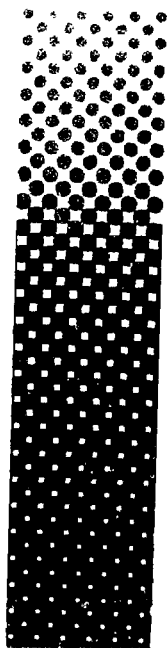


St. Louis, Mo.
St. Louis, Mo.

JINR-D--1-2-88-652.

(Vol. 1).



IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д1.2-88-652

Труды
IX Международного семинара
по проблемам физики высоких энергий

(14-19 июня 1988 г., Дубна)

ТОМ I

Proceedings
of the IX International Seminar
on High Energy Physics Problems

(June 14-19, 1988, Dubna)

VOLUME 1
~~XXXXXXXXXX~~

Дубна 1988

Оргкомитет

Председатель Оргкомитета

Ученый секретарь

Члены Оргкомитета:

А.М.Балдин

В.В.Буров

Н.П.Зотов

А.Д.Коваленко

Б.А.Кулаков

В.К.Лукьянов

Ю.А.Панебратцев

А.В.Радюшкин

М.И.Соловьев

В.С.Ставинский

А.П.Чеплаков

IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий "Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика" проходил в Дубне с 14 по 19 июня 1988 года.

Главные темы семинара:

- квантовая хромодинамика больших расстояний /общие теории, модели/;
- асимптотическое поведение адронных и ядерных реакций, кумулятивные процессы;
- мультикварковые состояния;
- структурные функции адронов и ядер;
- релятивистские ядерные столкновения.

В работе семинара приняло участие более 200 ученых, представлявших 70 научных центров из 17 стран /НРБ, ВНР, ГДР, Индия, Италия, Испания, Канада, МНР, ПНР, СРР, СССР, США, Франция, ФРГ, Швеция, Швейцария, Япония/. Было заслушано свыше 100 докладов. В сборник трудов семинара /который выходит в двух томах/ вошли доклады, подготовленные авторами для прямого репродуцирования и полученные Оргкомитетом до 1 сентября 1988 г.

Надеемся, что предлагаемый сборник с достаточной полнотой отразит научную проблематику семинара.

Оргкомитет

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.	7
K.Igi, P.Kroll	
Possible Test of Asymptotic Behaviours from Sum Rules.	9
St.Glazek	
Hamiltonian Eigenstates of Hadrons in Light Front QCD	
Including Vacuum Condensates.	17
A.A.Bogoljubskaja, Yu.L.Kalinovsky, W.Kallies, V.N.Pervushin	
A New Approach to QCD (Gluon Sector).	24
T.Otofuji	
Interaction between the Skyrmions LS Potential	
of Nuclear Force and Potential between the Octet.	32
M.Namiki	
Transport Theory Based on Operator-Field Langevin	
Equation Toward the Quark-Gluon Plasma.	41
V.A.Nikolaev	
Skyrme Model and Nucleon Structure.	51
K.Fijii, A.P.Kobushkin	
Quantum Effects in the Skyrme Model	56
F.Myhrer	
The Chiral Bag and Hadronic Reactions.	65
Н.Н.Ачасов	
Экзотические мезоны-88.	75
В.Н.Байер, А.Г.Грозин	
Жесткие адронные процессы с участием барионов	
и тяжелых мезонов.	78
S.K.Abdullin, A.V.Blinov, I.V.Chuvilo, V.V.Drobot, V.E.Grechko,	
L.A.Kondratyuk, Yu.V.Korolev, Ya.M.Selektor, V.V.Soloviev,	
V.N.Shulyachenko, V.F.Turov, I.A.Vanyushin, S.N.Zombkovsky	
Searches for Quark Effects in Few Nucleon Reactions.	87
M.M.Musakhanov, I.V.Musatov	
QCD Instanton Vacuum and Diquark Properties.	96
M.Beyer	
Nucleon-Nucleon Potential from Models of QCD	101

H.J.Weber	
The Nucleon in a Relativistic Constituent Quark Model.	110
R.J.Slobodrian	
Three- and N-Particle Systems: Dynamical Correlation.	117
А.А.Квицинский, Ю.А.Куперин, С.П.Меркурьев, Е.А.Яревский	
Электромагнитный распад Δ -изобары в гибридной нерелятивистской кварковой модели.	127
А.С.Омелаенко, П.В.Сорокин	
Радиационные распады и структура нуклона.	137
I.M.Narodetskii	
Consequences of Quark Structure of Hadrons and Few Nucleon Systems.	146
Ю.Л.Лородных, В.Г.Неудачин, И.Т.Обуховский, Н.П.Юдин	
Нуклон-нуклонное рассеяние в диапазоне 0-3 ГэВ как демонстрация глубоких потенциалов притяжения с запрещенными состояниями.	156
Г.В.Ефимов, М.А.Иванов, В.Е.Любовицкий, А.И.Мачавариани, А.Д.Челидзе	
Микроскопическое описание фаз NN-рассеяния с учетом кварковой структуры адронов.	168
С.Д.Кургалин, Ю.М.Чувильский	
Распределение б \bar{q} -флюктуонов в ядрах и кварковое усиление жестких процессов с вылетом дейтрона.	179
А.Е.Инопин, Е.В.Инопин	
Связанные состояния нестранных барионов в нерелятивистской кварковой модели.	184
В.С.Ставинский	
Рождение частиц в ядерных столкновениях и диссоциация ядер на нуклоны.	190
Н.Гюрдзиеску, В.Греку, И.Зборовски, А.Г.Литвиненко, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця, В.С.Ставинский, М.Хорой	
Предельная фрагментация протонов с рождением p^\pm , K^\pm , p^\pm при возбуждении протонами и дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с. . . .	212
С.В.Бояринов, С.А.Герзон И.И.Евсеев, Ю.Т.Киселев, Г.А.Лексин, А.Н.Мартемьянов, К.Р.Михайлов, В.Л.Новиков, С.В.Семенов,	
Ю.В.Терехов, В.А.Шейкман	
Рождение кумулятивных пионов и каонов.	219

J. Guy Comparison of Backward Particle Production from ν -Neon and ν -D.	229
Р.М.Суляев Образование адронов с большими поперечными импульсами в адрон-ядерных соударениях.	237
Н.М.Беляев, О.П.Гавришук, Л.С.Золин, В.Ф.Переседов Энергетическая и A -зависимости сечений образования кумулятивных пионов в протон-ядерных взаимодействиях при энергии от 17 до 62 ГэВ.	258
Н.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук, Л.С.Золин, В.Ф.Переседов Исследование поляризации кумулятивных протонов в протон-ядерных взаимодействиях при энергии от 17 до 62 ГэВ.	267
A.B.Kaidalov, G.I.Lykasov, N.V.Slavin Transverse Momenta of Cumulative Hadrons and Multiquark Configurations in Nuclei.	271
Ц.Баатар Характеристики вторичных частиц, образованных в p -С-взаимодействиях при 40 ГэВ/с, как функции полной энергии и КХД полужесткого процесса.	279
A.M.Baldin, L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov Automodelity Properties of Multiple Particle Processes in Hadron-Hadron, Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Interactions within an Interval of 4-205 GeV/c.	286
К.Ш.Егинян Реакция $(e, e'p)$ на ^{12}C с кумулятивным протоном.	300
Х.У.Абрамян, В.В.Архипов, Р.Г.Аствацатуров, С.Е.Васильев, В.М.Изъюров, Е.Кнапик, Г.Л.Мелкумов, С.Г.Резников, С.Н.Пляшкенич, М.Н.Хачатурян, А.Г.Худавердян, А.С.Чвыров Инклюзивное образование ρ^0 -мезонов в p -С-взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с.	308
B.Tatischeff, N.Willis, M.P.Comets, /Le Bornec The Status of Narrow Multibaryonic Resonances Studies.	317
Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.И.Печенов, В.И.Мороз, А.П.Иерусалимов, А.П.Стедьмах, В.Г.Одинцов, К.Бешлиу, Д.Пантеа, Ф.Которобай, С.Г.Аракелян, И.М.Равинович, А.Абдвалиев Узкие дипротонные резонансы в реакции $pp \rightarrow ppp$	328

B.A.Shahbazian, A.O.Kechechyan, V.A.Sashin, A.S.Martynov, A.V.Gusev Multiquark Bound and Resonant States.	337
Л.С.Воробьев, В.Б.Гаврилов, Н.А.Горяинов, Ю.Г.Гришук, Н.В.Дегтяренко, Ю.В.Ефременко, Б.В.Загреев, С.В.Кулешов, С.Г.Кузнецов, Г.А.Лексин, А.В.Смирнитский, В.Б.Федоров, Б.Б.Шварцман, С.М.Шувалов Понски узких либарионных резонансов.	344
Yu.A.Budagov, Yu.F.Lomakin, V.B.Flyagin, Yu.N.Kharzheev, O.B.Abdinov, A.A.Bayramov, A.A.Mailov Observation of Narrow Diproton States in the ppy-Mode	352
И.И.Бажанский, В.К.Лукьянов, Б.Л.Резник, А.И.Титов О статистических флуктуациях в спектрах либарионных резонансов.	358
L.S.Azheirey, M.A.Ignatenko, V.V.Ivanov, Yu.A.Kozhevnikov, A.S.Kuznetsov, S.V.Razin, G.D.Stoletov, I.K.Vzorov, V.N.Zhmyrov, P.V.Zrelov, N.P.Yudin Fragmentation of Relativistic Deuterons and Deuteron Wave Function at Light Front.	366
H.Müller Deuteron Fragmentation at Relativistic Energies.	377
H.W.Barz, B.Kämpfer, B.Lukács, Gy.Wolf Interpenetrating Nuclei.	384
Н.С.Амелин, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев Динамика взаимодействия релятивистских ядер.	389
И.Н.Мишустин, В.Н.Русских, Л.М.Сатаров Тормозная способность и пионное излучение в релятивистских ядерных столкновениях.	401
М.И.Горештейн Смешанная фаза КХД материи в релятивистских ядерных соударениях.	416
С.П.Баранов, Л.В.Фильков Динамика фазовых переходов кварк-глюонной плазмы и адроны.	428
О.А.Могилевский Фазовый переход деконфайнмента и конечноразмерный скейлинг в $SU(2)$ калибровочной теории на решетке.	437
А.А.Шаненко, В.И.Юкалов Существование мультикварковых кластеров и кварковой плазмы.	445

ПРЕДИСЛОВИЕ

Первый дубненский семинар настоящей серии, организованный в 1969 году, был посвящен векторным мезонам и включал значительное число докладов, содержащих попытки создания теории калибровочных полей: вопросы квантования полей Янга-Миллса, их геометрической интерпретации, попытки феноменологических применений этих теорий для описания экспериментов. Это было первое крупное совещание, посвященное ныне главному направлению теоретической физики элементарных частиц. Среди его участников были Н.Н.Боголюбов, Дж.Бьёркен, Б.Зумино, М.А.Марков, С.Тинг, Л.Д.Фаддеев и другие ученые, сделавшие основополагающий вклад в эту область. Последующие семинары этой серии были посвящены физике сильных взаимодействий, множественным процессам, физике релятивистских ядер, т.е. вопросам, как тогда казалось, довольно далеким от проблематики первого семинара.

Начиная со второй половины семидесятых годов, теория калибровочных полей стала оказывать подавляющее влияние на физику фундаментальных взаимодействий, и это, естественно, сказалось на проблематике семинаров. Квантовая хромодинамика как теория сильных взаимодействий, основанная на первых принципах, и возможность ее экспериментальной проверки стали главными пунктами программ последних семинаров. Традиционно обсуждавшиеся на семинарах проблемы релятивистской ядерной физики, множественные процессы, идущие при столкновении ядро-ядро и частица-ядро, приобрели новое значение. Открытые в начале семидесятых годов кумулятивное образование мезонов, закономерности предельной фрагментации ядер и закономерности ядерных реакций с большими передачами импульса составили главное направление исследований на дубненском синхрофазотроне и нашли интересную интерпретацию на языке квантовой хромодинамики. Получило значительное развитие понятие кварк-партоновых структурных функций ядер.

На VI семинаре обсуждалась нормированная на A /атомный вес/ зависимость от A структурных функций, получившая позднее название EMC-эффекта. На том же семинаре впервые были доложены результаты экспериментов по глубоконеупругому рассеянию мюонов на ядрах в кумулятивной области, давшие убедительные основания заключениям о свойствах кварк-партоновых структурных функций, сделанных на основе изучения предельной фрагментации ядер. На VII семинаре свойства кварк-партоновых структурных функций ядер оказались в центре внимания, и этой проблеме было посвящено несколько заседаний. Заметное место занимает в программе последних семинаров феноменологическое описание хромодинамики больших расстояний /мешки, струны,

мультикварковые системы, скрытый цвет, кварк-глюонная плазма и т.д./.

Бурное развитие в последние годы получила проблема учета цветовых степеней свободы в ядрах, и ей уже начинают посвящать специальные совещания. Изучение влияния цветовых степеней свободы на свойства ядер и ядерных реакций, несомненно, составляет главную перспективу фундаментальных исследований в ядерной физике. Особый интерес вызывают мультикварковые взаимодействия и системы с нестандартным числом валентных кварков, особенно либарны, мультикварковые конфигурации в ядрах, системы со скрытым цветом и т.п. Все эти проблемы нашли отражение в предлагаемой программе.

За истекшие после VIII семинара два года физика релятивистских ядер получила существенное развитие: начали действовать пучки ядер с энергией 200 А ГэВ и новые крупные детекторы. В исследование процессов множественного рождения частиц в релятивистских ядерных столкновениях и проблем хромоплазмы включились десятки больших коллабораций. В этой связи соответствующие разделы программы IX семинара значительно расширены. Число работ, посвященных изучению асимптотических автомодельных свойств сильно возбужденной материи, растет столь быстро, что осветить эту тему с достаточной полнотой в рамках настоящего семинара оказалось невозможным. Тем не менее, Оргкомитет надеется, что наиболее существенные результаты и подходы программа IX семинара охватывает, и участников ожидают интереснейшие дискуссии по наиболее актуальным проблемам физики сильных взаимодействий.

Председатель Оргкомитета
А.М.Балин

POSSIBLE TEST OF ASYMPTOTIC BEHAVIOURS
FROM SUM RULES

Keiji Igi

Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo, Japan

Peter Kroll

Department of Physics, University of Wuppertal, FRG

(Presented by Keiji Igi)

1. Introduction

What I would like to talk about today is based on the work [1] in collaboration with Professor Peter Kroll. This collaboration started at CERN last fall.

In 1987, the UA4 collaboration has measured the ratio ρ_{pp}^- of real to imaginary part of the $p\bar{p}$ forward scattering amplitude at 546 GeV centre-of-mass energy [2]. Their result $\rho_{pp}^- = 0.24 \pm 0.04$ is surprisingly large. Normally one would expect ρ_{pp}^- to lie between 0.11 and 0.15 [3] from the dispersion approach depending on what one assumes for the asymptotic behaviour of σ_{tot} .

This result has already produced a lot of speculations.

(i) The first speculation has been done by Bernard, Gauron and Nicolescu [4] who have pointed out that this might be due to the so-called "odderon" [5]. The price you have to pay for accepting this explanation is that σ_{pp}^- and σ_{pp}^+ cross at some energy leading to $\sigma_{pp}^- > \sigma_{pp}^+$ at very high energies. This consequence is unavoidable as has been derived by Fischer [6] for a large class of odderon-type amplitudes.

(ii) The second speculation is due to Leader [7] and Martin [3] who have pointed out that an unexpected large rise of the crossing-even part of the total cross-section above the energy of the CERN collider may cure the above disease. You could check this speculation at the Fermilab Tevatron.

(11) The third speculation is due to Bourrely, Soffer and Wuf[8]. They claim that the usual method of analyzing the Coulomb interference data bases on a very simple parametrization of the nuclear amplitude, i.e. the t dependences for the real and imaginary parts of the amplitudes are assumed to be the same. This may lead to incorrect results for ρ_{pp} . There has been many hot controversies.

So I would like to talk about how to test the crossing-odd part of high-energy total cross sections of several models (including the odderon) using sum rules from a new stand point.

A long time ago, the so-called P' sum rule had been proposed to test the J -plane singularities with vacuum quantum number, and $P'(f)$ Regge trajectory had been discovered [9]. Let us follow this idea to the crossing-odd amplitude but in a somewhat modern way.

2. Sum Rules for Crossing-Odd Amplitude

Firstly, let us define the crossing-odd (spin averaged) forward amplitude for pp and $p\bar{p}$ scattering:

$$F^{(-)}(\omega) = \frac{1}{2} (F_{p\bar{p}}^{(-)}(\omega) - F_{pp}^{(-)}(\omega)), \quad (2.1)$$

where ω is the laboratory energy.

Suppose we start from an unsubtracted dispersion relation such as

$$\text{Re}F^{(-)}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-N}^N d\omega' \frac{\text{Im}F^{(-)}(\omega')}{\omega' - \omega} + \text{Re} \left[\frac{1}{\pi i} \int_{C_1} d\omega' \frac{F^{(-)}(\omega')}{\omega' - \omega} \right], \quad (2.2)$$

where C_1 is a contour along the large circle in the upper-half complex ω plane. Defining

$$f(\omega) = \frac{1}{\pi i} \int_{C_1} d\omega' \frac{F^{(-)}(\omega')}{\omega' - \omega} \quad (2.3)$$

and putting ω to be a nucleon mass m , we obtain

$$\text{Re}F^{(-)}(m) = \frac{1}{\pi} \int_{-N}^N d\omega' \frac{\text{Im}F^{(-)}(\omega')}{\omega' - m} + \text{Re}(f(m)). \quad (2.4)$$

As was already pointed out by Lam and Truong [10], one can always write an unsubtracted dispersion relation provided that the high-energy behaviour of the amplitude is known so that the contribution of the large semicircle C_1 can be taken into account. It is straightforward to show that the integration over the semicircle C_1 is equivalent to the integration from $-\infty$ to $-N$ and N to ∞ along the

real axis if the dispersion integral converges. It is very important to emphasize that an unsubtracted dispersion relation holds even if the dispersion integral at high energies diverges as mentioned above.

Using the crossing symmetry

$$F^{(-)*}(-u) = -F^{(-)}(u), \quad (2.5)$$

we can rewrite eq.(2.4) as

$$\begin{aligned} \text{Re} F^{(-)}(m) = & -\frac{1}{8\pi} \frac{1}{1-u^2/4m^2} (g^2/4\pi) + \frac{1}{\pi} P \int_{u(2u)}^{\infty} \frac{dw}{w^2-m^2} \text{Im} F_{pp}^{(-)}(w) \\ & + \frac{2m}{\pi} P \int_0^N \frac{dw}{w^2-m^2} \text{Im} F^{(-)}(w) \\ & + \text{Re} f(m). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Here $m(u)$ is the nucleon (pion) mass, $u(2u) = -m+2u^2/m$ is the tip of the unphysical part of the $p\bar{p}$ cut and N is the highest energy at which $\text{Im} F^{(-)}$ is available from experiment. Assuming $F^{(-)}(u)$ to approach ω the maximal odderon term [4]

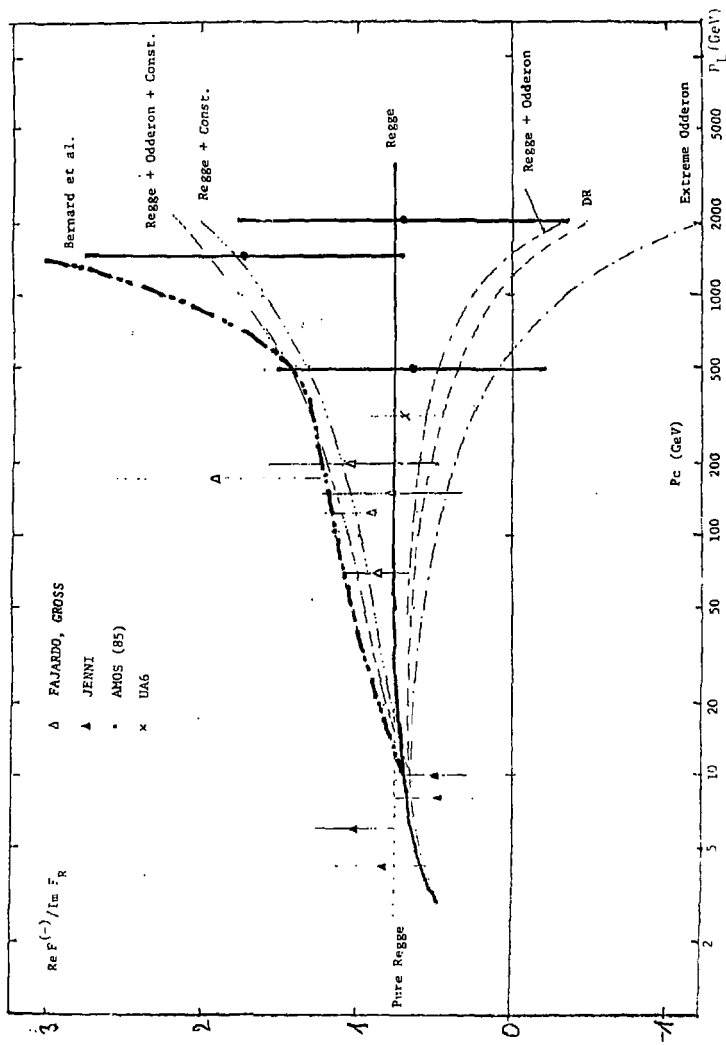
$$F_{\text{odd}}(u) = c u \ln^2 \left(-i \frac{u}{u_0} \right), \quad (2.7)$$

for large u , we evaluate eq.(2.3) at $u=m$ as

$$\begin{aligned} I_{\text{odd}}(m) &= \frac{cm}{\pi i} \int_{C_1} d\omega \frac{\ln^2(-i \frac{\omega}{u_0})}{\omega-m} \\ &= cm \left[\ln^2 \left(\frac{N}{u_0} \right) - \frac{\pi^2}{12} \right] \\ &= \text{Re} I_{\text{odd}}(m). \end{aligned} \quad (2.8)$$

The left-hand side (LHS) of eq.(2.6) can be evaluated from the pp scattering length as well as $p\bar{p}$ scattering length obtained from measurements of the shift and width of the $1s$ level of antiprotonic hydrogen [11]. The first three terms of right-hand side (RHS) of (2.6) are readily calculated by the pion pole, the unphysical part and the total cross-section data for pp and $p\bar{p}$ scattering measured up to N . The last term $\text{Re} f(m)$ is obtained by eq.(2.8) for the odderon.

This corresponds to our previous sum rule, and the experimental test has shown that the last term of the RHS is too tiny to detect any odderon term [12]. We can



then ask ourselves if there is any method to detect high-energy behaviours such as odderon. We would like to propose to use the sum rule, eq.(2.2) at other energies than $w=m$. Let us take, for example, w values in the ISR energy region since these are the highest energies at which $\text{Re}F^{(-)}(w)$ is available from experiments. For the purpose of a numerical evaluation, a more suitable form of eq.(2.2) is:

$$\begin{aligned} \text{Re}F^{(-)}(w) = & -\frac{w^2}{8\pi^2} (g_\pi^2/4\pi) \frac{w}{w^2-w_\pi^2} + \frac{w}{\pi} \int_{w(2\mu)}^m dw' \frac{\text{Im}F^{(-)}(w')}{w'^2-w^2} \\ & + 2 \frac{w}{\pi} P \int_m^\infty dw' \frac{\text{Im}F^{(-)}(w')}{w'^2-w^2} + \text{Re}I(w) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Here $I(w)$ is the integration over the semicircle as given by eq.(2.3) and $w_\pi = m + \frac{\mu^2}{2m}$

3. Results of the Sum Rule Calculation

It is the first time that this unsubtracted dispersion relation (2.9) is utilized for detecting high-energy behaviours including odderons. We believe that the use of (2.9) at the ISR energy region is very powerful since the LHS is sensitive to the high-energy behaviours.

The LHS is known from experiments for certain values of w at the ISR energy regions (see the Figure). The first three terms on the RHS can also be computed as in our previous work [12]. The last integral on the RHS has to be either saturated by the odderon and/or by standard Regge exchange.

Evaluation of the last integral $I(w)$ on the RHS

Let us evaluate $I(w)$ when $F^{(-)}$ approaches to the maximal odderon term given by eq.(2.7). Using the expansion $\frac{1}{w'-w} = \frac{1}{w'} + \frac{w}{w'^2} + \frac{w^2}{w'^3} + \dots$ for $w \ll w'$, we obtain from (2.3) and (2.7),

$$I^{\text{odd}}(w) = I^0(w) = \frac{c}{\pi i} \sum_{m=0}^{\infty} w^m I_m^0(w)$$

$$\text{with } I_m^0(w) = \int_{C_1} dw' w'^{-m} \ln^2(-1w'/w_0) \quad (3.1)$$

$$\text{Hence } \text{Re}I^0(w) = \frac{c}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} w^m \text{Im} I_m^0(w) \quad (3.2)$$

Since $I_m^0(w)$ is real for $m=0,2,4,\dots$, we have contributions to (3.2) only from $m=1,3,5,\dots$ as

$$\begin{aligned} \text{Re} I_m^0(\omega) &= c\omega \left[\ln^2 N/\omega_0 - \pi^2/12 \right] \\ &+ 2cN \sum_{m=3,5,\dots} \left(\frac{\omega}{N} \right)^m \frac{1}{1-m} \left[\ln N/\omega_0 - \frac{1}{1-m} \right] . \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\text{When } F^{(-)} \rightarrow F^R(\omega) = \gamma \omega^{\alpha_R} \left(1 + \tan \frac{\pi}{2} \alpha_R \right) \quad (3.4)$$

for large ω , we have

$$\begin{aligned} I_m^R(\omega) &= \frac{\gamma}{\pi i \sin \pi \alpha_R} \sum_{m=0}^{\infty} \omega^m I_m^R(\omega) \\ \text{with } I_m^R(\omega) &= \int_C d\omega' \omega'^{-m-1} \left[\omega'^{\alpha_R} - (-\omega')^{\alpha_R} \right] . \end{aligned} \quad (3.5)$$

Similarly as before, we can obtain

$$\text{Re} I_m^R(\omega) = -\frac{2\gamma}{\pi} N^{\alpha_R} \sum_{m=1,3,\dots} \left(\frac{\omega}{N} \right)^m \frac{1}{\alpha_R - m} . \quad (3.6)$$

Now, we are going to evaluate the various terms appearing in eq.(2.9). Here we have the following remarks.

(i) Data points for $\rho^{(-)}$ = $\text{Re} F_{\text{exp}}^{(-)}$ / $\text{Im} F_{\text{exp}}^{(-)}$ were obtained via [13]

$$\rho^{(-)} = (\rho_{pp}^- - \rho_{pp}) \frac{0_{pp}^-}{0_{pp}^- - 0_{pp}} + \rho_{pp} . \quad (3.7)$$

(ii) π pole term is computed using $g_\pi^2/4\pi = 14.28 \pm 0.20$ [14].

(iii) Unphysical cut (UPC) is calculated with the same input as ref.[2].

Contrary to the case of the sum rule ($\omega=m$) this contribution is unimportant at high energies.

(iv) Physical part of dispersion integral, the 3rd term on the RHS of eq.(2.9). For technical reasons (principal value) it is necessary to take for N a value a bit larger than the highest energy for which the integral is to be evaluated. We take $N=2500$ GeV is order to be able to evaluate the dispersion relation at 2064 GeV.

Numerical results

We can now compare the theoretical evaluation of $\text{Re} F^{(-)}(\omega)$ at high energies with the experimental values. For graphical purposes, we show $\text{Re} F^{(-)}(\omega)/\text{Im} F_{\text{Regge}}^{(-)}(\omega)$ for data points as well as theoretical curves.

We computed the contribution from the semicircle for the following examples of asymptotic behaviours:

a) Regge: $\text{Im}F^{(-)}(w)/w = 5.39w^{-0.58} \text{ GeV}^{-1}$.

(This gives good fit of $\Delta\sigma^{(-)}$ data down to 5 GeV. For Regge asymptotics, this corresponds to a standard dispersion analysis.)

b) Regge+const: $\text{Im}F^{(-)}(w)$ is the same as before.

c) extreme odderon: $\text{Im}F^{(-)}(w)/w = -0.0508\pi\ln w/3000$.

(This links smoothly to data in the ISR region.)

d) Regge+odderon: $\text{Im}F^{(-)}(w)/w = 3.07w^{-0.58} - 0.025\pi\ln w/1800$.

(This fits data in the ISR region.)

e) Regge+odderon+const: $\text{Im}F^{(-)}(w)$ is the same as before.

These examples are not to be understood as best fits to the $\text{Re}F^{(-)}$ data. They are chosen such to link as smoothly as possible to the $\Delta\sigma^{(-)}$ data and compromise between the ρ_{pp}^0 data point at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ and the $\text{Re}F^{(-)}$ data points. Results are shown in the table and figure. For comparison, we shall also plot the value of $\text{Re}F^{(-)}(w)/\text{Im}F_{\text{Regge}}^{(-)}$ in the ISR energy region as a consequence of the parametrization of Ref.[4] (see the Figure).

Table. $\chi^2/\text{data point}$ for the various examples of asymptotic behaviours and ρ_{pp}^0 .

$\Delta\sigma = \rho_{pp}^0 - \rho_{pp}^-$ at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ (the crossing symmetric amplitude is taken from ref.[4]). The results of ref.[4] are shown for comparison.

	$\chi^2/\text{data point}$	$\rho_{pp}^0(540\text{GeV})$	$\Delta\sigma(540\text{GeV})$ (mb)
Dispersion relation*	1.32	—	—
Regge	0.76	0.153	0.05
Regge+const.	1.53	0.159	0.05
extreme odderon	2.2	0.215	-6.16
Regge+odderon	1.34	0.192	-3.4
Regge+odderon+const.	1.81	0.203	-3.4
Bernard et al. (ref.[4])	11.7**	0.205	-3.1

* known parts of unsubtracted dispersion relations integrated up to $N=2500 \text{ GeV}$.

** without data point at 2064 GeV : $\chi^2 = 2.2$.

Discussions

As is easily seen from Fig.1, we have checked the validity of the unsubtracted dispersion relation which indeed is beautifully consistent with Regge asymptotics. This case does not give, however, such a large value for $\rho_{pp}^- = 0.24 \pm 0.04$ as measured by UA4 [2] at 540 GeV. Other asymptotic behaviours such as the odderon or a real constant or combinations are not ruled out completely but the strength of these terms has to be small. If you want to explain the ρ_{pp}^- at 540 GeV with such terms, you could do it at the expense of a bad fit of the $\text{Re}F^{(-)}(w)$ data in the ISR energy regions.

ACKNOWLEDGEMENTS

One of the authors (K.I.) would like to thank Dr. Shigeo Yazaki for useful discussions.

REFERENCE

- [1] K.Igi and P.Kroll, in preparation.
- [2] D.Bernard et al., Phys. Lett. 198B (1987) 583.
- [3] A.Martin, CERN Preprint TH.4852 (1987)
- [4] D.Bernard, P.Gauron and B.Nicolescu, Phys. Lett. 199B (1987) 125.
- [5] K.Kang and B.Nicolescu, Phys. Rev. D11 (1975) 2461.
- [6] J.Fischer, Z. Phys. C36 (1987) 273.
- [7] E.Leader, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1525.
- [8] C.Bourrely, J.Soffer and T.T.Wu, Phys. Lett. B196 (1987) 237.
- [9] K.Igi, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 76; Phys. Rev. 136 (1963) 820.
- [10] W.S.Lam and T.N.Truong, Phys. Lett. 31B (1973) 367.
- [11] S.Ahmad et al., Phys. Lett. 157B (1985) 333.
T.P.Gorringe et al., Phys. Lett. 162B (1986) 71.
- [12] K.Igi and P.Kroll, CERN Preprint CERN-TH.4891 (1987) with Erratum.
- [13] N.Amos et al., Nucl. Phys. B262 (1985) 689.
L.A.Fajardo et al., Phys. Rev. D24 (1981) 46.
D.Gross et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 217.
P.Jenni et al., Nucl. Phys. B129 (1977) 232.
- [14] O.Dumbrajs et al., Nucl. Phys. B216 (1983) 277.

HAMILTONIAN EIGENSTATES OF HADRONS IN LIGHT FRONT QCD
INCLUDING VACUUM CONDENSATES

St. Glazek

Warsaw University, Poland and Regensburg University, BRD

Introduction.

Hadrons can be viewed as composites built of quarks and gluons, whose interactions are governed by QCD. At high energies and short distances one can use QCD perturbation theory and one obtains a parton-like picture of hadronic structure. To give the parton distributions a precise meaning as distributions of constituents particles one can use a light front Fock state decomposition of hadronic states^{/1/}. The Fock state wave functions provide the link between hadronic phenomena and the colour dynamics. These wfs must satisfy the eigenvalue equation of the QCD Hamiltonian expressed in terms of quark and gluon quantum fields. One is naturally led to the light front QCD Hamiltonian-eigenvalue problem. However, at low energies and large distances, the eigenvalue equation becomes appallingly complicated. It remains a puzzle how the experimental picture of hadrons may emerge as a solution. Attempts to find the solution^{/2,3/} do not yet include some essential nonperturbative features, e.g. chiral symmetry breaking or gluon condensation. The standard light front quantization excludes non-zero expectation values of normal ordered operators in the physical vacuum. On the other hand exactly these nonperturbative vacuum properties appear to govern the structure of the hadronic spectrum. In particular the QCD sum rules^{/4/} successfully correlate many properties of hadrons with the quark and gluon condensates. The question arises, where is the vacuum structure hidden in the light front eigenvalue problem? How do the vacuum condensates influence the eigenvalues and wave functions? This is the subject of my talk. I can not give the complete answer or prove the existence of the condensates, nevertheless, if the condensates exist, they may lead to a simple effective picture of hadrons built out of interacting quarks and gluons in the physical vacuum.

QCD Hamiltonian on the light front^{/5/}

One derives from the QCD Lagrangian the canonical light front Hamiltonian. The equations of motion are used to express the Hamiltonian by the independent parts of the quark and gluon fields in the gauge $A^+ = 0$. The

independent fields are then decomposed into plane waves, $\exp(i\frac{1}{2}k^+x^- - k^+x^+)$, at the initial "time" $x^+=0$. The Fourier coefficients $a(k^+, k^+)$ are annihilation or creation operators of bare partons. The partons have time-like four-momenta and therefore $k^+ > 0$. The theory needs to be regularized and this cuts out the region $k^+ < \delta$, where δ is a parameter which will eventually go to zero. The vacuum cannot contain bare quanta with $k^+ > \delta$, because then it would not be invariant under translations along the light front. Hence the annihilation operators of bare partons with $k^+ > \delta$ annihilate the vacuum and all normal-ordered products of bare fields have zero vacuum expectation values. If there are condensates in the theory, they must come from the region $k^+ < \delta$, (see also ^{11,12}).

Including condensates means writing the quark and gluon fields in the form $\Psi = \psi + \omega$ and $A = A + a$, where ψ and A are the usual light front fields, while ω and a are supposed to detect the vacuum structure and contain only the modes $k^+ < \delta$.

The Hamiltonian is then a functional of four fields $H(\psi, A, \omega, a)$, where ψ and A excite bare partons with longitudinal momenta out of the wee region. Fields ω and a represent the universal vacuum wee partons ^{11,12}.

Following QCD sum rules one can find out how to write down the fields ω and a in position space in the gauge $a^+=0$. For example, to include the gluon condensate it is sufficient to use $a^+ = \frac{1}{2}x_- [G^{++} + g_s^2 G^{++} + g_s^4 G^{++}]$, where G^{++} is the gluon field tensor at $x=0$. Other forms, including x^+ -independent ones, are possible thanks to the gauge choice freedom. Going to momentum space one obtains finally the light front QCD Hamiltonian including fields which detect the vacuum condensates.

Old-fashioned vacuum polarization ¹⁵

How does one know that ω and a may describe quark and gluon condensates? I calculated a short distance expansion of the vacuum polarization induced by the current $:\bar{\Psi}\gamma^+ \Psi:(x^+) = \exp(i\frac{1}{2}Hx^+) : \bar{\Psi}\gamma^+ \Psi:(x^+=0) \exp(-i\frac{1}{2}Hx^+)$ according to the old fashioned canonical rules. Terms independent of the background fields ω and a result in the perturbative expansion. There are also terms containing bilinear products $\langle \Omega | a^\mu a^\nu | \Omega \rangle$ or $\langle \Omega | \bar{\omega} \omega | \Omega \rangle$. The resulting coefficients of $\langle \Omega | \frac{1}{2} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} | \Omega \rangle$ and $m \langle \Omega | \bar{\omega} \omega | \Omega \rangle$ coincide with the corresponding coefficients in the sum rules for charmonium.

I conclude that operators ω and a detect the vacuum structure which is the corner stone of QCD sum rules.

The next step is to search for the eigenstates of $H(\psi, A, \omega, a)$. They should be hadrons with masses as predicted by the sum rules, if one takes the same values for the condensates. In this way one has a chance to find the dynamical structure behind the remarkable quark-hadron duality observed in the sum rules.

Quark pairs in the gluon condensate^{/7/}

The QCD Hamiltonian, $H(\psi, A, \omega, \alpha)$ is rather complicated, and it is reasonable to make simplification to understand the roles of different terms. I start with massive quarks, put $\omega=0$ and neglect the gluon radiation; $A=0$. Then the Hamiltonian in the $Q\bar{Q}$ sector simplifies to

$$H = \int d^3x \left\{ \bar{\psi} \epsilon \frac{1}{2} \nabla^2 \psi + 2g^2 \bar{\psi} T^a \psi \frac{1}{(4\pi)^2} \psi^\dagger T^a \psi \right\},$$

where the first term represents the quark kinetic energy term in the gluon background, with $\epsilon = (i\partial_t - g a_t^a) \alpha^a + \beta m$, and the second term is the Coulomb-like potential. The gluon background field operator α depends explicitly on x^+ , and this violates translation invariance. Fortunately, H is invariant under gauge transformations which change x^+ by an arbitrary value x_0^+ . Therefore one has to use the corresponding gauge invariant basis for $Q\bar{Q}$ pairs to obtain the translation invariant spectrum for eigenstates of H projected on the $Q\bar{Q}$ sector. This is achieved by connecting a bare quark to a bare antiquark by the exponential string-like factor, formed with the background operator α . One then divides ψ into $u + v$, where u annihilates bare quarks and v creates bare antiquarks. Thus $Q\bar{Q}$ pair basis states are of the form $|12\rangle = u_1^\dagger T(12) v_2^\dagger |\Omega\rangle$, where $T(12)$ denotes the string connecting points 1 and 2. The $Q\bar{Q}$ eigenstate, $|M\rangle$, is described by a wave function ψ_{12} through, $|M\rangle = \int d^2x \psi_{12} |12\rangle$. The projected eigenvalue problem becomes $\langle 12 | H | M \rangle = M^2 \langle 12 | M \rangle$. The CM motion decouples from the internal dynamics and the eigenvalue is the $Q\bar{Q}$ -state mass squared M^2 . In momentum space the internal ψ which solves this eigenvalue problem factorizes into $\psi_{12} = \varphi(x) E(x^+)$, where $x = k_1^+ / M$ and $x^+ = (1-x) k_1^+ - x k_2^+$. Gluon radiation has been neglected so I only consider zero internal angular momentum projection on z axis, $L_z=0$. For massive quarks, the equations for φ and E become

$$\begin{aligned} (x^2 + m^2 - \mu^4 \partial_x^2) E(x^+) &= \lambda^2 E(x^+) \\ \frac{\lambda^2 - \frac{3}{4}}{x(1-x)} \varphi(x) - \frac{3}{4} \int_0^1 dy \frac{1}{(x-y)^2} \varphi(y) &= M^2 \varphi(x), \end{aligned}$$

where $\mu^4 = (\frac{3}{8})^2 \frac{1}{g} \langle \Omega | \frac{3}{4} G^{\mu\nu a} G_{\mu\nu}^a | \Omega \rangle$. The harmonic relative transverse motion is thus confined to a separation of about 1 fm. The longitudinal equation coincides with the mesonic eigenvalue equation for 1+1 dimensional QCD in the large N_c limit^{/8/}. The mass spectrum is discrete thanks to the linear one dimensional Coulomb potential along the light front direction and the transverse harmonic force originating from the gluon condensate. The coupling constant $\frac{3}{4}g$ can now be fixed from the $3/4$ mass for a standard value $m = m_c = 1.36 \text{ GeV}$. Then, following^{/8/}, the $Q\bar{Q}$ mass spectrum is roughly $M^2 = \frac{\pi^2}{2} \left[m_1^2 + 4\mu^2 \left(\frac{2}{3} + n^+ + n^- \right) \right]$,

where n^+ and n^+ denote quantum numbers of the transverse and longitudinal motion. I observe that for $m_q \rightarrow 0$ a parameter $\pi\mu \sim 300 \text{ MeV}$ replaces the constituent quark mass of non-relativistic quark model. For $m_q = 0$ the ρ meson mass would be $m_\rho = \sqrt{\frac{3}{2}} \pi\mu \sim 250 \text{ MeV}$ which is only 10% too large.

This $Q\bar{Q}$ model cannot describe a pion, because the quark condensate is neglected. I may speculate that for some $Q\bar{Q}$ pair quantum numbers the quark condensate is able to compensate the effective mass following from the binding by the gluon condensate and that the pion mass is much smaller than m_ρ . Note that for $\lambda^2 = 0$ the bound state mass is $M^2 = 0$. The treatment of up and down quark masses as perturbations could find a support in this picture^{/9/}.

Quite unexpectedly there is a chance to obtain another feature of the spectrum. If $L_z = L \neq 0$ would effectively be put into formula for M^2 by a naive addition to n^+ as is the case in a harmonic oscillator, then one would obtain the relation, $M^2 = 2\pi^2 \mu^2 L \sim 1 \text{ GeV}^2 \cdot L$, i.e. a Regge trajectory corresponding to the well-known string tension $\sim 0.18 \text{ GeV}^2$.

Let me also mention that similar equations can be derived for the QQQ sector for baryon-like states and the gg sector for gluonium-like state.

$Q\bar{Q}$ pairs and gluon radiation

I now proceed to the inclusion of a $|q\bar{q}g\rangle$ sector in the eigenvalue problem for H , which in the space $|H\rangle \oplus |q\bar{q}g\rangle$ reduces to $[dx-d^2x^+ \mathcal{H}(x, x^+)]$, where

$$\mathcal{H} = \psi^\dagger \epsilon \frac{1}{i\partial_-} \psi + T_F d^i A^i d^i A^i + g^2 \frac{1}{2} Q^a \left(\frac{1}{i\partial_-} \right) Q^a - \frac{1}{2} T_F [A^i, A^j] [A^i, A^j] + g Q^a \frac{1}{i\partial_-} d^i A^i.$$

Now $\mathcal{H} = (id^+ - gA^+) \alpha^+ + \beta m$, includes the coupling to the standard bare transverse gluonic field, A^+ , $id^+ = i\partial^+ - gA^+$, Q^a is a colour charge density for bare quarks and gluons. The basis states for the $|q\bar{q}g\rangle$ sector are constructed through $|102\rangle = u_i^\dagger T(10) i\partial^+ A_0^a T(02) u_i |\Omega\rangle$.

An eigenstate $|M\rangle$ of H projected onto the $|q\bar{q}g\rangle \oplus |q\bar{q}g\rangle$ space is described by two wfs, $|M\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{102} |102\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{102} |102\rangle$. The eigenvalue problem gives $M^2 = (M^2 + M^2)/M^2$ and the mass, M^2 , can be found from two coupled equations, which are represented graphically as follows

$$\begin{aligned} & \left(\text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} \right) \text{diagram 4} + \left(\text{diagram 5} + \text{diagram 6} \right) \text{diagram 7} = M^2 \text{diagram 8} \\ & \left(\text{diagram 9} + \text{diagram 10} \right) \text{diagram 11} + \left(\text{diagram 12} + \text{diagram 13} + \text{diagram 14} + \text{diagram 15} + \text{diagram 16} + \text{diagram 17} + \text{diagram 18} \right) \text{diagram 19} \\ & \text{diagram 20} = M^2 \text{diagram 21} \end{aligned}$$

where \sim denotes a bare gluon, \sim is the Coulomb potential and the black spots with emanating dashed lines are the quark or gluon energies. A black dot for a parton p is equal to $\frac{1}{2}(\vec{p}^2 + m^2 + V_e + \text{condensate term}) + \text{radiative self-energy correction } \Sigma_p$. In this notation, the $Q\bar{Q}$ eigenvalue equation of the previous Section is

$$\left(\text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} \right) \text{diagram 4} = M^2 \text{diagram 5}$$

where the self-energy Σ_p is not included in the black spots.

New features appear in the $|402\rangle$ sector. The quark and antiquark are harmonically attracted to the gluon, with the same strength as the quark-antiquark attraction in the $|42\rangle$ sector. The condensate term in the black dot on a gluon line is

$$\mu^4 \left[\alpha (\vec{x}_1^* - \vec{x}_2^*)^2 + \beta \left(x_0^* - \frac{\vec{x}_1^* \cdot \vec{x}_2^*}{2} \right)^2 \right],$$

where \vec{x}_1^* , \vec{x}_0^* and \vec{x}_2^* are the quark, gluon and antiquark transverse positions, respectively, and for SU(3) one has, $\alpha = 1 - C_A/4C_F \approx 7/16$, and $\beta = C_A/C_F = 9/4$. The gluon obtains a mass-like term which grows with the relative distance between quark and antiquark relatively slowly, but rises very rapidly with the relative distance between the gluon and the $Q\bar{Q}$ centre. From comparison with the $Q\bar{Q}$ sector one could express this result as saying that the gluon constituent mass is about 500-600 MeV, in agreement with other estimates^{/10/}.

At short transverse distances the condensate terms disappear and this coupled set of equations leads to the one gluon exchange potential. At large transverse distances the transverse dynamics can be solved analytically. The remaining coupled integral equations in the longitudinal variables, $0 < x_1, x_2 < 1$ are not yet solved.

Nonrelativistic analogy^{/11/}

The relativistic light front dynamics including the gluon condensate looks in two transverse directions like a nonrelativistic one, generated by a Hamiltonian of the type: $\bar{\psi} \frac{1}{2m_0} (\vec{p}^2 - g\vec{a}^2) \psi$; and in the longitudinal dynamics effective constituent masses can be defined. This observation suggests that we could consider a nonrelativistic model, with the Hamiltonian

$$H = \int d^3x : \bar{\psi} \left[m_{const} + \frac{(\vec{p} - g\vec{a})^2}{2m_{const}} \right] \psi :$$

It can be diagonalized in the $|q\bar{q}\rangle$ and $|qqq\rangle$ sectors using basis states which contain string factors in analogy to the light front scheme. The CM motion can be separated and the gluon condensate leads to a harmonic quark confinement of the sort commonly used in non-relativistic models for light hadrons. With $m_{const} = 330 \text{ MeV}$ the $q^1 - \bar{q}$ splitting is perfectly reproduced for the standard value $\psi^2 = (360 \text{ MeV})^4$ of the gluon condensate. The oscillator constants in mesons and baryons

are uniquely related, $\omega_H = \pi q/3 = m_{\text{const}}$, $\omega_B = \sqrt{5/3} \omega_H$ which gives $\omega_B = 328 \text{ MeV}$ while the ground state baryon spectrum and radii in the old Karli-Isgur model are fitted by $\omega_B = 320 \text{ MeV}$. For exotic states $qq\bar{q}\bar{q}$ the corresponding equation is known but not yet solved.

For heavy quarkonia the harmonic force can be neglected in comparison to the effects of gluon radiation. One can introduce other terms of the Foldy-Wouthuysen expression for nonrelativistic quark Hamiltonian. They lead to spin-dependent potentials containing $\vec{L}\vec{S}$ coupling and $\frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2}{m_1 m_2}$ terms. Unfortunately, the negative expectation value $\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle$ of the colour electric field requires negative norm states and we have not reached a satisfactory interpretation of the formalism, although it is likely that the gluon electric field may result in a mass independent linear potential between heavy quarks.

Conclusion

On the basis of the results obtained so far I may conclude that the light front QCD Hamiltonian including the gluon condensate may be a good candidate to describe many properties of hadrons in agreement with their observed properties. Hadrons are defined as the eigenstates of the Hamiltonian. The solutions can be successively approximated by enlarging the number of bare quanta created in the physical vacuum with the gluon condensate. The light front dynamics lets us split the hadronic constituents and the vacuum background - a property not found in other dynamics. There is a reason why the procedure may converge - the bare partons created in the physical vacuum interact with the condensate and obtain effective masses. It is too early to say if the effective coupling constant stabilizes at sufficiently small values not to destroy the intuitive picture obtained in the lowest Fock sectors.

According to this picture one can think of hadrons as small sets of bare quanta in the physical vacuum. The quanta interact with the vacuum because they carry colour charges, and obtain effective properties corresponding to the observed quark model systematics of hadrons. Finding the light front wave functions offers a possibility of calculating many hadronic properties.

The most intriguing question is how asymptotic freedom manifests itself in the Fock space built on the vacuum with the gluon condensate? There is a problem of a consistent inclusion of both the gluon and quark condensates. This is related to the chiral symmetry breaking mechanism which is not known in QCD. The renormalization of the bound state equations is not generally defined and better understanding of the vacuum fields operators must follow.

Acknowledgement

I would like to thank Professor Ernst Werner for his warm hospitality at Regensburg University and very stimulating discussions. This work includes results obtained with the partial support of the Bundesministerium für Forschung und Technologie (Contract No. MEP 0234) and of the Polish Ministry of Science (Contract No. CPBP.01 03).

References

- /1/ G.P. Lepage and S.J. Brodsky, Phys.Rev. D22(1980)2157
G.P. Lepage, S.J. Brodsky, T.Huang and P.B. Mackenzie, in Proceedings of the Banff Summer Institute on Particles and Fields 1981, ed. A.Z. Capri and A.N. Kamal, Plenum Press, "Particles and Fields 2", p. 83. J.M. Namyslowski, Prog. Part. Nucl. Phys. 14(1984)1.
- /2/ W.A. Bardeen, R.B. Pearson and E. Rabinovici, Phys.Rev. D21(1981) 1037
- /3/ S.J. Brodsky and H.C. Pauli, Phys. Rev. D32(1985)1993, 2001
D. Klabucar and H.C. Pauli, Preprint MPI H-1988-V4
- /4/ M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Nucl.Phys.B147 (1979)385. L.J. Reinders, H. Rubinstein and S. Yazaki, Phys.Rep. C127(1985)1
- /5/ St. Glazek, Preprint FNAL-Pub-86/123-T, August 1986, unpublished
- /6/ J. Kogut and L. Susskind, Phys.Rep. C8(1973)75
- /7/ St. Glazek, in Proceedings of the "XXVI Internationale Universitäts wochen für Kernphysik", Schladming, Austria, February, 1987, ed. H. Mitter and L. Pittner in the "Springer Proceedings in Physics", Springer-Verlag (Berlin-Heidelberg-New York-London-Paris-Tokyo), p. 224.
- /8/ G. 't'Hooft, Nucl.Phys. B117(1976)397
M. Einhorn, Phys.Rev. D14(1976)3451
- /9/ S. Weinberg, Phys.Rev. D11(1975)3583
- /10/ M. Schaden, St. Glazek and E. Werner, Phys.Rev. D36(1987)1922
- /11/ St. Glazek and M. Schaden, Phys.Lett. 198B(1987)42
- /12/ A. Harindranath and J.P. Vary, submitted to Phys.Rev. D
A.E. Bartnik and St. Glazek, in preparation

A NEW APPROACH TO QCD (GLUON SECTOR)

A.A.Bogoljubskaja, Yu.L.Kalinovsky, W.Kallies, V.N.Pervushin

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

Nowadays, the difficulties to describe the low-energy hadron physics by QCD are associated with the large value of the strong coupling constant and the instability of the perturbative vacuum.

These difficulties are tried to be resolved within quantization methods developed for the construction of the S-matrix with elementary particles as asymptotical states (by using Dirac's method where all components are invoked as physical, for example).

We would like to emphasize that the hadron physics needs necessarily for their description bound states as asymptotical states and a corresponding S-matrix. Even in QED the principles used for the construction of an S-matrix of that sort differ from Dirac's. These principles are the "minimal" quantization based on the explicit solution of the Gauss equation, i.e. the equation for the time component of the gauge field ($A_0 = \eta \cdot A$; $\eta^2 = 1$), and the choice of the axis of quantization (η) parallel to the vector of differentiation with respect to the total coordinate of the bound state ^{/1/}.

"Minimal" quantization scheme means that we shall quantize only the dynamical degrees of freedom of the initial theory. This minimal set of the physical variables is given by projecting the gauge invariant quantities (\mathcal{L} , $T_{\mu\nu}^B$) into the set of the solutions of the Gauss equation, which reduces the configuration space. In this approach the Belinfante tensor $T_{\mu\nu}^B$ appears as a natural gauge-invariant tensor in the reduced configuration space.

In that "minimal" quantization (unlike the Dirac's one) the concepts of gauge invariance and relativistic covariance have to be changed, too ^{/1,2/}.

The requirement of gauge invariance is imposed not on the matrix elements but straightforward on the physical quantities. The usual Lorentz transformations of the initial fields correspond just to the Heisenberg-Pauli ones ^{/3/} of the physical variables under-

lying an additional gauge rotation. For more details see, please, refs. /4,5/.

We restrict ourselves in this contribution only to these very brief comments and some notes about physical consequences of the approach.

The application of the "minimal" quantization method to QCD (let us call this model, inspired by the quantum chromodynamics, $QCD_{(m)}$) leads to the topological degeneration of the color states and to the mechanism of confinement as the destructure interference of the phase factors connected with this degeneration /4/. Another consequence is the increasing potential between the sum of quark- and gluon-color currents /6/. Note that $QCD_{(m)}$ is de facto the relativistic generalization of the potential model of hadron interactions /7,8/, if one neglects the radiative corrections coming from the transversal fields.

To give arguments that one can really neglect these corrections is the main aim of our contribution.

Let us start with the following action

$$S^{int} = \frac{i}{2} \int d^4x d^4y \int_0(x) V(x-y) \int_0(y),$$

where $\int_0 = \int_0(\text{quarks}) + \int_0(\text{gluons})$

and

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + V_0 r^2.$$

Here α_s , V_0 are free parameters. From the spectroscopy of quarkonia /8/ one has

$$\alpha_s \approx 0.2; \quad V_0 \approx (234 \text{ MeV})^3.$$

The behaviour of the potentials /9/ is similar at an intermediate-distance, but differs at short and large distances (see Fig. 1). One can show that the details of the potential at short distances may be important for e^+e^- annihilation of the ψ and $\bar{\psi}$, but the results depend on the $\frac{1}{2}$ quark mass. So let us consider the gluon sector where one can hope to study the corrections due to the transversal fields.

As we want to study only the gluon sector, it is obviously enough to keep the gluon current contribution and a further possible approximation is to work only with the oscillator part of the potential.

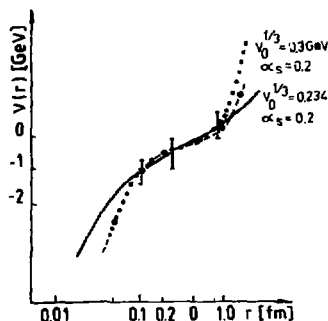


Fig. 1

The gluon Green function is given by

$$D_{ij}(q_0, \vec{q}) = \frac{\delta_{ij} - q_i \frac{1}{q^2} q_j}{q_0^2 - \omega^2(|\vec{q}|) - i\epsilon}.$$

Here $\omega(|\vec{q}|)$ is the single-particle energy defined as the solution to the following equation

$$H |1g^c_i(\vec{q})\rangle = \omega(|\vec{q}|) |1g^c_i(\vec{q})\rangle, \quad (1)$$

where

$$H = H_0 + H_g^{\text{int}}$$

$$H_0 = \frac{1}{2} \int d^3x \left[(E_i^T(x))^2 + (B_i^T(x))^2 \right]$$

$$H_g^{\text{int}} = \frac{1}{2} \int d^3x d^3y j_g^a(x) V(x-y) j_g^a(y)$$

$$V(\vec{x}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\vec{q}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}}, \quad V(\vec{q}) = (2\pi)^3 V_0 \delta(\vec{q}) \Delta_q$$

and

$$E_i^{Ta}(x) = \frac{d}{dt} A_i^{Ta}(x)$$

$$B_i^{Ta}(x) = \epsilon_{ijk} \partial_j A_k^{Ta}(x)$$

with

$$A_i^{\tau\ell}(x) = \int \frac{d^3x}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2\omega\omega'}} e_i^{\tau\alpha}(x) \left\{ a_\alpha^{\tau\ell}(\vec{x}) e^{-i[\vec{x}\vec{x}' - \omega(x)t]} + a_\alpha^{\ell\tau}(\vec{x}) e^{i[\vec{x}\vec{x}' - \omega(x)t]} \right\},$$

where

$$e_i^{\tau\alpha}(x) = 0, \quad e_i^{\tau\alpha}(x) e_n^{\tau\alpha}(x) = \delta_{in} - \frac{\kappa_i \kappa_n}{\kappa^2}; \quad \alpha = 1, 2.$$

" τ " stands for transversal components. After some easy steps equation (1) for $\omega(\kappa)$ becomes ([10])

$$\frac{\omega^2(\kappa) - \kappa^2}{\omega(\kappa)} = V_0 N_c \left\{ \left[\frac{d\omega(\kappa)}{d\kappa} / \omega(\kappa) \right]^2 - \frac{2}{\kappa^2} \right\}. \quad (2)$$

To obtain the solution of (2) two numerical methods are used: the "shooting" method [10] and the Runge-Kutta-Gill method [11]. Both give similar results (the solution is shown in Fig. 2).

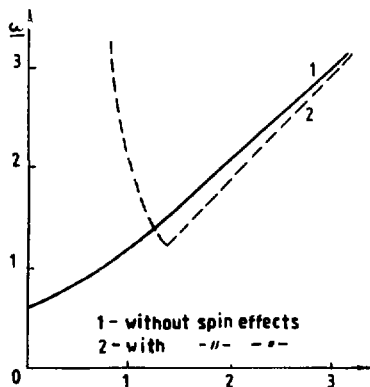


Fig. 2

In dimensionless variables ($\omega(\kappa) = (N_c V_0)^{1/2} \underline{\omega}(\kappa)$; $\kappa = (N_c V_0)^{1/2} \underline{\kappa}$) the asymptotic behaviour is the following

$$\underline{\omega}(\kappa) \xrightarrow{\kappa \rightarrow 0} \frac{2}{\kappa^2} \quad (3)$$

$$\underline{\omega}(\kappa) \xrightarrow{\kappa \rightarrow \infty} \kappa.$$

Are in our model two gluon glueballs? This question naturally arises when looking for the solution of (1). There are a lot of predictions seen from a non-exhaustive inspection of the literature of another approaches: The bag model /12/, QCD sum rules /13/, lattice QCD /14,15/ and quasipotential models /16/ give an average "gluon constituent mass" of an order of 0.7 GeV /17/, but there are large uncertainties, too.

Let us consider two gluon glueballs with the zeroth total spin.

Using the expression for the Hamiltonian (1) and the equation for the two gluon glueballs

$$H |\vec{R}, -\vec{R}\rangle = M |\vec{R}, -\vec{R}\rangle$$

$$|\vec{R}, -\vec{R}\rangle_{\vec{k}, \vec{k}}^{\vec{k}, \vec{k}} = a_{\vec{k}}^{\dagger}(\vec{R}) a_{-\vec{k}}^{\dagger}(-\vec{R}) |0\rangle. \quad (4)$$

For $S=0$ ($\sum_{i,l} |\vec{R}, -\vec{R}\rangle_{\vec{k}, \vec{k}}^{\vec{k}, \vec{k}} \equiv |2\rangle$) we can rewrite (4) in the form

$$M |2\rangle = 2 \omega(\kappa) |2\rangle - \left\{ \frac{N_c V_0}{2} \left[\left(\frac{d\omega(\kappa)}{d\kappa} / \omega(\kappa) \right)^2 - \frac{4}{\kappa^2} + 2 \Delta_\kappa \right] \right\} |2\rangle \quad (5)$$

The wave function can be written in a standard form

$$|2\rangle = \psi(\kappa) \Phi(\vartheta, \varphi).$$

For the function $y(\kappa) = \kappa \psi(\kappa)$ we obtain

$$\frac{\partial^2 y(\kappa)}{\partial \kappa^2} + [M - V_\ell(\kappa)] y(\kappa) = 0$$

with the effective potential $V_\ell(\kappa)$ (see Fig. 3)

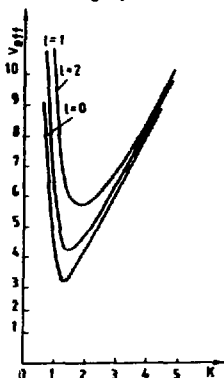


Fig. 3

$$V_\ell(\kappa) \equiv \frac{3}{2} \omega(\kappa) + \frac{\kappa^2}{2\omega(\kappa)} + \frac{\ell(\ell+1)+1}{\kappa^2}, \quad \ell=0,1,2,\dots$$

The eigenvalues were found numerically by the "shooting" method /10/, too. The normalized wave functions are shown in Fig. 4; the eigenvalues, in Fig. 5

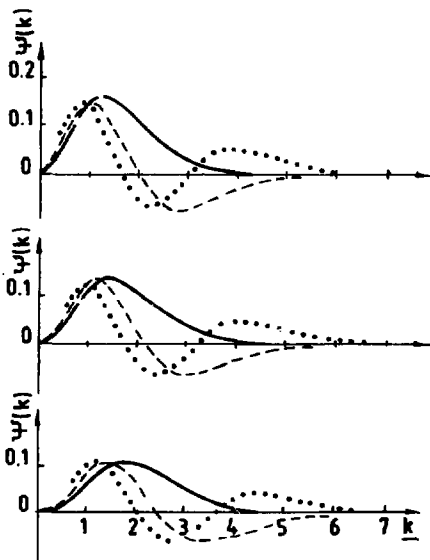


Fig. 4

One can see that the values for the glueball mass are in the region expected by the other approaches /12-16/.

The behaviour of $\omega(\kappa)$ in the gluon Green function eliminates all infrared divergences and modifies the asymptotical freedom formula at small transfer momenta. A rough estimation shows that the coupling "constant" $\alpha_s(q')$ is smaller than 0.2 in agreement with the calculation made with the "gluon constituent mass" of an order of 0.7 GeV /6/. A more precise calculation has taken into account the Coulomb part of the potential. Only after doing that and solving

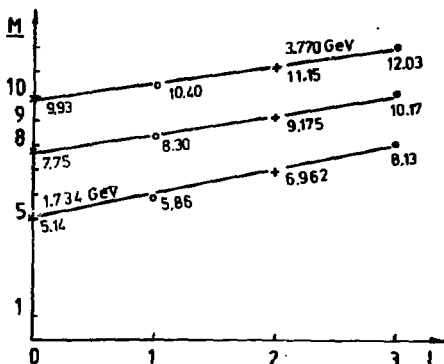


Fig. 5

the spectroscopy problems for hadrons in the framework of our model we can really answer the question: is our approach a model or a theory to describe the bound-state physics.

References

1. Nguyen Suan Han, Pervushin V.N. - *Mod.Phys.Lett.*, 1987, A2, p.367.
2. Ilieva M.P., Nguyen Suan Han, Pervushin V.N. - *Proceedings of the XII International Symposium Ahrenschoop on the Theory of Elementary Particles*, Oct. 13-17, 1986, p. 271.
3. Heisenberg W., Pauli W. - *Z.Phys.*, 1929, 56, p. 1; *ibid.* 1930, 59, p. 168.
4. Pervushin V.N. - *Riv.Nuovo Cim.*, 1985, 8(10), p. 1.
5. Nguyen Suan Han, Pervushin V.N. - *Fortschritte der Physik*, 1988 (to be published).
6. Pervushin V.N., Kallies W., Nguyen Suan Han, Sarikov N.A. - *Proceedings of the XXI International Symposium Ahrenschoop on the Theory of Elementary Particles*, Sellin, Oct. 12-16, 1987, p. 309.
7. Bykov A.A., Dremm I.M., Leonidov A.V. - *Uspekhi Fiz. Nauk*, 1984, 143, p. 3.
8. A Le Yaouanc et al. - *Phys.Rev.*, 1984, D29, p. 1233; *ibid.*, 1985, D31, p. 137.
9. Close F.E. - *prepr. RAL-87-072*, 1987.

10. Bachvalov N.S. - Numerical Methods, vol. 1, Nauka, 1975, p. 548.
11. Handbook of Mathematical Functions, Abramowitz and Stegun, National Bureau of Standards, 1964, p. 896.
12. Barnes T., Close F.E. and Monaghan S. - Nucl.Phys.. 1982, B198, p. 380;
Chanowitz M., Sharpe S. - Nucl.Phys., 1983, B222, p. 211.
13. Narison S. - VI Lear Workshop, Villars-sur-Ollon, Switzerland, 1987; Shifman M.A. - Z.Phys., 1981, p. 347.
14. Berg B., Billore B. - Phys.Rev.Lett., 1986, 57, p. 400.
15. Michael G. - Proceedings of International Symposium on Field Theory on the Lattice, Seillac, France, Sept. 1987.
16. Cornwall J.M., Soni A. - Phys.Lett., 1985, 120B, p. 431;
Krivorushenko M.I. - Sov. J.Nucl.Phys., 1984, 39, p. 473.
17. Donoghue J.F. - Phys.Rev., 1984, D29, p. 2559.

INTERACTION BETWEEN THE SKYRMIONS LS POTENTIAL OF NUCLEAR FORCE AND POTENTIAL BETWEEN THE OCTET

T. Otofujii

*Department of Physics, College of Education,
Akita University, Akita, 010, JAPAN*

§ 1 Introduction

Backed with persuasive theoretical arguments, the Skyrme model^{/1/} has given amazing phenomenological success in the general description of the baryon static properties^{/2/} and the nucleon-nucleon (NN) interaction.^{/3,4/} There are, however, some prominent phenomenological failures of the model: the size of the nucleon axial coupling constant and the absence of central attraction in the NN interaction. The latter is too crucial that the model is not yet considered seriously as a useful model in nuclear physics.

A recent hidden symmetry argument^{/5/} shows that the model explicitly contains the isovector-meson degrees of freedom. It is then a natural question how well the Skyrme model describes parts of the NN interaction which are generated by the vector mesons in the conventional meson exchange description.

On the other hand, hadron physics which includes a strangeness freedom attracts ones interest. In $SU(3)$ case, the Wess-Zumino-Witten (WZW) term influences a baryon properties and is crucial for the model^{/6,7/} since the term gives a fermion property to the classical soliton configuration of the chiral field.

The object of this report is two-fold:

1. To investigate the spin-orbit interaction of the nuclear force in the $SU(2)$ model.^{/8,9/} In nuclear force, it is well known that the spin-orbit potential is important. By the meson exchange picture, the LS potential is constructed by the light π , ρ , σ , and ω mesons. In the standard Skyrme model, adiabatic potential well reproduces the π - and ρ -meson exchange property. However, the attraction in the intermediate range which is related with the σ -meson exchange is missing. Is such potential feature conserved or changed?
2. To investigate the adiabatic potential between the octet in the $SU(3)$ model. The Skyrme model has an advantage that the systematic investigation of the baryon property and interaction is possible. In the baryon physics, interesting problems are open yet. For example, interaction between nucleon and hyperon is not clear, and that the H state exists or not is open.^{/10/}

To unfold the problems we use so-called product ansatz. The ansatz has been known to lead to an ambiguous interaction in the contact region, since the baryon state deforms in the region. However, the ansatz works well in the asymptotic region and gives the first insight of the results.

The organization of this report is as follows: In section 2, outlook of the formulation and some remarks are given. In sections 3 and 4, the results of the LS interaction of nuclear force and the interaction between the octet in the $SU(3)$ model are shown. In section 5, concluding remarks are given.

§ 2 Outlook of the Formulation

The standard Skyrme Lagrangian is written as a sum of the kinetic energy, the quartic term, chiral symmetry breaking term and Wess-Zumino-Witten term,^{/11/}

$$L = \int d^3r [\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_4 + \mathcal{L}_{SB}] + L_{WZW} \quad (1a)$$

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{f_\pi^2}{16} \text{Tr}[L_\mu L^\mu] \quad (1b)$$

$$\mathcal{L}_4 = \frac{1}{32e^2} \text{Tr}[(L_\mu, L_\nu)^2], \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\text{SB}} &= \frac{f_\pi^2 m_\pi^2}{16} \text{Tr}\{U + U^\dagger - 2\}, \quad \text{In } SU(2) \text{ case} \\ \mathcal{L}_{\chi\text{SB}} &= \frac{f_\pi^2(m_\pi^2 + m_\eta^2)}{32} \text{Tr}\{U + U^\dagger - 2\} \\ &\quad + \frac{\sqrt{3}f_\pi^2(m_\pi^2 - m_K^2)}{24} \text{Tr}\{\lambda_8(U + U^\dagger - 2)\}, \quad \text{in } SU(3) \text{ case} \end{aligned} \quad (1d)$$

$$L_{WZW} = N_c \Gamma = \frac{iN_c}{240\pi^2} \int d\Sigma^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr}\{L_\mu L_\nu L_\rho L_\sigma\}, \quad (1e)$$

where $L_\mu = U^\dagger \partial_\mu U$ denotes the left-handed current for a $SU(2)$ matrix U , f_π is the pion decay constant, and e is a parameter related to the vector-meson coupling constant. m_π , m_η and m_K denote the masses of pion, eta- and K mesons, respectively. For the two-baryon system the matrix is expressed using the product ansatz,

$$U(\vec{r}, A_1, A_2, \vec{R}) = U_2(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}, A_2) U_1(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}, A_1) \quad (2a)$$

and

$$U_1(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}, A_1) = A_1 U_0(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}) A_1^\dagger, \quad U_2(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}, A_2) = A_2 U_0(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}) A_2^\dagger, \quad (2b)$$

where $U_0(\vec{r}) = \exp(i\vec{r} \cdot \vec{r} F(r))$ is the commonly used $SU(2)$ matrix for a single Skyrmion with the symmetric (hedgehog) ansatz, and $F(r)$ obeys the usual boundary conditions for winding number one and compactification. In $SU(3)$ case, $SU(2)$ -valued chiral field U_0 is assumed to be embedded into $SU(3)$ space. A_1 and A_2 denotes the collective coordinates which describe the spin and isospin degrees of freedom.

By substituting Eq. (2) into Eq. (1), the lagrangian can be grouped into two parts: One involving each Skyrmion separately and the other involving both Skyrmions. The second group describes the baryon interaction. Furthermore, the interaction should be classified by kinematics for the spin and isospin degrees of freedom. This can be accomplished by using the adjoint representation $D_{ij}(A_1^\dagger A_2) = \text{Tr}\{\tau_i A_1^\dagger A_2 \tau_j A_1\}/2$ of the collective coordinates combined as $A_1^\dagger A_2$; first index corresponds to the spin for A_1 and the second one that for A_2 . In the $SU(3)$ case the domain of D_{ij} is effectively restricted to the $SU(2)$ as the $SU(2)$ valued soliton configuration is assumed to be embedded to $SU(3)$ space. By this fact, the structure of the interaction in the $SU(3)$ case is very similar to that in $SU(2)$, although the matrix element is slightly modified. Clearly, the interaction is given by the integral of the left/right current made by the chiral field and the D_{ij} . Since the order of the representation is up to second order, by using the tensor decomposition¹⁴⁾

$$\begin{aligned} D_{ij}(A) D_{kl}(A) &= \frac{1}{3} \delta_{ik} \delta_{jl} - \frac{1}{6} \delta_{ij} D_{kl}(A) - \frac{1}{6} \delta_{kl} D_{ij}(A) + \frac{1}{6} \delta_{il} D_{kj}(A) + \frac{1}{6} \delta_{kj} D_{il}(A) \\ &\quad + \text{Higher order tensor terms} \end{aligned} \quad (3)$$

interaction between the skyrmions including the $SU(3)$ baryon are obtained.

§ 3 LS Potential of NN Interaction

The LS potential emerges due to a coupling between the relative motion of the two Skyrmions and their spins. It is thus necessary to carry out simultaneous quantization for the relative motion and the rotational motion, rather than the conventional quantization only for the latter. The LS potential is made by the terms which are proportional to the relative velocity, $\vec{v} = d\vec{R}/dt$. The other ingredient is the spin operator $\vec{J}(A_i)$ ($i = 1, 2$) and defined by

$$A_i^\dagger \vec{A}_i = \frac{i}{2\lambda} \vec{r} \cdot \vec{J}(A_i), \quad (4)$$

where λ is the moment of inertia satisfying the relation $M_\Delta - M_N = 3/(2\lambda)$. The product of $\vec{J}(A_i)$ and $D_{ij}(A_i)$ completely determines the spin-isospin structure of various potential terms through the use of the formula

$$J_i D_{jk} = -\frac{1}{10} [4\delta_{ik} I_j - \delta_{ij} I_k - \delta_{jk} I_i] + \frac{1}{10} D_{il} [2\delta_{ik} J_j - 3\delta_{ij} J_k - 3\delta_{jk} J_i] \quad (5)$$

where \vec{I} is the isospin operator.

Before we proceed further, let us discuss how we treat a subtle ambiguity that always arises upon a collective quantization of a classical nonlinear Lagrangian. The ambiguity stems from the indefinite ordering of operators and is often not negligible. We first carry out tensor decompositions using Eq. (3), and then symmetrize for the two Skyrmions neglecting (chiral) symmetry breaking terms.

The symmetry breaking term gives no contribution to the LS potential since the term does not contain the time derivative term. The kinetic energy term in Eq. (1) gives a potential term expressed in terms of the zeroth components of the right- and left-hand currents of the first and second Skyrmions, respectively:

$$\text{They are explicitly } \frac{f_\pi^2}{8} \text{Tr}\{R_0^{(2)} L_0^{(1)}\}. \quad (6)$$

$$L_0^{(1)} = U_1^\dagger \left(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}, A_1 \right) \partial_0 U_1 \left(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}, A_1 \right) = A_1 (U_+^\dagger A_1^\dagger \vec{A}_1 U_+ - A_1^\dagger \vec{A}_1 + L_j^{(1)} \frac{v_j}{2}) A_1^\dagger \\ R_0^{(2)} = U_2^\dagger \left(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}, A_2 \right) \partial_0 U_2 \left(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}, A_2 \right) = A_2 (U_-^\dagger A_2^\dagger \vec{A}_2 U_- - A_2^\dagger \vec{A}_2 - R_j^{(2)} \frac{v_j}{2}) A_2^\dagger \quad (7)$$

where $U_\pm = U_0(\vec{r} \pm \vec{R}/2)$. Note that the generic form of the right-hand current is $R_\mu = U \partial_\mu U^\dagger$. Following the procedures, we find Eq. (6) yields

$$\frac{f_\pi^2}{6\lambda} \int d^3r [I_i(A_2) D_{ik}(A_1) (\vec{v} \times \vec{R})_k \\ \{ \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}_+ \sin(F(r_+))}{r_+^3} (D_{mm}(U_-) - 3) \} + (1 \leftrightarrow 2)] \quad (8)$$

Here, $I_i(A_2) D_{ik}(A_1)$ gives a matrix element between baryon states of the first Skyrmion (B'_1, B_1) as $T_1 \cdot T_2 S_1^\dagger / 2\lambda (B'_1, B_1)$. $\Lambda(B'_1, B_1)$ is the reduced matrix element in the spin-isospin $SU(2) \times SU(2) \approx SO(4)$ space with the values $-1/3$ for (N, N) , $1/2$ for (Δ, N) and (N, Δ) , and $-1/15$ for (Δ, Δ) .¹⁴⁾ S and T are the generalized spin and isospin matrices, respectively.

The total LS potential is expressed as

$$V_{LS} = \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) [(\vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2) V_{IV}(R) + V_{IS}(R)] \quad (9)$$

where V_{IV} and V_{IS} are the isovector and isoscalar parts, respectively. V_{IV} comes from both the kinetic term and the quartic term, while V_{IS} comes only from the quartic term. Actually the quartic term contributions are divided into two groups: $V_{IV}^{(1)}$ and $V_{IV}^{(2)}$, one which is linear in D_{ij} and the other which involves products of more than one D_{ij} , respectively. $V_{IV}^{(1)}$ contributes more significantly in outer regions ($R \gtrsim 1\text{fm}$) than $V_{IV}^{(2)}$, as will be seen in the figures. This behavior agrees with a schematic view of various parts of the two-Skyrmion interaction in the asymptotic region: each D_{ij} corresponds to an exchange of a pion, which is combined with vertices in various quantum states to yield the interaction. Because of this, we will show separately the contributions from the two groups of the quartic term.

The quartic term in the Lagrangian turns out to be

$$\begin{aligned} V_{IV}^{(1)} = & -\frac{1}{6e^2\lambda} (\vec{R} \times \vec{v})_k I_l(A_2) D_{kl}(A_1) \\ & \times \int d^3r \left[\frac{\vec{R} \cdot \hat{r}_+}{R^2} \left\{ 4 \frac{s_+^2 s_-^2}{r_+} (F_+'^2 + \frac{s_+^2}{r_+^2}) + 6 \frac{s_+^2 s_-^2}{r_+} (F_-'^2 + \frac{s_-^2}{r_-^2}) - \frac{s_+^2 s_-^4}{r_+ r_-^2} \right. \right. \\ & \left. \left. + 3(\hat{r}_+ \cdot \hat{r}_-) \frac{s_-^2 c_-}{r_-^2} (-F_+'^2 + \frac{s_+ c_+}{r_+}) \right\} \right. \\ & \left. + \frac{\vec{R} \cdot \hat{r}_-}{R^2} \left\{ (\hat{r}_+ \cdot \hat{r}_-) \frac{s_+^2 s_-^2}{r_+} (-2F_-'^2 + \frac{s_-^2}{r_-^2}) + 3 \frac{s_-^2 c_-}{r_-^2} (F_+'^2 + \frac{s_+ c_+}{r_+}) \right\} \right] \\ & + (1 \leftrightarrow 2) , \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} V_{IV}^{(2)} = & -\frac{1}{4e^2\lambda} (\vec{R} \times \vec{v})_k I_l(A_2) D_{kl}(A_1) \\ & \times \int d^3r \left[\frac{\vec{R} \cdot \hat{r}_+}{R^2} (\hat{r}_+ \cdot \hat{r}_-) \frac{s_-^2}{r_+} (F_+'^2 + \frac{s_+ c_+}{r_+} - \frac{s_-^2}{r_+^2}) \right. \\ & \left. + \frac{\vec{R} \cdot \hat{r}_-}{R^2} F_+'^2 s_-^2 \left\{ 2(\hat{r}_+ \cdot \hat{r}_-) F_-'^2 - \frac{s_+ c_+}{r_+ r_-} \right\} \right] \\ & + (1 \leftrightarrow 2) , \end{aligned} \quad (10b)$$

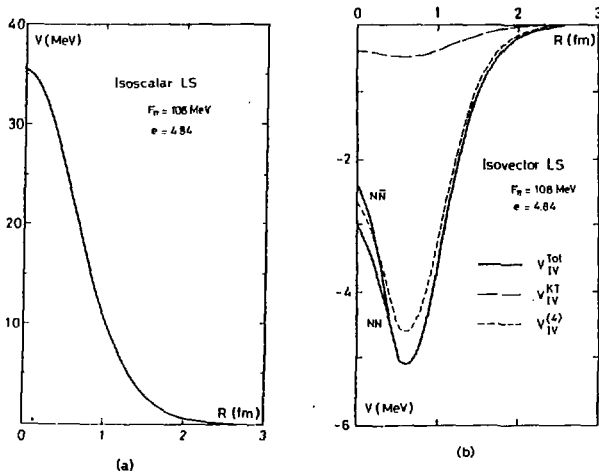
$$\begin{aligned} V_{IS} = & -\frac{1}{6e^2\lambda} (\vec{R} \times \vec{v})_k J_k(A_1) \\ & \times \int d^3r \left[\frac{\vec{R} \cdot \hat{r}_+}{R^2} (\hat{r}_+ \cdot \hat{r}_-) \frac{s_+^2}{r_-} \left(F_+'^2 - \frac{s_+^2}{r_+^2} \right) \right. \\ & \left. - 3 \frac{\vec{R} \cdot \hat{r}_-}{R^2} \frac{s_-^2}{r_-^2} (2F_+'^2 + 3 \frac{s_+^2}{r_+^2}) \right] \\ & + (1 \leftrightarrow 2) , \end{aligned} \quad (10c)$$

where

$$\begin{aligned} r_{\pm} &= r \pm R/2, & F_{\pm}' &= dF(r_{\pm})/dr_{\pm}, \\ s_{\pm} &= \sin F_{\pm}, & c_{\pm} &= \cos F(r_{\pm}), \end{aligned} \quad (10d)$$

The potentials calculated are shown in Fig. 1, for parameter value of Adkins and Nappi.^{12/} We see that the isoscalar part is repulsive and has the sign opposite to that in the conventional

meson-exchange potentials. It is well known that the Skyrme model does not provide the central, isoscalar attraction in the intermediate range. We thus find that the model consistently fails in the isoscalar potentials at intermediate and short distances. This is our major result. These potentials are often described in terms of the σ -meson exchange that is actually a consequence of complicated, Van der Waals-type two-pion exchange. It is not clear whether this finding merely indicates importance of loop corrections or a basic inadequacy of the Skyrme model. An interesting question is whether the present failure could be overcome by new derivative terms in the Lagrangian, though, the missing central attraction cannot be cured by them. A calculation of these terms is being carried out.



The calculated results of isoscalar (a) and isovector (b) LS potentials.⁹⁾ In Fig. (b) the contribution of the kinetic and quartic terms, V_{IV}^{KT} and $V_{IV}^{(4)}$ are shown.

In the Figure we also show the nucleon-antinucleon ($N\bar{N}$) potential which results from the preceding calculations. The difference between the NN and $N\bar{N}$ potentials is small and appears only at short distances; the LS potential emerging from the Skyrme model is thus basically G-parity even. The small G-parity mixing at short distances is due to a peculiarity of the model that is known to be associated with short-distance behavior. The simplest example of this is that the left-hand current consists of two parts with opposite G-parity. In the asymptotic region, the odd G-parity part is much greater than the even part and the current is identified as the pion current. At short distances, however, both the parts are appreciable and such identification is difficult.

From the figures, as expected, it is evident that the quartic term gives the major contributions and no discussions of the LS potential is adequate without this term.

§ 4 Interaction between the Baryon in the SU(3) Model

The collective coordinate A in SU(3) is parametrized as follows^{/7/}:

$$A = \exp\left(-\frac{i}{2}\alpha\lambda_3\right)\exp\left(-\frac{i}{2}\beta\lambda_2\right)\exp\left(-\frac{i}{2}\gamma\lambda_3\right)\exp\left(-\frac{i}{2}\nu\lambda_4\right) \\ \times \exp\left(-\frac{i}{2}\alpha'\lambda_3\right)\exp\left(-\frac{i}{2}\beta'\lambda_2\right)\exp\left(-\frac{i}{2}\gamma'\lambda_3\right). \quad (11)$$

Here, λ_a denotes the SU(3) Gell-Mann matrix. It is noted that left multiplication of A by the SU(3) element makes the state within SU(3), while the right multiplication by SU(2) element induces the rotation of the configuration space. Thus, left and right transformations of A are related with u-spin and spin transformations, respectively. It is clear that the Euler angles α, β, γ and ν in Eq. (11) correspond to the Euler angles of the u-spin, and α', β' and γ' those of the spin. Hereafter, indices a, b and c are used as the indices in SU(3) with the value from 1 to 8, indices i, j and k those in SU(2) with the value from 1 to 3.

Following the canonical quantization rule for the Euler angles, spin and u-spin differential operators are obtained as follows:

$$A^\dagger \hat{A} = \frac{i}{2}\lambda_j J_j \quad \text{and} \quad -A \hat{A}^\dagger = \frac{i}{2}\lambda_a I_a. \quad (12)$$

Here, J and I denote the spin and u-spin operators, respectively. It is straightforward to show that the J and I satisfy the commutation relations

$$[J_i, J_j] = if_{ijk}J_k, \quad [I_a, I_b] = if_{abc}I_c, \\ [J_i, A] = A \frac{\lambda_i}{2}, \quad [I_a, A] = -\frac{\lambda_a}{2}A, \quad (13)$$

where f_{abc} denotes the structure constants of SU(3). The domain of the adjoint representation should be enlarged to the SU(3) of course.

Since the representation of the spin and u-spin degrees of freedom is defined, one can obtain fundamental representation of the SU(3) \times SU(2), which is equivalent to the SU(6) quark model.^{/12/} The unnormalized quark state with spin up is given by

$$\psi_{u,1} = -(D(\Omega)_{++}D(\Omega')_{+-}\cos\nu + D(\Omega)_{+-}D(\Omega')_{--}), \\ \psi_{d,1} = (D(\Omega)_{-+}D(\Omega')_{+-}\cos\nu + D(\Omega)_{--}D(\Omega')_{--}), \\ \psi_{s,1} = -iD(\Omega')\sin\nu, \quad (14)$$

where, $D(\Omega)_{ij}$ and $D(\Omega')_{ij}$ denote the D -function of spin 1/2 with the Euler angles $\Omega(\alpha\beta\gamma)$ and $\Omega'(\alpha'\beta'\gamma')$, respectively. As the Skyrme model is the classical one, it is natural that the baryon states are expressed in totally symmetric tensors in SU(6). The octet has $[21] \times [21]$ symmetry in SU_{flavor}(3) \times SU_{spin}(2), and the decuplet $[3] \times [3]$ symmetry. For example, proton state is represented as

$$\psi_{\text{proton},1} = -\cos\nu(D(\Omega)_{++}D(\Omega')_{+-}\cos\nu + D(\Omega)_{+-}D(\Omega')_{--}) \\ = \cos\nu\psi_{u,1}. \quad (15)$$

It is noted here that Euler angle ν in Eqs. (11), (14) and (15) is the newly appeared ingredient compared with the SU(2) case, and gives a SU(3) degree of freedom. As the proton state should be the state with the 1/2 spin, 1/2 isospin and 0 strangeness, the proton state is always proportional to $\psi_{u,1}$. When the SU(3) symmetry is breaking, the state is represented by the linear combination of the states with definite spin, isospin and hypercharge. This fact shows that, for example, the proton state includes the $s\bar{s}$ component in the case of symmetry breaking.^{/11/}

The interaction in the SU(3) case is obtained by substituting Eq. (2) into Eq. (1). In the calculation, space component of left current L_k can be replaced with

$$\begin{aligned} L_k &= A_1^\dagger A_2 L_k (U_0(\bar{r} - \frac{\bar{R}}{2})) A_1^\dagger A_2 - R_k (U_0(\bar{r} + \frac{\bar{R}}{2})) \\ &= i[A_1^\dagger A_2 \tau_i A_1^\dagger A_2 L_k^{(i)(2)} - \tau_i R_k^{(i)(1)}] \\ &= i\lambda_a [D_{ai}(A_1^\dagger A_2) L_k^{(i)(2)} - \delta_{ai} R_k^{(i)(1)}]. \end{aligned} \quad (16)$$

Since the adjoint representation D_{ab} is truncated with the SU(2) valued left and right currents, the domain of the adjoint representation $D_{ai}(A_1^\dagger A_2)$ is restricted to the SU(2). The SU(3) indices are restricted to the SU(2) indices in the expression of the adiabatic potential. Thus, the first index of $D_{ai}(A_1^\dagger A_2)$ is the spin index of the right skyrmion, and the second one that of the left skyrmion, respectively. It is noted here that the Wess-Zumino-Witten term L_{WZW} does not contribute to the adiabatic potential because the terms in L_{WZW} should include time derivative even after integration on 5-dimensional disk. By using Eq. (3), one can obtain the interaction as follows:

$$V_2 = \frac{f_\pi^2}{4} \int d^3r (\bar{R} \bar{L}) \quad (17a)$$

$$V_4 = \frac{1}{2r^2} \int d^3r [2(RRR\bar{L}) + 2(LL\bar{R}) + (RRLL) + (\bar{R}\bar{L}\bar{R}\bar{L}) + (\bar{R}\bar{L}\bar{L}\bar{R})] \quad (17b)$$

$$\begin{aligned} V_{\text{SB}} &= -\frac{f_\pi^2}{8} \int d^3r \\ &\times \{ (m_\pi^2 + m_\eta^2)(U_+ - 1)_0(U_- - 1)_0 \\ &+ (U_+ - 1)_j(U_- - 1)_k \{ (2m_\pi^2 + m_\eta^2 - m_K^2) \sum_{i=1}^3 D_{ij}(A_2) D_{ik}(A_1) \\ &+ (\frac{1}{2}m_\pi^2 + m_\eta^2 + \frac{1}{2}m_K^2) \sum_{i=4}^7 D_{ij}(A_2) D_{ik}(A_1) \\ &+ (m_\pi^2 + m_K^2) D_{8j}(A_2) D_{8k}(A_1) \} \} \end{aligned} \quad (17c)$$

where V_2 , V_4 and V_{SB} come from the \mathcal{L}_2 , \mathcal{L}_4 and \mathcal{L}_{SB} in the lagrangian Eq. (1), respectively. In Eqs. (17a) and (17b), the expressions (AB) and $(ABCD)$ are abbreviations $A_j^\dagger B_j^i$ and $A_j^\dagger B_j^i C_k^j D_k^i$, respectively, where \bar{R}_k^j (\bar{L}_k^j) denotes $R_k^{i(1)} D_{ij}(A_1^\dagger A_2)$ ($D_{ij}(A_1^\dagger A_2) L_k^{i(2)}$). In Eq. (17c), $(A)_j$ means $\text{Tr}\{\tau_j A/2\}$, ($j = 0, 1, 2$ and 3).

Since $D_{ij}(A_1^\dagger A_2)$ is a representation of an SU(3), $D_{ij}(A_1^\dagger A_2) = D_{ai}(A_1) D_{aj}(A_2)$. Then, once the matrix element of $D_{ai}(A)$ between the baryon states is known, the interaction between the SU(3) Skyrmion is known. The nonzero matrix elements between the two octet baryons are summarized in the Table.

The characteristics of the interaction between the two SU(3) skyrmions are observed from Eq. (17) as follows:

First, the potential form is independent of the baryon configuration, and the only difference in magnitude arises from the matrix element of D . Especially, the central potential is universal in the model.

Second, the spin dependent potential is modified compared with the SU(2) case. In the SU(2) Skyrme model, the baryon state is given when the Euler angle ν set to be zero in the fundamental representation Eq. (14). Since the spin space is enlarged to u-spin space, the nucleon amplitude

Table. Nonzero matrix elements of the adjoint representation D_{aj} . In upper and lower rows, the states and matrix elements are shown. All the matrix elements are those for spin up states.

D_{13}	$\langle p, n \rangle$	$\langle L^+, L^0 \rangle$	$\langle L^+, \Lambda \rangle$	$\langle L^0, L^- \rangle$	$\langle L^-, \Lambda \rangle$	$\langle E^0, E^- \rangle$
	$-1/30$	$-2/12$	$-2/20$	$-2/12$	$2/20$	$1/15$
$-1D_{23}$	$\langle p, n \rangle$	$\langle L^+, L^0 \rangle$	$\langle L^+, \Lambda \rangle$	$\langle L^0, L^- \rangle$	$\langle L^-, \Lambda \rangle$	$\langle E^0, E^- \rangle$
	$1/30$	$2/12$	$2/20$	$2/12$	$-2/20$	$-1/15$
D_{33}	$\langle p, p \rangle$	$\langle n, n \rangle$	$\langle L^+, L^+ \rangle$	$\langle L^0, \Lambda \rangle$	$\langle L^-, L^- \rangle$	$\langle E^0, E^0 \rangle$
	$-1/30$	$1/30$	$-1/6$	$2/5$	$1/6$	$1/15$
D_{43}	$\langle p, L^0 \rangle$	$\langle p, \Lambda \rangle$	$\langle n, L^- \rangle$	$\langle L^+, E^0 \rangle$	$\langle L^0, E^- \rangle$	$\langle E^-, \Lambda \rangle$
	$-2/30$	$-2/15$	$-1/15$	$-1/30$	$-1/60$	$2/60$
$-1D_{53}$	$\langle p, L^0 \rangle$	$\langle p, \Lambda \rangle$	$\langle n, L^- \rangle$	$\langle L^+, E^0 \rangle$	$\langle L^0, E^- \rangle$	$\langle E^-, \Lambda \rangle$
	$2/30$	$2/15$	$1/15$	$1/30$	$1/60$	$-2/60$
D_{63}	$\langle p, L^+ \rangle$	$\langle n, L^0 \rangle$	$\langle n, \Lambda \rangle$	$\langle L^0, E^0 \rangle$	$\langle L^-, E^- \rangle$	$\langle E^0, \Lambda \rangle$
	$1/15$	$2/30$	$2/15$	$-1/60$	$-1/30$	$-2/60$
$-1D_{73}$	$\langle p, L^+ \rangle$	$\langle n, L^0 \rangle$	$\langle n, \Lambda \rangle$	$\langle L^0, E^0 \rangle$	$\langle L^-, E^- \rangle$	$\langle E^0, \Lambda \rangle$
	$-1/15$	$-2/30$	$-2/15$	$1/60$	$1/30$	$2/60$
$3D_{83}$	$\langle p, p \rangle$	$\langle n, n \rangle$	$\langle L^+, L^+ \rangle$	$\langle L^0, L^0 \rangle$	$\langle L^-, L^- \rangle$	$\langle E^0, E^0 \rangle$
	$-1/10$	$-1/10$	$-3/10$	$-3/10$	$-3/10$	$2/5$
						$\langle \Lambda, \Lambda \rangle$
						$3/10$

in baryon multiplet is reduced and the matrix element $D_{aj}(A)$ of the baryon states is modified. For example, the matrix element $D_{aj}(A)$ of nucleon state gives $-1/3\tau_j\sigma_j$ in $SU(2)$ case, and while $-7/30\tau_j\sigma_j$ in $SU(3)$ case. This shows that the spin-spin and tensor potentials in nuclear force contributed by L_2 and L_4 terms are reduced by 51 % in magnitude.

Furthermore, the fact that the matrix element $D_{aj}(A)$ of $a = 8$ has a nonzero value brings about an isoscalar spin dependent force. Thus the general form of the NN potential in the $SU(3)$ model is given as

$$V = V_c + (V_{ss}^0 + V_{ss}^1 \tau \cdot \tau)(\sigma \cdot \sigma) + (V_T^0 + V_T^1 \tau \cdot \tau)S_{12}. \quad (18)$$

The ratios of $V_{ss}^0/V_{ss}^1 = V_T^0/V_T^1$ when neglecting the symmetry breaking term are calculated by nonzero matrix element in the Table, and is $3/49$ in NN interaction. This nonzero isoscalar spin dependent potential is brought by the nonzero matrix element of $D_{8i}(A)$. The isoscalar terms also appear in the nucleon-lambda interaction and others.

The most characteristic point is brought by the fact that the $SU(3)$ symmetry is not well conserved compared with $SU(2)$. The contribution of the symmetry breaking term becomes large. The factor of the attractive central potential, the first term in Eq. (17c), is changed from $m_\pi^2 f_\pi^2/4$ to $f_\pi^2(m_\pi^2 + m_\eta^2)/8$. This factor is about 8 with the experimental masses m_π and m_η . However, the isovector spin dependent potential in nuclear force does not modify very much since the $SU(2)$ symmetry is rather well conserved. The contribution of the $D_{8i}(A)$ also gives a nonnegligible isoscalar spin dependent potential.

§ 5 Concluding Remarks

We have reported the LS interaction in the nuclear force in the $SU(2)$ Skyrme model, and the adiabatic interaction between the octet in the $SU(3)$ model in most simplified case.

In the LS potential,

- the isovector potential is consistent with the OBE potential, and
- the isoscalar potential has opposite sign to the OBE potential. This defect is the same as in the central potential.

In the SU(3) model, we have examined the BB potential in the framework of the pure summery case.

- (i) We showed that the contribution for the $\mathcal{L}_{\chi SB}$ term is attractive and rather strong.
- (ii) The isoscalar spin dependent term is appeared in the potential.
- (iii) The effective potential for each channel can be obtained by doing diagonalization of the potential matrix Eq. 18 including the coupling effect of the other channels.

This work is the collaboration with S. Saito and M. Yasuno (Nagoya Univ.), H. Kanada (Niigata Univ.) and R. Seki (Caltech). The author gives special thanks to the collaborators.

References

- 1) T.H.R.Skyrme, Nucl. Phys., 1962, **31**, p.556
E.Witten, *ibid*, 1983, **B223**, p.422, p.433
I.Zahed and G.E.Brown, Phys. Rep., 1986, **142**, p.1
- 2) G.S.Adkins and C.R.Nappi, Nucl. Phys., 1984, **B233**, p.109
G.S.Adkins, C.R.Nappi and E.Witten, Nucl. Phys., 1983, **B228**, p.552
- 3) A.Jackson, A.D.Jackson and V.Pasquier, Nucl. Phys., 1987, **A432**, p.567
R.Vinh Mau, M.Lacombe, B.Loiseau, W.N.Cottigam and P.Lisboa, Phys. Lett., 1985, **150B**, p.259
H.Yabu and K.Ando, Prog. Theor. Phys., 1985, **74**, p.750
- 4) T.Otofujii, S.Saito, T.Kurihara, H.Kanada and M.Yasuno, Phys. Rev., 1986, **C34**, p.1559
- 5) M.Bando, T.Kugo, S.Uehara, K.Yamawaki and T.Yanagida, Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, p.1215
- 6) E.Guadanini, Nucl. Phys., 1984, **B235**, p.35
P.O.Mazur, M.A.Nowak and M.Praszlowicz, Phys. Lett., 1984, **146B**, p.137
M.Praszlowicz, Phys. Lett., 1985, **158B**, p.214
M.Chentob, Nucl. Phys., 1985, **B256**, p.600
- 7) H.Yabu and K.Ando, Kyoto University, preprint KUNS-851
- 8) D.O.Riska and E.M.Nyman, Phys. Lett., 1987, **183B**, p.7
D.O.Riska and K.Dannbom, University of Helsinki, preprint HU-TFT-87-26 (1987)
- 9) T.Otofujii, S.Saito, M.Yasuno, H.Kanada and R.Seki, Phys. Lett., 1988, **205B**, p.145
- 10) A.P.Balachandran, A.Barducci, F.Lizzi, V.I.R.Rodgers and A.Stern, Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, p.886; Nucl. Phys., 1985, **B256**, p.525
H.Gomm, F.Lizzi and G.Sparno, Phys. Rev., 1985, **D31**, p.226
- 11) L.J.Reinders, H.Rubinstein and S.Yazaki, Phys. Rep., 1985, **127**, p.1
- 12) M.Oka, Phys. Lett., 1988, **205B**, p.1

TRANSPORT THEORY BASED ON OPERATOR-FIELD LANGEVIN EQUATION
TOWARD THE QUARK-GLUON PLASMA *

Mikio Namiki

Department of Physics, Waseda University, Tokyo 169, Japan

1. Introduction

Recent development of QCD suggests that a phase transition between hadron and quark-gluon phases can be observed in very-high-energy nuclear collisions, and that it took place in a certain step of cosmological evolution. It is true that it is one of the most challenging topics in modern physics to analyze theoretically the phenomena based on QCD, but such complicated phenomena would be very far from QCD. For this reason, an appropriate phenomenological model is, first of all, required to explain details of the phenomena in terms of a few variables or parameters. For example, we know that a hydrodynamical model is working well for the expansion process of QCD matter.^{/1/} The next step is to derive the variables or parameters and their thermodynamical properties from a deeper theoretical base toward QCD. For this purpose some authors have already introduced a relativistic kinetic theory^{/2/} based on a Boltzmann equation or Fokker-Planck equation, as a *semi-phenomenological* theory between first principles and phenomenology.

* Based on collaborations with Masashi Mizutani and Shin Muroya, Waseda University, and Schin Date, Universidad de Santiago de Compostela.

It is, really, necessary to introduce such a semiphenomenological theory because direct derivation of thermodynamical quantities and transport coefficients is not so adequate. Most of the fundamental interactions in first principles are considered to be spent to form a systematic part of motions such as a certain collective mode, while its residual interactions must be responsible for fluctuations around the systematic motion and, therefore, for the dissipative effect to give transport coefficients. However, it seems to us that the above relativistic kinetic theories are still far from QCD, and furthermore, that they may not generally be justified because of the non-Markoffian character of the process rooted in the quantum property.

Many years ago one of the present authors (M.N.) and his collaborators formulated a transport theory of meson fluid produced in high-energy particle collisions within the framework of quantum field theory, and discussed hydrodynamical expansion of the meson fluid.^{/3/} The similar idea was applied to the optical model of low-energy nuclear reactions by means of a Langevin-Schrödinger equation, and for a transport theory of nuclear matter.^{/4/} In this paper, we develop an operator-field Langevin equation approach^{/5/} to the quark-gluon plasma, as a semiphenomenological theory between QCD and phenomenology, keeping the quantum property. Finally, we show that the quark-gluon plasma is preserved for a remarkably longer period than that in simple cases by virtue of the presence of phase transition and viscosity.

2. Operator-field Langevin equation and quantum Nyquist theorem

Suppose that a special mode is mainly excited in a local system of QCD matter produced by a very-high-energy nuclear collision, and assume that the mode is represented by a canonical annihilation operator $a(\vec{k}, t)$ [or its conjugate $a^\dagger(\vec{k}, t)$] obeying an operator-valued Langevin equation in the following way:

$$i\dot{a}(\vec{k}, t) = \int_0^t K(\vec{k}, t-t') a(\vec{k}, t') dt' + f(\vec{k}, t), \text{ and its conjugate, } \quad (1)$$

where K is a c-number kernel function and f represents a random source operator.

We can identify $a(\vec{k}, t)$ with any kind of annihilation operator for a special mode of gluon and/or quark, or their composite particles such as a hadron or glue-ball. Anyway we deal with $a(\vec{k}, t)$ as if it were a

single boson or fermion operator, suppressing other quantum numbers than momentum \vec{k} . It is true that we have assumed the one-mode sector to be closed by itself, but this does not mean that we have discarded all possible couplings of the mode with others. Reaction effects of the mode-coupling are included in K and its residual parts are represented by f (we can improve it if necessary). In Eq.(1) we have assumed space-time uniformity, for the reasons mentioned later.

Rewriting Eq.(1) in terms of Fourier transforms, $\tilde{a}(\vec{k}, \omega)$ and $\tilde{f}(\vec{k}, \omega)$, of $a(\vec{k}, t)$ and $f(\vec{k}, t)$ with respect to t , we obtain

$$[\omega - E(\vec{k}, \omega)]\tilde{a}(\vec{k}, \omega) = ia(\vec{k}, 0) + \tilde{f}(\vec{k}, \omega), \text{ and its conjugate,} \quad (2)$$

where $E(\vec{k}, \omega) = \epsilon(\vec{k}, \omega) - i(1/2)\gamma(\vec{k}, \omega)$ with $\epsilon \equiv \text{Re}E$ and $\gamma \equiv 2\text{Im}E$. It is natural to assume that $[\omega - E(\vec{k}, \omega)]^{-1}$ has simple poles only on the lower half-plane of ω . Denote the j th pole and its residue, respectively, by $E_j(\vec{k}) \equiv \epsilon_j(\vec{k}) - i(1/2)\gamma_j(\vec{k})$ ($\gamma_j(\vec{k}) > 0$) and $R_j(\vec{k})$ for later discussions. It is easy to show that the initial conditions for $a(\vec{k}, t)$ and $a^\dagger(\vec{k}, t)$ are satisfied if $\sum_j R_j(\vec{k}) = 1$ and $\sum_j R_j^*(\vec{k}) = 1$.

We are now led to the problem of damped quantum oscillator, so that the canonical commutation relation

$$[a(\vec{k}, t), a^\dagger(\vec{k}', t)]_{\pm} = \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \quad (3)$$

cannot hold at every time unless f is an operator. The quantum theory of a single damped oscillator^{/6/} suggests to us that we can retain Eq.(3) at every time by putting

$$f(\vec{k}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' [\gamma(\vec{k}, \omega')/2\pi]^{1/2} \rho(\vec{k}, \omega') A(\vec{k}, \omega') e^{-i\omega' t}, \quad (4)$$

where $A(\vec{k}, \omega)$ should be a canonical operator subject to the commutation relation

$$[A(\vec{k}, \omega), A^\dagger(\vec{k}', \omega')] = \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \delta(\omega - \omega') \quad (5)$$

and $\rho(\vec{k}, \omega)$ is a c-number function to be determined under a certain condition,^{/6/} as given later. After some calculations, we obtain the stationary solutions of Eq.(1) as follows:

$$a(\vec{k}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega [\gamma(\vec{k}, \omega)/2\pi]^{1/2} \rho(\vec{k}, \omega) A(\vec{k}, \omega) [\omega - E(\vec{k}, \omega)]^{-1} e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

and its conjugate.

Inserting Eq.(6) into Eq.(3) and using Eq.(5), we easily obtain a

necessary condition

$$\int_{-\infty}^{\infty} (d\omega/2\pi) \rho^2(\vec{k}, \omega) \gamma(\vec{k}, \omega) |\omega - E(\vec{k}, \omega)|^{-2} = 1 \quad (7)$$

to be imposed on $\rho(\vec{k}, \omega)$.

Another important requirement is that the correlation function of a and a^\dagger should satisfy the Kubo-Martin-Schwinger (KMS) condition

$$\langle a^\dagger(\vec{k}, t) a(\vec{k}', t' + i\beta) \rangle = \langle a(\vec{k}', t') a^\dagger(\vec{k}, t) \rangle e^{\beta\mu} \quad (8)$$

for ensemble averages in thermal equilibrium with temperature $T = \beta^{-1}$ and chemical potential μ . As is easily shown, this requirement can be satisfied if we start our theory with the following ansatz:

$$\langle A(\vec{k}, \omega) \rangle = \langle A^\dagger(\vec{k}, \omega) \rangle = 0, \quad (9a)$$

$$\langle A(\vec{k}, \omega) A^\dagger(\vec{k}', \omega') \rangle = \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \delta(\omega - \omega') [1 + \xi n(\omega, T)], \quad (9b)$$

$$\langle A^\dagger(\vec{k}, \omega) A(\vec{k}', \omega') \rangle = \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \delta(\omega - \omega') n(\omega, T), \quad (9c)$$

$$\langle A(\vec{k}, \omega) A(\vec{k}', \omega') \rangle = \langle A^\dagger(\vec{k}, \omega) A^\dagger(\vec{k}', \omega') \rangle = 0, \quad (9d)$$

$$\text{and Wick's rule for other polynomials,} \quad (9e)$$

where ξ takes +1 for boson and -1 for fermion and

$$n(\omega, T) = [e^{\beta(\omega - \mu)} - \xi]^{-1}. \quad (10)$$

The ansatz must work only for positive ω , so that we have to impose another constraint on $\rho(\vec{k}, \omega)$ as follows:

$$\rho(\vec{k}, \omega) = 0 \quad \text{for } \omega < 0. \quad (11)$$

It is a rather delicate problem^{/6/} to solve Eqs. (7) and (11), but we have only to put $\rho=1$ for a good approximation if γ is very small.

Equations (4) and (9) immediately give the averages and the correlation functions of f and f^\dagger in the following form:

$$\langle f(\vec{k}, t) \rangle = \langle f^\dagger(\vec{k}, t) \rangle = 0, \quad (12a)$$

$$\langle f(\vec{k}, t) f^\dagger(\vec{k}', t') \rangle = \int_0^\infty (d\omega/2\pi) \rho^2(\vec{k}, \omega) \gamma(\vec{k}, \omega) [1 + \xi n(\omega, T)] e^{-i\omega(t-t')}, \quad (12b)$$

$$\langle f(\vec{k}, t) f(\vec{k}', t') \rangle = \int_0^\infty d\omega (2\pi) \rho^2(\vec{k}, \omega) \gamma(\vec{k}, \omega) n(\omega, T) e^{i\omega(t-t')} , \quad (12c)$$

$$\langle f(\vec{k}, \omega) f(\vec{k}', t') \rangle = \langle f^\dagger(\vec{k}, t) f^\dagger(\vec{k}', t') \rangle = 0 . \quad (12d)$$

This is the quantum version of the Nyquist theorem (fluctuation-dissipation theorem) for the operator-valued stochastic process given by Eq.(1), through which f and γ are surely related to each other. Notice that Eqs.(12b) and (12c) are not proportional to $\delta(t-t')$ mainly because of the presence of $n(\omega, T)$ responsible for the quantum property. This means that the present process is not Markoffian and cannot be described by a simple kinetic theory.

Now we can make a thermal field operator by means of linear combination of a and a^\dagger . Here let us consider only a thermal boson field (for fermion case, see ref.5), whose definition is given by

$$\phi(x) = (1/\sqrt{2}) [\phi^{(+)}(x) + \phi^{(-)}(x)] , \quad (13)$$

where

$$\phi^{(+)}(x) = \int d^3\vec{k} [(2\pi)^3 \Omega(\vec{k})]^{-1/2} a(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) , \quad (14a)$$

$$\phi^{(-)}(x) = \int d^3\vec{k} [(2\pi)^3 \Omega(\vec{k})]^{-1/2} a^\dagger(\vec{k}, t) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{x}) , \quad (14b)$$

x being (\vec{x}, t) . The normalization constant $\Omega(\vec{k})$ is so determined as to give the canonical commutation relation, $[\phi(\vec{x}, t), \dot{\phi}(\vec{x}', t)]_- = i\delta^3(\vec{x} - \vec{x}')$, in the stationary state, that is,

$$\Omega(\vec{k}) = \int_0^\infty d\omega (2\pi) \rho^2(\vec{k}, \omega) \omega \gamma(\vec{k}, \omega) |\omega - E(\vec{k}, \omega)|^{-2} . \quad (15)$$

Thus our thermal field can completely be determined by giving the spectrum function $\varepsilon(\vec{k}, \omega)$ and the damping constant $\gamma(\vec{k}, \omega)$ (or their substitutes $\varepsilon_j(\vec{k})$ and $\gamma_j(\vec{k})$) of the original Langevin equation, as input. As will be seen later, all thermodynamical quantities and transport coefficients are written in terms of the input. Our next problem is then how to give ε and γ , especially their temperature dependence, on the basis of a possible phenomenological model or numerical results of the lattice QCD.

3. Temperature dependence of hydrodynamical quantities

One of the most important applicability-conditions of a hydrodynamical model to our problem is that QCD matter produced in very-

high-energy nuclear collisions has a huge number of local systems, each of which is microscopically very large but macroscopically very small and is in a local equilibrium. Macroscopic state variables of the QCD fluid at a macroscopic space-time point are defined by averages of corresponding microscopic quantities over a (microscopically large) space-time region of each local system surrounding the point and over statistical ensemble with temperature $T = \beta^{-1}$ and other thermodynamical parameters. Our first task in this section is, therefore, to derive temperature dependences of thermodynamical quantities and transport coefficients, by applying dynamical statistical mechanics to a uniform and very large system with the same temperature and other parameters as in a local system in consideration. On the other hand, we shall use, in the next section, the hydrodynamical equation

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0 \quad (16)$$

for the energy-momentum tensor of fluid, $T^{\mu\nu}$, in order to analyze hydrodynamical expansion of QCD fluid. This is the business on the macroscopic scale, because x in Eq.(16) stands for a macroscopic space-time point. Note that our scale should be twofold, the first being microscopic and the second being macroscopic.

For simplicity, let us start with a simple definition of $T_{\mu\nu}(x)$ given by

$$T_{\mu\nu}(x) = \langle \phi^{(-)}(x) \overleftrightarrow{p}_\mu \overleftrightarrow{p}_\nu \phi^{(+)}(x) \rangle, \quad (17)$$

where $\overleftrightarrow{p}_\mu = (i/2)(\vec{\partial}_\mu - \vec{\partial}_\mu)$. This contains only a convection flow of energy-momentum transported through a mode described by $a(\vec{k}, t)$, but we can improve it, as will be discussed in another chance. Using the standard method of statistical mechanics and the Kubo formulas⁷⁷⁾, we can obtain theoretical formulas of thermodynamical quantities and transport coefficients in terms of our inputs, $\epsilon_j(k)$ and $\gamma_j(k)$ as follows:

$$E(T) = \langle \epsilon_j^2 \rangle \int_0^\infty k^2 dk \Omega^{-1}(k) \mathcal{E}_j R_j(k) \epsilon^2(k) n(\epsilon_j(k), T), \quad (18a)$$

$$P_g(T) = (1/6\pi^2) \int_0^\infty k^2 dk k^2 \Omega^{-1}(k) \mathcal{E}_j R_j(k) n(\epsilon_j(k), T), \quad (18b)$$

$$S(T) = (1/2\pi^2) \int_0^\infty k^2 dk \{ [1 + J_0(k, T)] \ln[1 + J_0(k, T)] - J_0(k, T) \ln J_0(k, T) \}, \quad (18c)$$

for energy density, pressure and entropy density, respectively, where

$$\Omega(k) = \mathcal{E}_j R_j(k) \epsilon_j(k), \quad (18d)$$

$$J_0(k, T) = \Omega^{-1}(k) \Sigma_j R_j(k) \epsilon_j(k) n(\epsilon_j(k), T), \quad (18e)$$

and

$$\kappa(T) = (1/3\pi^2 T) \int_0^\infty k^2 dk \Omega^{-2}(k) \Sigma_j R_j^2(k) \gamma_j^{-1}(k) \epsilon_j^2(k) n(\epsilon_j(k), T) [1 + n(\epsilon_j(k), T)], \quad (19a)$$

$$\eta_s(T) = (2/15\pi^2 T) \int_0^\infty k^2 dk k^4 \Omega^{-2}(k) \Sigma_j R_j^2(k) \gamma_j^{-1}(k) n(\epsilon_j(k), T) [1 + n(\epsilon_j(k), T)], \quad (19b)$$

$$\eta_v(T) = (1/\pi^2 T) \int_0^\infty k^2 dk \Omega^{-2}(k) \Sigma_j R_j^2(k) \gamma_j^{-1}(k) [(1/3)k^2 - \epsilon_j^2(k) (\partial P / \partial E)]^2 \times n(\epsilon_j(k), T) [1 + n(\epsilon_j(k), T)] \quad (19c)$$

for thermal conductivity, shear and bulk viscosities, respectively. We can also derive similar formulas in fermion case.^{/5/}

Here we restrict ourselves to the case in which $[\omega - E(\vec{k}, \omega)]^{-1}$ has only one pole at $\omega = \epsilon(k) - (i/2)\gamma(k)$. Note that all formulas are free from the residue $R(k)$ in this case, and also remark that we have

$$E(T) + E_{SB}(T) = (\pi^2/30)T^4, \quad P_s(T) + (1/3)E(T), \quad (20)$$

$$S(T) + S_{SB}(T) = (2\pi^2/45)T^3, \quad (\kappa/\eta_s) + \frac{5}{2}, \quad \eta_v \rightarrow 0$$

as T goes to infinity, provided that $\epsilon(k) \rightarrow k$ in the same limit. They imply that our fluid is subject to the Stefan-Boltzmann law at very high temperature.

Next we introduce a simple model of the dependence of $\epsilon(k)$ and $\gamma(k)$ on k and T given by

$$\epsilon(k) = (k^2 + M^2)^{1/2} \frac{1}{2} [1 - \tanh \frac{1}{2}(T - T_c)] + k \frac{1}{2} [1 + \tanh \frac{1}{2}(T - T_c)], \quad (21a)$$

$$\gamma(k) = Ck. \quad (21b)$$

Here we have supposed that the relevant phase transition takes place in a region with a width d around a critical temperature T_c , M and C being adjustable constants. Note that $\epsilon(k) \approx k$ for $T \gg T_c$, that is, we have the Stephan-Boltzmann law at higher temperatures. We have also designed $\gamma(k)$ to give the thermal conductivity proportional to T^3 at higher temperatures, for simplicity. This model with $(M/T_c) = 5$ and $(d/T_c) = 0.01$ can reproduce the numerical result given by lattice QCD^{/8/} for $P(T)$, although we cannot exactly fit $P(T)$. See Fig.1, in which $S(T)$ is for weak damping to obtain the temperature dependence of κ , η_s and η_v .

whose numerical results are shown in Fig.2. Among them we should remark that η_V has non-vanishing values only around T_C . The case of two poles may be more interesting to our problem (see ref.5).

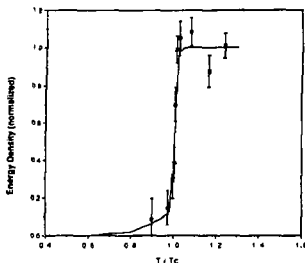


Fig.1. T-dependence of $E(T)$: The solid line for our model and plots for lattice QCD.

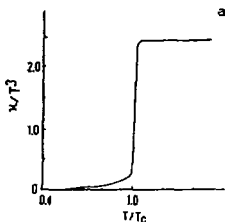
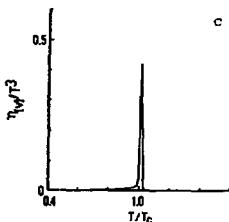
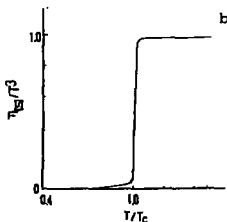


Fig.2. T-dependence of transport

coefficients: 2a. $\kappa(T)$, 2b. η_s and 2c. η_V .



4. Analysis of hydrodynamical expansion and concluding remarks

We are now going to discuss the hydrodynamical expansion of the quark-gluon plasma produced in very-high-energy nuclear collisions, solving Eq.(16). To make our model realistic, we have to multiply $E(T)$ and related quantities with the relevant weight $2 \times 8 + 2 \times 2 \times 3 \times (7/8) = 37$ for $T > T_C$ and to fix hadron modes for $T < T_C$. Furthermore, if we want to discuss the problem within the framework of the bag-theory, we have to add B (bag constant) to $E(T)$ and to subtract it from $P(T)$ for $T > T_C$. For simplicity, however, we discard all of them here, supposing that we have only a neutral scalar glue-ball state in the color-singlet state

for $T < T_c$. Our purpose is to see how a viscous fluid behaves around T_c . Realistic details will be discussed in a forthcoming paper.

Using U^μ and $\Delta^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - U^\mu U^\nu$ (U^μ being local 4-velocity), we can decompose the energy-momentum tensor of viscous fluid, $T^{\mu\nu}$, as

$$T^{\mu\nu} = T^{\mu\nu}_{(p)} + T^{\mu\nu}_{(v)} + T^{\mu\nu}_{(h)} ; \quad (22a)$$

$$T^{\mu\nu}_{(p)} = EU^\mu U^\nu - P_S \Delta^{\mu\nu}, \quad T^{\mu\nu}_{(v)} = -(P - P_S) \Delta^{\mu\nu} + \Pi^{\mu\nu}, \quad T^{\mu\nu}_{(h)} = q^\mu U^\nu + q^\nu U^\mu, \quad (22b)$$

where P_S , P , $\Pi^{\mu\nu}$ and q^μ are, respectively, static pressure (given in Section 3), total pressure, viscous stress tensor and heat flow. The phenomenological relations are written as

$$q^\mu = -\kappa \Delta^{\mu}_{\rho} [T \partial^\rho T^{-1} + U^\sigma \partial_\sigma U^\rho] \quad (23a)$$

$$\Pi^{\mu\nu} = (\eta_S/2) [\Delta^{\mu}_{\rho} \Delta^{\nu}_{\sigma} (\partial^\rho U^\sigma + \partial^\sigma U^\rho) - \frac{2}{3} \Delta^{\mu\nu} \Delta^{\rho\sigma} \partial_\rho U_\sigma], \quad (23b)$$

$$P - P_S = -\eta_V \partial_\rho U^\rho \quad (23c)$$

in terms of transport coefficients. Our task is to solve Eq.(16) after inserting Eqs.(22) and (23), with the temperature dependences given by the preceding section, in the equation.

Discarding all transverse motions to the collision axis, we only discuss the (1+1)-dimensional expansion of the viscous fluid. Following Bjorken^{/1/}, we further assume that T is a function of proper time τ alone. In this case it is easy to show that the Bjorken's particular solution (originally obtained for perfect fluid)

$$U^\mu = (x^\mu/\tau) \quad (24)$$

becomes a solution again even in our case. After some calculations it follows that

$$q^\mu = 0, \quad \Pi^{\mu\nu} = \frac{2}{3} \eta_S \Delta^{\mu\nu}, \quad P - P_S = -\eta_V \tau^{-1}, \quad (25a)$$

and then that

$$T^{\mu\nu} = EU^\mu U^\nu - P_S \Delta^{\mu\nu} + \Delta^{\mu\nu} (\eta_V + \frac{2}{3} \eta_S) \tau^{-1}. \quad (25b)$$

Equations (24) and (25) reduce Eq.(16) to

$$dT/d\tau = -(dE/dT)^{-1} \tau^{-1} [(E + P_S) - \tau^{-1} (\eta_V + \frac{2}{3} \eta_S)]. \quad (26)$$

We have numerically solved Eq.(26) under the initial condition, $T_0 = 300$ MeV at $t_0 = 1.0$ fm, for the values of parameters, M , d and C , chosen in the preceding section which reproduced $E(T)$ given by the lattice gauge theory. The result is shown in Fig.3, in which the present theoretical curve (solid line) is compared with three other cases: (i) the Stephan-Boltzmann fluid without phase transition and dissipation (dotted line), (ii) the Stephan-Boltzmann fluid without phase transition and with dissipation having transport coefficients proportional to T^3 (dashed line) and (iii) the perfect fluid with phase transition and

without dissipation (chain line). In every case T goes down from T_0 to T_c and then leaves T_c for zero. Denoting the leaving time by τ_c , we know that τ_c (solid line) $>$ τ_c (chain line) $>$ τ_c (dashed line) $>$ τ_c (dotted line). Thus we conclude that viscosity and phase transition, especially the latter, have an important effect to give a remarkably longer lifetime to the quark-gluon plasma. The effect must be taken into all phenomenological analyses based on hydrodynamical model.

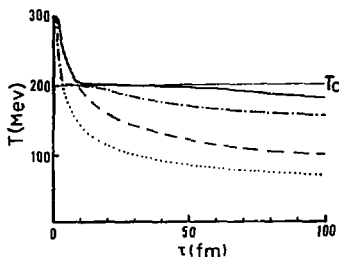


Fig.3. Cooling-down of the quark-gluon plasma.

References

1. L. D. Landau, Akad. Nauk S.S.S.R. 17, 1953, p. 51; J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, 1983, p. 140. For others, see ref.5.
2. We have many papers, see ref.5.
3. M. Namiki and C. Iso, Prog. Theor. Phys. 18, 1957, p. 591.
C. Iso, K. Mori and M. Namiki, Prog. Theor. Phys. 22, 1959, p. 403.
4. M. Namiki, Prog. Theor. Phys. 22, 1959, p. 843; 23, 1960, p. 629;
and, see C. E. Porter, Phys. Today 16, 1963, p. 26; M. Namiki, Proc. of the Topical Conference on Nuclear Reactions, Gatlinberg, 1962 (unpublished), p. 54.
5. M. Mizutani, S. Muroya and M. Namiki, Phys. Rev. D37, 1988, p. 3033.
6. For example, see: R. F. Streater, J. Phys. A15, 1982, p. 1477.
7. For example, see: R. Kubo et al. J. Phys. Soc. Jpn 12, 1957, p.1203.
8. S. Gottlieb et al., Phys. Rev. D35, 1987, p. 3972.

SKYRME MODEL AND NUCLEON STRUCTURE

V. A. Nikolaev

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

In the low-energy region, where the hadronic mass spectrum is formed, quantum chromodynamics is characterized by spontaneous breaking of the chiral and conformal symmetries. This leads to generation of quark and gluon condensates. The effective Lagrangian describing strong interactions in this region must express these peculiarities of QCD in terms of the effective degrees of freedom. The latter are bosonic fields. In this approach the observable mesons are treated as small fluctuation above chirally non-symmetric vacuum while the topologically non-trivial solitons correspond to baryons.

In this talk I would like to discuss some results of work I recently made in collaboration with V. Yu. Novozhilov and O. G. Tkachev.

Our main goal was to find how one can include scalar mesons (dilaton - quarkonia) in the low-energy effective Lagrangian starting directly from the QCD generating functional. We investigate some static nucleon properties within the framework of the model that can be obtained by the simultaneous conformal and bosonization method^{1/}.

Our starting point is the fermion integral over the quark fields in the low-energy region. The integral is specified according to the finite mode regularization scheme introducing a cutoff that plays also the role of a low-energy boundary. Performing simultaneous chiral and conformal bosonization we derive an effective action for both the chiral $U(x)$ and dilaton $\sigma(x)$ fields. These fields enter the effective action in the combination $\phi(x) = U \exp(-\sigma)$ familiar for the linear sigma model. We start with the quark Lagrangian:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q &= \bar{\psi} [i \not{\partial} (\partial_\mu + (V_\mu + \gamma_5 A_\mu) \otimes 1_c + 1_f \otimes G_\mu) \\ &\quad - S + i \gamma_5 P] \psi \equiv \bar{\psi} \not{D} \psi, \end{aligned} \quad (1)$$

where the external fields $V_\mu = V_\mu^a T_a, \dots$ take value in the flavour $SU(2)$ - algebra.

At the quantum level, processes without external fermion lines are described by the functional of the external fields, which generates Green functions of quark currents and densities

$$Z(V, A, S, P) = \int (D G) \exp(i W_{YM}) Z_\psi(V, A, S, P, G),$$

$$Z_\psi(V, A, S, P, G) = \int D\bar{\psi} D\psi \exp(i \int d^4x \mathcal{L}_\psi(x)), \quad (2)$$

(W_{YM} being the Yang-Mills action)

In order to carry out the bosonization program the following steps are necessary:

a) Integration over quarks should be restricted to a low-energy region L defined in a maximally invariant manner.

b) The region L should be identified with that where physics is governed by chirally and conformally non-invariant quark fluctuations leading to formation of the quark and gluon condensates

$$C_q = \langle \bar{\psi} \psi \rangle; \quad C_g = \langle G_{\mu\nu}^2 \rangle. \quad (3)$$

c) Quark degrees of freedom corresponding to these fluctuations should be described by local bosonic fields.

The non-invariant fluctuations of quark fields can be treated as local chiral and conformal transformations preserving the hermiticity of \not{D} (in euclidean space).

The low-energy region L may be specified by two mass parameters Λ and M in terms of eigen values K of the Dirac operator:

$$-\Lambda + M \leq K \leq \Lambda + M. \quad (4)$$

These parameters are related to those characterizing the spontaneous chiral and conformal symmetry breaking i.e. the quark and gluon condensates

$$C_q = -N_c (\Lambda^2 M - M^3/3)/2\pi^2,$$

$$C_g = 3N_c (6\Lambda^2 M^2 - M^4 - \Lambda^4)/2\pi^2. \quad (5)$$

Then we define the effective action $W_{eff}(U, \sigma)$ by

$$Z_\psi(\mathcal{D}) \cdot Z_{inv}^{-1}(\mathcal{D}) = \int D\phi \exp[-W_{eff}(U, \sigma)]. \quad (6)$$

where

$$Z_{inv}^{-1}(\mathcal{D}) = \int D\phi Z^{-1}(\phi \mathcal{D} \phi). \quad (7)$$

Thus one obtains the effective Lagrangian^{2/}:

$$\mathcal{L}_{eff}(U, \sigma) = (F_\pi^2/4) e^{-2\sigma} \text{Tr} \partial_\mu U \cdot \partial^\mu U^\dagger + N_f (F_\pi^2/4) e^{-2\sigma} (\partial_\mu \sigma)^2$$

$$+ (1/128 \pi^2) \text{Tr} [\partial_\mu U \cdot U^\dagger, \partial_\nu U \cdot U^\dagger]^2 -$$

$$- C_g \cdot (N_f/48) [e^{-4\sigma} 1 + \frac{4}{\epsilon} (1 - e^{-\epsilon \sigma})]. \quad (8)$$

This model Lagrangian is a generalization of the well-known

Skyrme model³ which takes into account the scalar field $\sigma(x)$ interacting with the chiral field $U(x)$. F_π in eq. (8) is the pion decay constant (93 MeV) and N_f is the number of flavours. The magnitude of the gluon condensate parameter C_g lies within the interval of admissible values ((300-400)MeV)⁴. The first and second terms are kinetic energies of the chiral and scalar fields, the third corresponds to the Skyrme self-interaction.

The effective potential for the scalar field given by the last term of the Lagrangian is the extrapolation of the low-energy potential² into the high energy region. In this extrapolation the one loop -approximation to the Gell-Mann-Low QCD β -function is used. The parameter ϵ depends on the flavour number: $\epsilon = 8N_f/(33-2N_f)$. Passing to baryonic sector we have to make some assumption about the form of the static chiral and scalar field. In particular, for the chiral field we choose the Skyrme-Witten ansatz $U(x) = \exp\{i\vec{\tau} \cdot \vec{n} F(x)\}$ (where $\vec{n} = \vec{r}/r$) and propose spherical symmetry for the scalar field $\sigma(x)$. Then, for the mass functional M we have

$$M = M_2 + M_4 + V. \quad (9)$$

Here

$$M_2 = 4\pi \frac{F_\pi}{e} \int_0^\infty dx \left\{ \frac{N_f}{4} x^2 (\rho')^2 + \rho^2 \left[\frac{x^2 (F')^2}{2} + \sin^2 F \right] \right\}, \quad (10)$$

$$M_4 = 4\pi \frac{F_\pi}{e} \int_0^\infty dx \left\{ \frac{\sin^4 F}{2x^2} + \sin^2 F \cdot (F')^2 \right\}, \quad (11)$$

$$V = 4\pi (F_\pi/e) \cdot D_{\text{eff}} \cdot \int_0^\infty dx \cdot x^2 \left[\rho^4 - 1 + \frac{4}{\epsilon} (1 - \rho^\epsilon) \right], \quad (12)$$

$$\rho(x) = \exp(-\sigma(x)).$$

In eqs. (10)-(12) the dimensionless variable $x = \frac{F_\pi}{e} \cdot e \cdot r$ includes the Skyrme parameter e equal to 2π in accordance with eq. (8). For the potential factor D_{eff} we have $D_{\text{eff}} = C N_f / 48 e^2 F_\pi^4$. The mass functional leads to the following system of equations for $F(x)$ and $\rho(x)$

$$F'' \left[\rho^2 x^2 + 2 \sin^2 F \right] + 2 F' x \left[x \rho \rho' + \rho^2 \right] + \sin(2F) \cdot (F')^2 - \rho^2 \sin(2F) - \frac{\sin^2 F}{x^2} \cdot \sin(2F) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{N_f}{2} x \left[x \rho'' + 2 \rho' \right] - 2 \rho \left[x^2 (F')^2 / 2 + \sin^2 F \right] - 4 D_{\text{eff}} \left[\rho^3 - \rho^{\epsilon+1} \right] x^2 = 0,$$

where prime corresponds to the derivative with respect to x .

According to the virial theorem, the solutions should satisfy the

following condition

$$M_1 - M_2 - 3V = 0, \quad (14)$$

that we use to control the accuracy of numerical calculations.

For small x we have $F(x) \sim \pi N - 2x$, $\rho(x) \sim \rho(0) + \beta x^2$ and for asymptotically large x : $F(x) \sim a/x^2$, $\rho \sim 1 - b/x^6$. There are relations between the numerical coefficients α and β , a and b :

$$\beta = [\rho(0) \cdot 2^2 + \frac{4}{3} (\rho^3(0) - 1) \text{Deff}] / N_f, \quad (15)$$

$$b = \frac{1}{2} a^2 / \text{Deff}.$$

The boundary conditions ensure a finite mass functional for a given value of the topological charge N . We may quantize the rotational degrees of freedom by means of collective variable method⁴. As a result, we get the following expression for the nucleon mass M_N

$$M_N = M + 3 / 8I, \quad (16)$$

where the rotational moment of inertia is now

$$I = \frac{8\pi}{3} \cdot (F_\pi e^3)^{-1} \cdot \int_0^\infty dx \sin^2 F [\rho^2 x^2 + (F')^2 x^2 + \sin^2 F], \quad (17)$$

Some numerical results are given in the Table, where also the mean square root radius of the baryon charge distribution $\langle r_B^2 \rangle^{1/2}$:

$$\langle r_B^2 \rangle^{1/2} = \left[-\frac{2}{\pi} \int_0^\infty dx \cdot x^2 \cdot F'(x) \cdot \sin^2 F \right]^{1/2} \cdot \hbar c / F_\pi e$$

is shown.

C_g	$(300 \text{ MeV})^4$	$(300 \text{ MeV})^4$	Skyrme
N_f	3	2	2
F_π	93 MeV	93 MeV	93 MeV
e	2π	2π	2π
$\rho(0)$	0.29	0.22	1
M	867 MeV	827 MeV	1087 MeV
$(r_B^2)^{1/2}$	0.37 Fm	0.38 Fm	0.36 Fm
M_N	1072 MeV	1033 MeV	1260 MeV

Table. Our numerical results in the generalized Skyrme model. In the last column the results obtained in the original Skyrme model are given for the same values of F_π and e .

One can see a partial restoration of the chiral symmetry which appears as a big deviation of $\rho(x)$ from its asymptotical value 1 (See the Figure).

We should like to point out that the classical and rotational components of the nucleon mass are much smaller here as compared to the original Skyrme model.

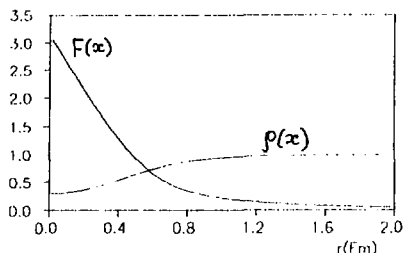


Fig. The solution of the system (13) for the chiral angle $F(x)$ and scalar field $\rho(x)$.

To conclude, in the present talk we formulated the generalized Skyrme model that takes into account the basic features of QCD (the formation of quark and gluon condensates due to the breaking of chiral and conformal symmetries). In contrast to the original Skyrme model it leads to the following results.

- a) The chiral symmetry at small distances partially restored.
- b) The classical skyrmion mass crucially decreases
- c) Skyrmion is the very compact object that leads to large value of the $N-\Delta$ mass splitting.
- d) The nucleon mass in this model is in the resonable agreement with the experimental one.

I am most grateful to V.Yu.Novozhilov and O.G.Tkachev for the most fruitful collaboration and to A.A.Andrianov and V.A.Andrianov for stimulating discussions. I also thank A.V.Radyushkin for the critical reading of the manuscript and comments.

References.

1. Andrianov A.A. et al., Phys. Lett., 1987, B187, N3-4,401
2. Andrianov V., Novozhilov V., ICTP-preprint IC/87/411,Trieste
3. Skyrme T.H., Nucl.Phys., 1962, 31, 556
4. Adkins G., Nappi C., Witten E., Nucl. Phys., 1983, B228,552

QUANTUM EFFECTS IN THE SKYRME MODEL

K. Fujii^{*)} and A. P. Kobushkin

Institute for Theoretical Physics, Kiev, USSR

1. Introduction

The aim of the present paper is to investigate the quantum structure of the $SU(2)$ Skyrme model, especially of the skyrmion mass term, in the framework of the collective-coordinate formalism. Usually, as in the standard approach^{/1/}, canonical quantization is performed only after the lagrangian is expressed concretely in terms of the collective coordinate treated classically. In order to go to a quantum theory from a classical one, it is necessary to specify the quantization procedure. In contrast to the procedure of Adkins et al.^{/1/}, we have treated^{/2/} the Skyrme lagrangian quantum-mechanically from the beginning in accordance with the quantization procedure of nonlinear theories, which has already been investigated by some authors^{/3/}. In our treatment, we have to take care of the ordering from the outset. In the following, it is to be pointed out that, in the skyrmion mass, a new negative term appears, which serves to stabilize the rotating chiral solitons; therefore, the instability problem^{/4/} of such solitons should be reconsidered with the existence of new term taken into account.

^{*)} Department of Physics, Faculty of Sciences, Hokkaido University, Sapporo 060, Japan

We start with the SU(2) Skyrme lagrangian density

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(U_{Lq}; \vec{x}, t) = & \int_{\pi}^2 T_{\pi}(U_{Lq} U_{Lq})/4 + \\ & + T_{\pi}([U_{Lq}, U_{Lq}]^2)/(32 e_s^2) + \int_{\pi}^2 m_{\pi}^2 T_{\pi}(U + U^\dagger - 2)/4, \end{aligned} \quad (1)$$

with $U_{Lq} = (\partial_\mu U) U^\dagger$ and $f_{\pi} = 93$ MeV. Existence of the soliton with appropriate boundary conditions is assumed, and the collective coordinate $A(t)$ is introduced as in ref./1/: $U(\vec{x}, t) = A(t) \sigma(\vec{x}) A^\dagger(t)$. We use a set of three real parameters q^b ($b = 1, 2, 3$) so as to specify an SU(2) matrix $A(t)$. As $A^\dagger(\partial A / \partial q^b)$ belongs to the Lie algebra of SU(2), we can write

$$A^\dagger \partial A / \partial q^a = i \tau_a C_a(q) / 2. \quad (2)$$

Here the summation convention is adopted. The inverse of C_a^B is defined as

$$C_b^E C_E^D = \delta_b^D, \quad C_b^E C_a^E = \delta_a^b. \quad (3)$$

$\{C_b^D\}$ and $\{C_b^D\}$ have various important properties, one of which is

$$C_b^E \partial C_a^E / \partial q^b - C_b^E \partial C_a^E / \partial q^b = -\epsilon_{EFG} C_a^G, \quad (4)$$

where ϵ_{EFG} is the totally antisymmetric tensor.

The basic assumption in the construction of quantum mechanics of the present model is that we require the commutation relation between $\dot{q}^a \equiv dq^a/dt$ and q^b

$$[\dot{q}^a, q^b] = -i f^{ab}(q), \quad (5)$$

where $f^{ab}(q)$ is a function of q 's and is determined after the quantization condition is imposed. Next we define

$$w^B = \{\dot{q}^a, C_a^B\} / 2, \quad (6)$$

and also the quantum form of $\dot{A} = dA/dt$ as

$$\dot{A}(q) = \{\dot{q}^a, \partial A(q) / \partial q^a\} / 2. \quad (7)$$

By employment of

$$[\dot{q}^a, A(q)] = -i f^{ab} \partial A(q) / \partial q^b, \quad (8)$$

it is easy to derive

$$A^\dagger \dot{A} = i \tau_a w^a / 2 + i f^{ab} / 8, \quad (9a)$$

where

$$f^{BD} = C_a^B C_b^D f^{ab} \quad (9b)$$

In the classical consideration the last term in eq. (9a) is absent because in that case it is assumed that $f^{ab} = 0$. Note that \hat{A} , as defined above, has the desired "unitarity" property:

$$A^\dagger \hat{A} + \hat{A}^\dagger A = A A^\dagger + \hat{A} \hat{A}^\dagger = 0. \quad (10)$$

The quantum form of $A^\dagger \hat{A}$ has a term proportional to the unit matrix. This corresponds to a term $a_0 \hat{a}_0 + \bar{u} \hat{u}$ appearing in $A^\dagger \hat{A}$ when we use (a_0, \bar{a}) variables with $A = a_0 + i \hat{a} \hat{\pi}$. We can, however, take $A^\dagger \hat{A}$ to be equal effectively to $i \tau_3 \omega^{1/2}$ in $\mathcal{L}(U_L)$, because

$$U_L = -i A [A^\dagger \hat{A} - \sigma A^\dagger \hat{A} \sigma] A^\dagger = \chi_{BD} A \tau_3 \omega^{1/2} A^\dagger, \quad (11a)$$

where

$$\tau_3 - \sigma(\hat{x}) \tau_3 \sigma^\dagger(\hat{x}) = 2 \chi_{BD} \tau_3. \quad (11b)$$

Some properties of $\chi_{BD}(\hat{x})$ were summarized in ref. /2/.

2. Canonical quantization and a new mass term

For the purpose of defining the canonical momentum p_b conjugated to the coordinate q^b , we express lagrangian density (1) in terms of q^b and \dot{q}^b -variables.

With the help of

$$[\omega^B, A] = \frac{1}{2} B^D A \tau_D / 2, \quad (12)$$

we can demonstrate that

$$\mathcal{L}(U_L; \hat{x}, t) = a_{BD}(\sigma; \hat{x}) \omega^B \omega^D + [\text{term of order } (\omega^0)^0], \quad (13)$$

where

$$a_{BD}(\sigma; \hat{x}) = 4 [Y_{BE, BD}^{(4)} + Y_{BE, BD}^{(2)}], \quad (14a)$$

$$Y_{BE, DK}^{(4)} = \frac{1}{4} \chi_{BD} \chi_{EK} / 4, \quad Y_{BE, DK}^{(2)} = \xi_k^F \xi_k^H \chi_{EK} \chi_{EL} - \epsilon_{FQD} \epsilon_{NLK} / (16 e^2), \quad (14b, c)$$

$$(\partial \sigma(\hat{x}) / \partial x^k) \sigma^\dagger(\hat{x}) = i \tau_3 \xi_k^B(\hat{x}) / 2. \quad (14d)$$

The proof is given as follows: First, the contribution of U_L to \mathcal{L}

$$\mathcal{L}(U_L) = \frac{1}{4} \text{Tr}(U_L U_L) / 4 + \text{Tr}[U_L U_L]^2 / (16 e^2) \quad (15a)$$

is rewritten as

$$\mathcal{L}(U_{L+}) = (Y_{BE,KI}^{(1)} + Y_{BE,KI}^{(2)}) T_K (A W^B W^E \tau_K \tau_J A^\dagger). \quad (15b)$$

In contrast to classical case values W^B and A became noncommutable and we cannot simply eliminate A and A^\dagger in the trace. By using eq. (12) this part is expressed as

$$\begin{aligned} T_K(\dots) = & 2W^B W^E \delta_{KJ} - i \left(f^{BM} W^E + W^B f^{EM} \right) \epsilon_{MKI} + \\ & + f^{BM} f^{EN} (\delta_{MK} \delta_{JN} - \delta_{MJ} \delta_{KN} + \delta_{MN} \delta_{KJ}) / 2. \end{aligned} \quad (16)$$

The first term on the right-hand side of (16) corresponds to the term obtained in the standard approach^{/1/} and leads to the rotational energy, while the remaining terms are new contributions which are brought about by our quantization procedure. Making use of

$$Y_{BE,KL}^{(i)}(\vec{x}) = Y_{EB,LK}^{(i)}(\vec{x}), \quad i=1,2, \quad (17a)$$

we see that the terms of order $(W^B)^1$ on the right-hand side of (16) reduce to ones of order $(W^B)^0$ because of

$$[W^B, f^{EM}] = -i f^{bd} C_b^B \partial f^{EM} / \partial q^d. \quad (17b)$$

Similarly, we can prove from (13)

$$\mathcal{L}(U_{Lq}; \vec{x}, t) = \dot{q}^a d_{ab}(\sigma, \vec{x}) \dot{q}^b / 2 + [\text{term of order } (\dot{q})^2], \quad (18)$$

where $d_{ab}(\sigma, \vec{x}) = a_{BD}(\sigma, \vec{x}) C_a^B C_b^D$.

Thus, we have

$$\begin{aligned} L(U_{Lq}) &= \int d^3x \mathcal{L}(U_{Lq}) = \\ &= \Lambda(\sigma) W^B W^B / 2 + [\text{term of order } (W^B)^2], \\ &= \frac{1}{2} \dot{q}^a g_{ab}(q) \dot{q}^b + [\text{term of order } (\dot{q})^2]. \end{aligned} \quad (19a)$$

where

$$\Lambda(\sigma) \delta_{BD} = \int d^3x a_{BD}(\sigma, \vec{x}), \quad (19b)$$

$$g_{ab}(q) = \Lambda(\sigma) C_a^B C_b^B. \quad (19c)$$

Now, we can define the canonical momentum p_a , conjugate to q^a as

$$p_a = \frac{1}{2} \{ \dot{q}^b, g_{ab} \}. \quad (20)$$

We impose the commutation relations

$$[p_a, q^b] = -i \delta_a^b. \quad (21)$$

Then we easily obtain

$$f^{ab} g_{cd} = \delta_c^a \delta_d^b, \quad (22a)$$

$$A^\dagger \dot{A} = i \tau_B w^B / 2 + \frac{3}{8} i \Lambda(\sigma), \quad (22b)$$

$$[w^B, A] = A \tau_B / 2 \Lambda(\sigma). \quad (22c)$$

For $R_B \equiv \frac{1}{2} \{ p_a, C^a_B \}$ we can prove from (4)

$$[R_B, R_D] = i \epsilon_{BDE} R_E, \quad (23a)$$

$$R_B = w^B \Lambda(\sigma). \quad (23b)$$

Using these relations, we get

$$L(U_L) = \frac{1}{2} R_B R_B / \Lambda(\sigma) - [M(\sigma) + \Delta M(\sigma)], \quad (24)$$

where $\Lambda(\sigma)$ and the "classical" mass term $M(\sigma)$ reduce to $\Lambda[F]$ and $M[F]$ for the hedgehog form of $\sigma(\vec{x}) = \exp\{i \hat{x} \cdot \vec{\tau} F(x)\}$. Their explicit forms one can find elsewhere^{1/}. $\Delta M(\sigma)$ is the new contribution appearing through our quantum-mechanical treatment of the Lagrangian part with the time derivative, (15a); in other words, this contribution comes from the last part on the right-hand side of eq. (16). Note that the second part on the right-hand side of eq. (16) vanishes as a result of $f^{BB} = \delta_{BB} / \Lambda(\sigma)$. $\Delta M[F]$ for the hedgehog solution is given by

$$\Delta M[F] = -\frac{3}{4 \Lambda[F]} + \frac{1}{\Lambda^2[F]} \cdot \frac{\pi}{e_s^2} \int_0^\infty dk \sin^4 F(k). \quad (25)$$

Considering from the beginning $A \dot{A}^\dagger = \frac{i}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{u} + \frac{1}{8} f^{BB}$ instead of (9a) one can obtain $T_B T_B$ in the lagrangian (24) instead of $R_B R_B$. The operators T_B satisfy the following commutation relations

$$T_B = u^B \Lambda(\sigma), \quad (23c)$$

$$[T_B, T_D] = i \epsilon_{BDE} T^E, \quad [T_B, R_D] = 0. \quad (23d)$$

The operators R_A correspond to the spin operators and the operators T_A correspond to isospin ones.

3. Skyrmion stability problem

For the hedgehog configuration, the energy of $I^2 = J^2 = \ell(\ell+1)$ state is from (24) equal to

$$H_\ell[F] = M[F] + \Delta M[F] + \ell(\ell+1)/(2\Lambda[F]). \quad (26)$$

Note that both the second and the third terms on the right-hand side are of the order $\frac{1}{\Lambda^2}$. The integrodifferential equation is derived⁽²⁴⁾ so as to minimize H_ℓ with respect to F . With the aim of examining the asymptotic solution, we derive the linear differential equation for sufficiently large κ :

$$\kappa^2 F'' + 2\kappa F' - 2F - \mu_\ell^2 \kappa^2 F = 0, \quad (27)$$

with

$$\mu_\ell^2 = m_\pi^2 + \frac{1}{\Lambda^2[F]} \left\{ -\frac{2\ell(\ell+1)}{3} + 1 - \frac{8\pi}{3e_s^2 \Lambda[F]} \int d\Omega \sin^4 F \right\} \quad (28)$$

$\mu_\ell^2 > 0$ is needed for a desirable asymptotic behavior $F \sim e^{-\mu_\ell r}/\kappa$. We have for the chiral limit

$$\mu_{1/2}^2 (m_\pi \rightarrow 0) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{1}{\frac{1}{4}\pi e_s^2 \Lambda^3[F]} J[F] \quad (29)$$

where

$$J[F] = \int_0^\infty dz z^2 \tilde{\Sigma}^2 (1 + \tilde{F}'^2 - \tilde{\Sigma}^2/z^2), \quad (30)$$

$$z = \frac{1}{\kappa} e_s \kappa, \quad \tilde{F}(z) = F(\kappa), \quad \tilde{\Sigma} = \rho \sin^2 \tilde{F}.$$

$J[F]$ is not always negative as a result of ΔM and possibly becomes positive. It is necessary to solve the integrodifferential equation to see whether or not there exists a physically acceptable $F(\kappa)$. Nevertheless, in spite of existence of $\Delta M[F]$, the $\Delta(\ell=3/2)$ -state remains to be unstable for small m_π . On the other hand the nucleon ($\ell=1/2$)-state, in contrast to the case which was considered in refs. /4/, could be stable even in the chiral limit ($m_\pi \rightarrow 0$).

Instead of solving the appropriate integrodifferential equation we used the following procedure. For the function $F_{1/2}(\kappa)$ one can choose the parametrization

$$F_{1/2}(r) = \frac{\pi + \sum_{n=1}^N a_n r^n}{1 + \sum_{m=1}^M b_m r^m} (1 + \mu_{1/2} r) e^{-\mu_{1/2} r} \quad (31)$$

It satisfies the boundary condition at origin and desired asymptotic behavior. $2N+2$ parameters a_n and b_m are defined from the minimum conditions of the mass functional $H_{1/2}[F_{1/2}]$, and $\mu_{1/2}$ is determined by iterations. At first iteration one chooses $\mu_{1/2}^{(0)} = 0$. The value was saturated at third iteration step with the accuracy

$$|1 - (\mu_{1/2}^{(3)} / \mu_{1/2}^{(2)})^2| < 3\% \quad \text{for } N = 2 \text{ as well as for } N = 3.$$

For the experimental value of $f_\pi = 93$ MeV and the QCD-motivated /5/ value $e_s = 2\pi$ and $m_\pi = 0$ one obtains

$$\begin{aligned} m_N &= 929 \text{ MeV}, & \Delta M &= -497 \text{ MeV}, \\ \Lambda &= 0.1201 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}, & \mu_{1/2}^2 &= 0.2049 \cdot 10^6 \text{ MeV}^2. \end{aligned} \quad (32)$$

The experimental $m_N = 940$ MeV is reproduced for $e_s = 6.24$.

4. Discussion and remarks

The new quantum term was shown in sect. 3 to be important for stabilizing rotating skyrmion. Numerically it gives the large contribution to the skyrmion mass and gives the possibility to obtain m_N which coincides within 1% accuracy with the experimental value when $f_\pi = 93$ MeV and the QCD-motivated Skyrme parameter $e_s = 2\pi$ was used.

It was also pointed out /6/ the new quantum term leads to some attraction for central NN -potential. One can evaluate the energy difference between two free skyrmion systems (with relation distance of their centers) and two free skyrmions by taking into account the time derivative $\partial_t U$. Usual product ansatz was adapted*)

$$U(\vec{x}_+, \vec{x}_-, t) = A^{(1)}(t) \sigma(\vec{x}_+) A^{(2)}(t) \sigma(\vec{x}_-) A^{(2)\dagger}(t), \quad (33)$$

$$\vec{x}_\pm = \vec{x} \pm \vec{r}/2.$$

The quantum corrections for the NN -potential were obtained:

*) In ref. /7/ there was considered the so-called symmetrized ansatz which leads to some attractive contribution in the central potential.

$$\Delta V_c^+ = - \frac{f_\pi^2}{4\Lambda^2} \int d^3x \chi_{BB}(\vec{x}_+) \chi_{EE}(\vec{x}_-), \quad (34a)$$

$$\Delta V_{SS} = \frac{f_\pi^2}{108\Lambda^2} \int d^3x \epsilon_{KBG} \chi_{KB}(\vec{x}_+) \epsilon_{EFG} \chi_{EF}(\vec{x}_-), \quad (34b)$$

$$\Delta V_T = \frac{f_\pi^2}{72\Lambda^2} \int d^3x \left[-\frac{1}{3} \epsilon_{KBG} \chi_{KB}(\vec{x}_+) \epsilon_{EFG} \chi_{EF}(\vec{x}_-) + \epsilon_{KBS} \chi_{KS}(\vec{x}_+) \epsilon_{EFS} \chi_{EF}(\vec{x}_-) \right], \quad (34c)$$

$$\Delta V_c^- = \Delta V_{SS}^+ - \Delta V_T^+. \text{ The usual notations }^{8/9} \text{ are used.}$$

We see ΔV_c^+ is negative in the same way as $\Delta N[F]$. For the hedgehog ansatz

$$\Delta V_c^+ = - \frac{f_\pi^2}{\Lambda^2} \int d^3x \sin^2 F(x_+) \sin^2 F(x_-). \quad (35)$$

A tentative evaluations show the magnitude of (35) is so small ($\sim 10\%$) that the main feature^{8/} of V_c^+ obtained from the space-derivative part does not change.

In ref. /9/ an extension of the method on the SU(3) Skyrme model was made. It was assumed existence of an SU(2) classical solution of the hedgehog type, which is embedded in the SU(3) solution. Then there was treated the coset manifold SU(3)/U(1)_r, which is parametrized by a set of seven real parameters q^a . The Wess-Zumino-Witten term was taken to be the symmetrized form of the well-known topological contribution to the effective Lagrangian $L(q, \dot{q})$. From the starting Skyrme Lagrangian with derivatives, two kinds of terms with order k^2 appear: one is independent of q^a and gives a new contribution to the skyrmion mass, and the other depends on q^a through vielbeins in the q -manifold. The former term plays a role to stabilize the rotating chiral soliton, which, the latter disappears in $L(q, \dot{q})$ when expressed in terms of the covariant kinetic term, leaving a new mass contribution with negative sign.

The authors would like to express their thanks to Prof. G.M. Zinovijev and the other members of the Division of Physics of High Energy Densities of the Institute for Theoretical Physics. One of the authors (K.F.) expresses his cordial thanks the support from the Soviet Academy of Sciences and Japan Society for Promotion of Sciences.

References

1. Adkins G.S., Nappi C.R., Witten E. - Nucl. Phys., 1983, B228, 552;
Adkins G.S., Nappi C.R. - Nucl. Phys., 1984, B233, 109.
2. Fujii K., Sato K.-I., Toyota N., Kobushkin A.P. - Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 651;
Fujii K., Kobushkin A.P., Sato K.-I., Toyota N. - Phys. Rev., 1987, D35, 1896;
Fujii K., Kobushkin A.P., preprint ITP-87-1E, Kiev, 1987.
3. Kiang D., Nakazawa K., Sugano R. - Phys. Rev., 1969, 181, 1380;
Lin H.E., Lin W.C., Sugano R. - Nucl. Phys., 1970, B16, 431;
Sugano R. - Prog. Theor. Phys., 1971, 46, 297;
Kimura T. - ibid, 1971, 46, 1261 and 1973, 50, 1769;
Kimura T., Sugano R. - ibid, 1972, 47, 1004.
4. Bander M., Hayot P. - Phys. Rev., 1984, D30, 1837;
Braaten E., Ralston J.P. - ibid, 1985, D31, 598.
5. D'jakonov D.I., Eides M.I. - Pis'ma v JETP, 1983, 38, 358;
Balog J. - Phys. Lett., 1984, 149B, 197;
Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. - Phys. Lett., 1985, 153B, 422;
6. Fujii K., Sato K.-I., Toyota N., Kobushkin A.P. - Proceedings of 1987 International Workshop on Low Energy Effective Theory of QCD, Nagoya, 1987, edited by S.Saito and K.Yamawaki (Department of Physics, Nagoya University, 1987).
7. Nyman E.M., Kiska D.O. - Phys. Lett., 1988, 203B, 13.
8. Jackson A., Jackson A.D., Pasquier V. - Nucl. Phys., 1985, A432, 567;
Vinh Mau R., Lacombe M., Loiseau B., Cottingham W.N., Lisboa P.- Phys. Lett., 1985, 150B, 259.
9. Fujii K., Sato K.-I., Toyota N. - Phys. Rev., 1988, D37, N12.

THE CHIRAL BAG AND HADRONIC REACTIONS

F. Myhrer

Department of Physics and Astronomy

University of South Carolina, Columbia, SC 29208, USA

At low energy strong interaction phenomena are guided by chiral symmetry. The success of current algebra and soft-pion theorems on the $SU(2) \times SU(2)$ level in explaining experimental data testifies to this^{/1/}. This symmetry is only broken by 7% ^{/2/} and in strong interactions only isospin-symmetry or flavour $SU(2)$ is a more perfect symmetry.

The hadrons are made of quarks and when probed in high momentum transfer reactions the experiments tell us that the quarks are (almost) free. Quantum Chromo Dynamics (QCD) has been very successful in explaining these experiments since QCD is an asymptotic free theory meaning $\alpha_s(Q^2)/\alpha_s(\mu_0^2) \rightarrow 0$ as $Q^2 \rightarrow \infty$ where μ_0^2 is some hadronic scale. Quarks have only been observed indirectly via hadronic jets at very high energies and no single free quark has been detected. Therefore quark-confinement has been postulated. This confinement has not been proven by QCD although lattice calculations give hints that QCD can give rise to quark (color) confinement. In the following we will examine three "low-energy" topics. Because momentum transfer is low we have to use QCD-inspired models of confinement to compare with experimental observations. The basis is the MIT bag model^{/3/} where quarks move freely inside a spherical cavity of radius R . They can at most interact "perturbatively" via gluon exchange. In this model multiple gluon exchanges and the non-Abelian gluon-gluon interactions which are believed to give rise to confinement, are simulated by the sharp surface boundary condition. The latter gives immediately the quark eigen-energies. Since quarks (u, d) are almost massless $m_u \approx m_d \approx 0$ MeV we have

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{y} \psi = 0 \quad r < R \quad (1)$$

and

$$\hat{n} \cdot \gamma \psi = \psi \quad \text{for } r=R, \quad (2)$$

where for a static bag the unit vector is $\hat{n}=(0,\hat{x})$. The boundary condition (2) implies that the radial component of the current

$$\hat{x} \cdot \bar{\psi} \gamma \psi = 0$$

at the surface but the radial component of the axial current

$$\hat{x} \cdot \bar{\psi} \gamma_5 \gamma \psi \neq 0$$

for $r=R$. To restore chiral invariance we postulate that the QCD vacuum surrounding the bag (cavity) is realized in the Goldstone mode. This means the quarks inside the cavity polarize the vacuum outside in a manner prescribed by chiral symmetry and the vacuum contains zero-mass $q\bar{q}$ pairs with $J^P=0^-$. In the chiral bag model the latter is approximated by a pion field $\pi^{a/4,5/}$. On the chiral $SU(2) \times SU(2)$ level the confining quark boundary condition ($r=R$) should read

$$-i \hat{x} \cdot \gamma \psi = \exp(i\hat{x} \cdot \vec{\pi} \gamma_5 / f_\pi) \psi, \quad (3)$$

where $f_\pi=93$ MeV is the pion decay constant. To have chiral symmetry the axial current must be continuous, and outside the bag it is the pion field which carry the axial current. Remark that the sharp boundary (2) acts like a Lorentz scalar (infinite step function in the quark mass), and the chiral boundary condition (CBC) eq. (3)^{6/} says that confinement and chiral symmetry are intimately connected as also argued by Weise^{7/} in order to generate the pion wave function. What are the consequences of this picture?

I. The Nucleon-Nucleon Interactions

The nucleon (N) in the chiral bag model has a quark core with an extended pionic cloud^{5/}. When two nucleons are relatively far apart ($r \sim 4$ fm) only the mesonic clouds overlap and we have the standard meson (one- and two-pion)

exchange nuclear forces^{/10,11/} earlier modeled by the boson-exchange potentials. For large impact parameter (b) NN scattering or large NN angular momentum ($\ell \geq 2$) these meson clouds dominate the "measured" phase-shifts. However, for $b=0$ which classically means $\ell=0$ the two nucleons' quark cores will overlap substantially and both quark and meson degrees of freedom are important to explain the ($\ell=0$) phase-shift. For very low energy ($E < 5\text{MeV}$) NN scattering the mesonic forces give roughly the correct scattering lengths and effective ranges^{/10/}. However, the energy-dependence of the S- and 1P_1 NN phase-shifts, $\delta(E)$, were parametrized as (i) short range forces^{/11/} or (ii) blamed on nucleon form factors^{/10/}. Today we know that the repulsion seen in $\delta(E)$ vs. E is due to quark degrees of freedom. See the review by Oka and Yazaki^{/12/} and in particular Oka and Horowitz^{/13/}. The argument is as follows. When we scatter NN for $\ell=0$ the six quarks can all be in their ground state (S-state) which is a completely symmetric wave function (XXXXX=[6] or (since parity is even) two quarks can be in P-states and 4 in S-states and this gives a spatial wave function of mixed symmetry^{/14/}.

$$\begin{array}{|c|c|c|c|c|c|} \hline & & & & & \\ \hline & & & & & \\ \hline & & & & & \\ \hline & & & & & \\ \hline & & & & & \\ \hline & & & & & \\ \hline \end{array} = [42] .$$

Higher excited states are less important^{/12/}. The six quark spatial wave function is:

$$\psi_6 = A[6] + B[42] .$$

Naturally the part [42] will be energy suppressed by a factor $\Delta\omega = 2(\omega_p - \omega_s)$ due to the two quarks in the excited P-state. However, if we allow the quarks to interact perturbatively ($\alpha_s \neq 0$) via one-gluon exchange, we find^{/15/} as hinted to earlier by Obukhovskiy et al.^{/16/} and Harvey^{/17/} that the spatial states [6] and [42] are (almost) energy-degenerate. Then one can calculate the Clebsch-Gordan coefficients A and B^{/14/} for the NN channel ($r \rightarrow \infty$)

$$\psi_6 = \frac{1}{3} [6] + \frac{\sqrt{8}}{3} [42] . \quad (4)$$

This equation says the mixed spatial symmetry component dominates. Since the two states are orthogonal and [6] has no nodes (S-state quarks only) the [42] state in an effective expansion with NN($\ell=0$) has nodes. The position

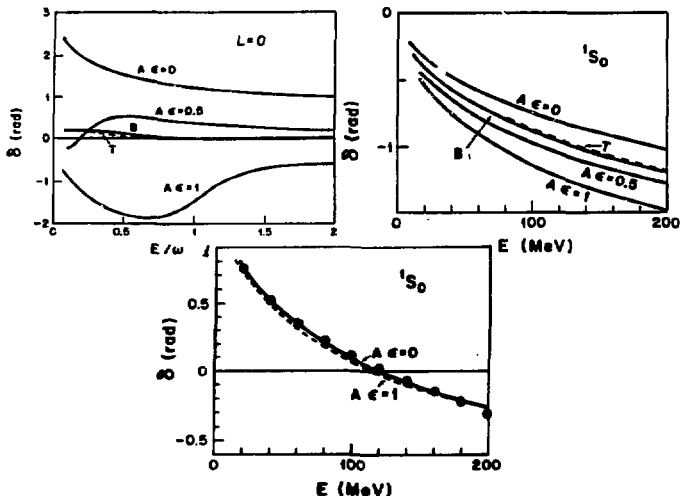


Fig. 1. The 1S_0 NN phase-shifts for various confinement models^{/13/}. Fig. a is for $\alpha_s=0$, Fig. b for $\alpha_s \neq 0$ and Fig. c includes also the long-range mesonic interactions. The figures are from Oka and Horowitz^{/13/}.

$r=R_0$ of this node corresponds roughly to the (almost) energy independent radius in the calculated^{/12/} "hard-core" like NN phase-shift

$$\delta(E) \cong R_0 \sqrt{ME} + \delta(0) \quad (5)$$

seen experimentally in 1S_0 , 3S_1 and 1P_1 for $E \approx 0-300$ MeV. The influence of the gluonic corrections ($\alpha_s \neq 0$) is seen in fig. 1 which are taken from Horowitz and Oka^{/13/}. Basically the $[42]$ state dominates due to the antisymmetry requirement of the six-quark wave function ψ_6 . The chromomagnetic correction ($\alpha_s \neq 0$) just helps make $[6]$ and $[42]$ energy-degenerate and ensures the dominance of a mixed symmetry state.

To describe in detail the NN phase-shifts one has to rely on models for short-range quarks and long range mesonic interaction like, for example, the Quark Compound Bag (QCB) model^{/18/}. For a review see Myhrer and Wroldsen^{/19/}.

II. Nucleon-Antinucleon Annihilation

Like NN scattering we have for very large impact parameters b only an overlap of the mesonic clouds of the quark and antiquark-cores of N and \bar{N} respectively. Therefore for b large we do not expect any annihilation and $N\bar{N}$ scattering is described by meson exchanges. Annihilation takes place only in the lower partial waves when the quark and antiquark cores overlap. To study the dynamics of the annihilation process one needs a quark model for the nucleons. The "range" of the annihilation $\sim 1\text{fm}$ determined experimentally is really a reflection of the very attractive meson potential which "pulls" the $N\bar{N}$ wave function into the annihilation region as can be seen in the black sphere annihilation model^{/20/} which is very successful in describing differential cross sections of recent precise measurements of $p\bar{p}$ elastic and charge exchange scattering^{/21/}.

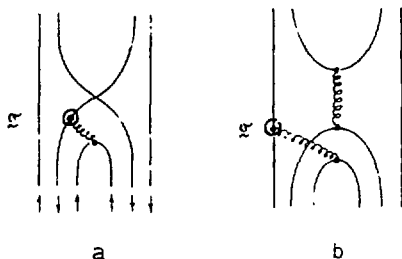


Fig. 2. Two possibilities of coupling effective, timelike gluons to quarks are illustrated.

The $N\bar{N}$ annihilation at rest into two mesons (ASTERIX experiments^{/22/}) necessitates quark dynamics to explain suppression of some allowed channels. To discuss the dynamics involved we concentrate on two diagrams, Fig. 2, with the least number of effective, timelike gluons. (We have to allow many gluon "exchanges" since α_s is large for relevant Q^2).

(i) The effective gluons in the diagrams are timelike, i.e. they carry an energy $> 2E$ where E is the quark eigen-energy in the proton, but they carry on the average very low momenta.

(ii) In the diagrams the gluons carry an energy $> E$, which means the final-state quarks will be relativistic. If one naively uses a non-relativistic quark model the quarks in the final mesons will be very far off their mass-shell.

(iii) If the two outgoing mesons are pointlike (no $q\bar{q}$ form factor $F(q^2)$) diagram 2a is zero due to energy-momentum conservation. In diagram 2a $F(q^2)$ is probed at very high q^2 and one can easily change the amplitude of 2a by an order of magnitude by using different, "standard" quark wave function for the mesons^{/23/}.

(iv) For massless u and d quarks the QCD Lagrangian is chiral invariant. For massless quarks the quark helicity is preserved in quark-gluon interactions (no quark spin-flip). It is hypothesized that the non-Abelian gluon-gluon interactions lead to quark confinement, which means confinement conserves quark helicity. (This is simulated in the chiral bag models by the presence of the pion-cloud). To calculate NN annihilation using diagrams 2a, 2b, 2c we cannot just use Clebsch-Gordan coefficients like Faessler et al.^{/24/} or Maryuama and Ueda^{/25/} since quark spin-flip is not allowed.

We keep these consideration in mind and ask which effective operator will give the experimentally observed suppression in, for example, $p\bar{p} \rightarrow n\pi$.

The timelike gluons couple to the quarks' spin, and since helicity is conserved this effective quark operator q only counts the helicity of the various quarks and antiquarks and it is easy to find that $p\bar{p}({}^1S_0) \rightarrow n\pi \ll p\bar{p}({}^3S_1) \rightarrow n\pi$ ^{/27/}. This result also follows in the 3P_0 model where a $q\bar{q}$ pair with 3P_0 (in LS coupling scheme) annihilates into vacuum provided standard barrier-penetration factors and competition with other channels are included^{/28/}.

III. The Spin-Structure Function of the Nucleon

The structure functions of the proton and neutron are measured in deep-inelastic lepton scattering (DIS). Some behavior of these functions can be related to quark model wave functions which are constructed to describe static or low energy phenomena. Specifically the MIT bag model was constructed with the DIS results in mind. Jaffe has made some early calculations using the MIT bag model in the Bjorken limit ($q^2 \rightarrow \infty$ and the lepton energy loss $\nu = E - E' \rightarrow \infty$) to calculate moments of structure functions^{/29/}. A review of this is in the

lecture notes by Jaffe^{/30/}. Here I will specifically concentrate on the integral of the nucleon spin structure functions

$$\int_0^1 dx g_1^N(x) = \frac{1}{2} \langle N+ | \bar{\psi} \gamma_z \gamma_5 Q^2 \psi | N+ \rangle, \quad (6)$$

where ψ is the quark operator, Q the quark charge and $|N+\rangle$ denotes a spin-up nucleon state. The Bjorken sum rule relate these high energy, high momentum transfer results to the low energy quantities, the axial charge g_A of neutron decay.

$$\int_0^1 dx (g_1^p(x) - g_1^n(x)) = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V}. \quad (7)$$

This can be evaluated using a model for the nucleon. If the nucleon is assumed to be the symmetric spin-flavour SU(6) wave function, then the r.h.s. of eq. (6) vanish for the neutron. However, when the chromomagnetic exchange current corrections is included, which explains why $\mu_{\Sigma} = -\mu_{\Lambda} = -0.61 \text{ n.m.}$ and why the ratio $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu} / \Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu} \cong 2^{/31/}$ instead of the SU(6) value 3, the r.h.s. of eq. (6) for the neutron is negative^{/32/}. This exchange current process is illustrated in fig. 3. As seen from Fig. 3 we have both

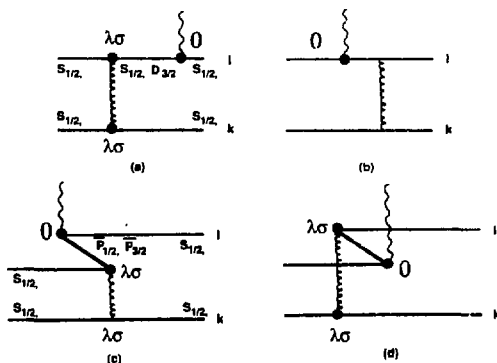


Fig. 3 - Illustration of the different Feynmann tree diagrams which contribute to the chromomagnetic exchange currents.

intermediate three quark and the dominant four-quark one antiquark states as shown by Høgaasen and Myhrer^{/31/}. This results in a two-body operator of the form

$$\sum_{k \neq l} \sigma_2(k) Q^2(l), \quad (8)$$

where the sum is over all quarks pairs. As calculated by Myhrer and Thomas^{/32/}

$$\int_0^1 dx g_1^n(x) = \frac{1}{3} C'' \quad (9)$$

and

$$\int_0^1 dx g_1^p(x) = \frac{1}{6} g_A + \frac{1}{3} C'', \quad (10)$$

where $g_A = g_A^0 - \frac{2}{3} C''$ where g_A^0 is the additive quark model result ($C'' = -0.056$)^{/31/}.

Note here that the Bjorken sum-rule is preserved by this exchange correction.

If we now add this result to the correction due to the pion cloud of the nucleon as found by Schreiber and Thomas^{/33/}, we find for the integral of the neutron spin-structure function a value -0.036. To compare with the very recent European Muon Collaboration (EMC) result^{/34/} of $-0.078 \pm 0.012 \pm 0.026$ we have to correct our value by the QCD radiative correction $-0.036 (1 - \alpha_s(Q^2)/\pi) = -0.033$ since the structure functions are measured at a finite $Q^2 \approx 20 \text{ GeV}^2$. Certainly we are incompatible with the EMC result. However, this result is sensitive to the extrapolation of $g_1(x)$, and a re-analysis of the data by Close and Roberts^{/35/} gives $-0.043 \pm 0.012 \pm 0.026$ which is in reasonable agreement with our result. The value of the integral for the spin-structure function of the proton is also lowered both by the pionic and chromomagnetic exchange current correction and is consistent with the re-analysis of Close and Roberts

$$\int_0^1 dx g_1^p(x) = 0.1495 \pm 0.012 \pm 0.026$$

but not consistent with the original EMC analysis. Here we have pointed out two corrections which do not leave room for a more exciting suggestion by

Jaffe/^{36/}. It certainly is too early as proposed/^{34,37/} to abandon the old quark model based on the EMC result. Certainly we show that the pionic cloud of chiral invariance and quark-quark correlations which explain the $N-\Delta$ mass difference are important.

By these three examples I want to show that the chiral bag model is a rough, but reasonable model for the nucleon. This model inspired by QCD makes "predictions" for what we should expect in a wide range of reactions.

The short-distance perturbative quark-quark interaction in the model manifest itself in both nucleon-nucleon scattering for energies below 400 MeV and in sum-rules of the high-energy structure functions. Since u and d quarks have basically zero mass, chiral symmetry demands a continuous axial current which leads to a model calculation of the pion-nucleon coupling constant/^{6/}. Furthermore, for a zero mass quarks, its helicity is conserved which has consequences in analysis of nucleon-antinucleon annihilation. This research is supported by a National Science Foundation grant.

References

1. S.L. Adler and R.F. Dashen, 1986, Current Algebra (Benjamin, NY).
2. H. Pagels, 1975, Phys. Rep. 16, 219.
3. T.A. DeGrand, R.L. Jaffe, K. Johnson, and J. Kiskis, 1975, Phys. Rev. D12, 2060.
4. A. Chodos and C.B. Thorn, 1975, Phys. Rev. D12, 2733.
5. G.E. Brown and M. Rho, 1979, Phys. Lett. B82, 177.
6. G.E. Brown, M. Rho, V. Vento, 1979, Phys. Lett. B84, 383.
7. F. Myhrer, 1984, Quarks in Nuclei, ed. W. Weise. (World Scient. Publ., Singapore) Vol. 1, p. 325.
8. W. Weise, 1984, Quarks in Nuclei, ed. W. Weise, (World Scient. Publ., Singapore) Vol. 1, p. 57.
- 9.
10. G.E. Brown and P.D. Jackson, 1976, Nucleon-Nucleon Interaction (North-Holland, Amsterdam).
11. R. Vinh Mau, 1979, Meson in Nuclei, ed. M. Rho and D.H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam) p. 151.
12. M. Oka and K. Yazaki, 1984, Quarks in Nuclei, ed. W. Weise (World Scient. Publ., Singapore) Vol. 1, p. 489.
13. M. Oka and C.J. Horowitz, 1985, Phys. Rev. D31, 2773.
14. M. Harvey, 1981, Nucl. Phys. A352, 301.
15. F. Myhrer and J. Wroldsen, 1985, Phys. Lett. B174, 366.
16. I.T. Obukhovskii, V.G. Neudatchin, Yu. F. Smirnov, and Yu. M. Tchuvil'sky, 1979, Phys. Lett. B88, 231.
17. M. Harvey, 1981, Nucl. Phys. A352, 326.
18. Yu. A. Simonov, 1984, Nucl. Phys. A416, 109C.
19. Yu. S. Kalashnikova and I.M. Narodetskii, 1987, ITEP preprint 58.

19. F. Myhrer and J. Wroldsen, 1988, *Rev. Mod. Phys.* (July).
20. O.D. Dalkarov and F. Myhrer, 1977, *Nuovo Cim.* 40A, 152.
21. W. Brückner et al., 1986, *Phys. Lett.* B169, 302.
22. S. Ahmad et al., 1985, *Phys. Lett.* B157, 333; *Proc. VII Europ. Symp. Antiproton Interaction*, Durham, p. 287.
23. F. Myhrer and R. Tegen in preparation.
24. M. Maruyama, S. Furui and A. Faessler, 1987, *Nucl. Phys.* A472, 643.
25. A.M. Green and J.A. Niskanen, 1987, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 18, 93.
A.M. Green, J.A. Niskanen, S. Wycech, 1986, *Phys. Lett.* B172, 171.
26. M. Maruyama and T. Ueda, 1985, *Prog. Theor. Phys.* 73, 1211; *Phys. Lett.* B149, 436; *Prog. Theor. Phys.* 74, 526.
27. J.A. Niskanen and F. Myhrer, 1985, *Phys. Lett.* B157, 247.
28. C.B. Dover, P.M. Fishbane, and S. Furui, 1986, *Phys. Rev. Lett.* 57, 1538.
29. R.L. Jaffe, 1975, *Phys. Rev.* D11, 1953; R.L. Jaffe and G.G. Ross, 1980, *Phys. Lett.* B93, 313.
30. R.L. Jaffe, 1986, "Relativistic Dynamics and Quark-Nuclear Physics", eds. M.B. Johnson and A. Picklesimer (Wiley-Interscience, NY) p. 537.
31. H. Høgaasen and F. Myhrer, 1988, *Phys. Rev.* D37, 1950; K. Ushio and H. Konashi, 1984, *Phys. Lett.* B135, 468; K. Ushio, 1985, *Phys. Lett.* B158, 71; 1986, *Zeit. Phys.* C30, 115.
32. F. Myhrer and A.W. Thomas, 1988, South Carolina preprint.
33. A.W. Schreiber and A.W. Thomas, 1988, Adelaide preprint ADP-88-83/T54.
34. J. Ashman et al., 1987, CERN preprint EP/87-230.
35. F.E. Close and R.G. Roberts, 1988, *Phys. Rev. Lett.* 60, 1471.
36. R.L. Jaffe, 1987, *Phys. Lett.* B193, 101.
37. S.J. Brodsky, J. Ellis, M. Karliner, 1988, Stanford preprint, SLAC-PUB-4519.

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ МЕЗОНЫ-88

Н.Н.Ачасов

Институт математики СО АН СССР
Новосибирск

Доклад об экзотических мезонах стал традиционным на этой конференции, начиная с 1961 года ^{1-3/}. В целом ряде случаев ситуация за последние два года практически не изменилась как в теоретическом понимании резонансных явлений, которые могут быть обусловлены экзотическими мезонами, так и в экспериментальном исследовании их природы. Поэтому здесь я остановился только на самых важных, с моей точки зрения, "экзотических" резонансных сигналах, в понимании природы которых можно решительно продвинуться благодаря ясной теоретической стратегии экспериментальных исследований, возникшей в последнее время.

Сейчас нельзя исключить возможность, что часть экзотических сигналов (или даже все!) может быть объяснена со временем нетривиальными эффектами сильных взаимодействий. В любом случае исследование этих красивых явлений позволяет нам продвинуться в понимании области конформанта.

Сначала о тех случаях, когда для объяснения эффекта требуется состояние с явной экзотикой.

I. Мощное резонансное усиление около порога реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ и отсутствие аналогичного усиления в $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+ \rho^-$ явление, предсказанное нами теоретически в рамках $q^2 \bar{q}^2$ -модели ^{1/} и открытое экспериментально, см., например, ^{2/}, по-прежнему остается важнейшим во всей проблеме экзотических мезонов. Объяснение этого открытия требует существования широкого ($\Gamma \approx 300$ МэВ) мезона с массой 1400-1500 МэВ с изотопическим спином $I = 2$ ^{2,3/}. Оригинальное предсказание основывалось на спектре $q^2 \bar{q}^2$ -состояний в MIT-мешке и предполагает $J^{PC} = 2^{++}$ для этого мезона. Эксперимент подтверждает и это предсказание (CERN, $\pi\pi/\gamma\gamma$, FNAL), хотя не может окончательно исключить $0^+(TASSO)$, см. ^{4/} и цитируемую там литературу.

Вопрос о существовании явно экзотического состояния в системе $\rho\rho$ может быть однозначно решен в следующих экспериментах ^{3,5/}.

(1) Поиск состояния с $I_3 = 2$

$$p\bar{p} \rightarrow n(\rho^+\rho^+)n, \quad \pi^+p \rightarrow \pi^0(\rho^+\rho^+)n, \quad K^+p \rightarrow K^0(\rho^+\rho^+)n$$

при изучении столкновений Редже траекторий в центральной области ($\rho_R^+\rho_R^+ \rightarrow \rho^+\rho^+$) при не очень больших энергиях $Q_{\text{лаб}} \approx 10 + 100$ ГэВ.

Интересны также реакции $\pi^+p \rightarrow \rho^+\rho^+n$.

(ii) Поиск состояний с $I_3 = \pm 1$ ^{15/}

$$\gamma p \rightarrow (\rho^+\rho^0)n, \quad \gamma n \rightarrow (\rho^-\rho^0)p.$$

Изучение $\rho^-\rho^-$ (поиск состояния с $I_3 = -2$) и $\rho^+\rho^0$ (поиск состояний с $I_3 = \pm 1$) каналов может быть очень перспективным на LEAR ^{15/}.

$$(iii) \quad \bar{p}n \rightarrow (\rho^-\rho^-)\pi^+, \quad \bar{p}n \rightarrow (\rho^-\rho^0)\pi^0,$$

$$\bar{p}p \rightarrow (\rho^-\rho^0)\pi^+, \quad \bar{p}p \rightarrow (\rho^+\rho^0)\pi^-.$$

Конечно, интересны и нейтральные каналы $\rho^+\rho^-$ и $\rho^0\rho^0$ (поиск состояний с $I_3 = 0$)

$$(iii) \quad \bar{p}p \rightarrow (\rho^+\rho^-)\pi^0, \quad \bar{p}p \rightarrow (\rho^0\rho^0)\pi^0,$$

$$\bar{p}n \rightarrow (\rho^+\rho^-)\pi^-, \quad \bar{p}n \rightarrow (\rho^0\rho^0)\pi^-$$

Отметим, что в LEAR при изучении реакции $\bar{p}n \rightarrow (\rho^0\rho^0)\pi^-$ в спектре масс $\rho^0\rho^0$ обнаружен резонансный сигнал $X(1480)$ с $J^{PC} = 2^{++}$, $\Gamma \approx 120$ МэВ ^{16/}.

2. Детекторы ГМС в ИФЭ и в СЕРИ обнаружили несколько необычных резонансных сигналов ^{17,8/}, теоретическое осмысление которых только еще началось ^{13/}. Здесь я остановлюсь на самом последнем открытии этой группы ^{19/}. В реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\eta n$ при 100 ГэВ в спектре масс $\pi\eta$ при парциально-волновом анализе был обнаружен резонанс с $m = (1406 \pm 20)$ МэВ, $\Gamma \approx (180 \pm 30)$ МэВ, $J^{PC} = 1^{-+}$ и $I^G = 1^{-}$. Такое состояние невозможно в системе $q\bar{q}$. Анализ в данном случае непрост, т.к. в этой области доминирует резонанс $\omega_2(1320)$, и поэтому желательно проделать его еще раз с лучшей статистикой, например, при 40 ГэВ.

Теперь о состояниях с возможной скрытой экзотикой. В двух случаях есть теоретические новости, которые позволяют радикально продвигаться в понимании природы этих состояний.

3. За прошедшие два года было установлено, что $C(1480)$ -резонанс, открытый в ИФЭ в системе $\pi\pi^0\phi$ в реакции $\pi^-p \rightarrow \phi\pi^0n$ и

являющийся реальным кандидатом на $s\bar{s}(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$ состояние^{/3/}, имеет $J^{PC} = 1^{--}/10/$. Совсем недавно появилась интересная альтернатива^{/11/} экзотическому объяснению $C(1480)$ -резонанса. В нашей работе^{/11/} было показано, что $C(1480)$ -сигнал может быть обусловлен редким распадом $\rho'(1600) \rightarrow \phi \pi^0$, возникающим в результате сильного нарушения правила Цвейга за счет промежуточных процессов $\rho'(1600) \rightarrow K^* \bar{K} + \bar{K}^* K \rightarrow \phi \pi^0$ в области логарифмической особенности. Эту новосибирскую альтернативу можно проверить однозначно в реакциях $e^+e^- \rightarrow \phi \pi^0$, $e^+e^- \rightarrow K^* \bar{K} + \bar{K}^* K$, $\pi^+p \rightarrow (K^* \bar{K} + \bar{K}^* K) n$.

4. Скалярные мезоны $\alpha_0(980)$ и $f_0(975)$ давно уже являются кандидатами на $q^2\bar{q}^2$ -состояния^{/1-3/}. Четырехкварковая интерпретация предполагает сильную, суперразрешенную по Цвейгу связь $f_0(975)$ -мезона с $K\bar{K}$ -каналом и $\alpha_0(980)$ -мезона с $K\bar{K}$ и $\pi\eta$ -каналами^{/1-3/}. В настоящее время сильная связь $f_0(975)$ -мезона с $K\bar{K}$ -каналом установлена достаточно надежно. В то же время сильная связь $\alpha_0(980)$ с $K\bar{K}$ и $\pi\eta$ -каналами все еще остается только гипотезой, которая, как было нами установлено^{/1-3/}, не противоречит эксперименту. Недавно было показано^{/12/}, что экспериментальное исследование распада $\phi \rightarrow \gamma \pi\eta$ может практически однозначно решить этот вопрос. Для $q^2\bar{q}^2$ -интерпретации $BR(\phi \rightarrow \gamma \alpha_0 \rightarrow \gamma \pi\eta) \approx BR(\phi \rightarrow \gamma f_0 \rightarrow \gamma \pi\eta) \approx 2 \cdot 10^{-4}$, что по крайней мере на порядок больше, чем для $q\bar{q}$ -интерпретации^{/12/}. Изучение распадов $\phi \rightarrow \gamma \pi\eta$ и $\phi \rightarrow \gamma \pi\pi$ является практически реальной задачей и будет выполнено в ближайшие годы.

Литература

1. Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н. В кн.: VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Дубна, 1981, с.110.
2. Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н. В кн.: VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Дубна, 1984, с.314.
3. Ачасов Н.Н. В кн.: VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Дубна, 1986, с.171.
4. Berger Ch. et al. DMU 87-173, 1987.
5. Achasov N.N., Shestakov G.N. Phys.Lett., 1988, 203B, p.309.
6. Bridges et al. Phys.Rev.Lett., 1986, 56, p.211, 215.
7. Binon F. In.: Proc. of HADRON 87. KEK, Tsukuba, Japan, 1987, p.19.
8. Prokoshkin Yu. In.: Proc. of HADRON 87. KEK, Tsukuba, Japan, 1987, p.28.
9. Alde D. et al. CERN-EP/88-15, 1988.
10. Bitykov S.I. et al. Phys.Lett., 1987, 188B, p.383.
11. Achasov N.N., Koshevaikov A.A. Preprint TPh-Mo30(157), Institute for Mathematics, Novosibirsk, 1987.
12. Achasov N.N., Ivanchenko V.N. Preprint 87-129, Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, 1987.

МЕСТНЫЕ АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ БАРИОНОВ И ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ

В.Н.Байер, А.Г.Грозин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. Введение

В последнее время усилился интерес к распадам B -мезонов. Это связано с открытием $B\bar{B}$ -смешивания в экспериментах $UA1$ и $ARGUS$ и с надеждой обнаружить и исследовать CP -нарушение в распадах B . Для этого требуется огромная статистика — миллионы B -мезонов. Поэтому проектируются специализированные накопители с высокой светимостью — B -фабрики. Сюда относится проект ВЭПП-5 в ИЯФ (Новосибирск); аналогичные проекты имеются также в Европе и в Японии. В недалеком будущем всевозможные моды распада B -мезонов будут детально изучены на этих установках.

Важную роль играют полулептонные распады B -мезонов. Во-первых, они составляют значительную часть полной вероятности распада. По современным экспериментальным данным, вероятности распадов с рождением электрона и мюона составляют по 12%. Во-вторых, они дают метку, позволяющую различать B - и \bar{B} -мезоны: при распаде b кварка рождается отрицательный лептон, а при распаде \bar{b} — положительный. Именно в полулептонных распадах были открыты $B\bar{B}$ -осцилляции; при более внимательном их изучении будут детально исследованы полулептонные распады. И, наконец, в-третьих, полулептонные распады проще поддаются теоретическому рассмотрению, чем нелептонные.

Имеющиеся оценки (см. п.3) показывают, что основную часть вероятности полулептонных распадов составляют каналы $B \rightarrow D\ell\bar{\nu}$ и $B \rightarrow D^*\ell\bar{\nu}$. В настоящем докладе мы рассматриваем эти распады, уделяя основное внимание первому из них. Анализ второго канала теми же методами будет опубликован отдельно.

В п.2 рассматривается кинематика этих распадов и вводятся их формфакторы. В п.3 дается обзор имеющейся о них информации. В п.4 мы применяем метод правил сумм КХД для вычисления формфакторов. В п.5 приводятся результаты численного анализа правил сумм.

2. Кинематика

Распад изображен на рис.1. Мы пренебрегаем массой лептона, и тем самым исключаем из рассмотрения распады на τ -лептон. Они подавлены по фазовому объему; кроме того, их существенно сложнее выделить экспериментально.

Только векторный слабый ток $V_\mu = \bar{c} \gamma_\mu b$ (но не аксиальный) имеет матричный элемент $B \rightarrow D$:

$$\langle D | V_\mu | B \rangle = f_+(t) p_\mu + f_-(t) q_\mu, \quad (2.1)$$

$$p = p_B + p_D, \quad q = p_B - p_D, \quad t = q^2.$$

В приближении нулевой массы лептона, формфактор f_- не дает вклада в матричный элемент распада.

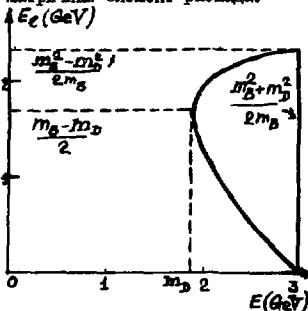


Рис.2

образовавшийся D -мезон покоится).

Стандартное вычисление дает для вероятности распада (V_{bc} — элемент матрицы Кобаяши-Маскавы)

$$\frac{d^2 \Gamma}{dE dE_l} = \frac{G^2 V_{bc}^2 m_B^2 f_+^2(t)}{16 \pi^3} \left[m_B^2 - m_D^2 + 4E_l(m_B - E_l) + 2E(m_B - 2E_l) \right] \quad (2.3)$$

Энергетический спектр D -мезонов может быть вычислен в общем виде

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \frac{G^2 V_{bc}^2 m_B^2 f_+^2(t)}{24 \pi^3} P_D. \quad (2.4)$$

Пороговое поведение β_D^3 при малых импульсах объясняется тем, что D -мезоны рождаются в P волне.

Таким образом, задачей теории является выполнение одного фактора $f_+(t)$ в физической области изменения t . Аналогичным образом можно показать, что в распаде $B \rightarrow D^* \ell \bar{\nu}$ имеется 3 существенных фактора.

3. Качественная картина

Формфакторы распадов $B \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ и $B \rightarrow D^* \ell \bar{\nu}$ вычислялись в различных вариантах кварковой модели^{1/}. Для определения зависимости формфакторов от t дополнительно привлекалась гипотеза доминантности ближайшего резонанса в t канале. В случае векторного тока таким резонансом является векторный $\bar{b}c$ -мезон. Вычисления^{1/} дают для $f_+(t)$ (рис. 3)

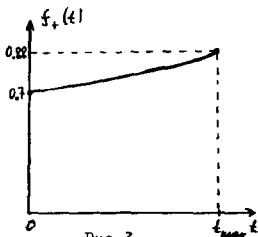


Рис. 3

$$f_+(0) \approx 0.7, \quad f_+(t) \approx \frac{f_+(0)}{1 - t/m_{\bar{b}c}^2}. \quad (3.1)$$

Однако потенциальные кварковые модели не имеют надежного обоснования в КХД, и трудно оценить погрешность результатов (3.1).

В недавней работе^{2/} произведены простые оценки, проясняющие картину полупертоновых B -распадов. Приведем некоторые основные результаты этой работы.

Во-первых, рассмотрим случай $t = t_{max}$. Если пренебречь движением тяжелого кварка в мезоне, то картина распада сводится к тому, что покоящийся \bar{b} -кварк переводится слабым током в покоящийся c -кварк (без изменения цвета). Поскольку для структуры мезона важно только цветное поле, создаваемое покоящимся тяжелым кварком, B -мезон превратится в D или D^* с вероятностью 1. В случае векторного тока работает компонента V_0 , спин кварка не меняется, и B переходит в D : $\langle D | V_0 | B \rangle = \sqrt{2m_B} \sqrt{2m_D}$ (эти множители происходят от релятивистской нормировки волновых функций). Это дает для формфактора

$$f_+(t_{max}) = \frac{2\sqrt{m_B m_D}}{m_B + m_D} \approx 0.88. \quad (3.2)$$

В случае аксиального тока работают компоненты A_i , спин кварка переворачивается, и B переходит в D^* . Можно получить для формфакторов этого перехода формулы, аналогичные (3.2). Никакие состояния, кроме D и D^* , в этом приближении не рождаются. Ожидаемый порядок попра-

вок к предсказаниям типа (3.2)

$$O\left(\frac{k^2}{m_\pi^2}\right) \lesssim 5\%. \quad (3.3)$$

Далее, сильно ли меняются формфакторы в пределах физической области? Характерный масштаб их изменения дается массой $m_{\ell\bar{\ell}} \approx m_B + m_D$. Физическая область t (от 0 до $(m_B - m_D)^2$) является в этом масштабе относительно узкой, и изменения формфакторов невелики:

$$O\left(\left(\frac{m_B - m_D}{m_B + m_D}\right)^2\right) \sim 20\%. \quad (3.4)$$

Поэтому вероятности распадов $B \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ и $B \rightarrow D^* \ell \bar{\nu}$ с точностью $\sim 50\%$ можно вычислять, считая формфакторы постоянными.

Если пренебречь поправками на движение образующегося в распаде c -кварка, которые пропорциональны малому параметру (3.4), то никакие многочастичные состояния не рождаются. В этом приближении наблюдается идеальная дуальность: вероятность распада свободного кварка $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}$ равна вероятности рождения D и D^* . В действительности это, конечно, не так, но вероятность рождения многочастичных состояний подавлена параметром (3.4). Поэтому распады на D и D^* доминируют среди полуплеитонных распадов B -мезонов.

Результаты работ^{2/} позволяют понять причины удивительной модельной независимости расчетов в кварковых моделях^{1/}. Действительно, соображения, приводящие к формуле (3.2), верны не только в КХД, но и в любой потенциальной модели. Поэтому самая правая точка на графике формфактора (рис.3) фиксирована с высокой точностью (3.3). Наклон кривой определяется предположением о доминантности векторного $\bar{b}c$ -резонанса, и равен $1/m_{\bar{b}c}^2$. Зависимость $f_+(t)$ можно с достаточной точностью заменить линейной, отклонения имеют порядок квадрата параметра (3.4). Тем самым однозначно фиксируется и значение $f_+(0) \approx 0,7$. Хотя оно и определяется в кварковых моделях как интеграл перекрытия волновых функций^{3/}, но практически не зависит от потенциала и прочих деталей модели!

Таким образом, имеется довольно много информации о поведении формфакторов $B \rightarrow D$ и $B \rightarrow D^*$. Однако лежащие в ее основе гипотезы, особенно доминантность ближайшего резонанса, не доказаны. Поэтому хотелось бы иметь независимый количественный подход, обоснованный в рамках КХД. Такой подход дается методом правил сумм^{3/}. B - и D -мезоны рассматривались этим методом в работах^{4-5/}. В работах^{6/} метод правил сумм был обобщен на трехточечные корреляторы, что позволило вычислять формфакторы. Наконец, в^{7/} рассмотрен распад $D \rightarrow K \ell \bar{\nu}$, во многих отношениях аналогичный интересующим нас распадам. Резуль-

таты применения метода правил сумм к распаду $B \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ описаны в п.4-5.

4. Правила сумм для формфактора

Рассмотрим коррелятор 3 токов

$$K_{\mu}(p_1, p_2) = \int dx_1 dx_2 e^{-i p_1 x_1 + i p_2 x_2} \langle T j_B(x_1) V_{\mu}(0) j_D^+(x_2) \rangle$$

$$= K_+(p_1^2, p_2^2, t) p_{\mu} + K_-(p_1^2, p_2^2, t) q_{\mu}, \quad (4.1)$$

где $j_B = \bar{q} \gamma_5 b$, $j_D = \bar{q} \gamma_5 c$ - токи с квантовыми числами B - и D -мезона. нас будет интересовать только K_+ . Для этой функции можно записать двойное дисперсионное представление по переменным p_1^2 и p_2^2 :

$$K_+(p_1^2, p_2^2, t) = \iint \frac{\rho_+(s_1, s_2, t) ds_1 ds_2}{(p_1^2 - s_1 + i0)(p_2^2 - s_2 + i0)} + \dots, \quad (4.2)$$

где многоточие обозначает вычитательные члены, полиномиальные по p_1^2 , или p_2^2 .

Коррелятор можно вычислять двумя способами. С одной стороны, можно записать спектральную плотность как сумму по физическим состояниям. Прокладывая нижние состояния - B -мезон между j_B и V_{μ} и D -мезон между V_{μ} и j_D^+ , мы получим вклад

$$\rho_+^{res} = \frac{f_B m_B^2}{m_c} \frac{f_D m_D^2}{m_c} f_+(t) \delta(s_1 - m_B^2) \delta(s_2 - m_D^2), \quad (4.3)$$

где подставлены матричные элементы $\langle 0 | j_B | B \rangle = i f_B m_B^2 / m_c$, $\langle 0 | j_D | D \rangle = i f_D m_D^2 / m_c$. Вклад вышних состояний мы аппроксимируем обычным образом:

$$\rho_+^{cont} = \rho_+^{pert} \vartheta(s_1 - s_B) \vartheta(s_2 - s_D), \quad (4.4)$$

где ρ_+^{pert} - спектральная плотность, вычисленная по теории возмущений, а s_B , s_D - пороги континуума в соответствующих каналах. Константы f_B , f_D и пороги s_B , s_D определялись из двухточечных правил сумм в $1/4-5/4$.

С другой стороны, коррелятор в евклидовой области можно вычислить как сумму вклада теории возмущений (рис.4) и ряда степенных поправок (рис.5-6). Первый из них дается дисперсионным интегралом (4.2) со спектральной плотностью ρ_+^{pert} по всей физической области. Вычисление спектральной плотности по диаграмме рис.4 дает

$$\rho_+^{pert} = \frac{N}{8\pi^2} \frac{(s_1 - m_c^2) [s_2(-s_1 + s_2 - t) + m_c m_c (s_1 - s_2 - t)] + \left(\frac{t - s_2}{2}\right)}{[s_1^2 + s_2^2 + t^2 - 2s_1 s_2 - 2s_1 t - 2s_2 t]^{3/2}}, \quad (4.5)$$

где $N = 3$ - число цветов. Физическая область в плоскости (s_1, s_2) является углом с вершиной (m_b^2, m_c^2) (рис.7)

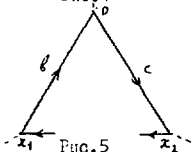
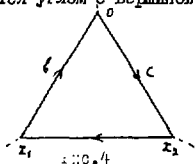


Рис.5

$$m_c^2(s_1 - m_b^2)^2 + m_b^2(s_2 - m_c^2)^2 - (m_b^2 + m_c^2 - t)^2 \quad (4.6)$$

$$(s_1 - m_b^2)(s_2 - m_c^2) \leq 0.$$

Диаграмма рис.5 дает вклад, пропорциональный кварковому конденсату $\langle \bar{q}q \rangle$.

Диаграммы рис.6, а также поправка второго порядка по производным во вкладе рис.5, дают вклад, пропорциональный $i\langle \bar{q} G_{\mu\nu} t^a G_{\mu\nu} q \rangle = m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle$. Эта степенная поправка должна быть мала в области применимости правил сумм.

Вклад теории возмущений (рис.4) численно мал из-за наличия петли. Мы не

учитываем вклад глюонного конденсата, являющийся малой поправкой к вкладу рис.4. Заметим, что эти вычисления допускают интересную проверку: в формальном пределе $m_b = m_c$, $p_1^2 = p_2^2$, $t \rightarrow -0$ трехточечный коррелятор K_+ выражается через производную от двухточечного коррелятора, вычисленного в [5].

Приравняв эти 2 выражения для коррелятора и производя двойное преобразование Борея по переменным p_1^2 и p_2^2 , мы получаем правило сумм для формфактора. Преобразование Борея позволяет избавиться от вычитательных членов; оно приводит к экспоненциальному подавлению вклада высших состояний и к факториальному подавлению коэффициентов при высших степенных поправках.

Переносим вклад континуума из физической части правила сумм в теоретическую и объединяя его с вкладом теории возмущений, мы получаем окончательно

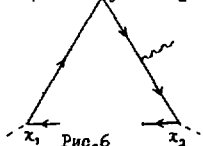
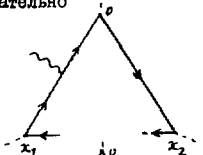


Рис.6

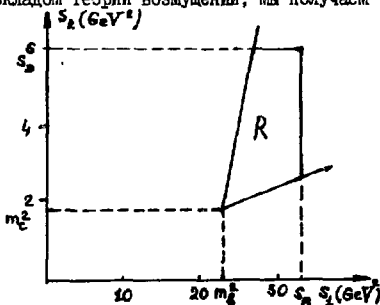


Рис.7

$$\frac{f_B m^2}{m_6} \frac{f_D m^2}{m_c} f_+(t) e^{-\frac{m_6^2}{M_1^2} - \frac{m_c^2}{M_2^2}} = \iint_R p_+^{pert} e^{-\frac{s_1}{M_1^2} - \frac{s_2}{M_2^2}} ds_1 ds_2 - \frac{\langle \bar{q}q \rangle (m_6 + m_c)}{2} e^{-\frac{m_6^2}{M_1^2} - \frac{m_c^2}{M_2^2}} \left[1 - m_0^2 \left(-\frac{1}{3} \frac{m_6 + 2m_c}{(m_6 + m_c) M_2^2} + \frac{1}{4} \frac{m_c^2}{M_2^4} + \left(\frac{1 \leftrightarrow 2}{b \leftrightarrow c} \right) + \frac{1}{3} \frac{m_6^2 + m_c^2 - \frac{1}{2} m_6 m_c - t}{M_1^2 M_2^2} \right) \right] \quad (4.7)$$

где R — часть физической области в плоскости (s_1, s_2) , вырезанная условиями $s_1 \leq s_B$, $s_2 \leq s_D$ (рис.7).

Выражение для формфактора $f_+(t)$, получаемое из правила сумм (4.7), содержит 2 произвольных борелевских параметра M_1^2 и M_2^2 . В области применимости правила сумм значение $f_+(t)$ не должно зависеть от этих параметров. Для его применимости необходимо, во-первых, чтобы ряд степенных поправок достаточно быстро сходиллся, так что можно ограничиться несколькими первыми его членами. Во-вторых, мы заменили вклад континуума грубой моделью (4.4). Чтобы это приближение не сказало существенно на точности правила сумм, вклад континуума в $f_+(t)$ должен быть мал по сравнению с получаемым значением формфактора.

5. Результаты

Мы принимаем стандартное значение кваркового конденсата $\langle \bar{q}q \rangle = -(250 \text{ МэВ})^3$ и параметра $m_0^2 = 0,8 \text{ ГэВ}^2$ (он определялся из правил сумм для барионов^{/8/}) в точке нормировки 500 МэВ. В правило сумм нужно подставлять конденсаты, нормированные на характерном расстоянии между точками x_1 и x_2 на рис.5-6. Оно определяется большим из 2 расстояний от 0 до x_1 и от 0 до x_2 . Пропагатор s -кварка имеет меньшую виртуальность, минимальное значение которой при $p_2^2 = 0$ равно m_c^2 . Выбирая точку нормировки несколько выше m_c^2 и $\Lambda = 100 \text{ МэВ}$, мы получаем (с учетом того, что аномальная размерность $\langle \bar{q}q \rangle$ равна $4/9$, а $m_c^2 \langle \bar{q}q \rangle$ — мала) $\langle \bar{q}q \rangle = -(260 \text{ МэВ})^3$, $m_0^2 = 0,63 \text{ ГэВ}^2$. Для m_1, f_B, s_B и m_c, f_D, s_D мы использовали значения из работы^{/5/}, которая наиболее близка к настоящей работе по используемому методу (релятивистские борелизованные правила сумм).

Правило сумм применимо тогда, когда мала степенная поправка и мал вклад континуума (по отношению к полному результату). На рис.8 изображены изолинии степенной поправки и вклада континуума, соответствующие 50%, 40% и 30%, для $f_+(0)$. Видно, что рабочая область правила сумм довольно широка. В наилучшей точке степенная поправка

и вклад континуума не превышают 25%. На рис.9 и 10 показана зависимость $f_+(0)$ от M_1^2 при нескольких значениях M_2^2 и наоборот. Участки кривых в области, где степенная поправка и вклад континуума $< 30\%$, изображены сплошной линией; от 30% до 40% - штриховой; от 40% до 50% - точечной. Видно, что имеется хорошее плато, и $f_+(0) \approx 0,7-0,75$.

Оптимистически оценивая неучтенные степенные поправки как квадрат учтенной, а неопределенность, связанную с моделью континуума, как 30% его вклада, мы получаем оценку точности результата $\sim 10\%$. Стабильность плато не противоречит такой оценке. Разумеется, реально ошибка может быть и больше, особенно если учесть имеющуюся неопределенность в значениях $f_B, f_D, \langle \bar{q}q \rangle$ и других параметров.

Двойное дисперсионное представление, а с ним и правило сумм, применимо только при $t \leq 0$. Однако для формфактора $f_+(t)$ точка $t=0$ не является особой. Поэтому можно найти формфактор в области небольших отрицательных t , и затем экстраполировать его в физическую область. Как говорилось в п.3, достаточно линейной экстраполяции. Взяв M_1^2 и M_2^2 в оптимальной области для $t=0$, мы вычислили $f_+(t)$ при небольших отрицательных t , и нашли наклон. Если записать его в виде $1/m^2$, то мы получим $m \approx 7$ ГэВ. Это не противоречит массе векторного ψ -мезона. Более того, линейная экстраполяция с таким наклоном от $f_+ = 0,7-0,75$ при $t=0$ к $t=t_{max}$ не противоречит формуле (3.2).

Подчеркнем, что наше рассмотрение совершенно независимо от соображений п.3. Буквенно значение формфактора и его наклон не имеют ничего общего с (3.2) и массой ψ -мезона. Величина $f_+(0)$ весьма чувствительна к значениям $f_B, f_D, \langle \bar{q}q \rangle$, масс кварков, и в несколько меньшей степени - к m_0^2, S_B, S_D . Поэтому согласие величины f_+ с (3.2) подтверждает самосогласованность используемой картины. В частности, совершенно исключаются изменения $f_B, f_D, \langle \bar{q}q \rangle$ на множители ~ 2 (если только они не скомпенсируют друг друга).

В заключение нам приятно поблагодарить А.И.Милштейна, В.С.Фадина, Э.Л.Черняка и Э.В.Шурика за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. M.Wirbel, B.Stech, M.Bauer. Zeit. fur Phys. **C29** (1985) 637;
B.Grinstein, N.Isgur, M.Wise. Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 298;
J.G.Korner, G.A.Shuler. Zeit. fur Phys. **C38** (1988) 511.
T.Altomari, L.Wolfenstein. Phys. Rev. **D37** (1988) 681, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1583.
2. М.Е.Волошин, М.А.Шифман. ЯД **47** (1988) 801.
3. М.А.Shifman, А.А.Vainshtein, V.I.Zakharov. Nucl. Phys. **B147** (1979) 395, 448.

4. E.V.Shuryak. Nucl. Phys. **B198** (1982) 83.
5. Т.М.Алиев, В.Л.Елецкий. ЯД **38** (1983) 1537.
6. В.Л.Тофф, А.В.Смилга. Phys. Lett. **114B** (1982) 353, Nucl. Phys. **B216** (1983) 373;
В.А.Нестеренко, А.В.Радюшкин. Phys. Lett. **115B** (1982) 410,
Письма в ЖЭТФ **35** (1982) 395.
7. Т.М.Алиев, В.Л.Елецкий, Я.М.Коган. ЯД **40** (1984) 823.
8. В.М.Беляев, Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ **83** (1982) 876.

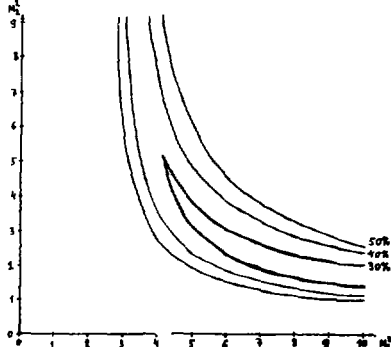


Рис.8

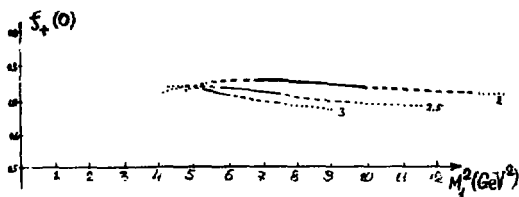


Рис.9

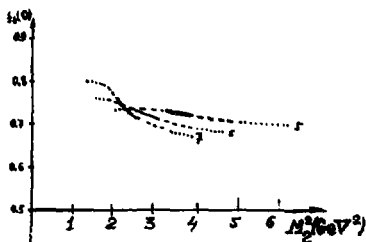


Рис.10

SEARCHES FOR QUARK EFFECTS IN FEW NUCLEON REACTIONS

S.K.Abdullin, A.V.Blinov, I.V.Chuvilo, V.V.Drobot, V.E.Grechko,
L.A.Kondratyuk, Yu.V.Korolev, Ya.M.Selektor, V.V.Soloviev,
V.N.Shulyachenko, V.F.Turov, I.A.Vanyushin, S.M.Zombkovsky
Institute of Theoretical and Experimental
Physics, Moscow

1.Introduction. From the first sight the problem to search for quark effects in few nucleon reactions looks rhetorical because now it is not easy to find somebody who has doubt that nucleons are composite objects consisting of quarks. The composite structure of nucleon emerges, from one side, in its dimension and, from another side, in its excitation spectrum. In the framework of conventional approach the nuclear structure as well as nuclear reactions at low and intermediate energies are described in terms of hadronic degrees of freedom which include nucleons and low-lying nuclear resonances (mainly Δ). From the fundamental point of view which is based on QCD such variables are collective ones and the conventional approach is approximate where all the uncertainties are hidden in the properly chosen phenomenological parameters. As the exact solution in QCD when the large distances are important is usually not known the researchers who are trying to start from the quark degrees of freedom are forced to use different models which also contain free parameters. Many experts believe that there exists the so-called duality principle according to which the colour singlet hadronic systems can be described simultaneously in terms of quark as well as in terms of hadronic variables (using, for example, dispersion or potential approach). Then the main question is which language is more economic - quark or hadronic one. Therefore when we speak about a quark effect in some observable we understand this observable can be described in terms of quarks much simpler and its description in terms of hadronic variables is much more complicated and less transparent.

The search for quark effects in few nucleon reactions is one of the main objectives of the detailed and systematic study of $^3\text{He-p}$ and $^3\text{H-p}$ interactions at medium energies which is performed in ITEP. In this talk we discuss some recent results of our experiment and present their possible interpretation.

The 80 cm liquid hydrogen bubble chamber was exposed to the ^3H and ^3He separated beams at momenta 2.5 and 5 GeV/c. The chamber was situated in a magnetic field of 2.05 T. The circulating 9.7 GeV/c proton beam interacted with $1 \times 2 \times 15$ mm beryllium target. The magnetic system selected positive particles emitted at 62° to the internal beam direction. The beams of ^3H and ^3He were formed by a two-stage electrostatic separator. Separated beams were focused and directed into the bubble chamber. The spread in the momentum of incident particles was less than 0.5%, and the average intensity was about 10 particles for chamber extension. There were obtained about 60 000 and 120 000 pictures for ^3He -p interactions at momenta 2.5 and 5 GeV/c respectively. For ^3H -p interactions at 5 GeV/c were obtained about 160 000 pictures. The pictures were twice scanned with the overall efficiency of more than 95%. For the measurements we used semi-automatic scanning devices PSP-2 in the minimum guidance mode. The HYDRA (CERN) program was used for the spatial reconstruction and kinematic balance. The kinematically balanced ^3H -p and ^3He -p events at 5 GeV/c were identified on the scanning table using the momentum analysis combined with the ionization and missing mass measurements. Note that at our incident energy the two and three prong 1C interactions can be definitely separated from the 4C interactions as well as from the interactions with pion production. The identification of ^3He -p interactions at 2.5 GeV/c was performed automatically by the computer (the contribution of the pion production into the total cross section of ^3He -p interaction at 2.5 GeV/c is less than 1%).

2. The nucleon momentum distributions in ^3He and ^3H . The nuclear vertex functions (NVF) of ^3He and ^3H are important physical quantities describing the structures of those nuclei. In our previous papers^{1, 2/} we have extracted the NVF's of $^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ and $^3\text{He} \rightarrow \text{ppn}$ transitions using our data on the reactions $^3\text{He} \rightarrow \text{ppd}$ and $^3\text{He} \rightarrow \text{ppn}$ at ^3He momenta 2.5 and 5 GeV/c. Special attention was devoted to the careful selection of the quasifree (QFS), pN scattering events, which correspond to the graphs of the fig.1a type (to extract the NVF of the complete disintegration we considered the graph of fig.1a with the exchange of deuteron by the spectator pN pair). All the criteria of the pole dominance were checked. Note that such a detailed analysis was performed at the first time and it was possible due to complete information on the 4-momenta of all the particles in the complete phase space (4π -geometry). Continuing the investigation of

NVF for two body disintegration in the reaction ${}^3\text{He} \rightarrow \text{pnd}$ at 5 GeV/c we present here our results for the NVF of the ${}^3\text{H} \rightarrow \text{nd}$ transition.

The procedure of extracting of the NVF (or the nucleon momentum distribution $\rho_2(q)$ which is the NVF squared) from the experimental data we have described in detail in refs. ^[1,2]. To select the QFS events which correspond to the graph of fig.1a we use two restrictions: I) $q < 0.3$ GeV/c and II) $|\cos\theta^*| < 0.8$, here q is the deuteron momentum in the nucleus rest frame, θ^* is the scattering angle in the c.m. of pp or pn system. When the restrictions I)-II) are satisfied we have: i) practically isotropic distributions on the Treiman-Yang angle (see figs.1b-d); ii) energy independent $\rho_2(q)$ (see fig.2); iii) the fraction of the events with the relative kinetic energy of Nd system $T_{\text{Nd}} < 50$ MeV when the final state interaction (FSI) is important is less than 5%; iv) the noncomplanarity angle in the pn vertex does not exceed 10° - 20° and the differential cross sections are proportional to the on-shell elastic pn scattering cross sections; v) if the more strict limitation than II) is introduced $|\cos\theta^*| < 0.4$, the result is the same within the experimental errors.

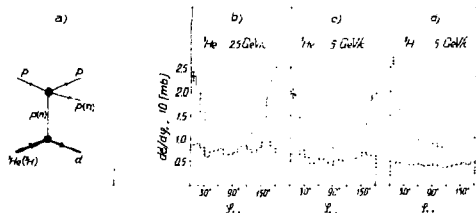


Fig. 1. (a) The quasifree pp(pn) scattering diagram; (b-d) the Treiman-Yang angle distribution. The non-shaded histograms correspond to all the events; the shaded ones correspond to events under the two limitations discussed in the text.

The results 1)-v) demonstrate not only the smallness of FSI effect but give evidence that the multiple scattering corrections at $|\cos\theta^*| < 0.8$ are also small. The corrections due to the off-shell effects calculated for the Mongan potential ^[3] increase the NVF at $q < 0.16$ GeV/c not more than by 1% ^[1].

Our final results for the nucleon momentum distributions $\rho_2(q)$ in ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ are presented in fig.2 where the statistical errors are only shown. As can be seen from fig.2 the NVF's of the transitions ${}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ and ${}^3\text{H} \rightarrow \text{nd}$ are in good agreement within the expe-

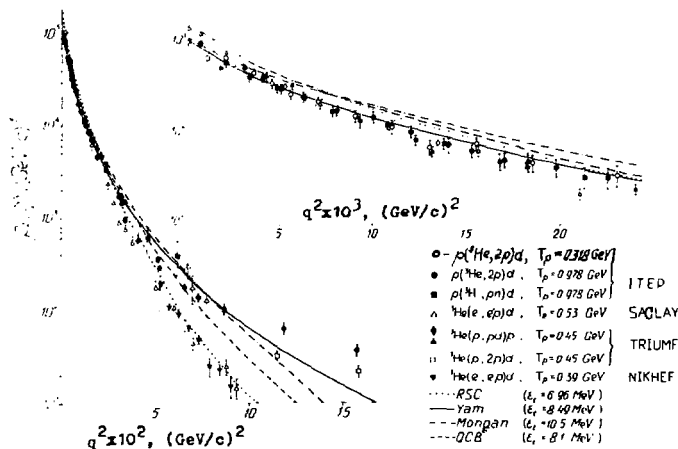


Fig.2 The nucleon momentum distributions in ^3He and ^3H . The empty and black circles show the results obtained from the reaction $^3\text{He} \rightarrow ppd$ at 2.5 and 5 GeV/c respectively. The black squares are the results obtained from the reaction $^3\text{He} \rightarrow pnd$ at 5 GeV/c. We show also our calculations for different potentials: a) the dotted curve taken from refs. /1-2,4/ corresponds to RSC model with S and D components according to the parametrizations of the ^3H and d wave functions proposed in refs. /5-6/ (note that the NVF's for RSC and Paris potentials are practically the same /7/); b) the dash-dotted curve corresponds to the Mongan separable potential /3/ (the S wave components of the ^3H and d wave functions were only taken into account, the parametrization of the ^3H w.f. was taken from ref. /8/); c) the solid curve Yam corresponds to the separable potential of Yamaguchi (the ^3H w.f. was taken from ref. /9/ and the RSC deuteron w.f. from ref. /6/); d) the dashed curve corresponds to the quark compound bag model (QCB) and was taken from ref. /10/ (the S and D components of the ^3H and d wave functions were taken into account).

rimental errors (note that the Coulomb corrections are small /1/). At small relative momenta they both agree very well with the TRIUMF /11/ and SACLAY /12/ data. At $0.2 < q < 0.3 \text{ GeV/c}$ our data are situated between those of TRIUMF and SACLAY-NIKHEF /13/. From the comparison of the data on NVF with the theoretical curves it is difficult

to give preference to some model without considering experimental results on NVF for ${}^3\text{He} \rightarrow \text{ppn}$ disintegration.

3. Searches for quark effects in the charge-exchange reaction $p^3\text{He} \rightarrow n\text{pppp}$. Let us consider the charge-exchange reaction at high energy

$$p^3\text{He} \rightarrow n\text{pppp}, \quad (1)$$

where n_F is the fast neutron in the nucleus rest frame. One of our objectives is to compare the cross section of the reaction (1) with Glauber sum rule (GSR) for differential cross section, which holds in the Glauber-Sitenko multiple scattering theory. Earlier the GSR analysis was successfully applied to the quasielastic $p^3\text{He}$ scattering^{14,15/}

$$p^3\text{He} \rightarrow p_F X. \quad (2)$$

where p_F is the fast proton in the ${}^3\text{He}$ rest frame. We shall also compare here different two and three particle distributions in the reaction (1) with the predictions of the pole model with FSI taken into account.

The charge-exchange reactions on lightest nuclei have very interesting property which in connection with the reaction $pd \rightarrow n_F pp$ was firstly discussed by Pomeranchuk^{16/} (see also ref.^{17/}). At the momentum transfer $\vec{A} \rightarrow 0$ the charge exchange of the fast proton on deuteron in the impulse approximation should be accompanied by the spin-flip, because due to Pauli principle the w.f. of 2p-system in the triplet state cannot contain S or D wave components.

In the charge-exchange reaction (1) even more peculiar picture is expected. The coordinate part of the ${}^3\text{He}$ w.f. is dominated by the completely symmetric component. Due to Pauli principle this component cannot give contribution into the charge-exchange cross section in the impulse approximation when $\vec{A} = 0$ and when the symmetry of the coordinate three-nucleon w.f. is not changed, but the neutron in ${}^3\text{He}$ accepts the positive charge and transforms into a proton. Then the cross section in the single scattering approximation has the form

$$\frac{d\sigma_{ex}^{(1)}(\vec{A})}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{pn \rightarrow np}(\vec{A})}{d\Omega} (1 - \tilde{S}(\vec{A})), \quad (3)$$

where $\tilde{S}(\vec{A}) = \frac{1}{A(A-1)} \langle 0 | \sum_{i,j} \exp[i\vec{A}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)] | 0 \rangle$ is the two particle correlation form-factor of ${}^3\text{He}$ which in the independent particle model is proportional to the body form-factor squared $F(\vec{A}) = \frac{1}{A} \langle 0 | \sum_{\alpha} e^{i\vec{A}\vec{r}_{\alpha}} | 0 \rangle$.

For $\vec{A} \rightarrow 0$ $\tilde{S}(\vec{A}) \rightarrow 1$ and therefore the cross section (3) is equal to zero. The contributions of double and triple scattering terms as well as small components in the ${}^3\text{He}$ w.f. are not equal to zero at $\vec{A} \rightarrow 0$. However they are small and the cross section of the reaction (1) on the nucleon level should be suppressed at $\vec{A} \rightarrow 0$.

It is easy to demonstrate that these restrictions based on Pauli principle are absent on the quark level. If all 9 quarks of ${}^3\text{He}$ (5u and 4d quarks) were in one bag, then even spatially symmetric configuration (where all 9 quarks were in S wave) would contribute to the charge exchange cross section $p + (5u+4d) \rightarrow n_F + (6u+3d)$ because the maximal number of u quarks which can be in S wave states is equal to 6. Assuming the admixture of 9q bag in the ${}^3\text{He}$ w.f. is P_B (where all the quarks are in the S wave) we find the following expression for the charge exchange cross section in the single scattering approximation

$$\frac{d\sigma_{ex}^{(S)}}{d\Omega} = P_B B_{3p} \frac{d\sigma_{ex}(\vec{A})}{d\Omega} \Big|_{B_{3p}} \quad (4)$$

where

$$\frac{d\sigma_{ex}(\vec{A})}{d\Omega} \Big|_{B_{3p}} = N_u^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\rho u + n d) F_{9q}^2(\vec{A}) \quad (5)$$

$F_{9q}(\vec{A}) = \frac{1}{N_u} \langle \Psi_{9q} | \sum_{i \in 1, \dots, N_u} \exp(i \vec{A} \cdot \vec{r}_i) | \Psi_{9q} \rangle$ is the form-factor of a 9q bag, normalized by the condition $F_{9q}(0) = 1$, B_{3p} is the branching ratio of the mesonless transition $(9q) \rightarrow 3p$. According to (4)-(5) the quark component of the charge exchange cross section should have a peak at $\vec{A} \rightarrow 0$. Therefore it is very interesting to investigate the charge-exchange reaction at small momentum transfer where we may expect considerable enhancement of the quark effects. In figs. 3 and 4 we present the differential cross sections $d\sigma_{ex}/d\vec{A}^2$, $d\sigma_{ex}/d\Omega$ of the reaction (1) at $T_p = 0.318$ and 0.978 GeV. Comparing the data and the GSR predictions [18] we conclude:

1) The data on $d\sigma_{ex}/d\vec{A}^2$ at $T_p = 0.318$ GeV (fig. 3a) are in good agreement with GSR up to $\vec{A}^2 \approx 0.2$ (GeV/c) 2 . For larger \vec{A}^2 an important contributions may be due to such effects as phase space corrections and the background neutron spectators. Some systematic excess of the experimental data over the GSR at $T_p = 0.978$ GeV (fig. 3b) for the region $0.15 \leq \vec{A}^2 \leq 1$ (GeV/c) 2 can apparently be due to the possible production of Δ isobars in the intermediate state. If alternatively we attribute this discrepancy to the 9q bag excitation effect we may using exps. (4)-(5) estimate the upper limit on the 9q admixture in ${}^3\text{He}$ $P_B B_{3p} < 5-7\%$ which is not very restrictive. At $\vec{A} \rightarrow 0$ there is an agreement of the data with GSR

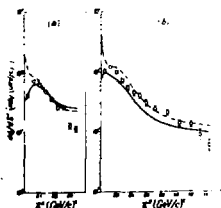


Fig.3. The differential cross sections $d\sigma_{ex}/d\Delta^2$ for the reaction (1) at $T_p = 0.118$ GeV and 0.978 GeV in the ^3He rest frame. The full curve corresponds to the GSR prediction. The chain curve represents the charge exchange NN cross sections reconstructed through the phase shift analysis^{/19/}.

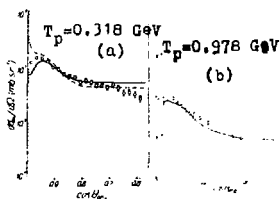


Fig. 4. The differential cross sections $d\sigma_{ex}/d\Omega$ for the reaction (1). Notations are those of fig.3.

within the experimental accuracy of about 5-10%. To make more careful comparison it is important to perform simultaneous measurements of differential cross sections of the reactions $pn \rightarrow np$ and $p^3\text{He} \rightarrow np(3p)$ with accuracy of few percents at different energies. 2) The angular distributions $d\sigma_{ex}/d\Omega$ at $0.75 \leq \cos \theta_{pn} \leq 0.96$ are in agreement with GSR (fig.4). At $\cos \theta_{pn} \approx 1$ there is clear disagreement which is very essential at $T_p = 0.978$ GeV. This disagreement can be caused by the effects which were neglected in the standard Glauber-Sitenko theory (the account of the longitudinal momentum transfer effects and others) as well as by the possible manifestation of meson or quark degrees of freedom. There may be also the contribution of the p - ^3He quasielastic scattering events with neutron-spectator. Such events correspond to the large Δ^2 and therefore it is better to confront theory and experiment for $d\sigma_{ex}/d\Delta^2$.

Last years many efforts have been spent to find the di- and tribaryon resonances^{/20/} which were predicted by the quark bag models (see, for example, the review^{/21/}). To look for those states we investigated the mass spectra of 2p and 3p systems in reaction (1). In the mass spectrum of 2p system M_{2p} there are not any statistically significant structures. The data are generally in agreement with the pole model predictions (see ref.^{/18/}). However in the mass spectrum of the 3p system M_{3p} (fig.5) at $T_p = 0.978$ GeV there is the structure near $M_{3p} \approx 3.05$ GeV which cannot be described by the pole model

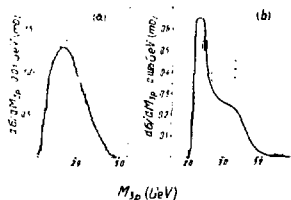


Fig.5. Distribution of invariant mass M_{3p} of the $3p$ system in the reaction (1). The full curve corresponds to the pole model prediction - $T_p = 0.318$ GeV (a); $T_p = 0.978$ GeV (b).

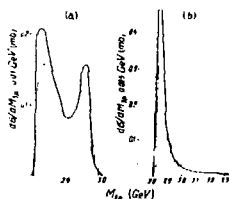


Fig.6. Distribution of invariant mass M_{3p} in the reaction (1) for small scattering angles - $T_p = 0.318$ GeV, $\cos \theta_{pn} > 0.96$ (a); $T_p = 0.978$ GeV, $\cos \theta_{pn} > 0.98$ (b). the full curve corresponds to the pole model prediction.

It is interesting to investigate the distributions of M_{3p} for small scattering angles (see fig.6) where we have disagreement between GSR and the data for $\cos \theta_{pn} > 0.96$. For $T_p = 0.318$ GeV the peak at $M_{3p} = 2.95$ GeV (fig.6a) is satisfactorily described by the model. For $T_p = 0.978$ GeV the structure at $M_{3p} = 3.05$ is also present and the pole model fails to describe it. This structure can apparently be attributed to the effects related to the nonnucleon degrees of freedom. However to be more confident in the resonance interpretation of this structure it would be important to have better statistics and better understanding of the mechanisms which describe the production of pions and Δ isobars in the intermediate state.

If it's a genuine $9q$ resonance one of its possible production mechanisms could be the excitation of the $9q$ bag which is admixed in the ${}^3\text{He}$ w.f. with the probability p_B discussed above. This may however be not the main mechanism. The resonance can also be produced by the excitation of $3N$ component in ${}^3\text{He}$. If all 9 quarks of this resonance were in S waves it would have the quantum numbers $I=3/2$, $J^P=3/2^+$ and could not decay into $3p$ system with all the protons in S waves. It is important to note however that in the bag model such a resonance is predicted to be very heavy $M(3R) \geq 3.7 \text{ GeV}^{22/}$ due to the large colour-magnetic repulsion. The stretched rotating bag model predicts lighter systems. For example the lightest state of the system $(4q)_3 - (5q)_3^*$ in P wave has the mass near $3.05 \text{ GeV}^{23/}$ (the

parity of such a state should be negative). Interesting information on the existence of B^2 and B^3 resonances can be found from analysis of the mass spectra M_{2N} and M_{3N} in the charge-exchange reactions with pions in the final states.

References

1. Blinov A.V. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1985, 11, 623
2. Blinov A.V. et al. Nucl. Phys., 1987, A469, 566.
3. Mongan T.R. Phys. Rev., 1969, 178, 1597
4. Blinov A.V. et al. Nucl. Phys., 1986, A451, 701
5. Hajduk Ch., Green A.M., Sainio M.E. Nucl. Phys., 1980, A337, 13
6. Alberi G., Rosa L.P., Thome Z.D. Phys. Rev.Lett., 1975, 34, 503
7. Meier-Hajduk H., Hajduk Ch. et al. Nucl. Phys., 1983, A395, 332
8. Kotlyar V.V., Shebeko A.V. Preprint HFTI-84-26, Moscow, 1984, Atominform
9. Blinov A.V. Nucl. Phys., 1987, A469, 566
10. Kalashnikova Yu.S., Narodetskii I.M., Yurov V.P. Preprint ITEP M12, 1988, Moscow, Atominform
11. Epstein M.B. et al. Phys. Rev., 1985, C32, 967
12. Jans E. et al. Nucl. Phys., 1987, A475, 687
13. Keizer P.H.M. et al. Phys. Lett., 1987, B197, 29
14. Blinov A.V. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, 727
15. Blinov A.V. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1985, 42, 211
16. Pomeranchuk I.Ya. J. Expt. Theor. Phys., 1951, 21, 1113; Doklady Akad. Nauk USSR, 1951, 78, 249; J.Expt. Theor. Phys., 1952, 22, 624
17. Lapidus L.I. J. Expt. Theor. Phys., 1957, 32, 1437
Lykasov G.I., Tarasov A.V. Sov. J. Nucl. Phys., 1974, 19, 825
18. Blinov A.V. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1988, 47, 933
19. Arndt R.A. et al. Phys. Rev., 1983, D28, 97
20. Blinov A.V. et al. Pis'ma J. Expt. Theor. Phys., 1980, 32, 538
Chuvilo I.V. et al. Preprint ITEP 86-164, Moscow, 1986
Glagolev V.V. et al. Preprint JINR E1-83-59, Dubna, 1983
Azimov S.A. et al. Preprint FTI Akad. Nauk Uzbek. SSR 36-86-FVE, Tashkent, 1986
Abdinov O.B. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1986, 44, 1502
21. Kondratyuk L.A. Few-Body Systems, Suppl.2, 1987, p.242
22. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cim., 1978, 45A, 257
23. Kondratyuk L.A., Lev F.M., Shevchenko L.V. Sov. J. Nucl. Phys., 1981, 33, 1208; 1982, 36, 377

QCD INSTANTON VACUUM AND DIQUARK PROPERTIES

M.M. Musakhanov and I.V. Musatov

Tashkent State University
USSR

The study of nonstrange hadron physics at middle and high energies needs along with constituent u,d quarks of mass 340 MeV the introduction of diquarks as well. For example, the spectroscopy of high spin baryon states [1] dictates the existence of scalar $J^P=0^+$, $T=0$ with $M_D=220$ MeV and vector $J^P=1^-$, $T=1$ with $M_{D1}=550$ MeV diquarks in colour $\bar{3}$ states. Hadron collisions contain also information on diquark properties. A lot of problems in explaining experimental data is solved by introducing diquarks both in $\bar{3}$ and 6 colour states. The main parameter here is a rms diquark radius r_D (see, e.g., review [2] and references therein). A diquark should be a sufficiently compact formation ($r_D \leq 0.5$ fm). In this case a diquark could be expected to be formed at distances, where confinement forces are unessential, but important are the effects due to spontaneous breaking of chiral symmetry.

Diquark properties were discussed in Refs. [8,9] under different assumptions. Accounting for a complex QCD vacuum structure can play an essential (perhaps, crucial) role in the description of hadron physics. In this connection, of great interest is the investigation of instanton effects. For example, instantons are well known to give a solution of the U(1) problem.

The behavior of quarks in instanton vacuum appears to be most important. It is known that in this case essentially a nonlocal quark interaction, which can result in specific effects, is generated. This makes us hope that quark systems can be directly described in terms of "the first QCD principles" at the distances, which are much larger than a typical scale of the asymptotic freedom. On the other hand, instantons seem to yield no confinement. Hence, instanton QCD vacuum models can claim to describe well the behavior of quarks at the distances of the order of the mean instanton radius $\bar{\rho} \approx 1/600 \text{ MeV}^{-1}$.

Another phenomenon to be described by a low-energy effective QCD Lagrangian is spontaneous chiral symmetry breaking, occurring at the

same distances $\sim 1/600 \text{ MeV}^{-1}$. Instanton effects in this case must be essential, though it is unknown how large other nonperturbative contributions are [3].

As will be shown later on, one fails to obtain a self-consistent description of mesons in terms of instanton-generated four-fermion interaction without using extra assumptions on confinement forces. Such is not the case with diquark channels, where bound states are not colourless.

In the present paper on the basis of the effective low-energy QCD Lagrangian, as obtained from the dilute instanton gas, an effective Lagrangian describing diquarks is deduced.

A fermion determinant in the external gluonic field, which is the superposition of far removed instantons and anti-instantons, has been evaluated in Ref. [4]. As shown in Ref. [5] a grand statistical sum of QCD instanton gas at large distances can be represented as the (euclidean) field theory describing effective quarks, and a set of abelian gauge fields. Quarks acquire a dynamical mass proportional to the initial quark condensate. A colour charge is screened at distances of the order of $\bar{\rho}$, at large distances effective quarks interact as chromomagnetic moments. Repulsion of instantons at small distances [10,7] is assumed to lead to stabilization of the instanton size and the occurrence of $\bar{\rho}$.

We will be interested in the fermionic part of the Lagrangian

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \hat{\partial} \psi + \mathcal{L}_+ + \mathcal{L}_-,$$

$$\mathcal{L}_\pm = 4g [(\bar{u}_\mp u_\pm)(\bar{d}_\mp d_\pm) - (\bar{u}_\mp d_\pm)(\bar{d}_\mp u_\pm)] + O\left(\frac{1}{N_c}\right),$$

$$\mathcal{L}_+ + \mathcal{L}_- = \frac{g}{2} [(\bar{\psi} \psi)^2 - (\bar{\psi} i \gamma_5 \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \vec{\tau} \psi)^2 - (\bar{\psi} \vec{\tau} \psi)^2] + O\left(\frac{1}{N_c}\right),$$

$$u_\pm = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} u. \quad (1)$$

Here we confine ourselves to the leading order of $1/N_c$. The constant of the four-fermion interaction g is expressed via $\bar{\rho}$ and a cut off parameter, a numerical value of g being fixed phenomenologically.

The Lagrangian (1) is also to be determined at small distances ($r < \bar{\rho}$) [11]. In Ref. [6] a similar result was obtained by applying a somewhat different method under the assumption that the main contribution to the statistical sum of instanton gas is made by configurations of the zero topological charge (i.e. the number of instantons and anti-instantons is equal, $N_+ = N_- = N$) and those, which correspond to the mean quasi-particle density N/V . The answer is that

the interaction in (1) is nonlocal, i.e. all the fields are taken at different points and multiplied by the cut off factor $\sqrt{M(k)/M_0}$, whose explicit form is not needed here.

We will make use of the last result, as it gives a simple recipe of calculations and understanding of going to a high-energy region.

Now eq.(1) will be rewritten via meson fields by using a standard procedure of bozonization

$$\mathcal{L}' = -\frac{1}{2g} (\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - \eta^2 - \vec{\Sigma}^2) + \bar{\psi} (\sigma + i\gamma_5 \vec{\tau} \cdot \vec{\pi} - i\gamma_5 \eta - \vec{\tau} \cdot \vec{\Sigma}) \psi. \quad (2)$$

The evaluation of quark loops for zero external momenta contributes to the effective potential

$$V_q = 4N_c V \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \ln \left(1 - \frac{Z^2 M^2(k)}{k^2 M_0^2} \right),$$

$$Z^2 = \sigma^2 + \vec{\pi}^2 + \eta^2 + \vec{\Sigma}^2. \quad (3)$$

Bearing in mind, that $M(k)$ cuts off the integral for large $|k|$ of the order of $\lambda \approx 600$ MeV [7], we obtain

$$V_q = -\frac{2N_c V}{(8\pi^2)} \left[\lambda^4 \ln \left(1 + \frac{Z^2}{\lambda^2} \right) + Z^2 \lambda^2 - Z^4 \ln \left(1 + \frac{\lambda^2}{Z^2} \right) \right]. \quad (4)$$

By adding the first term from (2) to (4), we will find that in $\sigma, \vec{\pi}$ channels spontaneous symmetry breaking takes place, and for $\eta, \vec{\Sigma}$ the energy is not placed at lower limit. To obtain bound states $\eta, \vec{\Sigma}$, confinement is evidently to be taken into account. We will assume that the corresponding effects slightly affect pion properties [3].

Spontaneous chiral symmetry breaking results in a nonzero vacuum average $\langle \sigma \rangle = \sigma_0 \sim N/V$ [6], and the occurrence of the dynamical quark mass $M(k)$. In the following, it will be included in L_0 . In this representation an Euclidean quark propagator is written as

$$S(k) = \frac{1}{\hat{k} - iM(k)}. \quad (5)$$

Consider now quadratic terms in the effective action of the pion field. They result from a diagram:



Their contribution can be written as the expansion over p^2 :

$$\mathcal{L}'' = \vec{\pi} \cdot \vec{I}_\pi \vec{\pi}, \quad I_\pi = J(0) + J'(0)p^2. \quad (6)$$

The condition for the minimum of the G field potential

$$-\frac{1}{2g} + J(0) = 0 \quad (7)$$

leads to pion masslessness. This relation will be made use of for the evaluation of the diquark mass.

With the help of the Fierze transformation the interaction (1) can be written (in the local limit) in the form:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= -\frac{g}{4} (f^a f_a^+ - f_s^a f_{s a}^+ + f_{\mu\nu}^{ab} f_{ab}^{\mu\nu}) , \\ f^a &= \varepsilon^{abc} (\bar{u}_s d_c' - \bar{d}_s u_c') , \\ f_s^a &= \varepsilon^{abc} (\bar{u}_s i\gamma_5 d_c' - \bar{d}_s i\gamma_5 u_c') , \\ f_{\mu\nu}^{ab} &= \frac{1}{2} (\bar{u}_a \sigma_{\mu\nu} d_b' - \bar{d}_a \sigma_{\mu\nu} u_b' + \bar{u}_b \sigma_{\mu\nu} d_a' - \bar{d}_b \sigma_{\mu\nu} u_a') . \end{aligned} \quad (8)$$

The prime denotes charge conjugation $u^c = C \bar{u}^T$. The rest terms (e.g., a term containing a scalar 6-multiplet) in the local limit vanish.

After bosonization of the Lagrangian (8) has been done, we obtain a bound state, i.e. the field with squared positive mass, for a scalar diquark in the colour $\bar{3}$ state. A corresponding Lagrangian has the form

$$\mathcal{L}'_D = -\frac{1}{g} D^a D_a^+ + \frac{1}{2} (f_s^a D_a^+ + D^a f_{s a}^+) . \quad (9)$$

To obtain the effective action one has to evaluate the diagram



which is distinguished from a similar one for the pion (6) only by trivial colour and isotopic factors:

$$I_D = \frac{2}{3} I_\pi . \quad (10)$$

Renormalization of the field providing a regular form of the kinetic term yields the diquark mass

$$M_D^2 = \frac{1}{g J'(0)} . \quad (11)$$

By using the estimate for $g J'(0)$ from the expression for F^2 [6] ($F^2 = 4 g J'(0) N/V$), we find the value for the diquark mass to be 0.8 GeV.

The comparison between the diagrams describing the interaction of the pion with photon, and of scalar diquark with photon indicates that their difference lies only in a normalized factor. Hence, rms radii, as defined by the relation

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{6} \frac{1}{F_{\pi}(0)} \cdot \frac{d F_{\pi}(q^2)}{d q^2} \Big|_{q^2=0}, \quad (12)$$

for the pion and scalar diquark coincide to lead to

$$r_D^2 = (0.6 \text{ fm})^2.$$

The effective diquark action, as obtained in terms of the instanton QCD vacuum model, leads to unsatisfactory, in view of phenomenology, results. One should, probably, include into the consideration the effects, which have been taken no account of in this model. Particularly, the contribution of perturbative gluons can result in extra attraction in the channel with quantum numbers $J^P = 0^+$.

REFERENCES

1. I. Kobzarev, L. Kondratyuk, B. Martemyanov, M. Schepkin. Preprint ITEP 86-72.
2. B.G. Zakharov, B.Z. Kopeliovich. Proc. of 23 Winter Workshop LINF, 3. Leningrad, 1988.
3. T. Hatsuda, T. Kunihiro. Progr. Theor. Phys. 74(1985) 765.
4. C. Lee, W.A. Bardeen. Nucl. Phys. B153(1979) 210.
5. V.F. Tokarev. Preprint INR-0406 (1985).
V.F. Tokarev. TMF 73 (1987) 223.
6. D.I. Dyakonov, V.Yu. Petrov. Preprint LNFI-1153 (1986).
7. D.I. Dyakonov, V.Yu. Petrov. Spontaneous chiral invariance breaking in instanton vacuum. Int Hadron material under extreme conditions. Eds. G.M. Zinoviev, V.P. Shelest, 192-204, "Naukova Dumka", Kiev, 1986.
8. Y. Nambu, G. Yona-Lasinio. Phys. Rev. 122 (1961) 345.
9. P.G. Betman, L.V. Laperashvili. Yad. Fiz. 41 (1985) 463.
10. A. Jevicki. Phys. Rev. D21 (1979) 992.
11. I.V. Musatov, V.F. Tokarev. Proc. of I Int. Seminar "Problems of high energy physics and quantum field theory", Protvino, 1987.

NUCLEON-NUCLEON POTENTIAL FROM MODELS OF QCD

M. Beyer

Paul Scherrer Institut, 5234 Villigen, Switzerland

I. Introduction

In the last couple of years there has been a considerable amount of effort to link our notion of the nucleon-nucleon (NN)-force to the basic concepts of quantum chromodynamics (QCD), which is now widely believed to be the correct theory of the strong interaction. Although conventional NN potentials, based on meson exchange dynamics, are quite successful in describing the rich data with a dozen or more parameters, their ambiguities prevent an understanding of the true nature of the NN interaction, especially at shorter distances. Therefore the prominent interest of recent investigations has been the short range part of the NN-force, where quarks are expected to play a more direct role. Between this part of NN interaction and the very long range, which is dominated by pion exchange, a rich number of ideas to describe the NN force in the spirit of the new developments have been discussed. This variety stems from the fact that there is no rigorous solution of QCD for the energy region of interest.

The potential under consideration tries to use our notion of "QCD at low energies"¹ - at short range as well as at long range - while reproducing the scattering phase shifts, deuteron properties, etc. quantitatively. At short range, this means that the description of the NN force takes into account the six-quark content of the NN-system, which is not so important for the longer range part, where nucleons are well separated. Here, the parameters of the meson exchange picture usually fitted to the data, i.e. the vertex form factor and the coupling constants, are replaced by calculated results that rely on the three quark content of the nucleon and QCD-symmetries.

The treatment of the medium-long range part is based on an effective quark interchange mechanism suggested by H.J. Weber^[1] and will be outlined in Sect. II.

¹This term is used here as a collective expression for the models and principles people have thought of. I am well aware that there is no QCD at low energies as long as the confinement problem is not solved.

The short range part is treated similar to the compound bag model, which has been suggested by Yu.A. Simonov^[2]. The concept is connected to the P-Matrix method and the version used here will be summarized in Sect. III.

In Sect. IV, some applications will be given. The scattering phase shifts will not be displayed. They have been published elsewhere and are reproduced well by the potential^[3]. In fact, the scattering data have been used to extract the remaining parameters of the six quark core. The only free parameter of the one boson exchange part (OBEP), i.e. the overall meson-nucleon coupling strength G , has been fitted to the empirical pion nucleon coupling constant, $g_{\pi NN}^2/4\pi \approx 14$.

I shall make some remarks about deuteron observables and discuss to some extent charge symmetry breaking in the neutron-proton (np) system connected to the question of sensitivity to the short range.

The conclusion, Sect. V, is dedicated to further developments of this model of NN interaction, especially in the shorter range part.

II. The Quark Interchange Mechanism

Conventional NN potentials are based on mesonic exchange with freely adjusted meson nucleon coupling constants and finite-size vertex form factors. In contrast the quark interchange mechanism provides a tool to connect the mentioned quantities with the underlying quark picture of the nucleon directly and to calculate them. A constituent quark model (CQM) of the nucleon with harmonic oscillator confining potential has been used here. Relativistic corrections have been incorporated, namely a lower Dirac component, to reduce the deficiencies of a nonrelativistic description of the nucleon^[4].

The mechanism has been described in detail elsewhere^[1,5]. Here I give only a short summary. For very short range the one-gluon exchange would be sufficient to describe the strong interaction among quarks. There are two contributions which are shown in Fig. 1. Note that the nucleons need not overlap completely to have the considered situation $x \neq y$ as shown in Fig. 2.

Of these diagrams, only Fig. 1b has a color singlet contribution. The proof uses a Fierz-Transformation, transporting the diagram from a t-channel to a u-channel

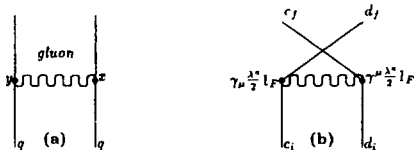


Figure 1. Diagrams of lowest order in the quark-gluon coupling constant.

exchange. This leads to the following replacement in the amplitude of Fig. 1b, $x \sim y$,

$$2\bar{q}_{d_j}(x)\gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} q_{c_i}(x)\bar{q}_{c_j}(x)\gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q_{d_i}(x) \\ + \frac{4}{9} q_{c_j}(x)O_n q_{c_i}(x)\bar{q}_{d_j}(x)O_n \bar{q}_{d_i}(x) + \text{color octet terms.} \quad (1)$$

The non-strange content in the operators O_n is

$$O_n = [1, i\gamma_5, \frac{i}{\sqrt{2}}\gamma_\mu, \frac{i}{\sqrt{2}}\gamma_\mu\gamma_5] \otimes [1, \tau]. \quad (2)$$

To describe the effective NN amplitude correctly, higher order diagrams of QCD and non-perturbative contributions should be included in a full calculation, if $x \neq y$. It is needless to mention that up to now, none of these have been rigorously calculated for the NN scattering amplitude. However, the range under consideration has been successfully described by mesonic exchange models of the NN force. Indeed, there is a one-to-one correspondence between the four meson nonets with spin-parity $0^-, 0^+, 1^-, 1^+$ and the spin-isospin structure given in eqs. (1) and (2). This leads to the basic assumption of the quark interchange mechanism that this spin-isospin structure of the vertex is recovered also for long range, i.e. $x \neq y$. This enables us to calculate the coupling constants and to make a connection to the underlying three quark structure of the nucleon. For lack of a rigorous derivation, the propagator has been assumed to be sufficiently described by effective meson propagators that parametrize the effective qq multigluon exchange for $x \neq y$, see Fig.2. The masses m_α of the mesons are set to their experimental values. The basic medium-long range interaction between quarks in different nucleons is then given by

$$V_{q \text{ on } BE}(q^2) = G^2 \sum_\alpha O'_\alpha(q^2 - m_\alpha^2)^{-1} O_\alpha. \quad (3)$$

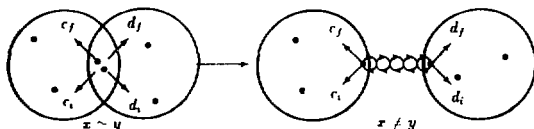


Figure 2. Interaction between nucleons in terms of quarks for short $x \sim y$ and long distances $x \neq y$.

Table 1. Meson-nucleon coupling constants at $q^2 = 0 = q^0$ from the CQM; $\alpha \sim m_q \sim m_N/3$, with m_N the nucleon mass. The normalization constant N_0 is given by $N_0^{-2} = (1 + \alpha^2/4m_q^2)$.

Scalar :	$g_{\pi NN}^2 = 9G^2 N_0^2 (1 + \alpha^2/4m_q^2)^2$
	$g_{\eta NN}^2 = G^2 N_0^2 (1 + \alpha^2/4m_q^2)^2$
Pseudoscalar :	$g_{\pi NN}^2 = G^2 N_0^2 4m_N^2/9m_q^2$
	$g_{\eta NN}^2 = \frac{25}{9} G^2 N_0^2 4m_N^2/9m_q^2$
Vector :	$g_{\omega NN}^2 = 9G^2/2$
	$f_{\omega NN} = GN_0^2/\sqrt{2}(2m_N/3m_q - 3N_0^{-2})$
	$g_{\rho NN}^2 = G^2/2$
	$f_{\rho NN} = GN_0^2/\sqrt{2}(10m_N/9m_q - N_0^{-2})$
Axial vector :	$g_{\pi NN}^2 = \frac{25}{18} G^2 N_0^2 (1 - \alpha^2/12m_q^2)^2$
	$f_{\pi NN} = -\frac{5}{18} GN_0^2 4m_N^2/\sqrt{2} 18m_q^2$
	$g_{\eta NN}^2 = G^2 N_0^2/2(1 - \alpha^2/12m_q^2)^2$
	$f_{\eta NN} = -GN_0^2 4m_N^2/\sqrt{2} 18m_q^2$

where $q = p'_1 - p_1 = p_2 - p'_2$ is the (nucleon) momentum transfer and G is determined from the pion-nucleon coupling constant. As an example, the effective meson nucleon coupling constants calculated from the CQM are given in Tab. 1. The harmonic oscillator parameter α and the quark mass m_q are taken to have the usual constituent values. Two-pion exchange is treated effectively via an effective σ exchange with $m_\sigma = 495 \text{ MeV}$ and fitted coupling constants for $T = 0$ and $T = 1$ channels.

III. The Short Range Interaction

The total potential is described by a two channel equation

$$\begin{aligned} (T + V_h - E) | \psi_h \rangle &= -V_{hq} | \psi_q \rangle \\ (T + V_q - E) | \psi_q \rangle &= -V_{qh} | \psi_h \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

where h, q stands for hadronic and six-quark core channels, respectively. This separation is justified by the strong damping provided by the bound three-quark wave functions. As a consequence the meson exchange potentials become generally negligible inside distances of about 1 fm , in contrast to conventional potentials. Since the major part of the six-quark wave functions are color octets the six-quark core potential V_q should be confining. In fact, since the NN continuum is described by the meson exchange part of the potential, the remaining six-quark spectrum is discrete with energies E_n and states φ_n . So ψ_q can be expanded in terms of φ_n that are the solutions of the six-quark confining potential $(T + V_q - E) | \varphi_n \rangle = 0$.

The nonconfining part is expressed as a transition potential V_{hq} . In coordinate space its parametrization is patterned after the P -matrix approach of the

compound bag model. A motivation of this approach has been given in ref.[2]. Eliminating the internal degrees of freedom leads to an optical potential that is given by

$$V_h(r; r'; E) = \sum_n \frac{r' | V_{hn} | \varphi_n \rangle \langle \varphi_n | V_{nh} | r \rangle}{(E - E_n)} \quad (5)$$

The transition potential V_{nh} from the six-quark core to the hadronic NN channels consists of a surface term V_t with the pole structure of the P-matrix and a volume term that arises from nonorthogonality of the six-quark and the hadronic channel, $\langle \varphi_h | \varphi_n \rangle \neq 0$,

$$\langle \varphi_h | V_{nh} | \varphi_n \rangle = \langle \varphi_h | V_t | \varphi_n \rangle + (E_n - E) \langle \varphi_h | \varphi_n \rangle \quad (6)$$

Without a decent model of the six-quark dynamics the relevant matrix elements cannot be calculated. This leads to additional parameters that have to be fixed from phase shift analysis. To avoid part of them, the following assumptions have been made. Only $n = 0$, i.e. the one level approximation, is taken into account. This is a reasonable choice for scattering energies below 400 MeV^[6]. The six quark core energy is chosen close to results of six-quark calculations, e.g. in the context of the bag model^[7], and is consistent with the results of the P-matrix analyses^[6]. Except for the S-phases the delicate energy dependence of the optical potential given in eq.(6), cannot be extracted from the phases. Therefore the optical potential has been replaced by a constant volume term for the higher phases.

The simplest transition potential V_t one can think of, is a surface delta interaction. This leads to a local optical potential. Putting everything together the parametrization of the short range potential as used here is given by

$$V_h(r, E) = \frac{c_0^2 \delta(r - b)}{(E - E_0)} + (y_0 E_0 + y_1 E) \theta(b - r). \quad (7)$$

This complements the mesonic potential of Sect. II to solve the Schrödinger equation of the NN system. The parameters c_0^2 and y_1 are set to zero for other than S-waves as mentioned above. The extent of the six-quark core region is associated with the parameter b , which is of the order of 1 fm. For numerical purpose the δ - and θ -functions are softened. So besides the energy eigenvalue E_0 and the core radius b , inclusion of the optical potential with its channel-dependent parameters provides us with 13 additional parameters, a number comparable to that of modern mesonic NN potentials.

IV. NN Scattering and Deuteron Properties

The few mesonic parameters, i.e. the overall meson quark coupling G of the one boson exchange part and the coupling constants of the effective σ -exchange,

Table 2. Scattering lengths a_s , a_t , effective ranges r_s , r_t and static deuteron observables for this potential with six-quark core radius $b = 1\text{ fm}$ or $b = 1.2\text{ fm}$.

	$b = 1\text{ fm}$	$b = 1.2\text{ fm}$	Experiments
$a_t[\text{fm}]$	5.400	5.410	5.423(5)
$a_s[\text{fm}]$	23.715	23.715	23.715(15)
$r_t[\text{fm}]$	1.722	1.807	1.748(14)
$r_s[\text{fm}]$	2.72	2.85	2.73(6)
$E_D[\text{MeV}]$	2.22462	2.22642	2.22642(6)
$Q_D[\text{fm}^2]$	0.276	0.286	0.2869(15)
$t/t_S[\%]$	2.58	2.63	2.56(4)
$P_D[\%]$	5.7	5.3	5(3)
$P_{eq}[\%]$	2.3	4.4	
$\langle r^{-2} \rangle [\text{fm}^{-2}]$	1.96	1.99	1.9635(45)

have been adjusted to reproduce the higher partial waves. The radius b should be proportional to the extension of the six-quark core, although it is a parameter that has a dynamical origin; its value indicates, where the dynamical description is changing from an effective hadronic picture to the more microscopic six-quark picture. Two versions have been pursued, $b = 1\text{ fm}$ and $b = 1.2\text{ fm}$; b cannot be chosen much smaller or larger, since either the energy dependence of the phases or the low energy parameters will not be reproduced, respectively. The six-quark ground state energy E_0 has been chosen independently to be $E_0 = 750\text{ MeV}$. This value is close to the value given by P-matrix analyses and some six-quark calculations in the bag model^[6,7].

The parameters of the six-quark core optical potential have been adjusted to reproduce the remaining low L phase shifts, low energy scattering data and static properties of the deuteron. Only phases with $L = 2$ were found to depend on the short range potential.

The phases are given elsewhere^[3]. To give an impression of the quality of the calculated observables the low energy scattering parameters and static deuteron properties are shown in Tab.2.

To reproduce the structure functions $A(q^2)$ and $B(q^2)$ of the electromagnetic scattering of the deuteron, effects coming from meson exchange currents (MEC's) via the dominant pionic $q\bar{q}$ pair current have been included. An explicit form factor for the six-quark core has also been included, but found negligible for $q^2 < 50\text{ fm}^{-2}$. The elastic form factor $A(q^2)$ agrees with the data and those from other potentials, but is not sensitive to the fine structure of the short range; unlike the magnetic form factor $B(q^2)$. This form factor is sensitive to the short range parametrization and the minimum shifts to lower q^2 values for larger b . For $b = 1\text{ fm}$ the minimum appears at around $q^2 = 40\text{ fm}^{-2}$.

It has been argued that the deuteron tensor polarization is sensitive to the six-quark core. However, the results found here, using parameters for the six-quark contribution that are consistent with the potential give no implication for the dramatic effect seen by Ref.^[9]. This effect only appears for unusually small six-quark core radius $b \sim \frac{3}{4} fm$ and large six-quark probability $P_{6q} \sim 7\%$, which are both excluded by the potential.

V. Charge Symmetry Breaking in the pn-System

Charge Symmetry implies the invariance of a system under a transformation which reverses the sign of the third component of the isospin for all of its components, (e.g. $n \rightarrow p$ and $p \rightarrow n$). A recent TRIUMF experiment has found evidence of charge symmetry breaking in the neutron-proton system. The measurement has been performed at 477 MeV laboratory energy and the difference in analyzing powers $\Delta A = A_n(\theta) - A_p(\theta)$ has been found to be $\Delta A = [37 \pm 17(stat.) + 8(sys.)] \times 10^{-4}$. This result is significant since charge symmetry breaking (CSB) had not previously been established unambiguously.

CSB in the np system arises from gamma exchange, the nucleon mass difference in π - and ρ -exchange, and direct $\rho\omega$ -mixing. These are the most important contributions. Since CSB potentials are small one can use Born approximation with distorted waves that are calculated with the charge symmetric potential. Besides the potential under consideration with its two versions $b = 1 fm$ and $b = 1.2 fm$, Reid soft core (RSC), Paris and Bonn (OPEPR) potentials have been considered.

The results are shown in Tab. 3. For the Bonn(OPEPR) and the potential considered here the parameters that arise from constructing the CSB potentials have been set to be consistent with those potentials, whereas for the RSC and Paris potentials, which are not parametrized in terms of observed mesons, reasonable values have been chosen.

The Bonn(OPEPR) potential is clearly outstanding from the others, since the

Table 3. Comparison of various model predictions of $\Delta A \times 10^{-4}$ at $E_{lab} = 477 MeV$ at the c.m. angle $\theta_{c.m.}$ where the analyzing power goes through zero.

Potential	π	γ	$\rho\omega$	ρ	Total	Experiment
$b = 1 fm$	35	7	-3	4	43	
$b = 1.2 fm$	41	12	2	5	60	
RSC	43	7	-6	8	52	$37 \pm 17 \pm 8$
Paris	46	12	2	10	70	
Bonn(OPEPR)	67	16	38	27	148	

experimental value is not reproduced. This may be partially due to the high ωNN coupling, which rises the $\rho\omega$ -mixing considerably. Further discussion will be found in ref.^[9].

Here our interest is only connected to the question whether the different extension of the six-quark core is of any influence to the data. Explicit six-quark contributions have been shown to be negligible for CSB^[10]. Indeed, the different versions of the potential explain the experimental result equally good and there is no strong dependence in the net result, although the pionic CSB contribution which is dominant peaks at about 1 to 1.2 fm.

VI. Conclusion and Perspectives

The potential constructed and applied to several investigations is reasonably consistent with the internal quark structure of the nucleon, both in short range and medium-long range parts. This is in contrast to conventional NN potentials. However, the parameters saved in the mesonic sector through the quark interchange mechanism have come in through the back door of our insufficient knowledge of the short range, ending up with practically the same amount of conventional potentials, although their number is ranging at the lower edge compared to Bonn or Paris potentials.

The real achievement of this approach is the fact, that it is now possible to make a connection between the extracted short range parameters of the optical potential, e.g. E_0 , c_0^2 , y_0 , and y_1 , and a possible microscopic six quark model. This is new. The solution to this problem is not easy but feasible. Surely, a microscopic calculation would not give the required precision, but knowing the order of magnitude, or even extract their channel dependence would be quite a success.

In fact, it is not necessary to solve the confinement problem in the first place. In the beginning one may try to first reduce the parameters by assuming a relative wave function, e.g. a series of Bessel or Gaussian functions. This has already been done in the context of the P-Matrix approach. Or, one may assume a confining six quark potential and start a resonating group equation. Having this relative wave function several integrals could be solved, e.g. the overlapping integral between internal and external wave functions that is a fitting parameter in this approach.

The model dependence of the medium-long range part has been tested by using several quark models of the nucleon, i.e. MIT, linear confinement models etc., to calculate the vertex form factors and coupling constants and found not to be crucial. The largest differences in coupling constants occur for the heavier mesons which are not so important since the quark models generally supply a stronger damping of the shorter range than usual monopole or dipole fits with regularization

masses that shrink the hadronic radius of the nucleon to a few tens of a fm and make heavier mesons more important.

Part of the work has been supported by Deutsche Forschungsgemeinschaft. I gratefully acknowledge an inspiring collaboration with H.J. Weber, University of Virginia, on most of the reported work. I also like to thank A.G. Williams, University of Washington, with whom the model dependence on charge symmetry breaking effects have been worked out.

References

1. H.J. Weber, *Z.Phys.* **A297**, 261 (1980), *Z.Phys.* **A301**, 141 (1981), *Phys. Rev.* **C26**, 2333 (1982).
2. Yu. A. Simonov, *Phys. Lett.* **107B**, 1 (1981).
3. M. Beyer and H.J. Weber, *Phys. Rev.* **C35**, 14 (1987).
4. M. Beyer and S.K. Singh, *Phys. Lett.* **160B**, 26 (1985), *Z.Phys.* **C31**, 421 (1986).
5. M. Bozoiar and H.J. Weber, *Phys. Rev.* **C28**, 811 (1983), M. Beyer and H.J. Weber, *Phys. Lett.* **146B**, 383 (1984).
6. B.L.G. Bakker, I.L. Grach, and I.M. Narodetskii, *Nucl. Phys.* **A424**, 563 (1984).
7. P.J. Mulders, A.T. Aerts, and J.J. de Swart, *Phys. Rev.* **D21**, 2653 (1980).
8. V.V. Burov, S.M. Dorkin, and V.N. Dostolovalev, *Z.Phys.* **A315**, 205 (1984).
9. M. Beyer and A.G. Williams, preprint Univ. of Washington (1988), to be published in *Phys. Rev. C*.
10. A.G. Williams, A.W. Thomas, and G.A. Miller, *Phys. Rev.* **C36**, 1956 (1987).

The Nucleon in a Relativistic Constituent Quark Model

H. J. Weber

Institute of Nuclear and Particle Physics
University of Virginia, Charlottesville, VA 22901
USA

Since the relative quark momentum $\langle \vec{p}^2 \rangle \sim m_q^2$ in the nonrelativistic quark model (NQM), a nonrelativistic treatment of the light up and down quarks is not justified. Relativistic corrections to lowest order in m_q^{-1} have often been estimated by including a small Dirac wave function for the interacting quark in the impulse approximation.^{/1/} Relativistic corrections are then found^{/1,2/} to be ~30% for the axialvector constant g_A , which changes from the NQM value 5/3 to 5/4. However, translation invariance and the Pauli exclusion principle are violated, when only one Dirac-quark wave function is incorporated in nonrelativistic three-quark baryon wave functions. In bag models this approximation lies at the root of rather model dependent recoil and center-of-mass corrections. A resolution of these serious problems forms part of the motivation for a more rigorous relativistic treatment of multiquark configurations.

Consistent relativistic many-body formalisms have taken long to develop; most originate from Dirac's pioneering work.^{/3/} His light-cone (or front) form has been applied in time-ordered perturbation theory in the infinite-momentum frame (for deep inelastic electron and neutrino scattering) and extensive calculations of perturbative QCD.^{/4/} For some quantization axis z , the theory provides in momentum space a Fock-state basis for composite relativistic bound state systems defined at equal light-cone time $x^+ = t + z = x_0 + x_3$, rather than the more conventional ($t - x_0 = \text{constant}$) equal-time wave functions of the instant form. The stability group of the null plane $x^- = 0$ has seven kinematic generators $P^+ = P_0 + P_3$, \vec{P}_T , $E_1 = K_1 + J_2$, $E_2 = K_2 - J_1$, K_3 , J_3 , where \vec{E}_T are the transverse boosts and K_3 the boost along the z axis. The dynamical Poincare generators M (mass) and \vec{J}_T also form an algebra together with the spin $J_3 = J_3 + (E_1 P_2 - E_2 P_1)/2P^+$ needed for closing it. The kinematic and dynamic algebras commute, which allows factorizing many-body states into their

kinematic and internal dynamical components. The kinematic algebra acts on the total momentum P independent of the internal variables. Hence, there is no Wigner rotation of spin states as in the instant form, where also the total momentum and internal motion are inextricably entangled, essentially because the kinematic generators \vec{P} and \vec{J} act transitively in coordinate space ($\tau = x_0 = 0$ plane) rather than in momentum space. Moreover, the interaction dependence of $P_0 = H$ in the instant form implies from current conservation $[P_\mu, j^\mu] = 0$ that single-particle and many-body (so-called exchange) currents are not separately conserved. In front form the kinematic nature of K_3 and \vec{E}_T allows boosting internal wave functions in the Breit frame without involving interactions, so that single-particle currents may be conserved there separately. Essentially because the kinematic algebra acts also transitively in momentum space, can internal and c.m. motion be separated in light-cone dynamics.^{/5/} Thus, the three-quark nucleon and $\Delta(1232)$ wave functions $\psi(x, q_3, Q_3)$ depend on the total momentum P only in terms of their mass $M^2 = p^2 = p^+p^- - \vec{p}_T^2$. This separation property is crucial for the suitability of light-cone dynamics as a relativistic many-body formalism despite the interaction dependence of the angular momentum \vec{J}_T . It is also reflected in the Weinberg equation of motion (for the three-quark system)

$$G_{30}^{-1} \psi = \int \frac{d^2 q_{3T} \cdot d^2 Q_{3T}}{(16\pi^3)^2} \prod_{j=1}^3 \frac{dx_j}{x_j} \delta \left(\sum_{j=1}^3 x_j - 1 \right) V \psi, \quad (1)$$

which sums up the light-cone time-ordered perturbation series. The relative momentum variables

$$q_3 = \frac{x_2 p_1 - x_1 p_2}{x_2 + x_1}, \quad Q_3 = (x_1 + x_2)p_3 - x_3(p_1 + p_2) \quad (2)$$

are properly space-like because $q_3^+ = 0 = Q_3^+$, so that

$$q_3^2 = q_3^+ q_3^- - \vec{q}_{3T}^2 = -\vec{q}_{3T}^2 \leq 0 \quad \text{and} \quad Q_3^2 = -\vec{Q}_{3T}^2 \leq 0.$$

The invariant momentum fractions x_j (Bjorken-Feynman variables)

$$x_j = \frac{p_j^+}{p^+}, \quad \sum_j x_j = 1, \quad 0 \leq x_j \leq 1, \quad (3)$$

are a relativistic analog of reduced masses. The free three-particle propagator

$$G_{30}^{-1} = M^2 + q_3^2 \frac{1-x_3}{x_1 x_2} + \frac{Q_3^2}{x_3(1-x_3)} - \sum_{j=1}^3 \frac{m_{q_j}^2}{x_j}$$

$$= P^+ \left[P^- - \sum_1^3 P_j^- \right] = M^2 - M_3^2 \quad (4)$$

is characteristic of the one-time form of light-cone dynamics. Moreover, G_{30} and V satisfy the cluster decomposition property required of a consistent many-body theory, when V derives from two-body interactions mediated by particle exchanges in (light-cone) time-ordered perturbation theory.^{/6/}

Since the spectra of P^+ are bounded from below, Fock states of light-cone dynamics can be constructed from the physical vacuum. A basis of single particle states is provided, as all particles are on their mass shell including those in intermediate states. For constituent quarks in the dominant valence configurations of hadrons, for which there is growing evidence in QCD,^{/7/} these are Dirac light-cone spinors^{/4/} $u_i = u(p_i)$ of helicity $\pm 1/2$ and mass m_q . Requiring covariance of wave functions, or vertex invariants, of multiquark configurations is essential to prescribe their angular momentum and spin (-flavor) contents.^{/5/} The nonrelativistic symmetric spin-isospin wave function of the nucleon consisting of three S -wave quarks has two components of quark-pair spin-isospin 00 and 11. If the Clebsch-Gordan coefficients $C\left(\frac{1}{2}\frac{1}{2}S\alpha_1\alpha_2\right)C\left(\frac{1}{2}\frac{1}{2}S\alpha_3\alpha_N\right)$ for nucleon pair spin $S = 0$ or 1 are written as spin matrices in

$$\begin{aligned} x_1^\dagger \vec{\sigma} x_2 x_2^* \cdot x_3^\dagger \vec{\sigma} x_N, \quad S = 1 \\ x_1^\dagger i\sigma_2 x_2^* \cdot x_3^\dagger x_N, \quad S = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

and similar isospin matrix elements, the invariants

$$\begin{aligned} I_1^{(N)} &= \bar{u}(p_1) \gamma^\mu \vec{r} C u^T(p_2) \cdot \bar{u}(p_3) \gamma_\mu \vec{r} u_N(p) + (23)1 + (31)2 \\ I_0^{(N)} &= \bar{u}(p_1) \gamma_5 C u^T(p_2) \cdot \bar{u}(p_3) u_N(p) + (23)1 + (31)2 \end{aligned} \quad (6)$$

are implied, where $C \equiv i\gamma_2 C = C^T$ with the charge conjugation operator $C = i\gamma_2 \gamma^0$, $u_N(p)$ is the nucleon-Dirac spinor of (conserved) total momentum $P^{+,T} = \sum_1^3 p_j^{+,T}$, and (23)1 denotes cyclic permutation of the momenta p_i in

the first term (12)3. Many more totally symmetric invariants for the nucleon may be constructed; but they are all linearly dependent^{/8/} on $I_0^{(N)}$, $I_1^{(N)}$ and

$$I_2^{(N)} = \bar{u}(p_1) \gamma \cdot \vec{r} \gamma_5 C u^T(p_2) \cdot \bar{u}(p_3) \frac{\vec{r} \cdot \vec{P}}{P^2} u_N(p) + (23)1 + (31)2 \quad (7)$$

For the $\Delta(1232)$ there are only two linearly independent invariants, namely

$$I_0^{(\Delta)} = \bar{u}(p_1) \gamma_\mu \bar{c} u^T(p_2) \cdot \bar{u}(p_3) u_\Delta^\mu(p) + (23)1 + (31)2$$

$$I_1^{(\Delta)} = \bar{u}(p_1) \gamma_{\mu\nu} \frac{p_\nu}{p^2} \bar{c} u^T(p_2) \cdot \bar{u}(p_3) u_\Delta^\mu(p) + (23)1 + (31)2 \quad (8)$$

The complete nucleon and $\Delta(1232)$ wave functions for the three-quark Fock state corresponding to S-shell quarks in the static limit can be expanded in terms of these invariants $I_\nu(N)$ and $I_\nu(\Delta)$ as

$$\psi_{N,\Delta} = \sum_\nu \phi_\nu \left[x_1, q_3, Q_3, p^2 = m_{N,\Delta}^2 \right] I_\nu^{(N,\Delta)} \quad (9)$$

with completely symmetric momentum distribution ϕ_ν . For simple quark confinement models, such as a scalar and separable $V_S \sim f(M_3^2)f(M_3^2)$ with the three-body mass M_3 of Eq.(4), the invariants I_ν may be eliminated from Eq.(1). This leaves a system of coupled integral equations for the ϕ_ν in one variable M_3 , whose solutions $\phi_\nu = c_\nu f(M_3^2)/(m^2 - M_3^2)$ with constants c_ν and mass eigenvalue m^2 have all the same shape f as the driving potential V_S .^{8/} Such wave functions have been used in recent attempts^{9/} to construct a relativistic harmonic-oscillator model for baryons, where

$$f \sim (m^2 - M_3^2) \exp(-M_3^2/6a^2) \quad , \quad m = (m_N, \text{ or } m_\Delta). \quad (10)$$

The Gaussian shape is the appropriate relativistic generalization of the radial S-wave function $\exp(-(\vec{p}_\rho^2 + \vec{p}_\lambda^2)/2a^2)$ of the NQM, where \vec{p}_ρ and \vec{p}_λ are the relative quark momenta conjugate to the Jacobi distances $\vec{\rho} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)/\sqrt{2}$ and $\vec{\lambda} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3)/\sqrt{6}$.

When this relativistic h.o. model is used to calculate the E2/M1 ratio, non-zero values are obtained without any tensor forces in the dynamics. This is due to nonspherical components required in the N and Δ wave functions by relativistic invariance. In other words, the three small-Dirac quark spinors and total-momentum spinor coupled by even and odd Dirac γ -matrices in the N and Δ wave functions are responsible for orbital mixing akin to the nonrelativistic D waves admixed by the tensor potentials mentioned earlier. However, this relativistic calculation is carried out in the light-cone formalism, where J_z is well defined, but \vec{J}^2 is not necessarily. For the small E2 transition amplitude from N to Δ one needs to avoid contributions from spurious spin 3/2 components in the nucleon (and spin 1/2 in the Δ) wave function. To this end we have used Melosh transformations from the nonrelativistic 3-quark equal-time wave function to the light-cone states for free quarks. This preserves \vec{J}^2 at least approximately and yields specific admixture coefficients c_ν in the N and Δ

wave functions,^{/10/} viz. $c_0 = c_2$ and $c_1 = 0$. With these we obtain a small, but not negligible, contribution between -0.1% and -0.2% to the $E2/M1$ ratio for an acceptable range of parameters, viz. $300 \leq m_q \leq 350 \text{ MeV}/c^2$ and internal momentum scale (h.o. constant) $280 \leq a \leq 360 \text{ MeV}/c^2$.

Thus, if the spin wave function of the nucleon is constructed in terms of the conventional Clebsch-Gordan prescription for free quarks, but with the total energy of the quarks taken to be the nucleon mass, then a Melosh transformation from the one-particle instant to the light-cone states yields the relativistic spin wave function $I_0 + I_1$.

Next, let us examine the axialvector current in conjunction with scalar confinement dynamics,^{/11/} which will shed light on the absence of I_1 in Eq. (9) for the nucleon in such models. Note that $I_2 \rightarrow I_0$ in the static limit.

Since the invariants I_n are not orthogonal, the axialvector current of the proton consists of direct (A_{nn}^λ) and interference ($A_{nn'}^\lambda, n \neq n'$) terms,

$$A_3^\lambda = \frac{1}{2} \sum_i \int d\Gamma \psi_N^\dagger \bar{u}(p_i') \gamma_5 \gamma^\lambda \tau_3(i) u(p_i) \psi_N$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{i, n, n'} \int d\Gamma \phi_{n'}^\dagger \phi_n I_{n'}^\dagger \bar{u}_i \gamma_5 \gamma^\lambda \tau_3(i) u_i I_n = \sum_{n', n} A_{n'n}^\lambda. \quad (11)$$

Only A_{11}^λ contains the terms responsible for a second-class axialvector current $\gamma_5 \sigma^{\lambda\rho} q_\rho$ with $q = P - P'$. Upon substituting I_1 from Eq. (6) into Eq. (11) and summing over the intermediate quark spins one obtains for

$$A_{11}^\lambda = \frac{2}{2} \bar{u}_N^\dagger \int d\Gamma \phi_1^\dagger \{ \gamma_5 \gamma_\nu (\gamma \cdot P_1 + m_q) \gamma^\lambda (m_q \gamma - P_3) \gamma_\mu \cdot$$

$$\cdot \text{Tr} \left[\gamma^\nu (\gamma \cdot P_1 + m_q) \gamma^\mu (m_q \gamma - P_3) \right] +$$

$$- \gamma_\nu (m_q \gamma - P_3) \gamma_\mu (\text{Tr} \left[\gamma^\nu (\gamma \cdot P_1 + m_q) \gamma^\mu (m_q \gamma - P_3) \gamma^\lambda \gamma_5 (m_q \gamma - P_1) \right] +$$

$$- \text{Tr} \left[\gamma^\nu (\gamma \cdot P_1 + m_q) \gamma^\lambda (\gamma \cdot P_1 + m_q) \gamma^\mu (m_q \gamma - P_3) \right]) \} u_N, \quad (12)$$

where $u_N^\dagger = u(P')$ with $P'^+ = P^+$ and $\vec{P}_T' = \vec{P}_T + \vec{q}_T$. Evaluating the traces it is seen that the first term, where quark #3 is active, contributes only to the axialvector form factor $g_A \gamma_5 \gamma^\lambda$ and the induced pseudoscalar $g_P \gamma_5 q^\lambda$, which are ignored in the following and denoted by $+$ If the other terms are relabeled using the total symmetry of ϕ_1 so that the active quark is always #3, A_{11}^λ takes the form

$$A_{11}^\lambda = 18 m_q^2 \bar{u}_N^\dagger \epsilon^{\lambda\mu\nu\rho} \int d\Gamma \phi_1^\dagger \phi_1 \sigma_{\mu\nu} \{ -m_q (2P_{3\rho} + 2P_{3\rho} + P_{2\rho} + P_{1\rho})$$

$$- \gamma \cdot P_1 (P_{3\rho} + P_{3\rho} + P_{2\rho}) - \gamma \cdot P_2 (P_{3\rho} + P_{3\rho} + P_{1\rho}) \} u_N + \dots, \quad (13)$$

where $\langle 0123 \rangle = 1$. Imposing covariance the relevant integrals may be expanded, for constant four-vectors a and b , using $\tilde{Q}_{3T} = \tilde{Q}_{3T} + (1-x_3)\tilde{q}_T$ in ϕ_1^\dagger and p_3' , as

$$\begin{aligned} \int d\tau \phi_1^\dagger \phi_1 a \cdot (p_1 + p_2) &= F_0 a \cdot P + F_1 a \cdot q, \\ \int d\tau \phi_1^\dagger \phi_1 (a \cdot p_1 b \cdot p_2 + a \cdot p_2 b \cdot p_1) &= F_{10} a \cdot b + F_{11} a \cdot Pb \cdot P + F_{02} a \cdot qb \cdot q \\ &\quad + F_{01} a \cdot qb \cdot P + F_{10} a \cdot Pb \cdot q, \end{aligned} \quad (14)$$

Only F_{10} and F_1 are of interest here and terms containing p_3' do not contribute. For the Gaussian shape $\phi_1 = c_1 \phi$ of Eq. (10) they are readily evaluated and yield the second-class axialvector current

$$\begin{aligned} A_{11}^\lambda &= -18m_q^2 c_1^2 \left(\bar{u}_N \gamma_5 \gamma^\lambda q_p \gamma_3 u_N \right) \left\{ \frac{3\alpha^2}{16\pi^2} \right\}^2 \cdot \\ &\cdot \int_0^1 dx_1 \int_0^{1-x_1} dx_2 [m_q(1-x_3) + 2m_N x_1 x_2] \exp \left[\left(\frac{1-x_3}{4x_2} \right) q^2 - \sum_{i=1}^J \frac{m_{q_i}^2}{x_i} \right] / 3\alpha^2 + \dots \end{aligned} \quad (15)$$

The factor m_q^2 indicates that it is characteristic of the chiral symmetry breaking regime of QCD. Since no second-class current has been seen experimentally,^{/12/} c_1 must be small; $c_1 = 0$ in the Melosh case mentioned earlier.^{/10/} In the NQM or in bag models, where the spectator quarks are treated nonrelativistically, such a pseudotensor does not arise. From Eq.

(12) it is also evident that $A_{11}^\lambda = 0$ in a static approximation, where $\gamma \cdot p_1 \rightarrow \gamma \cdot q$ for the spectator quarks.

In conclusion, then, the relation between the spin invariant I_1 of the nucleon and the second-class axialvector current it implies provides a useful constraint on quark dynamics. It is satisfied by some scalar (but not vector confinement) interactions that generate the often used relativistic Gaussian wave functions. And it supports the use of Melosh transformations to generate relativistic spin invariants in light-cone dynamics.

It is a pleasure to acknowledge stimulating discussions with Zbigniew Dziembowski. This work was supported in part by the U.S. National Science Foundation.

REFERENCES

1. F. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Acad. Press (London, 1979).
2. M. Bozoian and H.J. Weber, Phys. Rev., 1983, C28, p. 811; J. Cohen and H.J. Weber, Phys. Lett., 1985, 165B, p. 229; M. Beyer and H.J. Weber, Phys. Lett., 1984, 146B, p. 383 and Phys. Rev., 1987, C35, p. 14.
3. P.A.M. Dirac, Rev. Mod. Phys., 1949, 21, p. 392.
4. L. Frankfurt and M. Strikman, Phys. Rept., 1981, 76, p. 215; G.P. Lepage

- and S.J. Brodsky, *Phys. Rev.*, 1980, D22, p. 2157.
5. H. Leutwyler and J. Stern, *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1978, 112, p. 94.
 6. J.M. Namyslowski, *Progr. in Part. and Nucl. Phys.*, 1984, 14, p. 49.
 7. E.V. Shuryak, *Phys. Reports*, 1984, 115, p. 151.
 8. H.J. Weber, *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1987, 177, p. 38.
 9. I.G. Aznauryan, A.S. Bagdasaryan and N.L. Ter-Issakyan, *Yad. Fiz.*, 1982, 36, p. 1278 [*Sov. J. Nucl. Phys.*, 1982, 36, p. 743]; Z. Dziembowski and L. Mankiewicz, *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55, p. 1839.
 10. J. Bienkowska, Z. Dziembowski and H.J. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59, p. 624.
 11. H.J. Weber, Univ. of Virginia preprint (1988).
 12. M.M. Nagels *et al.*, *Nucl. Phys.*, 1979, B147, p. 189.

THREE- AND N-PARTICLE SYSTEMS: DYNAMICAL CORRELATION

R.J. Slobodrian

Université Laval, Département de physique,
Laboratoire de physique nucléaire,
Québec, G1K 7P4, Canada

1. Introduction

The traditional approach to three body systems proceeds expressing the kinetic energy in terms of Jacobi coordinates^{1/2/}. However, position dependent form factors and potentials describing the two-body interaction are in their simplest expression function of the relative distance between the two-bodies of subsystems ($r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$, central interactions). It is possible to express the kinetic energy as a pure quadratic form in the two-body relative momenta, thus allowing an approach closely patterned along the actual dynamics of the three body system. The same method is applicable to n -particle systems. The approach described here allows one to reveal simply some interesting features of three and n -particle systems, and to interpret certain terms of the Hamiltonian as momentum dependent (three body) "potentials". Such terms seem to correspond to the so-called main component of the three-body force in three nucleon systems. In the relativistic domain there appear some drastic differences. A discussion of a system of three Dirac fermions is included with regard to the description of nucleons. However, a topology consistent with confinement and asymptotic freedom of subnucleons (quarks) could be that of a closed chain with three links implying a much more complex dynamics than that of point like quarks.

2. Non-relativistic systems

It is well known that physical particle systems are constructed basically from two-body interactions. There is no universal centre of attraction for systems of particles, except as an approximation. Two-body interactions can be sometimes described by Lagrangians and Hamiltonians where a potential depends on the distance between the centers of mass of the bodies: $V_{ij} = V_{ij}(r_{ij})$, where $r_{ij} = |\vec{r}_{ij}| = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$. Given a three-body system the Hamiltonian in the three body center-of-mass system is

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i,j} V_{ij} \quad (1)$$

where the \sum_3 implies three terms v_{ij} obtained from the cyclic permutation of 1, 2, 3. This notation is preferred for applications to n-body systems. The center-of-mass momenta satisfy the closure relation

$$\sum_i \dot{p}_i = 0. \quad (2)$$

The Hamiltonian (1) is expressed with center-of-mass momenta, function of the velocities in the three body center-of-mass system, and central potentials, expressed in terms of moduli of relative coordinate vectors. Thus (1) is not expressed in a canonical system of coordinates. It is possible to transform it into a Hamiltonian containing a pure quadratic form of the relative momenta, given by

$$\dot{p}_{ij} = \mu_{ij} \dot{r}_{ij}, \quad (3)$$

where $\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$. Expressing \dot{p}_{ij} in term of centre-of-mass momenta

$$\dot{p}_{ij} = \frac{m_j \dot{p}_i - m_i \dot{p}_j}{m_i + m_j}. \quad (4)$$

It follows from (2) that

$$\sum_{i,j} \dot{p}_{ij}^2 = -2 \sum_3 \dot{p}_i \cdot \dot{p}_j, \quad (5)$$

where \sum_3 has the same meaning as before. From (4) it follows that

$$\dot{p}_{ij}^2 = (m_j^2 \dot{p}_i^2 + m_i^2 \dot{p}_j^2 - 2m_i m_j \dot{p}_i \cdot \dot{p}_j) m_{ij}^{-2}, \quad (6)$$

where $m_{ij} = m_i + m_j$. Thus it follows

$$m_{ij} \frac{\dot{p}_{ij}^2}{2m_{ij}} = m_j \frac{\dot{p}_i^2}{2m_i} + m_i \frac{\dot{p}_j^2}{2m_j} - \dot{p}_i \cdot \dot{p}_j \quad (7)$$

summing the three equations of type (7) corresponding to the three body system and using (5) one obtains for the kinetic energy

$$T = \sum_{i=1}^3 \frac{\dot{p}_i^2}{2m_i} = \sum_3 \frac{m_{ij}}{M} \frac{\dot{p}_{ij}^2}{2m_{ij}}, \quad (8)$$

where $M = \sum_{i=1}^3 m_i$. The kinetic energy is thus expressed as a function of a pure quadratic form of the three relative momenta. Indeed it is a linear sum of the kinetic energies of the two-body subsystems multiplied by scaling factors depending on the three masses $\mu_{ij} = \frac{m_{ij}}{M} < 1$. These factors reduce the two-body relative motion kinetic energies of the two body subsystems (considered in

isolation), which feeds into the other two-body subsystems. The following equivalent Hamiltonian is obtained instead of (1)

$$H = \sum_{ij} \left(\frac{m_{ij}}{M} \frac{p_{ij}^2}{2m_{ij}} + v_{ij} \right) \quad (9)$$

It is convenient to define the momenta $p_{ij} = \frac{m_{ij}}{M} \dot{p}_{ij}$ and the generalized reduced masses $M_{ij} = \frac{m_{ij}M}{M - m_{ij}}$. The Hamiltonian becomes

$$H = \sum_{ij} \left(\frac{p_{ij}^2}{2M_{ij}} + v_{ij} \right) \quad (10)$$

The momenta

$$\dot{p}_{ij} = \frac{m_{ij}}{M} \dot{r}_{ij} \quad (11)$$

thus corresponding closely to definition (3) of the two-body relative momenta, replacing the two-body reduced masses by the generalized ones. The Hamiltonian (10) is expressed in terms of the relative position vectors \dot{r}_{ij} and the momenta \dot{p}_{ij} . They obey the following closure relations

$$\sum_{ij} \dot{r}_{ij} = 0 \quad (12)$$

and

$$\sum_{ij} \frac{\dot{p}_{ij}}{M_{ij}} = 0 \quad (13)$$

respectively. The relation (13) is a direct consequence of (12) and (11), taking the time derivative of (12). Expression (10) possesses a high degree of symmetry, the same as the equations (12) and (13). Clearly (10) has redundant coordinates. It is possible to write it eliminating one of the relative momenta.

$$H_{ij,jk} = \left(1 + \frac{m_{ki}}{m_{ij}}\right) \frac{p_{ij}^2}{2M_{ij}} + \left(1 + \frac{m_{ki}}{m_{jk}}\right) \frac{p_{jk}^2}{2M_{jk}} + \frac{m_{ki}}{M_{ij}M_{jk}} \dot{p}_{ij} \cdot \dot{p}_{jk} + v_{ij} + v_{jk} + v_{ki} \quad (14)$$

The symmetry is partially but not totally lost. Equation (14) yields three equivalent Hamiltonians for the three body problem.

3. Harmonic potentials

For the class of harmonic potentials:

$$v_{ij} + v_{jk} + v_{ki} = \frac{1}{2} (K_{ij} r_{ij}^2 + K_{jk} r_{jk}^2 + K_{ki} r_{ki}^2) \quad (15)$$

An exact solution of both the classical mechanical system and the quantum mechanical one is straightforward. The closure relation of the relative coordinates allows one to obtain

$$V = \frac{1}{2}[(K_{1j} + K_{k1})r_{1j}^2 + (K_{jk} + K_{ki})r_{jk}^2 + 2K_{ki}r_{1j} \cdot r_{jk}] \quad (16)$$

We give here an outline of the exact solution, triggered by the expression (16) in terms of relative coordinates and generalized relative momenta. In cartesian coordinates

$$\vec{r}_{1j} = M_{1j} (\vec{x}_{1j} \vec{i} + \vec{y}_{1j} \vec{j} + \vec{z}_{1j} \vec{k}) \quad (17)$$

designating generically by X, \dot{X} the projections of $\vec{r}_{1j}, \vec{r}_{jk}$ and $\vec{r}_{1j}, \vec{r}_{jk}$ upon the X axis one obtains

$$T_x = \frac{1}{2}(\omega_{1j} \dot{X}_{1j}^2 + \omega_{jk} \dot{X}_{jk}^2 + 2\beta_{1j,jk} \dot{X}_{1j} \dot{X}_{jk}) \quad (18)$$

$$V_x = \frac{1}{2}[(K_{1j} + K_{k1})X_{1j}^2 + (K_{jk} + K_{ki})X_{jk}^2 + 2K_{ki}X_{1j}X_{jk}] \quad (19)$$

The components X acquire the status of generalized coordinates for the system. It is always possible to find a linear transformation of the coordinates such that the kinetic and potential energies are of the form^{/3/}

$$T_x = \frac{1}{2} \sum_i \dot{X}_i^2 \quad (20)$$

$$V_x = \frac{1}{2} \sum_i \omega_i^2 X_i^2 \quad (21)$$

to describe the motion projected on the x axis $i = 1, 2$. Similar equations are obtained for the motion projected on the y and z axes. Correspondingly, for bosons the Schrödinger equations are given by^{/4/}

$$-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X_1^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X_2^2} \right) + \frac{1}{2} (\omega_1^2 X_1^2 + \omega_2^2 X_2^2) \Psi = E \Psi \quad (22)$$

In this form the problem yields an equation separable into equations for X_1 and X_2 .

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d^2 \psi_i}{dX_i^2} + \frac{1}{2} \omega_i^2 X_i^2 \psi_i = E_{X_i} \psi_i \quad (23)$$

The solutions of (22) and (23) are the well-known oscillator wave functions and energy eigenvalues.

$$E_i = E_{x_1} + E_{x_2} = \hbar \omega_1 (n_{x_1} + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_2 (n_{x_2} + \frac{1}{2}) \quad (24)$$

$$\psi_{n_x}(x) = \left(\frac{2\omega}{\hbar}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} e^{-\frac{2\omega}{\hbar} x^2} H_n\left(\sqrt{\frac{2\omega}{\hbar}} x\right) \quad (25)$$

The linear transformation is similar for the two other axes. Hence the general solution has the form

$$E = \hbar [\omega_1 (n_{x_1} + n_{y_1} + n_{z_1} + 3/2) + \omega_2 (n_{x_2} + n_{y_2} + n_{z_2} + 3/2)] \quad (26)$$

$$\psi(X, Y, Z) = \psi_{n_{x_1}}(x_1) \psi_{n_{x_2}}(x_2) \psi_{n_{y_1}}(y_1) \psi_{n_{y_2}}(y_2) \psi_{n_{z_1}}(z_1) \psi_{n_{z_2}}(z_2) \quad (27)$$

Oscillator potentials allow a closed form solution of the three body problem in its most general form with different masses (and oscillator strengths)^{/5/}, without recurring to Lippmann-Schwinger^{/6/} or Faddeev^{/7/} equations. It would be most interesting to compare solutions^{/8/} obtained by such methods with the closed form solutions given here.

4. General central potentials

As mentioned before equation (14) yields three equivalent Hamiltonians, privileging pairs of relative coordinates. Writing explicitly one of them, for r_{12}, r_{23} :

$$H_{12,23} = \left(1 + \frac{M_{31}}{M_{12}}\right) \frac{p_{12}^2}{2M_{12}} + \left(1 + \frac{M_{31}}{M_{23}}\right) \frac{p_{23}^2}{2M_{23}} + \frac{M_{31}}{M_{12}M_{23}} \vec{p}_{12} \cdot \vec{p}_{23} + V_{12}(r_{12}) + V_{23}(r_{23}) + V_{31}(r_{31}), \quad (28)$$

where

$$V_{31}(r_{31}) = V_{31}(|\vec{r}_{12} + \vec{r}_{23}|) = V_{31}(|r_{12}^2 + r_{23}^2|). \quad (29)$$

Thus, $H_{12,23}$ is a function of r_{12}, r_{23} and of the associated momenta (kinetic momenta with redefined masses), the directions of relative position and momentum vectors are also involved in (29). It is reasonable to split the Hamiltonian in two:

$$H_{12,23}^0 = \left(1 + \frac{M_{31}}{M_{12}}\right) \frac{p_{12}^2}{2M_{12}} + \left(1 + \frac{M_{31}}{M_{23}}\right) \frac{p_{23}^2}{2M_{23}} + V_{12}(r_{12}) + V_{23}(r_{23}) \quad (30)$$

$$H_{12,23}^I = \frac{M_{31}}{M_{12}M_{23}} \vec{p}_{12} \cdot \vec{p}_{23} + V_{31}(|r_{12}^2 + r_{23}^2|). \quad (31)$$

The Hamiltonian $H_{12,23}^0$ has in general solutions in closed form for certain potentials. It is separable in r_{12} and r_{23} . Hence it is possible with the

orthonormal basis of (30) to approximate the solutions of the full Hamiltonian using (31) as a perturbation. As the full Hamiltonian possesses in general solutions, the convergence of a perturbation calculation seems assured. Equations (30) and (31) provide solutions for exotic atomic systems, like kaonic helium like systems, explored elsewhere^{/9/}. It is to be noted that $H_{12,23}$ is a mathematically correct formulation for the zero order approximation of three body systems in congruent coordinates and momenta, i.e. where momenta correspond to the relative coordinates of the interaction potentials.

It is worth noticing the structure of the first term of $H_{12,23}$ in eq. (31). It corresponds quite strikingly to the momentum dependence of the main component of the two pion exchange three-body force of Fuiita and Miyazawa^{/10/}. It is easy to treat such term in the case of three body final states with asymptotically free particles.^{/11/} Correlation spectra of nucleons in the deuteron break-up induced by nucleons seem to confirm effects stemming from such terms, which can be reinterpreted as momentum dependent potentials.

5. Extension to n-body systems

The Hamiltonian can be written almost identical to (10)

$$H = \sum_{C_n} \frac{1}{2} \left(\sum_{i,j} \dot{r}_{ij}^2 + V_{ij} \right) \quad (32)$$

where $C_n^2 = \frac{n(n-1)}{2}$, the number of combinations two at a time, without repetition. The Hamiltonian has a number of redundant \dot{r}_{ij} : $R = \frac{n(n-3)}{2} + 1$. There are a number C_n^3 closure relations between the \dot{r}_{ij} 's, and correspondingly between the \dot{p}_{ij} , which allow the elimination of redundant coordinates. Here again it is possible for harmonic oscillator potentials to reduce the system to an ensemble of uncoupled oscillators and to obtain a closed form solution. Of course, a similar technique to that outlined for the three body problem can be applied to approximate the general solutions of the n-body problem, starting with an "unperturbed" Hamiltonian H_0 . Here again one finds the scalar terms proportional to two pairs of two-body momenta, "momentum dependent potentials", mocking up three-body forces. It seems "prima facie" that the approach of the present paper provides a systematic approach particularly suitable to the generation of super-computers arriving now in the market. Thus, aside from the methods based on series expansions other numerical techniques may be used to solve equations stemming from (32) and the closure equations, which have very simple linear structures. Here again there are no restrictions on masses or oscillator strengths.^{/5/}

6. Relativistic equations

Prior to discussing such equations it is necessary to establish relations between the polar position vectors \vec{r}_i and the relative vectors \vec{r}_{ij} . Such relations can be expressed in general by a linear transformation:

$$\begin{pmatrix} \alpha \vec{r}_1 - \beta \vec{r}_2 \\ \alpha \vec{r}_2 - \beta \vec{r}_3 \\ \alpha \vec{r}_3 - \beta \vec{r}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & -\beta & 0 \\ 0 & \alpha & -\beta \\ -\beta & 0 & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{r}_1 \\ \vec{r}_2 \\ \vec{r}_3 \end{pmatrix}. \quad (33)$$

evidently setting $\alpha = 1$ and $\beta = 1$ one finds the expression linking \vec{r}_{ij} with \vec{r}_i . However, the transformation matrix becomes singular. We shall work within the context of transformations where $\beta = \alpha + \epsilon$ and $\alpha = 1$, thus allowing the inverse transformation to exist:

$$\begin{pmatrix} \vec{r}_1 \\ \vec{r}_2 \\ \vec{r}_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{\alpha^2 - \beta^2} \begin{pmatrix} \alpha^2 & \alpha\beta & \beta^2 \\ \beta^2 & \alpha^2 & \alpha\beta \\ \alpha\beta & \beta^2 & \alpha^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \vec{r}_1 - \beta \vec{r}_2 \\ \alpha \vec{r}_2 - \beta \vec{r}_3 \\ \alpha \vec{r}_3 - \beta \vec{r}_1 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Choosing ϵ small enough the equations (33) and (34) allow the systematic treatment of a vector representation of the system from polar to relative coordinates and vice versa. This artifice is convenient but by no means necessary. We may write a Hamiltonian

$$H = \sum_i (\vec{p}_i^2 + m_{0i}^2)^{1/2} + \sum_{ij} V_{ij}. \quad (35)$$

For three Dirac particles, we can linearize and write

$$H = \sum_{i=1,3} \vec{\alpha}_i \cdot \vec{p}_i + \beta_i m_{0i} + \sum_{ij} V_{ij}. \quad (36)$$

Transformations (33),(34) allow one to establish equations linking \vec{r}_i and \vec{r}_{ij} , hence \vec{p}_i and \vec{p}_{ij} (or \vec{p}_{ij})

$$\vec{p}_i = \sum_{j=1,3} \alpha_{ij} \vec{p}_{ij}, \quad (37)$$

where ij are (1, 2), (2, 3) and (3, 1). Thus it is possible to write a Hamiltonian in terms of \vec{p}_{ij} 's, and finally it is possible to eliminate redundant variables in an expression

$$H = A \cdot \vec{p}_{12} + B \cdot \vec{p}_{23} + \beta_1 m_{01} + V_{ij} \quad (38)$$

It is notable that in the linearized equations the cross terms of momenta of the non relativistic equations have disappeared. However there is still a coupling via the potentials, hidden in the coordinate $\vec{r}_{31} = -(\vec{r}_{12} + \vec{r}_{23}) = -(\vec{r}_{12}^U + \vec{r}_{23}^U)$.

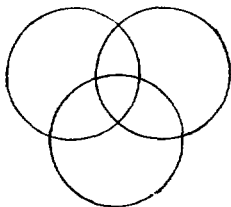
A generalization for n-body systems seems straight forward. The relativistic Schrödinger equations pose a more difficult problem for three and n-body systems. In principle, for three body systems it is possible to write

$$(E - \sum_i V_{ij})^2 = [\sum_i (p_i^2 + m_{0i}^2) 1/2]^2. \quad (39)$$

Equation (37) could be used to express the \vec{p}_i 's in terms of the \vec{p}_{ij} 's, but the operators are strongly non linear, a mixture of square roots of terms like in (39) and squares of momenta. Probably brute force numerical solutions are obtainable, particularly because after transforming to the \vec{p}_{ij} 's the variables are congruent.

7. Quark topology

Equations described in 6. may be particularly useful to describe nucleons, as composites of three constituents quarks. However it is difficult to understand the basic properties of quarks, asymptotic freedom and confinement with point like Dirac particles. Of course this may be simply an approximation to a more complex topology. The Figure shows a non-pointlike topology of quarks forming a nucleon as a



three link chain closed into itself. Clearly, the links have considerable freedom of motion. If energies to break a link were very high (extremely) confinement would be its consequence. The links may be one dimensional "current" loops, with spin 1/2. Each link would consist then of a string closed into itself. These links may possess "excited" states, in addition to excitations of the three link system. The excited

states of links could consist of oscillations (vibrations) and rotations. The quantization of such system should present a formidable theoretical challenge, but the extra degrees of freedom may allow a better interpretation of excited states of nucleons. Within this topological model hadronic mesons would consist of two linked loops, having thus the same properties, asymptotic freedom and confinement.

In this case the "chain" is "open", i.e., it does not close into itself. This difference with respect to "closed" chains may be at the root of the quick transition of hadronic mesons into energy and structureless leptonic matter. Baryonic quantum numbers may be tied to a given topology of quarks and antiquarks.

8. Concluding remarks

The purpose of the present work was twofold. On the one hand to treat multiparticle (three and n) systems within a set of relative coordinates and corresponding kinetic momenta. On the other hand to discuss three quark systems proposing a finite one dimensional topology for them in order to account for their apparent properties, asymptotic freedom and confinement.

Within this framework genuine three body forces may still have the final word in the explanation of nucleons as quark composites. It has been pointed out here that three body forces in three nucleon systems may be harder to identify than believed, particularly due to the dynamical correlations in such systems stemming from the nature of a three particle system, as shown above. The Hamiltonian (10) and (32) may provide generally useful starting trial wave functions even with redundant coordinates^{/12/}. In the relativistic domain, for Dirac particles, expression (38) and extensions to n -particles seem applicable.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been partially supported by a grant from NSERC-Canada and FCAR-Québec. Particular thanks are due to M.L. Ligeito who checked the expressions in this paper. It is a pleasure to thank professor Baldin and his colleagues for organizing the International Seminar.

REFERENCES

1. Schmid, E.W. and Ziegelmann, H., "The Quantum Mechanical Three Body Problem", Ed. H. Strumpf, Pergamon, Oxford (1974) and Refs therein.
2. Slobodrian, R.J., Rep. Prog. Phys. 1971, 34, p. 175 and Refs. therein.

3. Whittaker, E.T., "A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies", Fourth Edition (1937), Cambridge University Press.
4. Richards, Paul E., "Manual of Mathematical Physics", 1959, Pergamon Press, London.
5. Moshinsky, M. (and collaborators), have reduced an A-nucleon Hamiltonian to uncoupled equations with harmonic oscillator potentials, assuming equal masses and oscillator strengths, see for example Nucl. Phys. 1981, A354, p. 268c. No restrictions are used in the present paper.
6. Lippmann, B. and Schwinger, J., Phys. Rev. 1950, 79, p. 409.
7. Faddeev, L.D., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1960, 39, p. 1459; Trans. Soviet Phys. JETP. 1961, 12, p. 1014.
8. Friar, J.H., Gibson, B.F. and Payne, G.L., Phys. Rev. 1980, C22, p. 284.
9. Slobodrian, R.J., Ann. Rep. 1987 and to be published.
10. Fujita, I. and Miyazawa, Prog. Theor. Phys. 1957, 17, p. 360.
11. Slobodrian, R.J., Phys. Lett. 1985, 1638, p. 287.
12. Redish, E.F., Theoretical Techniques in Few Body Physics, Nucl. Phys. 1987, A463, 473c.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ РАСПАД Δ -ИЗОБАРА
В ГИБРИДНОЙ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ
А.А.Квицинский, Ю.А.Куперин, С.П.Меркурьев, Е.А.Яревский

Ленинградский государственный университет

I. Введение

Нерелятивистская кварковая модель ($NRQM$) широко применялась в последнее время для исследования статических характеристик барионов. При этом выяснилось, что наряду с достаточно точным описанием спектра масс для широкого класса кварк-кварковых (qq) потенциалов, $NRQM$ менее удовлетворительно передает детальные характеристики барионов (зарядовые радиусы, электромагнитные форм-факторы и т.п.) даже при точном решении соответствующей трехчастичной задачи¹⁻³. Одной из причин этого обстоятельства может служить пренебрежение вкладом мезонных обменов в qq -взаимодействие. Аккуратному расчету вклада пионных степеней свободы в важнейшие характеристики нуклона и Δ -изобары посвящена настоящая работа.

При построении гибридной версии $NRQM$, учитывающей связь кварков с пионным полем, мы опирались на предложенную в⁴ модель, учитывающую пионное поле в виде добавочного потенциала к qq -взаимодействию исходной нерелятивистской модели. В отличие от⁴, построенный в настоящей работе ОРЕ-потенциал гладко зависит от пространственных переменных, что позволило применить для расчета волновых функций N и Δ эффективные численные методы решения уравнений Шредингера, предложенных в^{1,2} для описания связанных состояний трехкварковых систем.

Наряду с учетом вклада π -обмена в статические характеристики N и Δ в работе вычислены релятивистские поправки к этим характеристикам и проведено сравнение относительного вклада пионных степеней свободы и релятивистских эффектов.

2. Модель

Для построения обусловленной однопионным обменом части кварк-кваркового взаимодействия мы используем подход, предложенный в ^{/4/}. Будем считать, что кварк-пионная связь определяется лагранжианом Юкawy:

$$\mathcal{L} = -ig \bar{\Psi} \gamma_5 (\vec{\tau} \cdot \vec{\Phi}) \Psi, \quad (1)$$

который учитывает сохранение аксиального тока в киральном пределе, $m_\pi = 0$. В нерелятивистском пределе лагранжиан (1) порождает ^{/5/} потенциал межкваркового взаимодействия

$$V_{ij}^{PE}(\vec{r}_{ij}) = \frac{g^2}{16\pi m_q^2} (\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j) (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\nabla}_{ij}) (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{\nabla}_{ij}) u, \quad (2)$$

в котором функция $u(\vec{r})$ связана со статическим пионным полем $\vec{\Phi}$ равенством:

$$\vec{\Phi}(\vec{r}) = \frac{g}{8\pi m_q} \sum_i \vec{\tau}_i (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\nabla}) u(\vec{r}). \quad (3)$$

Таким образом, учет однопионного обмена в рамках $NRQM$ сводится к решению системы уравнений движения, отвечающей лагранжиану (1), с подходящими граничными условиями, задание которых мы связываем с предложенной в ^{/4/} трехфазной структурой барионов. Эта структура, носящая характер гибрида кваркового мешка и бариона $NRQM$, определяется разбиением двухчастичного конфигурационного пространства на три области Ω_i , $i=1,2,3$, $\bigcup \Omega_i = \mathbb{R}^3$, каждая из которых характеризуется своим типом qq -взаимодействия. Разбиение производится сферами радиусов R_1 и R_2 ($R_1 < R_2$) и при этом считается, что на малых расстояниях ($r < R_1$) qq -динамика порождается только глюонными обменами; в промежуточной области Ω_2 ($R_1 < r < R_2$) существуют все степени свободы; и, наконец, в асимптотической области Ω_3 ($r > R_2$) qq -взаимодействие порождается только пионным полем. Описанной картине локализации полей отвечает анзац, в котором для статического кваркового поля ψ выполнено равенство $\psi|_{\Omega_1} = \psi|_{\Omega_2} = \text{const}$, $\psi|_{\Omega_3} = 0$, а для поля $\vec{\Phi}$: $\vec{\Phi}|_{\Omega_1} = \text{const}$, $\vec{\Phi}|_{\Omega_2} = \vec{\Phi}|_{\Omega_3} = 0$.

Поправки к этому анзацу можно найти с помощью теории возмущений по константе связи g в уравнениях движения. Для построения непрерывного потенциала однопионного обмена V^{OPE} необходимо

учесть второй порядок теории возмущений. Соответствующие вычисления /6/ приводят к потенциалу

$$V_{ij}^{OPE}(r) = \frac{g^2}{16\pi m_q^2} \cdot \frac{(\vec{\tau}_i \vec{\tau}_j)}{3} \left\{ (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j) \left(\phi_2''(r) + \frac{2\phi_2'(r)}{r} \right) + S_{ij} \left(\phi_2'' - \frac{\phi_2'}{r} \right) \right\}. \quad (4)$$

Здесь ϕ_2 - координатная часть пионного поля $\vec{\pi}_2$ во втором порядке теории возмущений: $\vec{\pi}_2 = \vec{y} \phi_2$, $\vec{y} = (1/\sqrt{2}, 0, 1)$; $S_{ij} = 3(\vec{\sigma}_i \vec{\pi}) \cdot (\vec{\sigma}_j \vec{\pi}) r^{-2} - (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j)$.

Представляет интерес разделить эффекты, обусловленные тензорным и спин-спиновым слагаемыми OPE-взаимодействия (4). В настоящей работе мы проанализируем только вклад спин-спиновой части потенциала V_{SE}^{OPE} .

Часть межкваркового взаимодействия V_{qq} , обусловленная глюонным обменом, задавалась потенциалом Ричардсона /7/ со скалярным конфинментом. Мы рассматриваем три модели кварк-кваркового взаимодействия: $V = V_{qq} + V_{ss}$ (модель RM_1), $V = V_{qq} + V_{ss} + V^{OPE}$ (модель RM_2) и $V = V_{qq} + V^{OPE}$ (модель $R\pi$).

Спин-спиновое взаимодействие V_{ss} определяется соотношением типа Ферми-Брейта:

$$V_{ss} = \frac{2}{3\pi a_q^2} (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j) \Delta V_{qq}. \quad (5)$$

3. Электромагнитные характеристики N и Δ и поправки к ним

В терминах полной волновой функции Ψ легко определить основные статические характеристики протона p ($T_z = +1/2$), нейтрона n ($T_z = -1/2$) и Δ -изобар, где T - полный изоспин бариона. Обозначим через ψ_1 и ψ_2 компоненты волновой функции Ψ в спин-изоспиновом базисе, отвечающие состояниям $^{20}+1/2, ^1S_0$ и $^{30}S_1$. Плотности $\tilde{\rho}_{u,d}(r)$ распределения u и d кварков в протоне ($T_z = +1/2$) определяются в терминах компонент ψ_1, ψ_2 выражениями:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_u(r) &= \sqrt{3} \int_0^\infty (\psi_1^2(x, \sqrt{3}r) - \psi_2^2(x, \sqrt{3}r)) dx \\ \tilde{\rho}_d(r) &= 2\sqrt{3} \int_0^\infty \psi_2^2(x, \sqrt{3}r) dx. \end{aligned} \quad (6)$$

Для нейтрона ($T_z = -1/2$) следует сделать формальную замену $n \leftrightarrow d$.

Электрические $G_E^{n,p}$ и магнитные $G_M^{n,p}$ форм-факторы нейтрона и протона удобно выразить через перенормированные плотности: зарядовые $\rho_{ch}^{n,p}$ и магнитные $\rho_m^{n,p}$. Так, например, для n ($T_z = -1/2$):

$$G_{E,n}^n(Q^2) = \int_0^\infty \rho_{ch,n}^n(r) \frac{\sin Qr}{Qr} dr \quad (7)$$

и аналогично для p ($T_z = +1/2$).

Зарядовые плотности $\rho_{ch}^{n,p}$ нейтрона и протона позволяют вычислить соответствующие среднеквадратичные зарядовые радиусы:

$$\langle r^2 \rangle_{n,p} = \int_0^\infty r^2 \rho_{ch}^{n,p}(r) dr. \quad (8)$$

Важной характеристикой (помимо перечисленных выше) структуры барионов является парная корреляционная матрица $\rho_{\sigma\tau}$

$$\rho_{\sigma\tau}(x_0) = \int d\hat{x}_0 \langle \Psi(x, y) | P_\sigma P_\tau \delta(x_0 - x) | \Psi \rangle, \quad (9)$$

где P_σ, P_τ - двухчастичные спин-изоспиновые проекционные операторы на состояния, в которых пара частиц имеет спин σ и изоспин τ . Матричные элементы $\rho_{\sigma\tau}$ корреляционной матрицы имеют смысл вероятности на единицу объема обнаружить пару кварков с квантовыми числами σ и τ на расстоянии x_0 . В частности, корреляционные функции $\rho_{\sigma\tau}$ могут быть использованы для вычисления электрической поляризуемости k нуклона [8]:

$$k = \frac{8\alpha m_q}{27} \langle x^2 \rangle^2 \left(\sum_{i=1}^3 e_i^2 - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} e_i e_j \right). \quad (10)$$

Здесь α - постоянная тонкой структуры, m_q - масса кварка, а $\langle x^2 \rangle$ - среднее значение $\langle x^2 \rangle$ подсчитывается в терминах корреляционных радиусов: $\langle x^2 \rangle = 3(r_{\sigma\sigma}^2 - r_{11}^2)$, где

$$r_{\sigma\tau}^2 = \int_0^\infty r^2 \rho_{\sigma\tau}(r) dr. \quad (11)$$

Дополнительные (по сравнению с $NRQM$) вклады пионных степеней свободы в электромагнитные характеристики барионов обусловлены как изменением барионной волновой функции Ψ за счет добавочного ОРЕ-взаимодействия в qq -потенциале, так и изменением

оператора электромагнитного тока. Величина этих вкладов существенно зависит от пространственной структуры \mathcal{H} -поля. В построенной нами версии гибридной модели поле $\vec{\Phi}$ является гладким, отлично от нуля в области Ω_1 кваркового кора и имеет специальную изовекторную структуру: $\vec{\Phi} = \vec{v} \Phi$, где \vec{v} - постоянный вектор, $\Phi(r)$ - скалярная сферически симметричная функция. Псионное поле такой структуры не приводит к изменению магнитных моментов $\mu_{p,n}$ и электромагнитных формфакторов $G_{E,M}^{K,p}$ за счет оператора электромагнитного тока.

Мы рассмотрим релятивистские поправки для описания поведения барионных формфакторов при переданных импульсах $Q^2 \gtrsim m_B^2$. В такой постановке учет простейшего релятивистского эффекта - лоренц-преобразования продольных расстояний при переходе от системы Брейта к лабораторной - приводит к следующей связи релятивистского G_R и нерелятивистского G формфакторов [9]:

$$G_R(Q^2) = \left(\frac{M_A}{E_A}\right)^4 G\left(4p^2 \frac{M_A^2}{E_A^2}\right). \quad (12)$$

Здесь $E_A^2 = p^2 + M_A^2$, $p = \frac{1}{2}Q$, а M_A - эффективный параметр преобразования, для которого в [9] получено представление:

$$M_A = m_q \left(3 + \frac{4\pi}{3} \langle v^2/c^2 \rangle\right), \quad (13)$$

где $\langle v^2/c^2 \rangle$ - среднее значение квадрата скорости кварков в барионе.

Учет релятивистских эффектов в формфакторах приводит, согласно формуле $\langle r^2 \rangle = -6 \frac{d}{dQ^2} G_E(Q^2)|_{Q^2=0}$, к увеличению среднеквадратичного зарядового радиуса системы:

$$\langle r^2 \rangle_R = \langle r^2 \rangle + \frac{3}{M_A^2} G_E(0). \quad (14)$$

Мы вычисляем релятивистские поправки к g_A , связанные с нарушением $SU(6)$ -симметрии за счет перехода от двухкомпонентных паулиевских спиноров к четырехкомпонентным спинорам, отвечающим движению нуклона с импульсом p [10]. Учитывая сферическую симметрию кварковых волновых функций и гипотезу о сохранении векторного тока ($g_V = 1$), получим

$$g_A = \frac{5}{3} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \left[1 - m_N (m_N^2 + 4\pi m_q^2 \langle v^2 \rangle)^{-1/2} \right] \right\}. \quad (15)$$

Мы вычисляем также спиральные амплитуды A_λ перехода $\Delta \rightarrow N\gamma$, которые определяются формулой ^{/II/}

$$A_\lambda = \langle \Psi^\Delta, M = \lambda | H_{int} | \gamma N, \lambda = \lambda_\gamma - \lambda_N, \vec{k} \rangle. \quad (16)$$

Здесь γ -квант имеет импульс \vec{k} и спиральность λ_γ , $M = \lambda$ - проекция спина Δ -изобары на ось \vec{k} . Гамильтониан взаимодействия H_{int} определен в ^{/II/}. Амплитуда (16) может быть представлена в виде:

$$A_{1/2} = -3 \frac{e}{m_\pi} \sqrt{\pi k} \cdot \frac{2}{3} \langle \Psi^\Delta(1\lambda_1, 1\lambda_2) | \frac{\sin \tau |y|}{\tau |y|} | \Psi^N(k\lambda_1) \rangle, \quad (17)$$

где $\tau = k/\sqrt{3}$. Амплитуда $A_{3/2} = \sqrt{3} A_{1/2}$.

4. Результаты вычислений

Волновые функции Ψ нуклона и Δ -изобары вычислялись для различных моделей qq -взаимодействия ($RM, RM\pi, R\pi$) на основе численного решения уравнений Фаддеева методом конечно-разностных аппроксимаций ^{/2/}. Параметры $m_\pi, \Lambda, g, R_1, R_2$ моделей определялись следующим образом. В модели RM в отсутствие π -поля ($g=0$) параметры m_π, Λ однозначно фиксировались по массе нуклона $m_N = 940$ МэВ и разности масс $m_\Delta - m_N = 300$ МэВ. В моделях с π -полем ($RM\pi, R\pi$) масса кварка полагалась равной $m_q \approx 350$ МэВ для $RM\pi$ и $m_q \approx 230$ МэВ для $R\pi$, а для радиусов R_1, R_2 выбирались значения, характеризующие две предельные ситуации пространственного строения бариона: 1) малый кварковый кор и большое пионное облако; 2) значительный кварковый кор и относительно тонкое пионное облако. Оставшиеся величины g и Λ фиксировались по значениям m_N и $m_\Delta - m_N$.

Результаты вычислений зарядовых радиусов, магнитных моментов и других характеристик для различных моделей qq -взаимодействия представлены в табл. I.

Значения приведенных в табл. I зарядовых радиусов нейтрона слабо зависят от присутствия π -поля, и во всех моделях (за исключением $R\pi$) близки к недавно полученным экспериментальным данным ^{/12/}: $\langle r_n^2 \rangle = -0,012 \text{ фм}^2$. Электрическая поляризуемость протона k в табл. I для всех моделей (за исключением $R\pi$) оказалась существенно меньше, чем экспериментальное значение $k = 1,07 \times 10^{-3} \text{ фм}^3$ ^{/13/}. Это обстоятельство связано с тем, что при вычислении k по формуле (10) учитывался лишь вклад кваркового кора. Следовательно, основной вклад в поляризуемость нуклона вносит эффект деформации пионного облака в электрическом поле. С другой стороны, этот вывод подтверждается большим значением k в модели $R\pi$, так как в ней вклад пионного

Таблица I
Электромагнитные характеристики нуклона и Δ -изобары

	RM	RM π_1	RM π_2	R π
m_q , МэВ	405	355	355	226
Λ , МэВ	335	344	347	340
R_1 , фм	-	0.80	0.70	0.30
R_2 , фм	-	0.60	0.80	0.35
g	-	11.7	12.8	7.3
μ_p	2.316	2.642	2.642	4.155
$\langle r^2 \rangle_p$, фм ²	-1.544	-1.762	-1.762	-2.777
$\langle r^2 \rangle_n$, фм ²	0.511	0.533	0.542	1.090
$\langle r^2 \rangle_{\pi}$, фм ²	-0.022	-0.039	-0.026	-0.228
$\langle r^2 \rangle_{\pi}$, фм ²	0.229	0.230	0.232	0.612
$\langle r^2 \rangle_{\pi}$, фм ²	0.132	0.132	0.133	0.302
k , фм ³	4.9×10^{-5}	4.4×10^{-5}	4.6×10^{-5}	1.8×10^{-3}
$\langle v^2/c^2 \rangle_N$	0.59	0.80	0.76	
$\langle v^2/c^2 \rangle_\Delta$	1.28	1.21	1.28	
$A_{1/2}$, ГэВ ^{-1/2}	0.087	0.095	0.097	
$A_{3/2}$, ГэВ ^{-1/2}	0.151	0.165	0.168	

поля существенно больше: он полностью обуславливает расщепление $N-\Delta$.

Следующая группа наблюдаемых - электромагнитные форм-факторы $G_{E,M}^{N,P}$ и корреляционные функции $\rho_{\sigma\tau}$, - представлена на рис.1-5. Общая картина - заметное сближение теоретических и экспериментальных значений статистических характеристик нуклона - наблюдается для всех моделей V^{qq} при учете пионных степеней свободы в NRQM и релятивистских поправок.

На рис.1 приведены графики нуклонных корреляционных функций $\rho_{\sigma\tau}$ для каналов $\sigma=\tau=0$ и $\sigma=\tau=1$. Существенное доминирование канала $\sigma=\tau=0$ на расстояниях $r \lesssim 0,5$ фм (рис.1) приводит к выводу о локализации $u\bar{d}$ -пары в нуклоне в состоянии $\sigma=\tau=0$, что может быть интерпретировано как сигнал о существовании дикварка с радиусом $\sim 0,25 \div 0,35$ фм. Последовательный учет вклада пионных степеней свободы и релятивистских поправок приближает теоретические значения электромагнитных форм-факторов $G_{E,M}^{N,P}$, приведенных на рис.2-5, к экспериментальным данным. Однако безмассовость пиона и линейный характер пионного поля не позволяют надеяться на очень точное описание нерелятивистскими форм-факторами экспериментальной ситуации при $Q^2 \lesssim m_\pi^2$. Релятивистские поправки к форм-факторам начинают работать в области $Q^2 \gtrsim m_\pi^2$ и не могут, тем самым, существенно

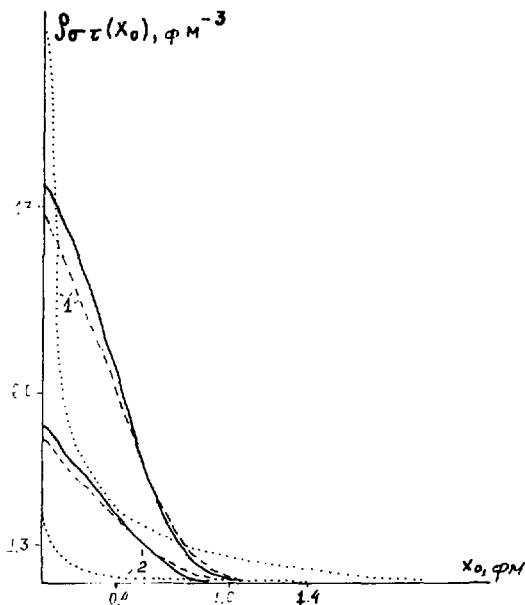


Рис.1. Корреляционные функции $\rho_{\sigma\tau}$. Кривые 1 - корреляционная функция ρ_{00} . Кривые 2 - корреляционная функция ρ_{11} . Сплошная линия - модель RM . Штриховая линия - модель $RM\pi_2$. Пунктир - модель $R\pi$.

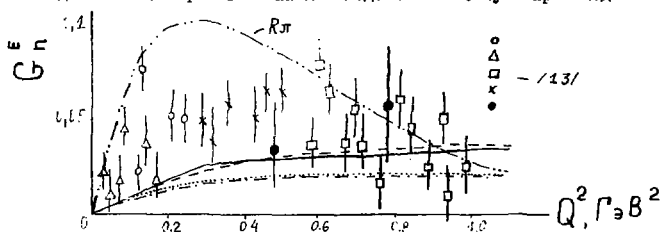


Рис.2. Электрический формфактор нейтрона. Сплошная линия - RM . Штрих-пунктир - RM с релятивистскими поправками. Штриховая линия - $RM\pi_2$. Пунктир - $RM\pi_2$ с релятивистскими поправками.

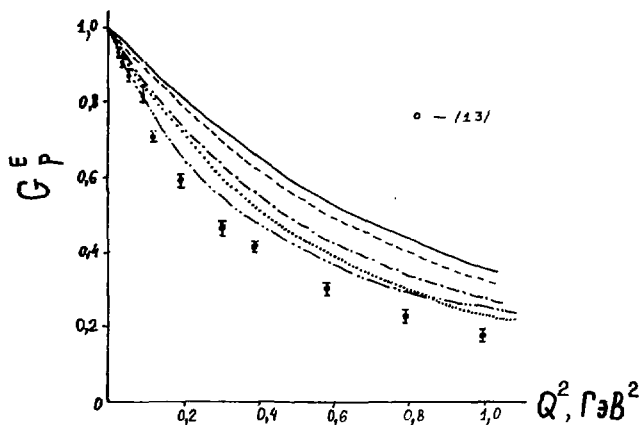


Рис.3. Электрический формфактор протона. Обозначения те же, что на рис.2.

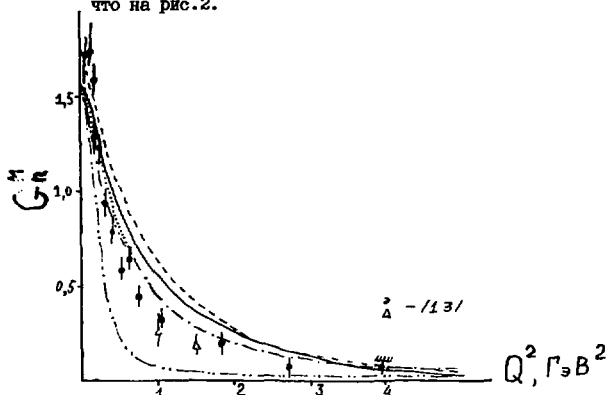


Рис.4. Магнитный формфактор нейтрона. Обозначения те же, что на рис.2.

улучшить ситуацию в области малых переданных импульсов.

Построенная гибридная модель позволила самосогласованным образом учесть в рамках $NRQM$ пионные степени свободы и на основе

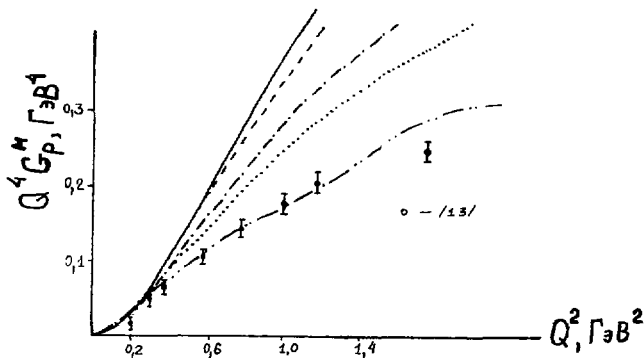


Рис.5. Магнитный формфактор протона. Обозначения те же, что на рис.2.

математически корректных расчетов барионных волновых функций выделить пионные вклады в важнейшие статистические характеристики N и Δ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuperin Yu.A., Kvitsinsky A.A., Merkuriev S.P., Novozhilov V.Yu. Preprint ITP-85-38E, Kiev, 1985.
2. Квицинский А.А., Куперин Ю.А., Меркурьев С.П. и др. ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.267.
3. Silvestre-Brac B., Gignoux C. Phys. Rev. D32, 1985, 743.
4. Navarro J., Vento V. Preprint FTUV /84, Valencia, 1984.
5. Браун Дж., Джексон А. Нуклон-нуклонные взаимодействия. М.: Атомиздат, 1979.
6. Квицинский А.А., Куперин Ю.А., Меркурьев С.П., Яревский Е.А. Тр. УШ междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, I, 2-86-668, т.1, 1987, с72I2.
7. Richardson J.L. Phys. Lett. 82B, 1979, 272.
8. Schöberl F., Leeb H. Phys. Lett. 166B, 1986, 355.
9. Stanley D.F., Robson D. Phys. Rev. D26, 1982, 223.
10. Клоуз Ф. Кварки и партонны. М.: Мир, 1982.
11. Герштейн С.С., Дзикая Т.В. ЯФ, 34 1981 1566.
12. Alexandrov Yu.A. et al. JINR-Preprint E3-85-935, 1985.
13. Galster S. et al. Nucl.Phys. B32, 1971, 221; Gourdin M. Phys. Rep. 11C, 1974, 29; Martin F. et al. Phys.Rev.Lett 38,1977,1320.

РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ И СТРУКТУРА НУКЛОНА

А.С.Омеляненко, П.В.Сорокин

Харьковский физико-технический институт АН УССР

I. Введение

Изучение распадных характеристик нуклонных резонансов имеет первостепенное значение для понимания кварк-глюонного взаимодействия на промежуточных расстояниях. Их определение становится решающим для проверки и развития предлагаемых моделей элементарных частиц. Правильные предсказания значений спинов и четностей частиц, спектра масс не могут рассматриваться как решающие доводы в пользу конкретной модели, так как они слабо зависят от динамики взаимодействия, и в существенной мере определяются использованными симметрийнными представлениями. Поэтому различные динамические модели часто дают одинаковые предсказания относительно спинов, четностей и энергетического спектра возбуждения частиц.

Особо важное значение имеет исследование электромагнитных распадов нуклонных резонансов. Это связано с тем, что фотон является точечной частицей, не подвержен конфайнменту и взаимодействует с кварком посредством хорошо известных сил. Для расчета радиационных переходов необходимо знать лишь кварковые волновые функции конечного и начального состояний адронов. В случае же, например, мезонных распадов бариев необходимо уметь решать задачу и о внутренней структуре испускаемого мезона. Поэтому связь деталей барийной структуры с радиационными ширинами более непосредственна и в меньшей степени зависит от неопределенностей теоретических расчетов.

В настоящем обзоре обсуждаются результаты опубликованных в литературе теоретических расчетов радиационных распадных амплитуд нестационарных нуклонных резонансов и результаты их оценок из эксперимента. Ситуация со времени обзора /1/ существенным образом не изменилась, однако появился ряд вопросов, рассмотрение которых представляет интерес.

2. Результаты теоретических и экспериментальных исследований радиационных распадов нуклонных резонансов

Расчеты радиационных распадных амплитуд, выполненные в рамках

Таблица I.

Теоретические расчеты радиационных распадных амплитуд барионов (ед. $10^{-3} \text{ ГэВ}^{-1/2}$): NR /3,4/,
 FKR /5/, KO /6/, Mat /7/, ST /8,9/ (отмеченные знаком * данные взяты из феноменологического
 анализа), ABT /10/, KI /11/, BP /12/, For /13/, SPR /14/.

а) Амплитуды A_P протонных радиационных распадов N - резонансов

Резонанс		NR	FKR	KO	Mat	ST	ABT	KI	BP	For	SPR	Experiment
N(I440)P11	I/2	29	27	-5		-75*	-28	-24	-20	-50	-20	-69 ± 7
N(I520)D13	I/2	-38	-34	6	4I	-12*	17	-23	-28	-41	-45	-22 ± 10
	3/2	114	109	174	174	158*	157	128	95	161	82	167 ± 10
N(I535)S11	I/2	166	156	97	26	63*	98	147	97	68	110	73 ± 14
N(I650)S11	I/2	0	0	0		44*	4	88	95	-9		48 ± 16
N(I675)D15	I/2	0	0	0		0		12	0	9		19 ± 12
	3/2	0	0	0		0		16	0	12		19 ± 12
N(I680)F15	I/2	-13	-10	24	21	-4*		~0	-7	6	-27	-17 ± 10
	3/2	73	59	106	58	132*		91	47	154	77	127 ± 12
N(I700)D13	I/2	0	0	0		1	-19	-7	0	-3		-22 ± 13
	3/2	0	0	0		-9*	2	11	0	33		0 ± 19
N(I710)P11	I/2	-39	-40	-7		-48	-30	-47		-37		5 ± 16
N(I720)P13	I/2	115	100	42		86*		-133	74	36		52 ± 39
	3/2	-37	-30	-54		-60*		46	-23	-65		-35 ± 24
N(I990)F17	I/2							-8		-10		24 ± 30
	3/2							-10		-13		31 ± 55

Таблица I (продолжение)

б) Амплитуды Δ_{λ} радиационных распадов Δ -резонансов

Резонанс		KR	PKR	KO	Mat	ST	ABT	KI	BP	For	Experiment
Δ (I232)P33	I/2	-101	-108	-101	-124	-137 ⁸	-121	-103	-94	-127	-141 \pm 5
	3/2	-175	-187	-176	-215	-237	-210	-179	-162	-220	-257 \pm 11
Δ (I550)P3I	I/2										16 \pm 16
Δ (I600)P33	I/2	27	34	2		-33		-16	-61	-50	-20 \pm 29
	3/2	-47	20?	4		-57		-46	-107	-87	1 \pm 22
Δ (I620)S3I	I/2	46	47	86		87	81	59	43	74	19 \pm 16
Δ (I700)D33	I/2	93	88	90		83	117	100	78	106	116 \pm 17
	3/2	85	84	91		87	151	105	78	79	77 \pm 28
Δ (I900)S3I	I/2									-3	10 \pm ?
Δ (I905)P35	I/2	-16	-20	20		15		8	-10	44	27 \pm 13
	3/2	-68	-90	-8		-26		-33	-41	15	-47 \pm 19
Δ (I910)P3I	I/2	23	30	-16		-6		~0	15	5	-12 \pm 30
Δ (I920)P33	I/2					-12				-22	40 \pm ?
	3/2					19				38	23 \pm ?
Δ (I930)D35	I/2									-17	-30 \pm 40
	3/2									-24	-10 \pm 35
Δ (I950)P37	I/2	-42	-50	-34	-25	-40		-50	-25	-48	-73 \pm 14
	3/2	-53	-70	-44	-26	-44		-69	-32	-61	-90 \pm 13

Таблица I (окончание)

в) Амплитуды A_{λ}^D нейтронных радиационных распадов N - резонансов

Резонанс	λ	NR	PKR	KO	Mat	ST	ABT	KI	BP	For	Experiment
N(1440)P11	1/2	-19	-18	4		50	33	-21	13	38	37 ± 19
N(1520)D13	1/2	-31	-31	-52	-56	-36	-50	-45	-29	-23	-65 ± 13
	3/2	-114	-109	-144	-131	-125	-142	-122	-102	-124	-144 ± 14
N(1535)S11	1/2	-116	-108	-101	-67	-66	-89	-119	-83	-102	-76 ± 32
N(1650)S11	1/2	31	30	4		-50	9	-35	-45	-6	-17 ± 37
N(1675)D15	1/2	-39	-38	-36		-31		-50	-31	-55	-47 ± 23
	3/2	-56	-53	-51		-44		-60	-44	-78	-69 ± 19
N(1680)F15	1/2	43	35	19	3	47		26	27	-32	31 ± 13
	3/2	0	0	-21	-15	10		-25	0	2	-30 ± 14
N(1700)D13	1/2	-14	-10	15		21	13	-15	-9	23	0 ± 56
	3/2	-73	-40	-17		4	-30	-76	-42	-28	-2 ± 44
N(1710)P11	1/2	13	10	2		16	45	-21		29	-5 ± 23
N(1720)P13	1/2	-34	-30	13		-4		57	-23	12	-2 ± 26
	3/2	0	0	12		9		-10	0	-61	-43 ± 94
N(1990)F17	1/2							-18		-19	-49 ± 45
	3/2							-23		-25	-122 ± 55

различных теоретических моделей, приведены в таблице I, где помещены также данные, усредненные по нескольким феноменологическим анализам^{/2/}.

Из таблицы I видно, что, несмотря на существенные различия в исходных предположениях, теоретические модели в подавляющем большинстве случаев приводят к качественно согласующимся между собой результатам (знаки, порядки величин одинаковы). Однако количественные различия весьма значительны. Степень согласия или несогласия с оценками мультипольных анализов не может быть критерием выбора предпочтительной модели, так как эти оценки не являются однозначными, за исключением

Δ (1232) резонанса. Его радиационные характеристики установлены надежно. Что же касается теоретических расчетов, то ни один из них не согласуется с опытом.

Источниками экспериментальной информации о радиационных распадах нуклонных резонансов могут быть реакции радиационного захвата π^- -мезонов ($\pi^- N \rightarrow N^* \rightarrow N \gamma$), фоторождения мезонов ($\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow (\pi, \rho, \omega) N$) и комптоновского рассеяния ($\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow \gamma N$). Подавляющее количество имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных относится к реакции одиночного фоторождения пионов на нуклоне, главным образом, на протоне. Именно на основе этих данных в результате мультипольных анализов и определялись спиральные радиационные амплитуды барионных резонансов.

Радиационные амплитуды определены, вообще говоря, плохо, и это связано прежде всего с отсутствием необходимого количества и качества экспериментальных данных. Набор экспериментальных данных в области значений энергии фотона $250 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 450 \text{ МэВ}$, соответствующей возбуждению первого нуклонного резонанса, является наиболее полным (хотя и здесь необходимы уточнения). Это позволило выполнить энергонезависимые анализы в терминах s , p -волновых мультиполей^{/15-18/}. Недавние расчеты показали, что существующая информация достаточна и для определения d -волновых амплитуд^{/19/}.

При более высоких энергиях фотонов энергонезависимый анализ пока не обеспечен необходимой экспериментальной информацией. В последние годы приток в мировую компиляцию новых данных заметно уменьшался, несмотря на то, что создана хорошая технология получения поляризованных мишеней водорода и дейтерия, поляризованных пучков фотонов и электронов, измерения поляризации нуклонов отдачи. Главная причина - отсутствие соответствующих ускорителей. С запуском новых ускорителей, который намечается в разных странах, объем и точность этой информации существенно возрастет. Пока же для получения однозначного решения в феноменологических анализах фоторождения пионов наряду с данными фазовых анализов $\pi^- N$ -рассеяния используется та или иная дополнительная

информация. В итоге результат становится модельно зависимым, с трудно оценимой систематической ошибкой.

3. Резонансы, "потерянные" в анализах реакций $\bar{u}N \rightarrow \bar{s}N$, $\bar{u}N \rightarrow \bar{u}N$

Имеющиеся в настоящее время сведения о радиационных распадах нуклонных резонансов, как правило, относятся к тем резонансам, которые распадаются по $\bar{u}N$ -каналу. Однако, согласно работе ^{120/}, в спектре возбуждения нуклонов могут существовать состояния, для которых распад запрещен, но разрешены сильные $\bar{s}N$ - и $\bar{u}N$ - распады. В отличие от наблюдаемых в $\bar{u}N$ - рассеянии резонансов, такие резонансы не возбуждаются при однокварковых переходах. Их массы лежат в области 1900-2200 МэВ. Состояния с такими свойствами должны иметь большую радиационную ширину, и эффективное их исследование возможно в реакциях $\bar{s}N \rightarrow 2\bar{u}N$.

4. Гибридные резонансы

В связи с трудностями описания свойств и, в частности, распадных характеристик резонансов $N(1440)P_{11}$, $N(1535)S_{11}$, $N(1710)P_{11}$,

$N(1720)P_{13}$ обсуждается вопрос об их специфической структуре и характере возбуждения. Из фазового анализа $\bar{u}N$ -рассеяния получено указание на расщепление резонанса $N(1440)P_{11}$, однако в мультипольных анализах $\bar{s}N$ -реакций соответствующих указаний нет. Такое расщепление может иметь место как в модифицированной модели мешков ^{121/}, так и в гибридных моделях ^{122/}, где обсуждается возможность возбуждения глюонных степеней свободы.

Характерной особенностью гибридных резонансов является наличие запретов на радиационный распад положительно заряженных состояний. Для проверки этого необходим сравнительный анализ спектра нуклонных состояний, проявляющихся при фоторождении мезонов на протоне и нейтроне, для которого, в свою очередь, требуются адекватные экспериментальные данные о реакции как на протоне, так и на нейтроне. Обнаружение дополнительных состояний в последнем случае явилось бы указанием на существование гибридных резонансов.

Достаточно точное определение характеристик радиационных распадов способствовало бы выяснению роли механизма парной кластеризации кварков в нуклонных резонансах. Учет этого эффекта для $N(1440)P_{11}$ привел к значениям радиационных распадных амплитуд, близким к экспериментальным оценкам как для нейтронных, так и для протонных распадов ^{123/}. Однако аналогичные расчеты для $N(1710)P_{11}$ плохо согласуются с данными анализов.

Таблица 2

Теоретические значения EMR (%)

Ссылка	Модель	EMR
	SU_6 , сферические модели	0
/25/	Цветное гипертонное вз-е	$-(0,3 + 0,4)$
/26/	---"	- 0,4
/27/	---"	$- 0,05 + 0,8$
/28/	Модель деформированного мешка	$-(8 + 23)$
/29/	Солитонная модель	± 2
/30/	Цветное вз-е, пионный обмен	- 0,8
/31/	Вариант модели мешков	- 1,8
/40/	Модель Скирма	- 2,5

Таблица 3

Данные о EMR из различных анализов реакций $\gamma^* p \rightarrow \pi^+ n$

Ссылка	Анализ	Параметризация, фит	EMR (%)
Омелаенко, Сорокин /32/	Berends /15/	Noelle /33/, 1	$-(0,5 \pm 0,14)$
		2	$-(0,79 \pm 0,13)$
.."	Мирошниченко /16/	1	$-(1,21 \pm 0,08)$
		2	$-(1,3 \pm 0,1)$
Грушин /34/	Грушин /18/	Noelle /33/	$- 1,83 \pm 0,22$
Сорокин, Санин /35/	Гетман /17/	Noelle /33/	$- 1,65 \pm 0,14$
Tonabe, Ohta /36/	Berends /15/	Феномен. унитарн. модель	20
Yang /37/	/15/	Феномен. гамилтониан	8
Davidson /38/	Berends /15/	Olsson /39/	$- 1,5 \pm 0,2$

5. Электрический квадрупольный распад Δ (1232)P33 изобары

При исследовании структуры нуклона весьма важным оказался вопрос об электрической квадрупольной амплитуде радиационного распада Δ (1232)P33 - резонанса или о величине ее отношения к амплитуде магнитного дипольного перехода (EMR). Эта величина тесно связана с тензорными силами, действующими между кварками в нуклоне и Δ (1232)P33-изобаре, и является индикатором присутствия d -волновой компоненты в соответствующих волновых функциях.

Недавно появилась работа ¹²⁴, в которой показано, что отличное от нуля значение EMR (около - 0,2 %) получается в релятивистской кварковой модели и при отсутствии тензорных сил.

Теоретические оценки EMR по различным моделям приведены в таблице 2, а экспериментальные - в таблице 3.

Экспериментальное определение EMR является довольно сложной задачей, так как резонансная E₂ амплитуда мала по сравнению с нерезонансной. Результат сильно зависит от качества экспериментальных данных, процедуры мультипольного анализа, выбора параметризации при трактовке фоновых и резонансных вкладов. Приведенные в таблице ошибки не содержат систематических ошибок, связанных с этим. Анализ показывает, что значение EMR лежит в области от нуля до - 1 %.

Необходимы дополнительные эксперименты для более точного определения EMR.

6. Выводы

Несмотря на всё возрастающий интерес к исследованию радиационных распадов резонансов, экспериментально они изучены плохо.

Необходимы новые экспериментальные данные об абсолютной величине дифференциального сечения процессов фоторождения ϕ -мезонов и их поляризационных характеристиках, с высоким угловым и энергетическим разрешением, как на протонной, так и - что особенно важно - на нейтронной мишени. Требуется дальнейшее усовершенствование и развитие процедуры феноменологического анализа и получения надежных и существенно более точных сведений о значениях радиационных распадных констант нуклонных резонансов с массами до 2500 МэВ.

Литература

1. R.Kajikawa. 1981 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High energies, Bonn, August 24 - 29, 1981.
2. M.Aguilar-Benitez et al. Phys. Lett., 170B(1986), 259.
3. L.A.Copley, G.Karl, E.Obyrk. Phys. Lett., 29B(1969), 117.
4. R.L.Walker. Proc. of the 4th Int. Symp. on Electron and

- Photon Interactions at High Energies, Liverpool, England, 1970.
5. R.P.Feinman, M.Kislinger, F.Ravndal. Phys.Rev., D3(1971), 2706.
 6. T.Kubota, K.Ohta. Phys. Lett., 65B(1976), 374.
 7. Y.Matsuda. Progr. Theor. Phys., 55(1976), 777.
 8. H.Sugimoto, M.Toya. Progr. Theor. Phys., 55(1976), 1468.
 9. M.Bando et al. Progr. Theor. Phys., 59(1978), 480.
 10. I.G.Aznaurian et al. Preprint EFI-550(37)-82, 1982.
 11. R.Koniuk, N.Isgur. Phys. Rev., D21(1980), 1868.
 12. I.M.Barbour, D.K.Ponting. Z. Phys., C4(1980), 119.
 13. C.P.Forsyth. Carnegie-Mellon Univ., prepr. C00-3066-168(1981).
 14. H.Schröder et al. Prepr. Bonn Univ., Bonn-HE-86-15(1986).
 15. F.A.Berends, A.Donnachie. Nucl. Phys., B84(1975), 342.
 16. И.И.Мирошниченко и др. ЯФ, 32(1980), 659.
 17. В.А.Гетман и др. ЯФ, 38(1983), 385.
 18. В.Ф.Грушин и др. ЯФ, 38(1983), 1448.
 19. А.С.Омелаенко. ВАНТ,с.:общ. и яд. физ., в.2/38/,3/39/(1987), 33.
 20. R.Koniuk, N.Isgur. Nucl. Phys., B185(1982), 452.
 21. E.Unland et al. Phys. Rev., D27(1983), 2678.
 22. T.Barnes, F.E.Close. Phys. Lett., 128B(1983), 277.
 23. M.B.Gavela et al. Phys. Rev., D21(1980), 182.
 24. J.Bienkowska et al. Phys. Rev. Lett., 59(1987), 624.
 25. С.С.Герштейн, Г.В.Джикия. ЯФ, 34(1981), 1566.
 26. N.Isgur, G.Karl, R.Koniuk. Phys. Rev., D25(1982), 2394.
 27. J.Dey, M.Dey. Phys. Lett., 138B(1984), 200.
 28. V.Vento, G.Baum, A.D.Jackson. Phys. Lett., 108B(1981), 97.
 29. G.S.Adkins et al. Nucl. Phys., B249(1985), 507.
 30. H.Weyrauch, H.J.Weber. Phys. Lett., 171B(1986), 13.
 31. K.Bernsuth et al. Prepr. МХН-Т-87-3, Mainz University, 1987.
 32. А.С.Омелаенко, П.В.Сорокин. ЯФ, 38(1983), 668.
 33. P.Noelle. Progr. Theor. Phys., 60(1978), 778.
 34. В.Ф.Грушин и др. Письма в ЖЭТФ, 39(1984), 491.
 35. P.V.Sorokin, V.M.Sanin. Contr. B4, p. 96, Europhys. Conf. Nucl. Phys. with Electromagnetic Probs. Paris, 1985, Conf. Abstracts.
 36. H.Tanabe, T.Ohta. Phys. Rev., C31(1985), 1876.
 37. S.H.Yang. J. Phys. G., 11(1985), 1205.
 38. R.Davidson et al. Phys. Rev. Lett., 56(1986), 804.
 39. M.G.Olsson. Nucl. Phys., B78(1974), 55.
 40. Bing An Li. Phys. Rev., D37(1988), 1226.

CONSEQUENCES OF QUARK STRUCTURE OF HADRONS AND FEW NUCLEON SYSTEMS

I.M.Narodetskii

Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

Introduction

The title of my talk suggests a rather general coverage of the subject of quark degrees of freedom in light nuclei. This means that I have a vast range in which I can forage. Generally, quark effects in nuclei can be separated at least into the following three categories:

1) The inclusion of the full quark antisymmetrization has important consequences for nuclear form factors and inelastic structure functions^{/1/}. Recent calculations using the naive constituent quark model show that a sizeable fraction of the EMC effect on ^3He may be attributed to coherent effects due to Fermi statistics at the quark level^{/2/}.

2) Effect of multiquark states which cannot be alternatively described as short-range multinucleon correlations^{/3/}. Since topics 1) and 2) have been recently reviewed^{/3,4/} I omit them from my present discussion. Instead, I will concentrate on the point

3) a complete microscopic calculation for trimucleons considered as multiquark systems.

The selection of what I will talk about will be influenced to some extent to remain orthogonal with the subjects about which you will hear in great detail from other talks in this Seminar. I will present recent theoretical results on the ^3H and ^4He binding energies and nucleon momentum distributions derived within the Quark Compound Bag model^{/5/} for the NN interaction. Our main result here will be simply that the binding energies and the nucleon momentum

distributions in ^3He are consistent with the considered model which provides definite improvement over the predictions of the few nucleon observables derived in most of "realistic" NN force models.

The QCB model

Let me start from recalling that the most sophisticated meson models (with the exception of the Bonn result) have consistently failed when confronted with trinucleon properties: most of these models systematically underbind triton by approximately 1 MeV. Among the classical mechanisms that could produce the requisite additional binding attention has been focused on relativistic corrections and the three-nucleon force. The latter indeed produces additional binding. Yet the results are extremely sensitive to the range chosen for the \bar{N} NN form factor, so the amount of additional binding is presently problematic.

The successes of the meson theory of the nucleon interaction suggest that at intermediate and long range meson degrees of freedom are well suited to describe interhadronic forces. However the classical meson interactions all including a fine, rather arbitrary, tuning the short range behaviour become inadequate in the region where nucleon substructure comes into play. Because the mass scale of QCD is comparable with the inverse nuclear radius, it is difficult to argue that nuclear physics can be studied isolated from QCD. Yet, our quantitative understanding of QCD in the long energy regime still remains nuclear. Presently there exists many attempts to derive the short-range NN interaction using the so-called QCD inspired quark models (see review papers^{/5/} and references therein). There is no clear understanding of how these models interrelate and relate to the underlying properties of the QCD vacuum (see Simonov's talk at this Seminar). As an alternative to these models, a more phenomenological approach - the Quark Compound Bag (QCB) model^{/5/} was proposed in which the quark degrees of freedom manifest themselves as confined multi-quark states. Below I will concentrate on the QCB model that has been tested recently for various hadronic reactions^{/6/}.

The QCB model is a semiphenomenological model that incorporates the important role that multiquark confined states play in the short-range hadron interaction. In this model the short-range NN force is given by the energy dependent and non-local potential which contains few parameters determined from the data. The employed QCB potentials have the most simple form when written in the momentum representa-

tion*)

$$\tilde{V}(k, k'; z) = \sum_j \frac{\tilde{f}_j(k) \tilde{f}_j(k')}{\mu_j(z)} + V^{\text{ext}}(k, k'), \quad (1)$$

where

$$\tilde{f}_j(k) = \left\{ -c_j + x_j(z - \frac{b^2}{m}) \frac{\sqrt{2b}}{\pi^2 - k^2 b^2} \right\} \frac{\sin kb}{k}, \quad (2)$$

$$\mu_j(z) = (-x_j^2)(z - z_c) + x_j^2(z - z_c), \quad z_c = \frac{v^2 \pi^2}{m b^2}. \quad (3)$$

In eqs. (1-3) z is the energy parameter, k, k' are the off-shell momenta, b is the radius of the potential in the coordinate space which coincides with the equivalent bag radius used in the P-matrix method of ref. /7/. $V^{\text{ext}}(k, k')$ is the Fourier transform of the long-range interaction which is most economically described in terms of meson exchange. I refer to /8/ for the discussion of the meaning of the QCB parameters in eqs. (1-3) and further bibliography**. I use the title sign in order to stress that eqs. (1-3) define the modified QCB potential and the modified QCB form factors. An advantage of introducing of the modified QCB interaction is that in the few-nucleon problem it reappears as a subsystem interaction: the few-nucleon Hamiltonian may be written in the form

$$H = H_0 + \sum_{i < j} \tilde{V}_{ij}, \quad (4)$$

where H_0 is the kinetic energy operator. For the case $N = 3$ this has been verified by an explicit calculation with the help of the standard cluster methods for trimucleons considered as a nine-quark system /10/. One can argue that the pair-wise QCB forces do not require

*) For ease of presentation, we write eq. (1) only for uncoupled channels, but in actual calculations the mixing of 3S_1 and 3D_1 pn channels has been included.

**) In what follows I adopt the additional constraints $x_j^{(1)} = 1$ or $x_{j-1}^{(1)2} + x_{j+1}^{(1)2} = 1$ for the uncoupled and coupled NN channels, respectively, that were shown to be sufficient to preserve the causality properties of the QCB interaction at all, even asymptotically large, energies /9/.

any additional modification when going from the three- to four-nucleon system^{/11/}. So, within the QCB method the account of the admixture of the six-quark confined states results only in the specific form of the short-range NN interaction but does not interfere with the standard technique of calculation using only nucleon degrees of freedom.

E_4 (4) shows a way to implement quark degrees of freedom without destroying more conventional approach. One finds it encouraging to realize that, despite the complexity of the system under consideration, the few-nucleon systems in the QCB method can be handled on the same footing as ordinary potential problem.

Before discussing the realistic three-nucleon calculation I summarize in Table 1 some few-body results obtained using simplified central QCB interactions neglecting S-D mixing. More details may be found in refs.^{/9,11,12/}. As one can see from the results the agreement between experimental data and those calculated within "the toy QCB model" is quite impressive.

Table 1

Three- and four-body results for the central QCB interactions

	${}^3\text{H}$		${}^4\text{He}$
z_1 , MeV	-8.48	z_2 , MeV	-29.0
a , fm	0.28	G_{tdp}^2 , fm	5.5
a , fm	6.35		
G_{tdn}^2 , fm	1.29	G_{add}^2 , fm	8.6

The more realistic calculations were carried out for several combinations of the S_0 and 3S_1 - 3D_1 QCB potentials^{/12/}. The parameters of the singlet QCB potentials with $x_1=1$ are given in Table 2^{*)}. These potentials include the 1S_0 Hamada-Johnston potential

Table 2

The parameters of the 1S_0 QCB potentials with $x_1=1$ used in the tri-nucleon calculations

N_0	1	2	3
b , GeV^{-1}	6.1	6.7	7.3
z_1 , GeV	0.3950	0.3191	0.2504
c_1 , $\text{GeV}^{1/2}$	0.3708	0.3571	0.3213
S_0 , GeV	0.0901	0.0750	0.0820

*) As in ref.^{/8/} the contribution of the excited QCB states is parametrized by the constants S_L .

as the peripheral interaction. The parameters of the QCB 3S_1 - 3D_1 potential with the peripheral Nijmegen OBEF are given in Table 3.

Table 3

The parameters of the QCB 3S_1 - 3D_1 potential with the Nijmegen OBE tail. $b = 6.7 \text{ GeV}^{-1}$, $x_1^{(d)2} + x_1^{(2)2} = 1$

z_0 , GeV	0.2933	$x_1^{(2)}$	0.2
c_0 , $\text{GeV}^{1/2}$	0.3036	S_0 , GeV	0.060
c_2 , $\text{GeV}^{1/2}$	0.1455	S_2 , GeV	0.185

The quality of the fit to the phase shift parameters $\delta({}^3S_1)$, $\delta({}^3D_1)$ and $\bar{\epsilon}_1$ is shown in fig.1. The corresponding predictions of the

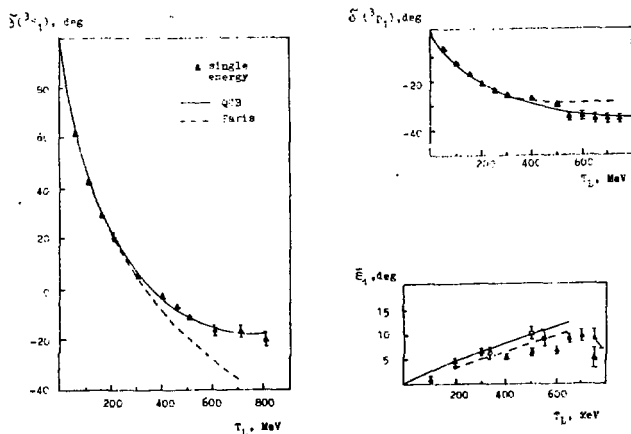


Fig. 1.

Paris interaction model are also shown. It is clear that the QCB force gives better description of the data for $T_L \gtrsim 300 \text{ MeV}$. The values of the deuteron parameters practically coincide with those given in ref. /8/. In particular, the D-state probability for the QCB inter-

action, $P_D = 4.9\%$, lies between the values predicted by the Paris and Bonn interactions.

The triton binding energy predicted on the basis of the 5 channel Faddeev calculations, $z_t \approx -8.1$ MeV is not very sensitive to the choice of the singlet radius b_s . We obtain $z_t = -8.02, -8.10$ and -8.14 MeV for $b_s = 6.1, 6.7$ and 7.3 GeV⁻¹, respectively. The pattern of independence of z_t on the radius of the QCB interaction with $x = 1$ agrees with the previous finding for the central QCB interactions^{/9/}. Note that the inclusion of the tensor force leads to a considerable reduction of z_t relative to the case of central QCB force considered in^{/9/}. Our value of z_t is contrasted with that predicted for a number of realistic NN interactions in Table 4. Found underbinding of triton

Table 4

The triton binding energy (in MeV) for 5, 18 and 34 channel Faddeev calculations for the QCB interaction and other "realistic" potentials

Number of channels	QCB	RSC	SSC	V14	Paris	Bonn
5	8.1	7.02	7.46	7.44	7.30	8.36
18	-	7.23	7.49	7.57	7.38	8.31
34	-	7.35	7.53	7.67	-	8.33
$P_B(\%)$	91.7	-	-	89.85	90.13	-
$P_S(\%)$	1	-	-	1.12	1.30	-
$P_D(\%)$	7.3	-	-	8.96	8.50	-

is partially due to the neglected contribution of the NN kernels other than 1S_0 and 3S_1 - 3D_1 . The inclusion of higher NN kernels is expected to modify the 5 channel results only slightly. Judging from analogous results for the "realistic" NN interactions one could expect an increase of $|z_B| \lesssim 0.3$ MeV. In Table 3 are also shown the weights of the principle S, mixed S' and D components. Note that the triton D-state probability approximately satisfies the "3/2 rule" that results from $\frac{3}{2} T = 0$ pairs in the triton.

As an additional test of the trimucleon wave function I show in figs. 2, 3 the proton momentum distribution for ^3He and the two-body breakup amplitudes along with $^3\text{He}(e, e'p)$ data analyzed in PWIA. The results using theoretical spectral functions corresponding to the QCB interaction are very similar to those derived from "realistic" Reid and Paris models. A satisfactory agreement between the theoretical and experimental results can be observed. Our last example is the theo-

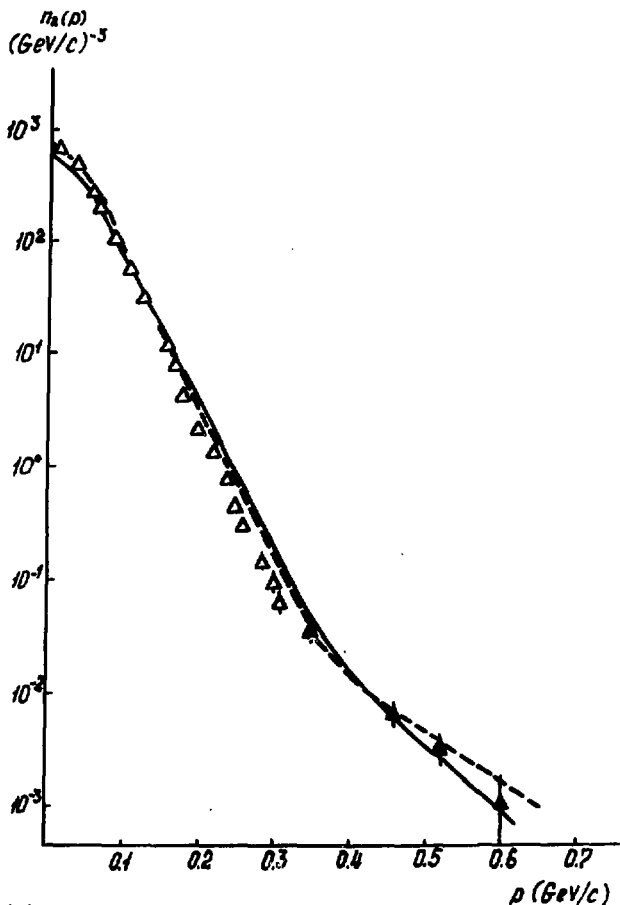


Fig.2. The two-body breakup amplitudes. Solid line - the QOB prediction, dashed line - RSC prediction. Points are extracted in the PWIA analysis of the ${}^3\text{He}(e,e'p)$ reaction^{14,15/}.

tical momentum distribution of neutrons compared with that extracted in the PWIA analysis of the $^3\text{He}(p, pn)$ reaction at the ^3He momenta of 2.5 and 5.0 GeV/c ^{16/}. The agreement of the data with the latest solution of the Faddeev equation with the QCB interaction is almost perfect.

Conclusions

The presentation above should indicate that the QCB model is capable of providing a reasonable explanation of trinucleon data. This model provides definite improvement in prediction of ^3H binding energy while the theoretical wave function agrees with that determined from the analysis of the $(e, e'p)$ reactions at least up to 500 MeV/c . Our main conclusion here is that QCB model provides a simple and universal short-range nucleon interaction which succeeds in quantitative reproducing low-energy trinucleon observables revealed by experiment.

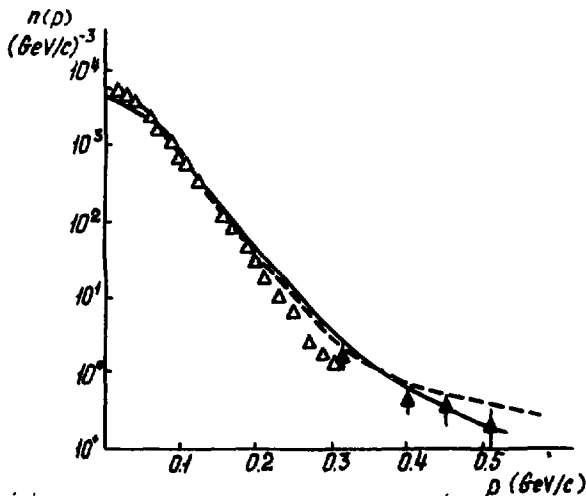


Fig.3. The proton momentum distribution for ^3He . Notations are the same as in fig.2.

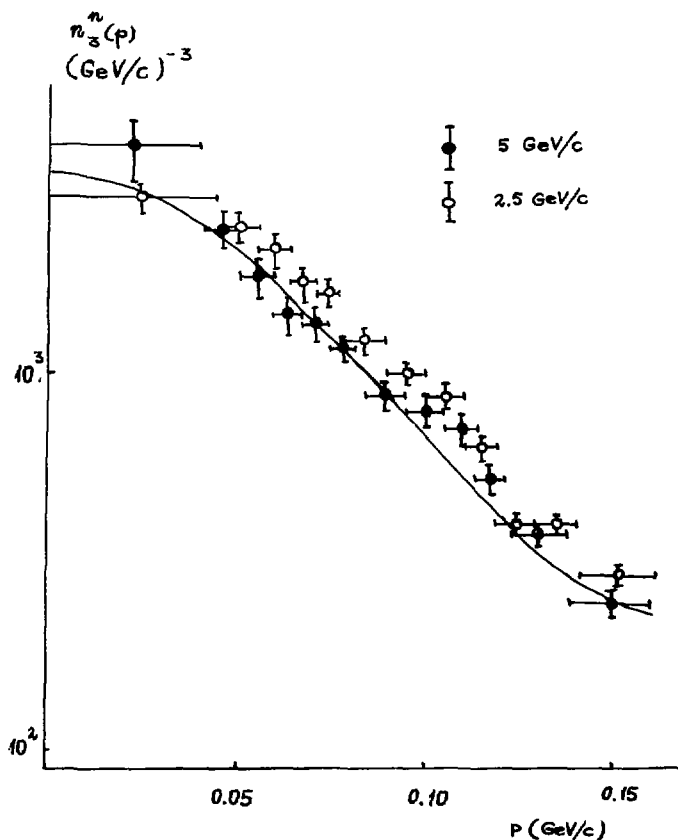


Fig.4. The neutron momentum distribution for ^3He . Points are from ref./16/.

References

1. Burov V.V., et al. Z.Phys., 1982, A306, 149.
 Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. Z.Phys., 1984, A316, 331.
 Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Z.Phys., 1984, A318, 318.
 Mulders P.J. Few-Body Systems. 1987. Suppl.2, 256.

2. Hoodbhoy P., Jaffe R.L. Phys.Rev., 1987, D35, 113.
3. Mulders P.J., ref. 1.
4. Vary J.P., these Proceedings.
5. for recent review see: Simonov Yu.A. Nucl.Phys., 1987, A463, 231.
 Narodetskii I.M. Proc.Int.Conf.on Theory of Few-Body and Quark-Hadronic Systems, Dubna 1987, Dubna publication D4-87-692, p.287 preprint ITEP-87-194.
6. Narodetskii I.M. In: Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate energies, Boffi S., Giofi degli Atti G. and Giannini M.M. eds, World Scientific, Singapore, 1988, p.285.
7. Jaffe R.L., Low F. Phys.Rev., 1979, D19, 2105.
8. Kalashnikova Yu.S. et al. Phys.Lett., 1985, 155B, 217.
9. Grach I.L., Narodetskii I.M. Yad.Fiz., 1987, 46, 1038.
10. Kalashnikova Yu.S., Narodetskii I.M. Yad.Fiz., 1987, 46, 1389.
11. Baryshnikov A.G. et al. Preprint ITEP-87-207.
12. Grach I.L. et al. J.Phys., 1988, G14, 305.
13. Kalashnikova Yu.S., Narodetskii I.M., Yurov V.P. Preprint ITEP-88-42
14. Jens E. et al. Nucl.Phys. 1987, A475, 687.
15. Marchand C, et al. Phys.Rev.Lett., 1988, 60, 1703.
16. Blinov A.V. et al. Nucl.Phys., 1987, A469, 566.

НУКЛОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ДИАПАЗОНЕ $0 \div 3$ ГЭВ КАК ДЕМОСТРАЦИЯ ГЛУБОКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ ПРИТЯЖЕНИЯ С ЗАПРЕЩЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

В.Л.Дорожных, В.Г.Неудачин, И.Т.Обуховский, Н.П.Пилин

ИИЯФ МГУ, Москва

1. Введение

Вопрос о роли кварков и глюонов в NN -взаимодействии имеет первостепенное значение для ядерной физики промежуточных энергий, и в настоящее время широко обсуждается в литературе [1-7]. Как известно, концепция "реалистических" NN -потенциалов с отталкиванием на малых расстояниях возникла в 50-60-е годы на основе представлений о мезонных обменах. Одновременно сама эта концепция стимулировала поиски тяжелых векторных мезонов, и их последующее открытие вызвало всеобщее удивление. Однако теперь мы понимаем, что говорить о мезонных обменах в области расстояний $\approx 0,5-1$ фм неправомерно, т.к. адроны имеют собственную пространственную структуру, и вопрос о правильной концепции NN -взаимодействия на малых расстояниях остается открытым (это включает также и вопрос о феноменологии NN -взаимодействия в указанной области). Нам определенно не хватает знаний кварк-глюонных взаимодействий в непертурбативной области, и, вполне возможно, что формулировка удачной полуфеноменологической схемы NN -взаимодействия могла бы стимулировать поиск каких-либо новых свойств кварк-глюонных систем.

Имеется много упоминаний на проявление кварковых степеней свободы в ядрах, начиная с дейтрона, но все они имеют не вполне определенный характер. Например, электромагнитные формфакторы ядер ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ - ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ при передаваемых импульсах $Q^2 \approx 0,5 - 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ для своей интерпретации нуждаются в тщательном анализе вкладов мезонных обменов токов [5], учете интерференции нуклонных и кварковых амплитуд [6,7] и т.д. При такой сложной картине стоящая за экспериментом реальность не восстанавливается однозначно.

Еще более показательной в этом смысле является проблема нуклон-нуклонного взаимодействия, которая рассматривается в литературе на основе шести или семи концепций или подходов [1,4, 6,8-11]. Совершенно ясно, что область низких энергий $E_{\text{яд.б}} \approx 0,5 - 1 \text{ ГэВ}$, получившая описание в этих моделях, оказалась некритичной к виду NN -взаимодействия. Нельзя надеяться также на то, что в обозримом буду-

шем будет получено количественное описание NN -взаимодействия исходя из первых принципов КХД, но предпосылки для научного понимания данной проблемы сейчас все же имеются. Модели NN -взаимодействия должны будут включать непертурбативные эффекты КХД уже на уровне 6q-мешков, а на более микроскопическом уровне, например, в виде эффективного низкоэнергетического взаимодействия конституентных кварков как "одетых" квазичастиц с учетом нетривиального вакуума КХД (инстантоны и др.) /12/.

Развитие теории на трудном пути освоения непертурбативных эффектов требует самого тесного контакта с экспериментом. Для осмысления содержащейся в нем информации большую роль могут сыграть полужемонологические модели, раскрывающие, может быть, с неожиданной стороны общую физическую картину взаимодействия нуклонов. Чисто формально, отмеченное выше разнообразие во взглядах на нуклон-нуклонное взаимодействие связано еще и с тем фактом, что длительное время по этой проблеме использовался весьма узкий круг данных (свойства дейтрона и тритона, фазы рассеяния до энергий $E_{\text{лаб}} \lesssim 0,5 - 0,8$ ГэВ, иногда свойства ядерной материи), который фактически оказывался недостаточным, чтобы сделать выбор. Ясно, что исследование кварковых эффектов требует расширения данных либо в область высоких переданных импульсов $Q > 1$ ГэВ/с, либо более высоких энергий $E > 1$ ГэВ, т.е. лимитируется вводом в строй новых поколений ускорителей.

Поэтому были бы очень ценны (наряду с данными по формфакторам и другими результатами, весьма опосредствованно связанными с эффектами внутренней структуры) яркие явления, где кварковые эффекты выступали бы в более обнаженном виде. Мы находим круг экспериментов, весьма близкий к таким требованиям, на пути повышения энергии NN -системы, но не во много раз, как принято думать (см. обсуждение флуктонных эффектов в /13/), а всего лишь в 2-3 раза. Именно, очень содержательными носителями информации об NN -взаимодействии оказываются фазовые моменты рассеяния - шести нижних парциальных волн 1S_0 , 3S_1 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , 1P_1 , взятые в широком диапазоне энергий (0 - 3 ГэВ), таком, который позволяет увидеть выполнение обобщенной теоремы Левинсона для этих фаз. Здесь нужен эксперимент (дифференциальные сечения NN -рассеяния и поляризации) давно уже сделан /14,15/, но еще не был, по нашему мнению, адекватно интерпретирован.

В качестве полужемонологической модели, позволяющей дать требуемую интерпретацию, мы используем здесь концепцию потенциалов с запрещающим состоянием (ПЭС) /16,17/. Эта концепция имеет качественное микроскопическое обоснование через орбитально-возбужденную квар-

конную оболочечную конфигурацию $S^4 P^2 [42]_x [42]_{cs}$ (см. ниже), которая становится энергетически выгодной в $6q$ -системе при достаточно мощном цветомagnetном кварк-глюонном взаимодействии /18/. ПЭС-описание свойств дейтрона и фаз рассеяния при низких энергиях $E_{\text{лаб}} \approx 500$ МэВ выделяется своей экономичностью /17/ — число параметров в 4-5 раз меньше, чем для "реалистических" потенциалов /8-10/. Но главная оригинальная черта ПЭС, которая отличает эту концепцию от других, — своеобразный ход фаз рассеяния в зависимости от энергии. Именно, S и P -фазы при увеличении энергии от NN -порога начинают свой ход не от нулевых значений (в 3S_1 -волне от π), а от π (в 3S_1 -волне от 2π). Таким образом, S и P -фазы до их выхода в борновскую область, когда $|\delta_i| \approx 1$, пробегает дополнительный интервал π , по сравнению с общепринятой интерпретацией фазового анализа в терминах неглубоких потенциалов. Борновская область, куда сходятся с ростом энергии все фазы, лежит теперь при довольно высоких энергиях $E_{\text{лаб}} \gtrsim 3-5$ ГэВ, где неупругости велики, и возможность "протянуть" потенциальное описание так далеко по энергии ранее даже не обсуждалась. Однако, если исходить из того, что взаимодействие действительно является сильным и глубина эффективного NN -потенциала имеет масштаб адронной энергии $\gtrsim 0,5 - 1$ ГэВ, никаких противоречий с экспериментальными данными в таком подходе не обнаруживается. Просто оптический потенциал имеет большую минимую часть, которая растет с энергией столкновения, но остается до энергий 2-3 ГэВ меньше действительной части и сравнивается с ней лишь где-то на границе перехода в борновскую область (2,5-3 ГэВ для глубоких потенциалов притяжения — см. ниже).

Принципиальная важность рассмотрения именно широкого диапазона энергий при описании взаимодействия кластеров была продемонстрирована ранее на примере $\alpha\alpha$ -взаимодействия /19/, а также взаимодействия других составных ядерных частиц /19/. Для нуклонов как кварковых кластеров, по-видимому, справедливы общие закономерности кластер-кластерных взаимодействий. В частности, проявление обобщенной теоремы Левинсона можно усмотреть в том важном факте, что при энергиях $E_{\text{лаб}} \gtrsim 1$ ГэВ P -фазы, уменьшаясь от значения π , с ростом энергии оказываются близкими к значению $\pi/2$, т.е. P -рассеяние максимально активно, и это служит причиной давно экспериментально установленного яркого явления — разрушения при указанных энергиях U -образной формы углового распределения p/p -рассеяния, характерной для меньших энергий /14,15/.

Одновременно данная модель без какой-либо специальной подгонки параметров хорошо описывает угловую и энергетическую зависимость дифференциального сечения в pp-рассеянии вплоть до энергий 2,5 – 3 ГэВ. Таким образом, обсуждаемые богатые данные по NN-рассеянию в области 1–3 ГэВ обнаруживают хорошую информативность об NN-взаимодействии на расстояниях $\lesssim 1$ фм, и вполне могут рассматриваться как настоящий "критический эксперимент", который, оказывается, давно уже сделан, но еще не интерпретировался в терминах оптического потенциала.

2. Оптическая модель

Рассматривая нуклоны как трехкварковые кластеры, мы используем для анализа данных по NN-рассеянию в области энергии $E_{\text{лаб}} \approx 1$ ГэВ оптическую модель, подобную той, которая давно известна в физике малых энергий при описании рассеяния нуклонов на ядрах. Такая модель, включающая в себя глубокий притягивающий NN-потенциал, ранее здесь не применялась, т.к. всем было известно (как раньше казалось) существование отталкивающей сердцевины в NN-взаимодействии. Активно развивавшиеся в последнем десятилетии кварковые подходы к NN-взаимодействию [12,14] также зачастую исходили из необходимости дать "кварковое объяснение" NN-отталкиванию в качестве альтернативы ОМР. Мы же используем ПС как наиболее отличный от ОМР по физическим следствиям вариант кваркового подхода, и только на таком пути удается дать качественно новую интерпретацию данным по NN-рассеянию в области промежуточных энергий.

Количественное обоснование на микроскопическом уровне глубоких притягивающих NN-потенциалов пока отсутствует. Мы можем привести только качественные аргументы, опирающиеся на принцип Паули, и некоторые данные о характере симметрии кварк-глюонного взаимодействия. Например, можно исходить из того, что эффективное взаимодействие, связанное с обменом цветом, реализуется в векторном варианте, т.е. зависит также и от спина. Тогда существенную роль будут играть обменные силы, пропорциональные оператору $-\sum_{i,j} \lambda_i \lambda_j \sigma_i \sigma_j$ (цветомгнитное взаимодействие), которые являются притягивающими в кварковых парах, находящихся в состояниях, симметричных относительно одновременной перестановки их цветовых и спинных координат (проекции), и отталкивающими в антисимметричных. Общий баланс сил в шестикварковой системе (притяжение или отталкивание) определяется перестановочной схемой Динга в цветоспиновом пространстве $[f]_{CS}$. В соответствии с принципом Паули схема Динга $[f]_{CS}$ не является произвольной, а зависит от типа перестановочной симметрии в орби-

тальном пространстве, т.е. определяется характером относительного движения нуклонов как трехкварковых кластеров /13,18/. Наибольшие силы притяжения при $S = I$ или 0 возникают в состояниях со схемой Юнга $[42]_{CS}$ или $[3^2]_{CS}$, но в низших парциальных волнах $L = 0, I$ такие состояния могут быть реализованы лишь в том случае, когда волновая функция по относительному движению кластеров имеет узел на малых расстояниях, т.е. соответствует нетривиальной орбитальной симметрии $[42]_X$ $L = 0$ или $[3^2]_X$ $L = I$. Эквивалентный локальный

NN -потенциал в этом случае является притягивающим и содержит одно "лишнее", глубоко лежащее связанное состояние. Однако система из двух $3q$ -кластеров не может "провалиться" в безузловое связанное состояние, т.е. при таком переходе должна была бы измениться орбитальная симметрия шестикварковой конфигурации. Безузловая волновая функция основного состояния может отвечать лишь полной симметрии $[6]_X$ в случае $L = 0$ и $[51]_X$ в случае $L = I$, но тогда баланс кварковых сил меняется от притяжения к отталкиванию /3/. Таким образом, глубоко лежащее связанное состояние в эффективном притягивающем NN -потенциале оказывается реально недостижимым для кластер-кластерной системы $3q + 3q$.

Наша задача состояла в том, чтобы проверить, насколько феноменология глубокого притягивающего NN -потенциала с "лишним" связанным состоянием в каждой нижней парциальной волне $L = 0, I$ соответствует данным по дифференциальным сечениям и поляризациям при энергиях $E_{\text{лаб}} > 1$ ГэВ, где надежные данные по фазовому анализу пока отсутствуют. Расчеты проводились в рамках одного из вариантов релятивистского квазипотенциального уравнения /20/, которое для парциальных амплитуд имеет вид

$$\begin{aligned} T_{LS}^J(p, p') &= V_{LS}^J(p, p') + \int V_{LS}^J(p, k) g(k, \sqrt{s}) T_{LS}^J(k, p') dk, \\ V_{LS}^J(p, p') &= (p E_p)^{1/2} (p' E_p')^{1/2} \int Y_{LM}^*(\hat{n}) V_{LS}^J(\vec{q}) Y_{LM}(\hat{n}') d\hat{n} d\hat{n}', \\ V_{LS}^J(\vec{q}) &= (2\pi)^{-3/2} \int \exp(i\vec{q}\vec{R}) V_{LS}^J(\vec{R}) d^3R, \\ g(k, \sqrt{s}) &= 2k / (\frac{1}{2}s - \epsilon_k^2), \quad \epsilon_k^2 = k^2 + M^2, \quad \vec{q} = \vec{p} - \vec{p}', \end{aligned} \quad (I)$$

где потенциалы V_{LS}^J являются комплексными. Эти уравнения решались с помощью регуляризации Нобеса-Ковальского /21/ методом обра-

ния матрицы /22/. Связь между парциальными амплитудами и фазовыми сдвигами дается формулой

$$T_L = \frac{2}{\sqrt{s}} p / \sqrt{p^2 + M^2} e^{i\delta_L^J} \sin \delta_L^J, \quad (2)$$

где $p = \sqrt{s - M^2}$. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ и степень поляризации по нормали к плоскости рассеяния $\lambda \lambda'$, $P(\theta)$, в общепринятых обозначениях записываются в виде

$$d\sigma/d\Omega = \frac{\pi^2 \lambda^2}{4} \sum_{L,S} B_L(S) P_L(\cos \theta),$$

$$B_L(S) = \sum_{L_1, J_1, L_2, J_2} [\chi(L_1, J_1, L_2, J_2; S, L)]^2 \operatorname{Re} \{ T_{L_1, S}^{J_1} T_{L_2, S}^{J_2*} \},$$

$$P(\theta) = \frac{S_P \{ S_y T T^* \}}{S S_P \{ T T^* \}}, \quad (3)$$

$$S_P \{ S_y T T^* \} = \frac{\sqrt{3}}{p} \pi^2 \lambda^4 \sum_{L, L', J, J'} (-1)^{L+J'+1} (2L+1)(2L'+1)(2J+1)(2J'+1) \cdot$$

$$\cdot [\langle L_0 L' | l_0 \rangle]^2 \left\{ \begin{matrix} L & J & 1 \\ J' & L' & 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & J \\ L' & J' \end{matrix} \right\} \operatorname{Im} \{ T_{L', S}^{J'} T_{L, S}^{J*} \} P_L'(\theta). \quad (4)$$

Наконец, полное упругое сечение σ_{el} и суммарное сечение всех процессов σ_{tot} задаются формулами

$$\sigma_{el} = \frac{\pi^5}{4p^4(p^2 + M^2)} \sum_{L, S, J} (2J+1) \left| 1 - \eta_{L, S}^J e^{2i\delta_{L, S}^J} \right|^2, \quad (5)$$

$$\sigma_{tot} = \frac{\pi^5}{4p^4(p^2 + M^2)} \sum_{L, S, J} (2J+1) \left[1 - \eta_{L, S}^J \cos 2\delta_{L, S}^J \right].$$

Параметры потенциалов, представленные в таблице I /23/, определялись исходя из известных фаз рассеяния при энергиях $E_{\text{лаб}} < 800$ МэВ /24/ и не менялись далее при $E_{\text{лаб}} > 0,8$ ГэВ. При $L = 0, I$ все V_{LS}^J в нашей модели имеют одно лишнее связанное состояние, которое рассматривается как запрещенное в кластер-кластерной системе.

Если амплитуды T_{LS}^J зависят от L и S , но не зависят от J , то поляризация обращается в ноль. Наши потенциалы сильно зависят от J , и поляризационные данные в рассматриваемой широкой области энергий 0,5–3 ГэВ являются существенной независимой проверкой потенциалов, тем более, что этих данных много. Результаты представлены на рис.1 (pp-рассеяние) и 2 (pp-рассеяние). Мы видим, что дифференциальные сечения и поляризации, которые определяются уже в области $0,8 < E_{\text{лаб}} < 2,5$ ГэВ без свободных параметров на осно-

ве оптического потенциала с фиксированной действительной частью (потенциалы таблицы I) и растущей с энергией мнимой частью, определяемой только из отношения $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{el}}$ /23/, хорошо соответствуют эксперименту. При этом, для простоты, глубина мнимой части W_0 при заданной энергии E для всех парциальных волн бралась одинаковой, а радиусы — теми же, что и в таблице I. Вычисленные фазы рассеяния δ_{ls}^J и величины b_{ls}^J представлены на рис. 2 и сопоставлены с результатами эмпирического анализа Хопизаки /25/. Наша реконструкция близка к фазам Хопизаки, если его S — и P — фазы сдвинуть вверх на π , придавая этим фазам, таким образом, подлинный теоретический смысл. Отметим, что некоторые локальные нерегулярности E — зависимости фаз рассеяния, имеющиеся у Хопизаки, могут быть связаны с дисбалансными резонансами, для которых наши плавные кривые являются "фоном", но это может быть и результатом определенной неустойчивости фазового анализа. Поэтому мы и опирались непосредственно на дифференциальные сечения и поляризации, взятые при многих энергиях, как на исходную экспериментальную информацию.

Поскольку кварковые эффекты (наличие динамически запрещенных состояний) радикально и согласованным образом влияют сразу на 6 фаз, как отмечено выше, то их проявление является весьма ярким. Например, качественное объяснение получает переход от U —образной формы углового распределения np —рассеяния при энергиях $E_{\text{лаб}} \leq 0,8$ — 1 ГэВ к направленному вперед угловому распределению при $E_{\text{лаб}} \geq 1$ ГэВ /14, 15/.

Таблица I показывает, что наше описание является очень простым, для него характерно малое число параметров, которое еще можно уменьшить, вводя, например, в явном виде потенциальное спин-орбитальное расщепление, как это сделано для малых энергий в работе /17/ в случае P —волн. Это расщепление является важным источником информации о центральной компоненте наших глубоких короткодействующих потенциалов /17/. Интересно, что обсуждаемые поляризационные данные не потребовали учета углов смешивания между разными орбитальными моментами, характерных для тензорных сил. Правда, малые фазы 3D_1 и 3F_3 при малых энергиях являются отрицательными, что отражает влияние углов смешивания на величину "эффективного фазового сдвига", спин-орбитальное отталкивание при $J < L$ и т.д. Мы экстраполировали их при энергиях $E_{\text{лаб}} > 800$ МэВ константами, но они нуждаются, конечно, в тщательном рассмотрении, и многое скажут о периферической части взаимодействия. Возможно, при анализе экспериментальных результатов, полученных с полностью поляризованными пучками /26/, углы смешивания бу-

дуг играть уже более важную роль. Далее, наше простейшее взаимодействие не содержит " π -мезонных хвостов", которые теряют свое значение при энергиях $E_{\text{лаб}} \gtrsim 1$ ГэВ, но были вполне уместны при меньших энергиях. В целом, возможности улучшения нашего описания, безусловно, имеются. Но для нас сейчас важно, что мы видим новую общую картину NN -взаимодействия.

3. Обсуждения и перспективы

Указанная общая картина такова, что мы наблюдаем разделение фаз рассеяния на две группы: "большие" S - и P -фазы (они равны \mathcal{L} или 2π при нулевой энергии) и "малые" - все остальные. Этот итог работ [16,23] находится в прекрасном соответствии с кварковыми конфигурациями $S^4 p^2 [42]_x [42]_{cs} L=0$ $S=I$, $S^4 p^2 [42]_x [3^2]_{cs} L=0$ $S=0$, $S^3 p^3 [3^2]_x [3^2]_{cs} L=I$ $S=0$ $S^3 p^3 [3^2]_x [321]_{cs} L=I$ $S=I$ на малых расстояниях в NN -системе в S - или P -волнах. Такие конфигурации соответствуют узлу волновой функции в S - и P -волнах вместо отталкивающей сердцевин в NN -канале, что и является причиной сдвига S - и P -фаз на величину π вверх (обобщенная теорема Левинсона [3]). Конфигурация $S^4 p^2 [42]_x [42]_{cs}$ уже давно обсуждается в литературе [3,18,27] как важная компонента волновой функции NN -системы в S -волне, и тем интереснее полученные результаты в пользу именно этой конфигурации, а также и аналогичных ей конфигураций с узлом в NN -канале в P -волнах. Мы уже отмечали выше, что на нынешнем уровне знаний нет строгих аргументов, почему данные компоненты в S - и P -волнах могут подавлять все остальные. Обрисованная проблема может быть прокомментирована с разных точек зрения.

1) Конфигурации $S^4 p^2$ и $S^3 p^3$ имеют неадиабатическую природу по взаимному движению нуклонов [28], и они будут заведомо доминирующими при энергиях столкновения $E_{\text{лаб}} \gtrsim 1-1,5$ ГэВ, достаточных для возбуждения двух или трех кварков в P -состояние.

2) При малых энергиях эффект, возможно, надо искать в кварк-дикварковой структуре нуклона и в образовании $4q-2q$ структуры, которая оказалась полезной при анализе ротационной серии дибарионных резонансов [29]. Структура $4q-2q$ легко совместима с симметрией $[42]_x [42]_{cs}$. Этот пример помогает понять, что обычные представления о кварковых мешках могут быть сильно изменены.

3) Для ПЭС характерно существование узла у волновой функции в NN -канале на месте обеспринятой отталкивающей сердцевин. Однако в области перекрывания нуклонов нужно учитывать эффекты антисимметризации по кваркам, вследствие чего вероятность в значительной степе-

ни перетекает из NN -канала в другие каналы. Структуру антисимметризованной шестикварковой функции можно представить через кластерно-генеалогическое разложение как

$$NN + \Delta\Delta + \bar{C}\bar{C} + N^*N + N^*N + N^{**}N + \Delta^*\Delta + \dots, \quad (6)$$

где N^* — внутреннее возбуждение нуклона (S^2P) с одним квантом $\hbar\omega \approx 500$ МэВ, $N^{**} = S^2P^2$ с двумя квантами и т.д. Иначе говоря, два кванта возбуждения у конфигурации S^4P^2 [42]_X мигрируют по различным степеням свободы. Из-за этого, с одной стороны, амплитуда петли волновой функции Φ_{NN} в собственно NN -канале может заметно уменьшиться по сравнению с неантисимметризованной ситуацией, а с другой стороны, физическая картина обогащается и допускает многогранную проверку, хотя соответствующие эксперименты трудны. Например, в реакции $A(d, p)X$ [30], когда у регистрируемого протона-наблюдателя имеется довольно большой импульс отдачи $Q \approx 500-700$ МэВ/с, должны регистрироваться три сильно различающиеся по энергии на величину $\sim \hbar\omega \approx 500$ МэВ группы таких протонов, соответствующие слагаемым NN , N^*N и $N^{**}N$ и имеющие разные импульсные распределения. Трудность, однако, в том, что сечения в области больших значений Q малы, и очень существенной является проблема фона. Поэтому необходим также анализ данных непосредственно для дейтрона — это реакции квазиупругого высывания $d(e, e'p)X$ и $d(e, e'p)n$ [31]. Но в этом случае имеется возможность "девозбуждения" виртуально возбужденного нуклона N^* или N^{**} при его высывании [13], что усложняет интерпретацию.

4) Кластерно-генеалогическое разложение (6) может быть исследовано также с помощью электронных формфакторов дейтрона, и здесь, в предварительном порядке, возникает такая картина [4, 6], что наряду с обсуждаемой нами узловой волновой функцией в NN -канале (кварковая конфигурация S^4P^2 [42]_X) присутствует и кварковая компонента S^6 [6]_X [23]_{CS} с малым выходом в NN -канал (заметный вклад этой конфигурации все время проявляется в расчетах по методу резонирующих групп [4]). Эта компонента есть в дейтроне и в волновой функции NN -рассеяния при малых энергиях, но при промежуточных энергиях, как показывают представленные здесь результаты, она сильно подавлена и преобладает узловая NN -компонента. Ее особенностью является своего рода "несогласованность" с тем NN -взаимодействием, которое она вызывает: конфигурация S^6 соответствует максимуму плотности в центре, т.е. полному перекрытию нуклонов, а в то же время порождаемое этой конфигурацией NN -отталкивание не допускает самого этого перекрытия. Такой несогласованности нет для конфигу-

рации $sp^2 [42]_x [42]_{cs}$

5) Опыт ядерной физики малых энергий показывает /32/, что при наличии нескольких типов орбитальной симметрии $[f]_x$ в рассеянии легчайших составных частиц большую роль начинают играть "почти упругие" переходы (с опрокидыванием спин-изоспина при примерном сохранении пространственной части волновых функций сталкивающихся частиц), например, в синглетных каналах dd -рассеяния это процессы $dd \rightarrow dd$. Амплитуда такого перехода определяется выражением

$$\bar{T}_{L, \text{спрокид}} = \frac{1}{2} (T_L^{[4]_x} - T_L^{[22]_x}), \quad (7)$$

где в правой части стоит разность больших потенциальных амплитуд, соответствующих разным орбитальным симметриям $[f]_x$. Таким образом, мы имеем интересное обобщение потенциального описания, которое позволяет учитывать и неупругие каналы. Упругая неунитарная амплитуда определяется выражением

$$T_{L, \text{упруг}} = \frac{1}{2} (T_L^{[4]_x} + T_L^{[22]_x}). \quad (8)$$

В рассматриваемой нами проблеме NN -взаимодействия аналогами указанных "почти упругих" переходов будут неупругости со спин-изоспин-цветной перестройкой $NN \rightarrow \Delta\Delta$ и $NN \rightarrow CC$, которые могут дать важную информацию о различии амплитуд NN -рассеяния с разным симметриями $[f]_x [f]_{cs}$. Иначе говоря, если доминирует только одна амплитуда $T_L^{[f]}$ с $[f] = [42]_x [42]_{cs}$, то неупругости указанного типа должны быть связаны простыми алгебраическими соотношениями с упругими амплитудами, т.е. мы можем получить независимую проверку правильности наших выводов при $E_{ц.м.}$ в несколько ГэВ ($NN \rightarrow CC$ будет выглядеть как образование струны, т.е. как глущая неупругость, $NN \rightarrow \Delta\Delta$ - как умеренная неупругость, а $NN \rightarrow NN$ - как упругость, и сечения этих процессов связываются соотношениями типа (7)-(8)). Неупругости будут малы, когда амплитуда T_L не зависит от $[f]$ - см. формулу (7). Таким образом, мы кратко затронули возможную программу будущих исследований.

В заключение авторы выражают благодарность М.В.Казариновскому, Л.А.Кондратьеву, В.И.Кукулину, В.И.Саврину и участникам руководимого им семинара за стимулирующие обсуждения. Авторы благодарят также профессоров Ф.Гросса, А.Д.Джексона, Д.Дрекоеля, Ш.М.Ламе, Д.О.Риска и Р.А.Эрмакина за дискуссии и советы.

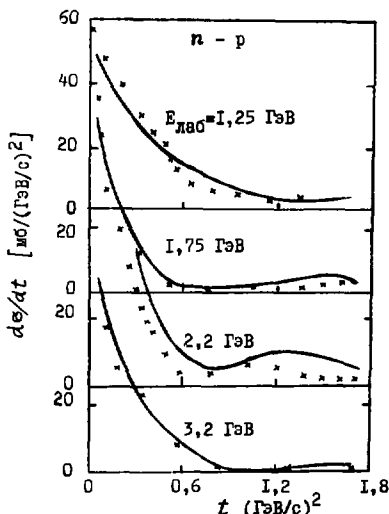


Рис.1 Дифференциальные сечения $n-p$ -рассеяния. Экспериментальные данные /13/.

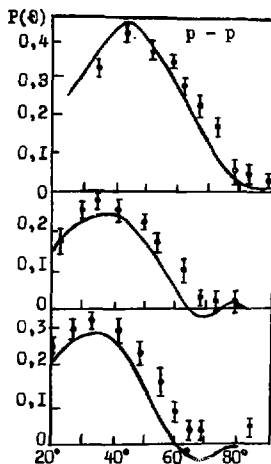


Рис.2 Поляризация в pp -рассеянии. Экспериментальные данные /15/.

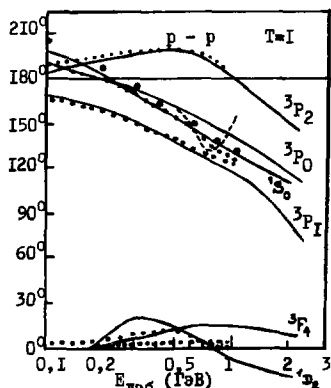


Рис.3 Фазовые сдвиги pp -рассеяния. Фазовый анализ /24/ (пунктир) и /25/ (штриховая линия).

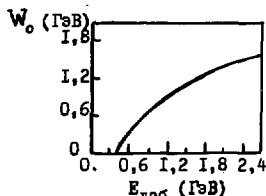


Рис.4 Глубина минимума частоты оптического потенциала.

Таблица. Параметры оптического пот.

$^{238}L_j$	$^{15}S_0$	$^{15}S_1$	$^{15}P_1$	$^{15}P_2$	$^{15}P_3$	$^{15}P_4$
$-V_0$ (ГэВ)	3,783,92	0,73	2,15	0,75	2,39	
a (fm)	0,340,36	0,73	0,42	0,71	0,45	
V_0/a^2	0,430,51	0,39	0,38	0,38	0,48	

Л и т е р а т у р а

1. Faessler A. et al. Nucl. Phys. A, 1983, 402, 555
2. Simonov Yu. A. Nucl. Phys. A, 1984, 416, 109; 1987, 463, 231
3. Неудачин В. Г., Обуховский И. Т., Смирнов Ю. Ф. ЭЧАЯ, 1984, 15, II65
4. Yamauchi Y., Wakamatsu M. Nucl. Phys. A, 1986, 457, 621
5. Burov V. V., Lukyanov V. K. Nucl. Phys. A, 1987, 463, 263
6. Обуховский И. Т. В сб.: Малочастичные и кварк-адронные системы. (Труды Междунар. совещ., Дубна, 16-20 июня 1987 г.) ОИЯИ, Д4-87-692, с. 200
7. Glozman L. Ya. et al. Phys. Lett. B, 1988, 200, 406
8. Machleidt R., Holind K., Estor Ch. Phys. Reports, 1987, 149, 1
9. Lacombe M. et al. Phys. Rev. C, 1980, 21, 861
10. Brown G. E., Jackson A. D. Nucleon Nucleon Interaction. North-Holland, Amsterdam, 1976
11. Saito S. Nucl. Phys. A, 1987, 463, 109
12. Дьяконов Д. И., Петров. ЖЭТФ, 1985, 89, 361; 751
13. Неудачин В. Г., Чувильский Ю. М. ЯФ, 1987, 46, 448
14. Bugg G. Phys. Rev., 1966, 146, 980
15. Bystricky J., Lehar F. Phys. Data Nrl1-1, Part II (Eds H. Behrends, E. Ebe) Fachinformationszentrum, Karlsruhe, BRD, 1978
16. Neudatchin V. G., Obukhovsky I. T., Smirnov Yu. F. Phys. Lett. B, 1974, 43, 13
17. Kukulini V. I. et al. Phys. Lett. B, 1984, 135, 20; 1985, 165, 7
18. Obukhovsky I. T. et al. Phys. Lett. B, 1979, 88, 231
19. Kukulini V. I., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F. Nucl. Phys., 1975, A245, 429
20. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. Nuovo Cimento, 1963, 29, 380
21. Blankenbecker R., Sugar R. Phys. Rev., 1966, 142, 1051
21. Noyes H. P. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 538; Kowalski O. D. ibid. p. 798
22. Haftel M. I., Tabakin F. Nucl. Phys. A, 1970, 158, 1
23. Дородных Ю. А., Неудачин В. Г., Юдин Н. П. ЯФ, 1988, 48, №2, 13
24. Arndt R. A. et al. Phys. Rev. D, 1983, 28, 97
25. Higuchi Y., Hoshizaki N. In: High Energy Photonuclear Reaction (Int. Symp. Inst. Nucl. Study Univ. Tokyo, 1983) Univ. Tokyo Press 1983, p. 124
26. Auer I. P. et al. Phys. Rev. D, 1985, 32, 1609
27. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Tamagaki R. Prog. Theor. Phys., 1977, 58, 1072
28. Harvey M. Nucl. Phys. A, 1981, 352, 301; 306
29. Кондрагов Л. А., Мартынянов Б. В., Щепкин М. Г. ЯФ, 1987, 45, 1252
30. Аблеев В. Г. и др. В сб.: Малочастичные и кварк-адронные системы (Труды Междунар. совещ., Дубна, 1987 г.) ОИЯИ, Д4-87-692, с. 1380
31. Boated P. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1380
32. Neudatchin V. G. In: Modern Development in Nuclear Phys. (Proc. Int. Conf. Novosibirsk 1987; Sushkov O. P. Ed.) World Scientific, Singapore 1988

Искра В., Мазаур А. И., Неудачин В. Г. и др. УЖ, 1987, 82, 141

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ФАЗ NN -РАССЕЯНИЯ С УЧЕТОМ КВАРКОВОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ

Г.В. Ефимов, М.А. Иванов, В.Е. Лёвошкин, А.И. Мачавариани,
А.Д. Чалидзе

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Аннотация

Нуклон как система, состоящая из кварка и дикуарка, исследуется в модели конфайнированных кварков. Вычислены основные статистические характеристики протона и нейтрона: магнитные моменты, электромагнитные радиусы, отношение G_A/G_V . Получены электромагнитные и сильные мезон-нуклонные формфакторы как функции квадрата переданного импульса. Вычислены сдвиги фаз NN -рассеяния в модели однобозонного обмена.

Введение

Нуклон-нуклонное взаимодействие играет фундаментальную роль в ядерной физике как основополагающий элемент микроскопического понимания природы ядерных сил. В настоящее время можно считать установленным, что на больших расстояниях ($z \gg 1,5 \div 2$ фм) основной вклад в NN -рассеяние дает однобозонный обмен. В промежуточной области ($0,5 < z < 1,5 \div 2$ фм) начинают играть роль обмена более тяжелыми мезонами ($\rho, \omega, \eta, S^*, \delta, \epsilon$), а также двухбозонные обмены. Во внутренней области ($z \lesssim 0,5$ фм), т.е. на расстояниях, меньших или порядка радиуса нуклона, представление о NN -взаимодействии, основанное на бозонных обменах, в непосредственном виде неприменимо — необходимо учитывать так называемый ядерный кор. Природа ядерного кора пока не совсем ясна, хотя из современных представлений следует, что он обусловлен главным образом кварковой структурой нуклона.

Эмпирические данные по сдвигам фаз нуклон-нуклонного рассеяния до энергий $E_{\text{лаб}} \approx 300$ МэВ с хорошей точностью описываются в моделях, основанных на одно- и двухбозонных обменах с учетом виртуальной $\Delta(1230)$ — изобары [2]. В этих моделях обмен мезонами описывается обычными локальными пропагаторами, а внутренняя структура нуклона, обусловленная кварками и другими тяжелыми состояниями, учитывается феноменологическим образом путем введения сильных мезон-нуклонных формфакторов вида

$$\frac{G_{MNN}^2(q^2)}{4\pi} = \frac{G_{MNN}^2(m_M^2)}{4\pi} \cdot \left[\frac{\Lambda_M^2 - m_M^2}{\Lambda_M^2 - q^2} \right]^2 \quad (I)$$

где m_π - масса мезона, q - импульс мезона, Λ_M - параметр обрезания ($\Lambda_M = 1,2 \div 2$ ГэВ). Сильные мезон-нуклонные формфакторы (I) используются также при описании нуклон-нуклонной аннигиляции^{/3/}. Формфакторы (I) вводятся в значительной мере произвольно и вытекают из условия наилучшего описания экспериментальных данных^{/2/}.

Таким образом, NN -взаимодействие на расстояниях $0,4 \div 1,5$ фм представляет собой довольно сложное переплетение сил, обусловленных обменом не только мезонами, но и кварками. С точки зрения современных представлений, NN -взаимодействие происходит на тех же расстояниях, на которых осуществляется конфайнмент кварков и любых других цветных объектов, и возникают стабильные бесцветные состояния - адроны. Квантовая хромодинамика (КХД) как фундаментальная теория сильных взаимодействий должна дать полное описание всех этих явлений, однако она пока не в состоянии дать количественное описание процессов в пределах большой хромодинамической константы связи. Поэтому разработаны разнообразные модели, в которых на основе того или иного предположения о кварковой структуре нуклона делаются попытки обосновать феноменологические подходы^{/2,3/}.

Одной из таких моделей является модель конфайнированных кварков (МКК)^{/7/}, основанная на определенном представлении об адронизации - адроны рассматриваются как коллективные бесцветные возбуждения в КХД, а конфайнмент как свойство КХД - вакуума. Модель позволяет с единых позиций описывать эффекты низкоэнергетической физики с учетом кварковой структуры адронов. Проведенные расчеты^{/7,8/} показали, что МКК правильно описывает экспериментальные данные мезонной^{/8/} и нуклонной^{/9/} физики.

В данной работе нуклон рассматривается как кварк-дикварковая система, причем в качестве первого приближения дикварк представляется в виде жесткого образования, не взаимодействующего с мезонами. В рамках этой картины вычислены статистические характеристики нуклона, его электромагнитные и сильные формфакторы. Полученные сильные мезон-нуклонные формфакторы используются в модели однобозонного обмена^{/1,2/}. Вычислены фазы NN -рассеяния и проведено сравнение с экспериментальными данными. Показано, что за исключением фаз 4P_1 имеется хорошее согласие с экспериментом.

II. НУКЛОНЫ В МКК

Основой динамического описания адронов МКК являются лагранжианы взаимодействия^{/7/}

$$\mathcal{L}_I^H(x) = g_H H(x) \bar{J}_H(x). \quad (2.1)$$

Здесь $H=M, B$ - адронное поле,

J_H - кварковый ток, имеющий квантовые числа соответствующего адрона, g_H - константа взаимодействия.

Кварковые токи J_H с мезонными $M=I^G J^{PC}$ и барьонными $B=I^G J^P$ квантовыми числами имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} J_M(x) &= \bar{q}_a(x) \Gamma_M \lambda_M q_a(x), \\ J_B(x) &= R_B q_a(x) q_b(x) q_c(x) \varepsilon^{abc}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где Γ_M , λ_M , R_B - соответственно матрицы Дирака, аромата и их произведение, a , b , c - цветовые индексы.

Существенную роль при описании $N\bar{N}$ -взаимодействия играет легкий \bar{B} (500 - 600) - мезон 11 , который, по-видимому, характеризует нерезонансный вклад сильных взаимодействий в 0^{++} - канале. В данной работе в качестве такого мезона будем использовать \bar{E} -мезон

$$J_E(x) = \frac{g_E}{\sqrt{2}} \varepsilon(x) \sum_{f=u,d} \left[\bar{q}_a^f(x) (1 - i \gamma_5 \frac{\vec{\sigma}}{\lambda}) q_a^f(x) \right] \cos \delta_s. \quad (2.3)$$

Выбор параметров H , δ_s и m_E подробно обсуждался в работе $^{18/}$. В данной работе используем значения величин $H = 0,27$, $m_E = 740$ МэВ, полученные в $^{18/}$, а величину δ_s считаем свободным параметром. Константы связи адронов с кварками в лагранжиане (2.1) определяются из условия связности $^{17/}$.

Матричные элементы физических процессов в МКК определяются кварковыми диаграммами, индуцируемыми S -матрицей, построенной по лагранжиану (2.1) (см. $^{17/}$).

Процесс с участием барьонов рассматривались в рамках МКК в работе $^{19/}$. В частности, были вычислены вершинные двухпетлевые диаграммы описывающие мезон-нуклонные взаимодействия (см. рис. 1а). В диаграмме, изображенной на рис. 1а, в силу симметрии относительно перестановки всех трех кварков выделяется поддиаграмма, соответствующая кварковой петле. Устранение по КХД-вакууму в данном случае $^{17/}$ определяется так, чтобы, с одной стороны, обеспечить конфайнмент кварков, и, с другой стороны, добиться ультрафиолетовой сходимости встречающихся интегралов. Такая программа была выполнена в работе $^{19/}$. Оказалось, что на этом пути возникает проблема роста матричных элементов по импульсным переменным, что связано с двухпетлевым характером диаграммы рис. 1а. Требуется специальные предположения, чтобы обойти эту проблему $^{19/}$.

В данной работе, как это было указано во введении, мы используем кварк-дикварковую картину нуклона, рассматривая на первом этапе дикварк как жесткую систему, не взаимодействующую с мезонами. В этом случае вершинная диаграмма рис. 1б является однопетлевой и может быть представлена в виде:

$$\Lambda_B = 6 \int d\epsilon_\lambda \int dx_1 \int dx_2 \int dx_3 \bar{B}(x_1) \Gamma_1^T S_\lambda(x_1, x_3) M(x_3) \Gamma_2^T S_\lambda(x_3, x_2) \Gamma_2^{\Gamma_1 \Gamma_2} (x_1, x_2) B(x_2) \quad (2.4)$$

Пропагатор дикварка выражается в виде

$$D_1^{\Gamma_1 \Gamma_2}(x_1, x_2) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \cdot \frac{e^{-ik(x_1 - x_2)}}{\lambda^2 \lambda_f^2 + \lambda_d^2 - k^2} \cdot d^{\Gamma_1 \Gamma_2}$$

$$\text{где } d^{\Gamma_1 \Gamma_2} = \begin{cases} 1, & \text{если } \Gamma_1 = \Gamma_2 = S, P \\ 2g\gamma_\mu \gamma_\nu, & \text{если } \Gamma_1 = \Gamma_2 = T. \end{cases}$$

Дополнительный параметр Λ_d характеризует дикварк и является свободным параметром.

Техника расчета матричных элементов сорта (2.4) подробно изложена в работе [7]. Так, например, в случае $\Gamma_1 = \Gamma_2 = I$, $\Gamma_3 = \gamma^5$ вершинная часть (2.4) имеет вид

$$\Lambda_B(p, p') = 6 \iiint d\alpha_1 d\alpha_2 d\alpha_3 \delta(1 - \alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3) \cdot \left\{ 2a(z) \hat{P} / \lambda_f + \hat{b}(z) \left(-z + \frac{p^2}{\lambda_f^2} \alpha_1 (1 - \alpha_1) - \frac{Q^2}{\lambda_f^2} \alpha_2 \alpha_3 + \int_0^\infty du \cdot b(u+z) \right) \right\} \quad (2.5)$$

где p, p' - импульсы нуклона,

$$z = [\alpha_1 \lambda_d^2 - \alpha_1 (1 - \alpha_1) p^2 + \alpha_2 \alpha_3 Q^2] / \lambda_f^2$$

$$Q^2 = -q^2 = -(\rho - \rho')^2$$

Здесь и в дальнейшем вычислениях предполагается, что нуклон находится на массовой поверхности: $p^2 = p'^2 = m_N^2$, где m_N - масса нуклона.

В данной работе в рамках кварк-дикварковой картины нуклона вычислим его статические и динамические характеристики: магнитные моменты, среднеквадратичные радиусы, электромагнитные и сильные форм-факторы. Используя вычисленные форм-факторы, в рамках OBE - модели получим поведение фаз NN - рассеяния в зависимости от энергии.

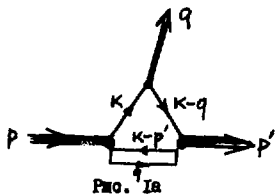


Рис. 1а

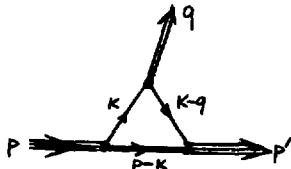


Рис. 1б

III. Статистические и динамические характеристики нуклона. Фазы NN -рассеяния

Обозначим параметры, которые входят в вычисления.

Вид функций $a(u)$ и $b(u)$ и значение параметра нестрогого кванта Λ брать те же, что и в мезонной физике [8]. Параметр Λ_d подобран из требования наилучшего согласия с экспериментом магнитных моментов μ_N и среднеквадратичных радиусов $\langle r_N^2 \rangle^{E.M.}$ нуклона и псевдонуклонной константы взаимодействия $G_{\pi NN}(0)$. Оказалось, что $\Lambda_d = 696$ МэВ. Существенная роль при описании фаз NN -рассеяния принадлежит скалярному σ -мезону. Вклад σ -мезона в NN -потенциал определяется углом смешивания δ_s . Параметр δ_s подобран с целью наилучшего описания низших S -, P - и D -фаз рассеяния, которые наиболее чувствительны к выбору констант NN -взаимодействий. Окончательно $\delta_s = -46^\circ$.

Результаты вычислений приведены в таблицах 1, 2 и на рис. 2, 3, 4. В таблице 1 представлены значения электромагнитных статистических характеристик и отношения G_A/G_V в слабом распаде нейтрона. Отметим, что отношения μ_p/μ_n и G_A/G_V не зависят от параметров МКК и совпадают с предсказаниями нерелятивистской кварковой SU_6 -модели:

$$\mu_p/\mu_n = -3/2, \quad G_A/G_V = 5/3. \quad (3.1)$$

На рис. 2 приведено поведение электромагнитных формфакторов нуклона в пространственно-подобном интервале значений $0 \leq Q^2 \leq 2 \text{ ГэВ}^2$. Имеется удовлетворительное согласие с дипольной функцией $D(Q^2)$, которая с хорошей точностью описывает экспериментальные данные. В таблице 2 приведены значения формфакторов $G_{\pi NN}(0)$, вычисленные в МКК. Для сравнения представлены результаты феноменологического анализа NN -рассеяния. Константы связи ρ -, π и σ -мезонов с нуклонами находятся в хорошем согласии с феноменологией. Константа $G_{\pi NN}(0)$ связана с $G_{\rho NN}(0)$, согласно SU_2 -симметрии. Для описания экспериментальных данных в работах [12] константа $G_{\omega NN}(0)$ вычислялась в 2, \div 2,5 раза больше, чем значение, предсказываемое SU_2 -симметрией.

Поведение сильных мезон-нуклонных формфакторов, нормированных к единице, представлено на рис. 3. Имеется согласие в случае π -, ρ -, ω -, δ -мезонов. В случае η - и ϕ -мезонов наши формфакторы уменьшатся значительно быстрее крайних работ [12].

Потенциал однобозонного обмена записывается в виде

$$V(\vec{q}', \vec{q}) = \sum_m \frac{G_{mNN}^2 [(\vec{q} - \vec{q}')^2]}{m_m^2 + (\vec{q} - \vec{q}')^2}. \quad (3.2)$$

Таблица 1.
Статистические свойства нуклона

Процесс	Наблюдаемая величина	Эксперимент	МК	Другие подходы
$N \rightarrow N\gamma$	M_p	$2,791^{11/}$	3,642	$3(SU_6); 2,73^{15/}$
	M_n	$-1,913^{11/}$	-2,428	$-2(SU_6); -1,975^{15/}$
	$\langle r_p^2 \rangle^E, \text{фм}^2$	$0,775 \pm 0,053^{12/}$	0,519	0,656($\Delta\pi$)
	$\langle r_n^2 \rangle^E, \text{фм}^2$	$-0,117 \pm 0,002^{13/}$	-0,162	$0(\Delta\pi); -0,130^{15/}$
	$\langle r_p^2 \rangle^M, \text{фм}^2$	$0,711^{14/}$	0,367	0,656($\Delta\pi$)
	$\langle r_n^2 \rangle^M, \text{фм}^2$	$0,762^{14/}$	0,367	0,656($\Delta\pi$)
$n \rightarrow p e \nu$	G_A/G_V	$1,250 \pm 0,006$	5/3	$5/3(SU_6); 1,182^{15/}$

Таблица 2.
Мезон-нуклонные константы

Мезон	$G_{NN}^2(0)/4\pi$	
	МК	Другие подходы
π	13,20	$14,08^{2/}; 14,11^{16/}$
η	8,94	$3,75^{2/}; 3,67^{16/}$
η'	8,34	$3,77^{12/}; 4,23^{16/}$
δ	0,39	$1,62^{2/}; 1,39^{16/}$
σ	5,20	$4,56^{2/}; 6^{1/}$
ρ	$0,48(F/6=5,08)$	$0,41(F/6=6.1)^{12/}; 0,80(F/6=3.8)^{16/}$
ω	$3,78(F/6=0,24)$	$10,6(F/6=0)^{12/}; 7,90(F/6=0)^{16/}$

ДП - дипольное приближение.

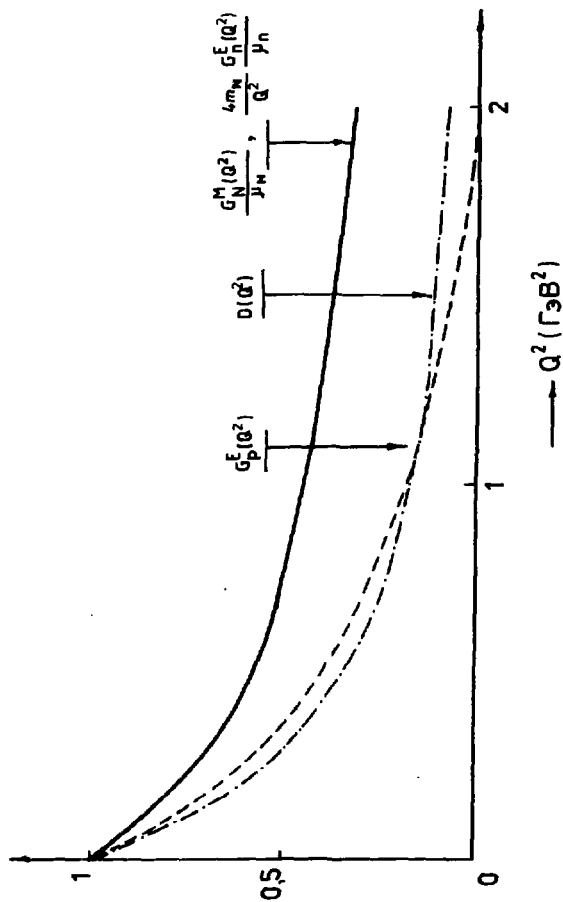
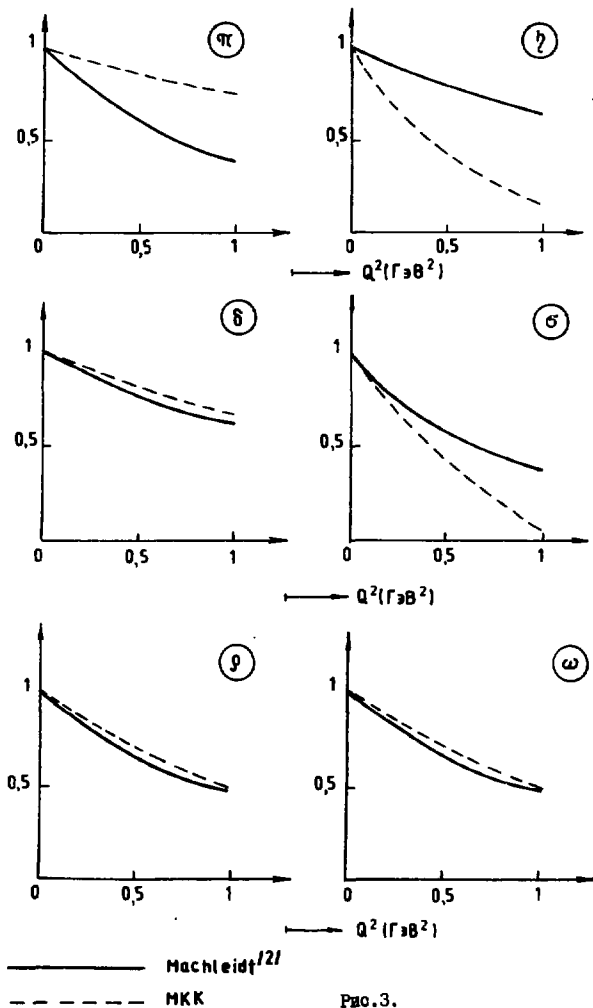


Рис. 2.



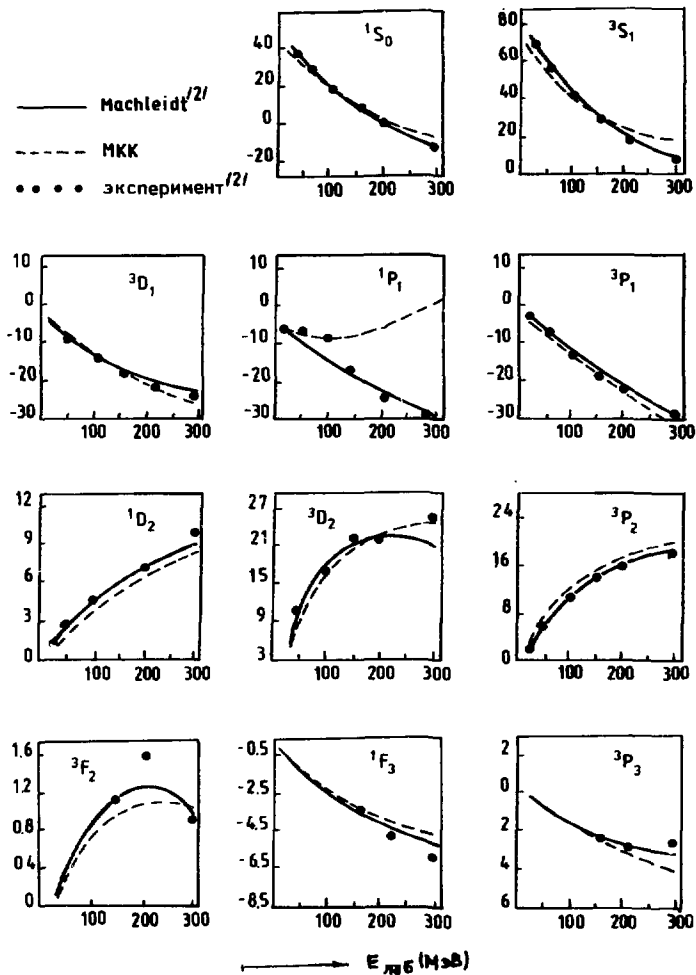


Рис. 4

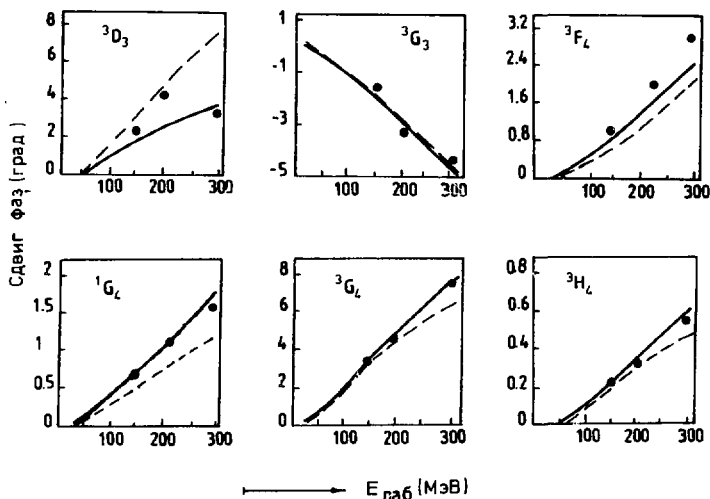


Рис.4 (продолжение)

Используя (3.2) в уравнении типа Липмана-Швингера $^{1,2/}$, вычисляем фазы NN -рассеяния. Результаты вычисления приведены на рис. 4. Для сравнения показаны кривые из работы $^{2/}$. Имеется хорошее согласие с экспериментом в случае всех фаз, кроме фазы 4P_1 . Поведение фазы 4P_1 резко отличается как от экспериментальных кривых, так и от результатов работ $^{1,2/}$. По-видимому, такое отличие связано с большим значением константы G_{wmm} .

Настоящие результаты мы рассматриваем как предварительные. Дальнейшее исследование в МКК NN -взаимодействия будет происходить в следующих направлениях. Во-первых, мы продолжим исследование внутренней структуры нуклона. Предполагается учесть в дикуарковой схеме нуклона кварковую структуру дикуарка. Кроме того, имеются указания на более сложную структуру скалярных мезонов $^{17/}$, нежели двухкварковое состояние. В связи с этим мы планируем исследовать различные возможности построения скалярных кварковых и дикуарковых токов. Во-вторых, использовать различные уравнения, описывающие NN -рассеяния, и принять во внимание внешние эффекты при построении фаз NN -рассеяния.

Литература

1. Браун Дж.Е., Джексон А.Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. М., Атомиздат, 1979.
2. Machleidt R., Hollinde E., Elster Ch. Phys. Rep., 149, 1, 1987.
3. Schweiger W., Plessas W., Haidenbauer J.
Nucleon-Nucleon and Nucleon-Antinucleon Interactions.
Springer - Verlag, Wien - New-York, 1985.
4. Beyer M., Weber H.J. Phys. Rev., C35, 14, 1987.
5. Jaffe R.L., Iw F.E. Phys. Rev., D19, 2105, 1979.
6. Simonov Yu.A. Phys. Lett., B107, 1, 1981.
7. Efimov G.V., Ivanov M.A. JINR, E2-88-37, Dubna, 1988.
8. Avakyan E.S. et al. JINR, E2-87-630, Dubna, 1987.
9. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любоничский В.Е. ОИЯИ, P2-87-776, Дубна, 1987.
10. Catto S., Gurney F. Nuovo Cimento, 86I, 201, 1985.
11. Particle Data Group Phys. Lett., B170, 1986.
12. Borkowski F. et al. Nucl. Phys., A122, 269, 1974.
13. Dziembowski et al. Z. fur Phys., C106, 231, 1981.
14. Hohler G. et al. Nucl. Phys., B114, 505, 1976.
15. Barik N., Dash B.K. Phys. Rev., D34, 7, 2022, 1986.
16. Dumbrajs O et al. Nucl. Phys., B216, 2, 277, 1983.
17. Ачасов Н.Н., Деятин С.А., Шестаков Г.Н. УФН, т.142, с.361, 1984.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ 6 q-ФЛУКТОНОВ В ЯДРАХ И КВАРКОВОЕ УСИЛЕНИЕ ЖЕСТКИХ ПРОЦЕССОВ С ВЫЛЕТОМ ДЕЙТРОНА

С.Д. Кургалин, Ю.М. Чувильский

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета

Одна из формулировок проблемы ненуклонных степеней свободы в ядрах - найти ядерные процессы, в которых проявляются структуры, где валентные кварки не ассоциированы в тройки-нуклоны, а обобществляются между несколькими нуклонами, образуя шести-, девяти- и т.д. -кварковые мешки^{/1,2/}. Наличие таких структур может оказаться причиной кумулятивного эффекта^{/2-4/}, отвечать, отчасти, за ЕМС-эффект^{/4/}, объяснять другие экспериментальные факты физики промежуточных энергий. Важен, поэтому, вопрос об эффективных числах (статистических весах) 3kq-флуктонов в ядрах.

Эффективное число кварковой подсистемы, характеризующейся внутренней волновой функцией $|X\rangle$, определяется полностью аналогично эффективному числу нуклонных кластеров^{/5,6/}

$$W_X^A = \binom{A}{X} \sum_i | \langle A | (A-X)_i \varphi_j(R) X \rangle |^2, \quad (1)$$

где $|A\rangle$ и $|A-X\rangle$ представляют собой функции начального и конечного ядер, записанные в кварковой форме. Для полного эффективного числа W_{6q}^A суммирование проводится по полному набору состояний относительного движения j и ядра-остатка i . Энергетическое распределение $W_{6q}^A(E^*)$ предполагает, что в сумме (1) фиксирована энергия возбуждения E^* , а распределение по моменту $W_{6q}^A(L)$ - момент L дочернего ядра. Для вычисления пространственного распределения $W_{6q}^A(R)$ в правую часть выражения (1) следует ввести множитель $|\varphi_j(R)|^2$.

Если ядерный процесс происходит на подсистеме X , а оператор реакции \hat{T} диагонален по ее внутреннему состоянию, распределения эффективных чисел структур X входят в выражение инклюзивного сечения процесса на ядре наряду с сечением элементарного процесса на свободной системе X и искажающими факторами. Например, при квазиупругом выбивании быстрой частицей α кластера X

$$\frac{d\sigma_{(\alpha, \alpha'X)}}{d\Omega} = \tilde{W}_X^A \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha X \rightarrow \alpha' X} \quad (2)$$

где последний множитель - сечение упругого рассеяния,

$$\tilde{W}_x^A = \int W_x^A(R) f^2(b, z) d^3R, \quad (3)$$

а $f^2(b, z)$ - фактор поглощения^{16/}. При этом свойства начального ядра характеризуются именно распределениями эффективных чисел.

Исходным пунктом данной работы является положение, что ядро представляет собой систему компактных $3q$ -кластеров, движущихся в самосогласованном ядерном потенциале. Внутренние функции $3q$ - и $6q$ -системы описываются осцилляторными конфигурациями $|S^5\rangle$ и $|S^6\rangle$ соответственно. Существенно, что размеры $3q$ -кластеров много меньше характерного междуклонного расстояния, вследствие чего обменом кварками между ними можно пренебречь. В работе^{17/} показано, что в этих условиях выражение эффективного числа флутонов факторизуется:

$$W_{6q}^A = W_{2N}^A \beta^4 \alpha_{6q}^2, \quad (4)$$

где $\alpha_{6q}^2 = 10/9$ - спин - цветной множитель, определяющий различие процедур проектирования спин-изоспин-цветной части шестикварковой функции и спин-изоспиновой части двухклонной в NN -канал.

$$\beta \equiv \langle \Psi_N | \tilde{\Psi}_N \rangle = [2 \tau_0^{u\bar{u}} \tau_0^{q\bar{q}} / ((\tau_0^{u\bar{u}})^2 + (\tau_0^{q\bar{q}})^2)]^3 \quad (5)$$

- интеграл перекрытия внутренних волновых функций $|S^3\rangle$ трехкварковых систем с кварковыми осцилляторными параметрами нуклона $\tau_0^{u\bar{u}}$ и флутона $\tau_0^{q\bar{q}}$, а W_{2N}^A - эффективное число двухклонных кластеров произвольного размера.

Для вычисления W_{2N}^A мы воспользовались известным из^{16/} обстоятельством, что эффективные числа нуклонных кластеров определяются глобальными характеристиками систем A и X (массой, размером), слабо зависят от выбора вида самосогласованного потенциала, NN -корреляций, изотопических и оболочечных эффектов и являются главными функциями массы ядра A . Это дает возможность использовать простейшую модель - A нуклонов в осцилляторной яме - и вести расчет для осцилляторных матричных ядер.

Вывод выражений для необходимых распределений прост, но громоздок. Приведем лишь конечный результат. Распределение по моменту

$$W_{2N}^A(\mathcal{L}) = \sum_N W_{2N}^A(N, \mathcal{L}). \quad (6)$$

Радиальное распределение

$$W_{2N}^A(R) = \sum_{N, \mathcal{L}} W_{2N}^A(N, \mathcal{L}) |\Psi_{N\mathcal{L}}(R/R_0^{1/3})|^2. \quad (7)$$

Полное эффективное число:

$$W_{2N}^A = \sum_{N, \mathcal{L}} W_{2N}^A(N, \mathcal{L}) = (2S_x + 1)(2T_x + 1) \cdot \sum_{n^{(1)} n^{(2)} n(\lambda, \mu)} \dim(\lambda, \mu) / \dim(n0) \left[d_{\frac{n^{(1)} - n^{(2)}}{2}, \frac{N - n}{2}} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right]^2 C_n^2, \quad (8)$$

где $\dim(\lambda, \mu) = (\lambda + 1)(\mu + 1)(n + \mu + 2) \frac{1}{2}$; $d_{\alpha, \beta}^{\gamma}(\gamma)$ - обычная d - функция,

$$W_{2N}^A(N, \mathcal{L}) = (2S_x + 1)(2T_x + 1) \sum_{(\lambda, \mu), \Omega n^{(1)} n^{(2)}} (2\mathcal{L} + 1) C_n^2 \cdot \left[d_{\frac{n^{(1)} - n^{(2)}}{2}, \frac{N - n}{2}} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right]^2 \langle (N0) \mathcal{L}(n0) 0 | (\lambda, \mu), \Omega \mathcal{L} \rangle^2, \quad (9)$$

а последний множитель - коэффициент Клебша-Гордана группы $SU(3)$. Выражение для энергетического распределения $2N$ -кластеров совпадает с (8) при дополнительном условии $n^{(1)} + n^{(2)} = n$, $E^* = (2n^{\max} - n) \hbar \omega_{1g}$.

Значения полных эффективных чисел дейтронов и флюктонов малого радиуса ($\hbar \omega_{\phi 1} = 170$ МэВ) со спином $S_x = 1$ и изоспином $T_x = 0$ представлены в таблице. Важно, что эффективное число дейтронов с ростом A растет быстрее, чем эффективное число $6q$ -флюктонов, но имеет существенную аномалию в ядре ${}^2\text{H}$.

Сечение малого процесса на ядре A в предположении, что он целиком связан с рассеянием на $6q$ -флюконе, пропорционально W_{6q}^A , а нормирование его на аналогичное дейтронное сечение по аналогии с (2) даст результат:

$$\frac{d\sigma_{(p,p'd)}}{d\Omega} = \frac{\tilde{W}_{6q}^A}{W_{6q}^A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ad \rightarrow a'a}, \quad (10)$$

где, ввиду высокой степени подобия радиальных распределений эффективных чисел дейтронов и флюктонов (последние представлены на рисунке),

$$\tilde{W}_{6q}^A = W_{6q}^A \tilde{W}_d^A / W_d^A. \quad (11)$$

Полученные формулы позволяют воспользоваться результатами теоретических исследований инклюзивных реакций квазиупругого выбивания дейтронов быстрыми протонами при большом переданном импульсе, которые суммированы в монографии^{/6/}. В этих работах использовалась бес-

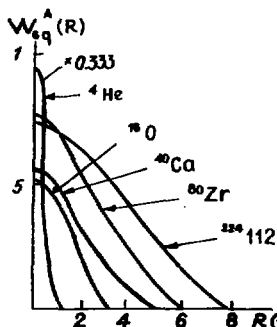
кварковая трактовка модели ядра и хорошо зарекомендовавшее себя приближение диагональности оператора реакции \hat{T} по внутреннему состоянию дейтрона. Для энергий протона $E_p \geq 0,67$ МэВ обнаружено систематическое превышение экспериментальных сечений над теоретическими. Отношение $\eta = \hat{W}_d^{A \text{ эксп}} / \hat{W}_d^A$, где $\hat{W}_d^{A \text{ эксп}}$ - эффективное член, извлекаемое из эксперимента, слабо зависит от энергии E_p . Оно аномально велико для ${}^4\text{He} - 5,1 \pm 0,85$ и падает с ростом A , принимая значения: $3,0 \pm 0,3$ усредненно для диапазона $4 < A < 16$; $3,0 \pm 0,5$ для ${}^{16}\text{O}$; $2,5 \pm 0,3$ для $16 < A < 110$ и $1,7$ для $A \approx 200$.

Рейнтерпретация данных на основе представлений о ядерных нуклонах как $3q$ -кластерах, и диагональности оператора \hat{T} по внутреннему движению $6q$ -флуктона согласно (I0) и (II) приводит к изменению теоретических инклюзивных сечений в $\varepsilon = W_{6q}^A / W_{6q}^d W_d^A$ раз по сравнению с приведенными в^{6/}. Значения ε приведены в последней строке таблицы. Они заметно превосходят единицу и определяют кварковое усиление жестких квазиупругих процессов выбивания дейтронов из ядер.

A	${}^2\text{H}$	${}^4\text{He}$	${}^{16}\text{O}$	${}^{40}\text{Ca}$	${}^{80}\text{Zr}$	${}^{140}\text{Yb}$	${}^{224}\text{U}$	${}^{336}\text{U}$
W_{6q}^A	0,0169	0,234	0,787	2,06	5,26	9,21	14,8	22,1
W_{6q}^A / W_{6q}^d	1	13,2	46,6	122	311	545	876	1308
W_{6q}^A / W_d^A	1	1,93	19,2	68,2	164	326	566	900
ε	1	7,28	2,42	1,78	1,90	1,67	1,55	1,45

При этом ε близко к η , т.е. совпадение сечений, рассчитанных в изучаемой в нашей работе модели, с экспериментальными представляется хорошим. Кроме того, для не слишком больших флуктонов ($\hbar\omega_{\text{фл}} \geq 40$ МэВ) величина ε фактически не зависит от $\hbar\omega_{\text{фл}}$. Это позволяет утверждать, что предполагаемое моделью кварковое усиление находит подтверждение в обсуждаемом классе экспериментов.

Авторы работ по квазиупругому выбиванию, суммированных в^{6/}, также достигли описания всех обсуждавшихся экспериментальных данных с помощью единого для всех ядер феноменологического параметра C_d , определяющего амплитуду NN-функции в ядре на малых расстояниях. При этом использовано предположение о δ -образности оператора \hat{T} . Предложенная нами схема обладает двумя преимуществами: прозрачностью исходных предположений и объяснением даже абсолютных величин сечений без подгоночных параметров.



экспериментами, в сечениях кумулятивного мезообразования^{7,8,9/}.

Возвращаясь к рисунку, укажем на два овойства радиальных распределений: насыщение кр. линии $W_{6q}^A(R=0)$ для $A \geq 80$ (аналогичное насыщение проявляется и в других овойствах эффективных чисел) и уникальную (в 3,5 раза большую) плотность в центре ядра ^4He . Последнее подчеркивает особое место α -частицы для изучения ненуклонных степеней оvoidности в ядрах - именно в ней можно ожидать наиболее яркого их проявления. Серьезные указания на это имеются, наряду с обсуждавшимися выше

Литература

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977. Т.8.С.429.
2. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984. Т.15. С.1249.
3. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982. Т.13. С.613.
4. Баканский И.И., Каптарь Л.П., Резник Б.Л. и др. Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. УШ Междунар. семинар, Дубна, 1986. С.318.
5. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука. 1969.
6. Калаченский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родотвенные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат. 1985.
7. Неудачин В.Г., Чувильский Ю.М. ЯФ, 1987. Т.46. С.448.
8. Балдин А.М., Бондарев В.К., Манятовский А.Н. и др. Сообщение СИАИ, PI-1236. Дубна, 1979.
9. Baldin A.M., Bondarev V.K., Giordunescu N., et. al. Communication of JINR EI-82-472, Dubna, 1982.

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕСТРАННЫХ БАРИОНОВ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

А. Е. Инопин, Е. В. Инопин

Харьковский физико-технический институт АН УССР

1. Нами проведен расчёт связанных состояний нестранных барионов для нуклона ($0^+, \frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$) и дельта-изобары ($1^+, \frac{3}{2}, T=\frac{1}{2}$) в области энергий возбуждения $E < 1200$ МэВ. Расчёт проводился методом гиперсферических гармоник (ПТ).

2. Гамильтониан нерелятивистской кварковой модели (НРКМ) брался в виде

$$\begin{aligned}
 H &= H_0 + H_{hf} \\
 H_0 &= \sum_i \left(m_i + \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} \right) - \frac{2}{3} \sum_{i < j} \left(\frac{\mathcal{L}_{ij}}{r_{ij}} - \theta r_{ij} \right), \\
 H_{hf} &= \frac{2}{3} \sum_{i < j} \frac{\pi \mathcal{L}_{ij}}{m_i^2} \left(1 + \frac{8}{3} (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \right) \delta(r_{ij}) + \\
 &+ \sum_{i < j} \frac{2 \mathcal{L}_{ij}}{3 m_i m_j r_{ij}^3} \left[\frac{3 (\vec{s}_i \cdot \vec{p}_{ij})(\vec{s}_j \cdot \vec{p}_{ij})}{r_{ij}^2} - (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \right].
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь связанная с одноглюнным обменом часть характеризуется эффективной константой \mathcal{L}_f , запирающие кварков обеспечивается линейным потенциалом с константой θ . Часть H_{hf} является релятивистской поправкой к одноглюнному обмену.

3. Сходная задача рассматривалась во многих работах, выполненных в последние годы [1 - 4]. Широко известными работами в этом направлении являются работы *E. Karb. N. Tsqurli*, в которых применялся метод диагонализации гамильтониана в ограниченном базисе собственных функций гармонического осциллятора. Учитывались состояния с главными квантовыми числами $N = 0, 2$. Отличие гамильтониана Карла-Исгура от (I) состоит в отличии H_0 , для которого не используется потенциал одножонного обмена, а применяется потенциал общего вида, определяемый несколькими подгруппочными параметрами.

Недавно выполнено несколько работ, в которых для расчёта в ИРКМ использовался метод IT [3 - 4]. Следует отметить, однако, что в этих работах мало внимания уделяется исследованию возбужденных состояний. Кроме того, совершенно не учитываются тензорные силы, вклад которых определяется той же самой константой L_5 , что и контактное взаимодействие. При этом очень важным является то обстоятельство, что вклад контактного взаимодействия учитывается лишь в первом порядке теории возмущений.

4. В IT - методе используются гармоники, характеризующиеся гипермоментом K и обычным угловым моментом L . Для состояний положительной чётности $K = 0, 2, 4, \dots$. В наших расчётах мы ограничились значениями $K = 0, 2$. Гармоники должны также характеризоваться типом симметрии относительно перестановок трёх кварков S, A, M (симметричный, антисимметричный, смешанный). Таким образом, гармоники будут характеризоваться четырьмя квантовыми числами $KL_M \gamma (M_L - \text{проекция углового момента, } \gamma - \text{тип перестановочной симметрии})$. В явном виде

$$|000S\rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi^3}}$$

$$|200M\rangle_\eta = \frac{2}{\sqrt{\pi^3}} \kappa \eta \sin \theta \cos \mu \equiv \varphi_0^\eta \quad |21$$

$$|200M\rangle_\xi = \frac{2}{\sqrt{\pi^3}} \cos \theta \equiv \varphi_0^\xi$$

$$|22M_L S\rangle = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2}{5}} [\cos^2 \theta Y_{2M_L}(\hat{\eta}) - \kappa \eta^2 \theta Y_{2M_L}(\hat{\xi})] \equiv \varphi_{2M_L}^S$$

$$|22M_L M\rangle_\eta = \frac{8}{\sqrt{\pi^3}} \kappa \eta \sin \theta \sum_{\lambda \beta} (11\lambda\beta | 2M_L) Y_{\lambda\alpha}(\hat{\eta}) Y_{1\beta}(\hat{\xi}) \equiv \varphi_{2M_L}^\eta$$

$$|22M_L M\rangle_\xi = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2}{5}} [\cos^2 \theta Y_{2M_L}(\hat{\eta}) - \kappa \eta^2 \theta Y_{2M_L}(\hat{\xi})] \equiv \varphi_{2M_L}^\xi$$

$$|2 \frac{1}{2} M_A\rangle = \frac{8}{\sqrt{3\pi}} \sin 2\theta \sum_{\alpha\beta} (11\alpha\beta | 2M_A) Y_{\alpha}(\hat{r}) Y_{\beta}(\hat{r}) \equiv \varphi_1^A$$

$$\hat{r} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad \hat{r}' = \frac{1}{\sqrt{6}} (\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3)$$

где $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ - координаты кварков, т.е. \hat{r}, \hat{r}' - векторы Якоби, $\cos \theta = (\hat{r} | \hat{r}')$, θ - гиперсферический угол, индексы α или β определяют компоненты двумерного представления группы перестановок трёх кварков.

5. Спин-изоспиновая волновая функция также относится к одному из трёх типов перестановочной симметрии. Учитывая, что цветовая функция является перестановочным антисимметричным синглетом, приходим к выводу, что следует спин-изоспиновые функции скомбинировать с гиперсферическими гармониками таким образом, чтобы полученная функция являлась симметричной относительно любой перестановки трёх кварков. Такая функция будет характеризоваться квантовыми числами $KL\bar{V}STJM_f$, совокупность которых может быть названа каналом, а такая функция - каналовой функцией.

Функции каналов для $T = \frac{1}{2}, J^P = \frac{1}{2}^+$ (нуклон)

1) $K = 0, L = 0, \nu = S$, спин $S = \frac{1}{2}$

$$\Psi_1 = \varepsilon^{-1/2} \varepsilon^{-1/2} (\chi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^S \chi_{\frac{1}{2}}^{T1} + \chi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\eta} \chi_{\frac{1}{2}}^{T\eta})$$

2) $K = 2, L = 0, \nu = M$, спин $S = \frac{1}{2}$

$$\Psi_2 = \frac{1}{2} \{ \chi_{\frac{1}{2}}^{T\eta} (\chi_{\frac{1}{2}}^S \varphi_0^{\eta} + \chi_{\frac{1}{2}}^{\eta} \varphi_0^S) + \chi_{\frac{1}{2}}^{T1} (\chi_{\frac{1}{2}}^{\eta} \varphi_0^{\eta} - \chi_{\frac{1}{2}}^S \varphi_0^S) \}$$

3) $K = 2, L = 2, \nu = M$, спин $S = \frac{1}{2}$

$$\Psi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \chi_{\frac{1}{2}}^{T\eta} [\varphi_2^{\eta}, \chi_{\frac{1}{2}}]_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + \chi_{\frac{1}{2}}^{T1} [\varphi_2^S, \chi_{\frac{1}{2}}]_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \}$$

4) $K = 2, L = 1, \nu = A$, спин $S = \frac{1}{2}$

$$\Psi_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \chi_{\frac{1}{2}}^{T\eta} [\varphi_1^{\eta}, \chi_{\frac{1}{2}}]_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} - \chi_{\frac{1}{2}}^{T1} [\varphi_1^S, \chi_{\frac{1}{2}}]_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \}. \quad (3)$$

Здесь квадратные скобки означают обычную связь двух угловых моментов в полный угловой момент.

Функции каналов для $T = \frac{1}{2}, J^P = \frac{3}{2}^+$ (дельта-изобара)

1) $K = 0, L = 0, \nu = S$, спин $S = \frac{3}{2}$

$$\Psi_1 = \varepsilon^{-1/2} \chi_{\frac{3}{2}}^S$$

2) $K = 2, L = 2, \nu = S$, спин $S = \frac{3}{2}$

$$\Psi_2 = [\varphi_2^S, \chi_{\frac{3}{2}}]_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}}$$

3) $K = 2$, $L = 2$, $V = M$, спин $S = 1/2$,

$$\Psi_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \left([\chi_2^{\frac{1}{2}}, \chi_2^{\frac{3}{2}}]_{1/2, 1/2} + [\chi_2^{\frac{1}{2}}, \chi_2^{\frac{3}{2}}]_{1/2, 1/2} \right). \quad (4)$$

6. Полная волновая функция бариона представляет собой линейную комбинацию канальных функций с коэффициентными функциями, зависящими от гиперсферического радиуса $\rho = (r^2 + r'^2)^{1/2}$,

$$\Phi = \rho^{-5/2} \sum_i F_i(\rho) \Psi_i. \quad (5)$$

После подстановки в уравнение Шрёдингера получается система обыкновенных дифференциальных уравнений для функций $F_i(\rho)$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} + 2\mu_i (W_{ii}(\rho) - E) \right\} F_i(\rho) = 2\mu_i \sum_n W_{in}(\rho) F_n(\rho), \quad (6)$$

где $W_{in} = \sum \int \psi(\rho, \Omega, \bar{s}, \bar{s}') d\Omega^n$, т.е. матричный элемент, получающийся в результате интегрирования по угловым и суммирования по спин-изоспиновым переменным. Результирующие величины приводятся ниже.

7. Систему дифференциальных уравнений мы сводили к системе уравнений первого порядка, а эту систему интегрировали путём нахождения полного набора решений Коши и формированием нужного решения путём наложения граничных условий: $\Phi(\rho=0) = 0$, $\Phi(\rho=R) = 0$. Для R здесь выбиралось значение, заметно превышающее радиус бариона $r_0 \sim 1 \text{ фм}$ ($R > 3 \text{ фм}$). Правильность выбора этой точки проверялась неизменностью получаемых результатов от увеличения R .

Важным обстоятельством являлось то, что потенциалы $\sim \rho^{-3}$, возникающие в контактном и тензорном членах, приводят к явлению "падения частицы на силовой центр" ¹⁵⁾, что выражается в неограниченном уменьшении энергии основного состояния. Это обстоятельство связано с некорректностью данной модели для описания области малых расстояний ρ . Для устранения этого явления мы регуляризуем потенциал путем замены $\rho^{-3} \rightarrow (\rho^2 + \rho_0^2)^{-1}$, где ρ_0 - дополнительный параметр модели.

8. В таблице представлены результаты наших расчётов. Главное отличие этих результатов от результатов предыдущих работ - значительно более богатый спектр. Так, в области энергий возбуждения нуклона до 1200 МэВ мы имеем, вместе с основным, тринадцать состояний $1/2^+$. В работах ^{1,2/} здесь только пять состояний. В работах ^{3,4/} здесь четыре состояния. Это естественно, т.к. в работах ^{1,2/} соответствующий базис (при $N \leq 2$) состоит только из пяти состояний, в работе ^{3/} малое число каналов входит в расчёт, авторы отбрасывают каналы с $K=2$. В нашем подходе мы имеем, подобно Карлу и Изгору, тоже четыре канала, но за

счёт изменения числа узлов гиперрадиальных функций, число получающихся состояний сильно возрастает. При сравнении с экспериментом, богатство полученного спектра ставит альтернативу: или экспериментальные данные носят окончательный характер, и тогда необходимо пересмотреть вопрос о виде и параметрах потенциалов, или возможны новые данные о резонансах — их количестве, расположении, ширинах в рассматриваемой области, и тогда наши результаты могут быть полезными при интерпретации этой новой информации. В пользу второй возможности говорят недавно полученные данные 16 о вероятности существования расщепления $4/2^+$ резонанса с массой 1440 МэВ (Роперовский резонанс). Не исключено, что подобные структуры могут быть обнаружены и у других барионных резонансов.

ТАБЛИЦА : Спектр масс резонансов $N \frac{1}{2}^+$, $\Delta \frac{3}{2}^+$, МэВ

Результаты работы /1/		Наш расчёт	Эксперимент
$N \frac{1}{2}^+$	939	940	938,2
		1419	
	1405	1574	1440
		1629	
		1683	
	1705	1760	1710
		1871	
		1924	
	1890	1975	1900
		2061	2100
$\Delta \frac{3}{2}^+$		2154	
	1925	2205	
		2260	
	1230	1231	1232
		1618	
	1780	1665	1600
		1677	
	1925	1906	1920
		1942	
	1975	1952	

ЛИТЕРАТУРА

- /1/ G.Karl, N.Isgur. Phys.Rev., 1979, v.D19, No.9, p.2653-2677.
- /2/ G.Kaluran. Nuov.Cim., 1986, v.A94, No.3, p.219-248.
- /3/ R.Nag et al. Phys.Rev., 1987, v.D36, No.9, p.2789-2799.
- /4/ А.М.Бадалян, Д.И.Киторова, Д.С.Парийский. ЯФ, 1987, т.46, вып.1, с.226
А.М.Бадалян, Д.И.Киторова. ЯФ, 1988, т.47, вып.3, с.807
- /5/ Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М. Наука, 1978, с.305
- /6/ R.Arndt, F.Roper, K.Ford. Phys.Rev., 1985, v.D32, p.1085.

РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ И ДИССОЦИАЦИИ ЯДЕР НА НУКЛОНЫ

В.С.Ставинский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В этой работе мы рассмотрим наиболее информативные экспериментальные данные по взаимодействиям адронов, которые по постановке эксперимента, определяющей кинематические переменные реакции, могут дать информацию о кварковой структуре ядер ^{1/1}.

Возможность изучать экспериментально кварковую структуру адронов и ядер, в частности, на расстоянии порядка 10^{-14} см, основана на двух предположениях, требующих детальной проверки:

(х) импульс и угол эмиссии, рожденной во взаимодействии частицы, соответствуют, по определенному алгоритму, кинематическим характеристикам кварка-прародителя.

(хх) в таких постановках эксперимента эффекты ослабления потоков частиц до взаимодействия и перераспределения в конечном состоянии, составляющие основу традиционных подходов использования ядра как мишеней-анализаторов, несущественны.

В этих предположениях проведен анализ накопленного экспериментального материала по кумулятивному рождению частиц в различных теоретических подходах ^{1/2}. Из цитируемых работ следует, что вероятность наблюдения инклюзивных частиц определяется кварк-партоновой структурной функцией ядра $G(x)$. При этом функция распределения жестких кварков по импульсам $G(x)$ обусловлена либо малонуклонными корреляциями, либо, в области больших x , с добавлением нового объекта-флуктона (B_q , q и т.д. состояния).

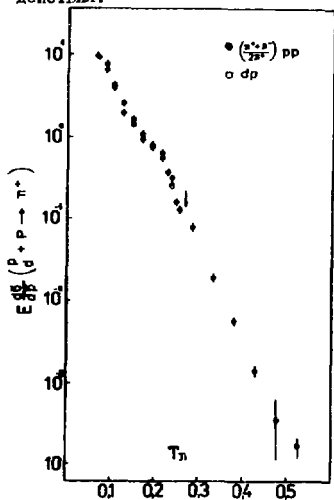
В любом случае, в конечном итоге, универсальное поведение спектров вторичных частиц определяется универсальной функцией одной переменной X . Естественно отождествить эту функцию со структурной функцией ядра $G(X)$. В этом смысле среди всех теоретических работ необходимость исследования структурной функции ядра для понимания экспериментальных данных наиболее четко сформулирована в работе ^{1/3}.

Цель настоящего обзора состоит в том, чтобы систематизировать экспериментальный материал, необходимый для дальнейшего теоретического анализа, и проиллюстрировать новый подход к проблеме кумулятивного рождения частиц и частиц с большим поперечным импульсом ^{1/4}.

КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

На основе автомодельности и аналогии с точечным взрывом /1/ было сделано предсказание о величине сечения рождения пионов при взаимодействии релятивистских ядер в области кинематических переменных за пределами нуклон-нуклонной кинематики. Первое упрощенное представление о механике рождения пионов ядрами дейтерия /5/ подтвердило предсказание о масштабном-инвариантном подобии спектров пионов в дейтрон-ядерном и нуклон-ядерном взаимодействии в зависимости от переменной $P_{\pi} / P_{\pi}^{max}(D)$ (в этой переменной для дейтрон-ядерного взаимодействия $P_{\pi}^{max}(D)$ — максимально возможный импульс рожденного пиона, когда вся кинетическая энергия дейтрона как целого передается рожденной частице). Однако, очевидно, что спектры вторичных частиц для фрагментации ядра урана не могут быть универсальными по переменной $P_{\pi} / P_{\pi}^{max}(U)$, где $P_{\pi}^{max}(U)$ — максимальный импульс рожденного пиона, которому передана кинетическая энергия всех нуклонов ядра урана.

С другой стороны, в первом приближении, пока энергия рожденных пионов не превышает максимально возможную в нуклон-нуклонном взаимодействии, энергетический спектр должен повторить спектр NN — взаимодействия.



На рис. I показаны экспериментальные данные по энергетической зависимости (кинематическая энергия пионов в ГэВ) для угла наблюдения 180° /6,15/ инвариантных сечений пионов в dp - и pp -взаимодействиях, при импульсе сталкивающихся частиц 8,9 ГэВ/с на нуклон. Открытый символ — dp -взаимодействие, закрытый — полусумма сечений рождения положительных и отрицательных пионов в pp -взаимодействии. Из рис. I видно, что в области кинематики NN -взаимодействия (почти до кинематического предела, на рисунке показан стрелкой) сечения рождения пионов практически совпадают.

Новое явление, совершенно неожиданное с точки зрения традиционных представлений о ядре, состоит в том, что, как видно из рисунка I,

при энергиях рожденных пионов ядрами дейтерия при $T > T^{max}(NN)$ параметр наклона спектра (среднее значение T по спектру) остается почти таким, как в NN -взаимодействии. Такой же характер энергетических зависимостей был получен и для других ядер ^{/7,8/}, причем эти измерения были выполнены при разных импульсах на нуклон взаимодействующих ядер 4,45; 6,3; 8,9 ГэВ/с N.

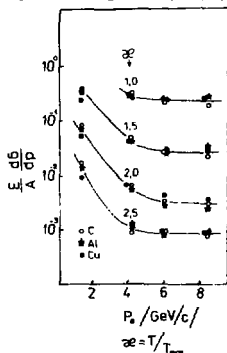


Рис.2

На рис.2 эти инклюзивные сечения показаны вместе с данными работы ^{/8/} для импульса 1,5 ГэВ/с N. Из рис.2 видно, что, начиная с импульсов на нуклон ~ 4 ГэВ, сечение рождения пионов в кинематической области $T > T^{max}(NN)$ стремится (сверху) к константе. Причем, это масштабно-инвариантное поведение инвариантных сечений, нормированных на нуклон ядра в первом приближении, не зависит от атомного веса ядра (C, Al, Cu). В дальнейшем был исследован большой набор ядер ^{/9/}, где было твердо и впервые для адронных процессов установлено, что инклюзивные сечения пропорциональны объему ядра.

Таким образом, отмеченные выше экспериментальные факты:

- 1) приближенное равенство параметра наклона, характеризующего экспериментальный спектр рожденных частиц при $T < T^{max}(NN)$ и $T > T^{max}(NN)$;
- 2) масштабно-инвариантный характер инклюзивных сечений при $T > T^{max}(NN)$ в зависимости от переменной $T/T^{max}(NN)$;
- 3) пропорциональность инклюзивных сечений объему ядра (усиленная A-зависимость) позволяют заключить, что в ядро-ядерных столкновениях обнаружено новое явление, получившее название кумулятивный эффект.

По существу каждый из трех пунктов представляет собой новый и нетривиальный факт, однако они объединены одним общим предсказанием ^{/1/}, основанным на локальном характере ядро-ядерных взаимодействий, и были предсказаны до их экспериментального обнаружения.

КВАРК-ПАРТОННАЯ СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ ЯДРА

С точки зрения современных представлений о взаимодействии адронов импульсные распределения вторичных частиц соответствуют импульсным распределениям конstituентов (кварков). Естественно было предположить, что наблюдаемая универсальность и независимость от первичной энергии спектров наблюдаемых кумулятивных адронов соответствует импульсному распределению кварков в ядре ^{/10/}.

Анализ экспериментальных данных /11/ по кумулятивному рождению частиц в переменных $X^{1/2}$ и P_1^2 показал, что обнаруживается приближенная ($\pm 15\%$) факторизация зависимостей инклюзивных сечений

$$\frac{1}{A_n} E \frac{d^6}{d\beta} = G_0 G(x) \cdot \psi(P_1^2), \quad (1)$$

причем

$$\psi(P_1^2) = 0.9 e^{-2.7 P_1^2} + 0.1, \quad (2)$$

A_n — атомный вес ядра-излучателя и $G(x)$ — его кварк-партоновая структурная функция.

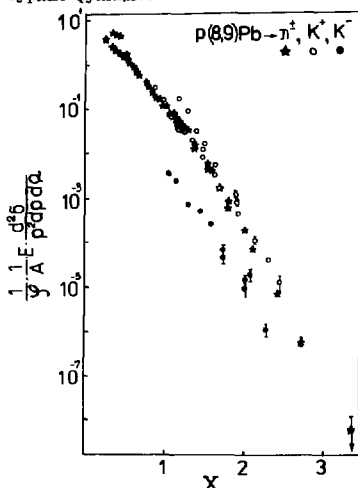


Рис.3

На рис.3 приведена найденная из соотношения (1) кварк-партоновая структурная функция ($G_0 G(x)$) для ядра свинца в зависимости от переменной X , а на рис.4 показаны экспериментальные данные для разных углов наблюдения в зависимости от кинетической энергии инклюзивной частицы (π^+ , K^+ , \tilde{P}), использованные для рис.3. Из сопоставления рисунков 3 и 4 можно сделать очень важный вывод: кумулятивное рождение частиц, сильно зависящее от угла наблюдения инклюзивной частицы, ее энергии и сорта (рис.4), в переменной X (рис.3) характеризуется единой функцией

$G(x)$, которую естественно отождествить с кварк-партоновой

структурной функцией ядра. Функция $G(x)$ для $x > 1$ имеет простой экспоненциальный вид

$$G(x) \sim \exp(-x/\langle x \rangle), \quad (3)$$

где $x \approx 0,14$.

На рис.5 приведены экспериментальные данные по отношениям структурных функций для разных частиц при $x > 1$, полученные из кумулятивного рождения и при $x < 1$ по данным работы /13/.

Из рисунка 5 видно, что:

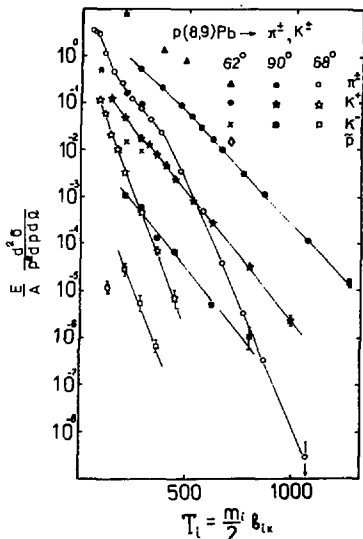


Рис. 4

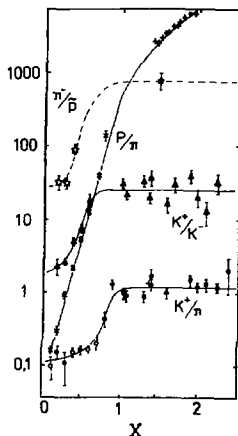


Рис. 5

1. Все структурные функции при $X > 1$ имеют одинаковую аналитическую зависимость от X ;

2. отношение структурных функций K^+/π^+ при $X > 1$ близко к единице, что естественно ожидать из простой фрагментационной модели $^{11/}$, так как K^+ и π^+ -мезон содержат одинаковые валентные кварки;

3. отношение структурных функций $K^+/K^- \approx 20-30$, что можно понять из фрагментационной модели как подавление морских кварков, но независимость этого отношения от X говорит о том, что в жесткой части спектра зависимости от X для валентных и морских кварков тождественны;

4. рассматриваемые отношения структурных функций при $X < 1$ в зависимости от аргумента плавно переходят к асимптотическим величинам в кумулятивной области;

5. наблюдается интересная закономерность "крантования" отношений структурных функций в кумулятивной области

$$\frac{K^+}{\pi^+} \sim 1; \quad \frac{K^+}{K^-} \sim 30; \quad \frac{p}{\pi^-} \sim 900.$$

Следует особо подчеркнуть, что найденная из анализа данных по кумулятивному рождению частиц зависимость от P_1^2 (2) очень слабая. Можно думать, что учет влияния структурной функции снаряда в простой зависимости (1) даст еще более слабую зависимость от P_1 .

Таким образом, можно сделать общий вывод, что экспериментальные величины инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц, как основные закономерности данных, так и детали, обусловленные энергетическими и массовыми поправками, описываются кварк-партоновой структурной функцией ядра.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения частиц P^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p} , d на ядрах A_n (излучатель) при бомбардировке их ядрами A_c (снаряд):

$$A_c + A_n \rightarrow P^{\pm}, K^{\pm}, p^{\pm}, d \quad (4)$$

мы будем характеризовать инвариантными величинами, равными

$$\frac{1}{A_n} E \frac{d^6}{d^3p} = \frac{1}{A_n} \cdot \frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^3\sigma}{dp d\cos\theta d\varphi} = \frac{1}{A_n} 2\alpha \frac{d^3\sigma}{d\alpha dp_1^2 d\varphi} \quad (5)$$

в единицах $[mb \text{ ГэВ}^{-2} \text{ ср}^{-1}]$.

В качестве ядер-снарядов использовались p , d , C , Si , Pb . В качестве ядер-излучателей изучен широкий набор ядер, из которых основные H , D , He , Al , Pb .

Ядро водорода необходимо для получения данных по нуклон-нуклонным столкновениям, т.е. "элементарного акта", необходимого для сопоставления с данными по ядро-ядерному взаимодействию. В различного рода неварковых подходах эти данные используются в чистом виде с предположением о внутриядерном движении нуклонных степеней свободы. Ядро дейтерия интересно в этом отношении тем, что это единственный объект, для которого известна волновая функция в нуклонных степенях свободы 14 . Ядро гелия легчайшее из ядер, для которого имеющиеся на опыте максимальные величины переменной X еще не превосходили атомный вес ($A_n = 4$). Ядра алюминия представляют собой простейшие из сформировавшихся в смысле распределения ядерной плотности ядра и для исследования влияния протяженной ядерной среды используются ядра свинца. Эти ядра изучены наиболее подробно.

Для изучения A -зависимости рождения частиц использовался широкий набор ядер, включая разделенные изотопы:

$$\begin{array}{ccccccc} Li^6, & Be, & Mg, & Si, & Fe^{54}, & Ni^{58}, & Cu, Zn^{64}, & Sn^{112}, & Sm^{144}, & W^{182}, & U \\ & & & & Fe^{56}, & Ni^{61}, & & Sn^{118}, & Sm^{154}, & W^{186}, & \\ & & & & Fe^{58}, & Ni^{64}, & & Sn^{124}, & & & \end{array}$$

Величины инклюзивных сечений приращены для данного угла наблюдения и импульса инклюзивной частицы (θ , p) в системе ядра-излучателя (A_n) для разных импульсов на нуклон ядра-снаряда. Графическое представление данных выполнено в переменной $S_{min}^{1/2}$ - минимальной энергии столк-

важных конstituентов, необходимой для рождения инклюзивной частицы /15/.

Аргумент $S_{min}^{1/2}$ есть нетривиальное обобщение переменной X_M - минимальной массы мишени, которую мы нашли в предположении, что $X_C = 1$. В общем случае

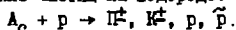
$$S_{min}^{1/2} = \left\{ (X_C P_C + X_M P_M)^2 \right\}^{1/2} \quad (6)$$

Обобщение переменной X_M состоит в том, что теперь мы находим минимум не только по величине X_M , но фактически по величинам X_C и X_M . Для процессов кумулятивного типа оказывается, что X_C мало, порядка отношения энергии рожденной частицы к энергии снаряда, так что $S_{min}^{1/2}$ в основном определяется массой мишени.

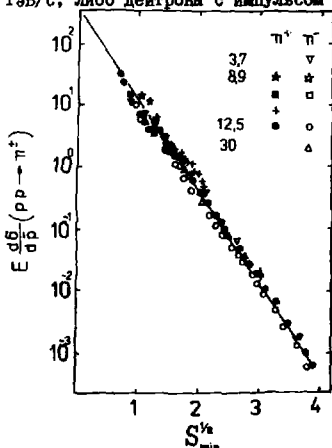
Экспериментальные данные по реакции (4) мы разбиваем на две группы. Группа А - рождение частиц и группа В - диссоциация на нуклоны и дейтроны.

А. РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

§ I Рождение частиц на водороде:



В качестве ядра-снаряда использовались либо протоны с импульсом 8,9 ГэВ/с, либо дейтроны с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон.



На рис.6 показана зависимость инклюзивных сечений pp-взаимодействия вместе с данными работ при разных энергиях в функции минимальной энергии $S_{min}^{1/2}$. Символом (v) показан энергетический спектр (от 0,3 до 1,3 ГэВ/с) π -мезонов под углом эмиссии 32° для первичных протонов с импульсом 3,72 ГэВ/с /16/. Символами (★ (■), ☆ (□)) показаны энергетические зависимости для угла наблюдения 180° (62°) для π^+ и π^- -мезонов соответственно и (+) - угловая зависимость для pp-взаимодействия при импульсе 8,9 ГэВ/с. Символами (●) и (○) показана угловая зависимость ($0^\circ + 33^\circ$) для импульса $\sim 3,5$ ГэВ/с π^+ и π^- мезонов соответственно при импульсе

Рис.6
первичных протонов 12,5 ГэВ/с /17/ и символами (Δ) показана энергетическая зависимость (2,9 + 9,4 ГэВ/с) для угла наблюдения π^- мезонов $9,2^\circ$ для первичных протонов с энергией 30 ГэВ /18/.

Следует заметить, что на рисунке приведены только те данные из цитируемых работ, для которых решение задачи на минимум дают величины χ_c и $\chi_n \leq 1$.

На рисунке 7 показаны величины инклюзивных сечений рождения K^+ мезонов и антипротонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях в зависимости

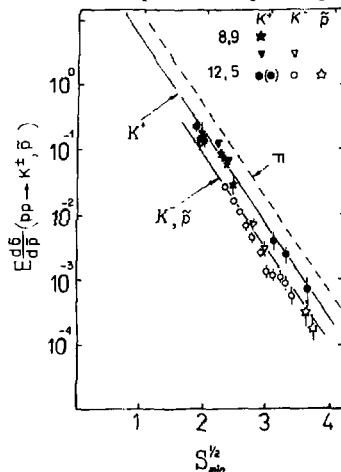


Рис. 7

от минимальной энергии сталкивающихся конstituентов. Символами (∇) и (∇) показаны экспериментальные данные по энергетической зависимости для K^+ и K^- мезонов, символами (\star) — данные из угловой зависимости рождения K^+ мезонов. Символами (\bullet) показана угловая зависимость ($90^\circ + 22^\circ$) для импульса $P_K \approx 3,7$ ГэВ/с и (\circ) — импульсная зависимость ($2,3 + 3,2$ ГэВ/с) для угла наблюдения 14° для K^+ мезонов. Символами (\circ) показаны данные для K^- мезонов (угловая зависимость ($80^\circ + 18^\circ$) для импульса 3,65 ГэВ/с) и (\star) — данные по рождению антипротонов ($\theta \sim 80^\circ$, $p \sim 4,4$ ГэВ/с). Все приведенные данные получены при импульсе первичных протонов 12,5 ГэВ/с [17]. Пунктиром на рисунке показана зависи-

мость экспериментальных сечений рождения пионов (рис. 6).

Все приведенные на рисунках 6 и 7 экспериментальные данные соответствуют изменению кинематических переменных в интервалах

$$\begin{aligned} 0,1 &\leq \chi_c \leq 1 \\ 0,1 &\leq \chi_n \leq 1 \\ 0 &\leq P_L^2 \leq 3 \text{ (ГэВ/с)}^2 \\ 3 &\leq P_c \leq 30 \text{ ГэВ/с.} \end{aligned}$$

Как видно из рисунков 6 и 7, рассмотренные экспериментальные данные по инклюзивному рождению частиц разного сорта описываются простой экспоненциальной зависимостью от переменной $S_{\min}^{1/2}$ (в ГэВ):

$$E \frac{d\sigma}{dp} = G_i \exp \left(- S_{\min}^{1/2} / \langle S_{\min}^{1/2} \rangle \right), \quad (7)$$

где $\langle S_{\min}^{1/2} \rangle \approx 0,3$ ГэВ, а G_i (мб ГэВ $^{-2}$ ср $^{-1}$) равна

	π^+	π^-	K^+	K^-	p
G_i	280	220	140	54	54

Таким образом, мы имеем простой алгоритм описания инклюзивных сечений рождения частиц в "элементарном" нуклон-нуклонном взаимодействии (соотношение (7)), который может быть использован в различных теоретических подходах для описания ядро-ядерных взаимодействий.

§ 2 Рождение частиц на дейтерии

В качестве ядра-снаряда использовались либо протоны с импульсами 8,9 ГэВ/с, либо дейтроны с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон.

На рис.8 показаны экспериментальные данные по инклюзивным сечениям

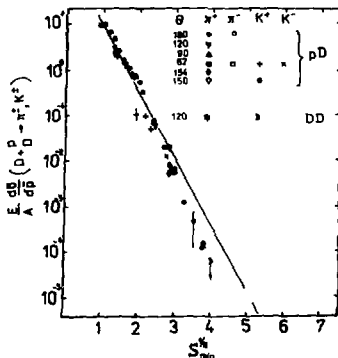


Рис.8

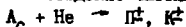
рождения P^+ и K^+ -мезонов в зависимости от $S_{min}^{1/2}$ (в ГэВ). Линия на рисунке соответствует экспериментальным данным $pp \rightarrow P^+$ из предыдущего параграфа. Как видно из обозначений на рисунке, наиболее подробные данные получены для P^+ -мезонов. Вся совокупность экспериментальных данных описывается единой зависимостью от $S_{min}^{1/2}$. Таким образом, можно говорить о том, что имеется полная информация о рождении частиц на ядрах дейтерия:

1. разные первичные энергии (4,45 и 8,9 ГэВ/с);
2. разные ядра-снаряды (протоны

и дейтроны):

3. разные углы наблюдения (62° , 90° , 120° , 150° , 154° , 180°);
4. разные сорта инклюзивных частиц Π^+ , Π^- и, что особенно существенно, K^+ и K^- .

§ 3 Рождение частиц на ядрах гелия



Как и для дейтерия, для ядра гелия мы имеем практически полный опыт по инклюзивному рождению частиц разного сорта.

На рисунке 9 эти данные показаны в зависимости от $S_{min}^{1/2}$. Как видно из рисунка, экспериментальный материал получен при облучении ядер гелия протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с (а) и дейтронами с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон (с).

В первом приближении вся экспериментальная информация группируется около простой экспоненциальной зависимости, причем линией на рисунке показана зависимость, соответствующая $p \rightarrow \Pi^+$ реакции.

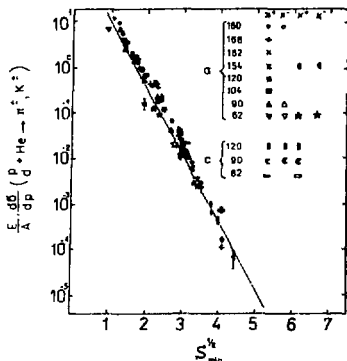


Рис. 9

рованном угле наблюдения 119° в работе ^{/19/}. Эти данные существенно проясняют ситуацию в области $X_m > 3$ и отражены на иллюстрациях.

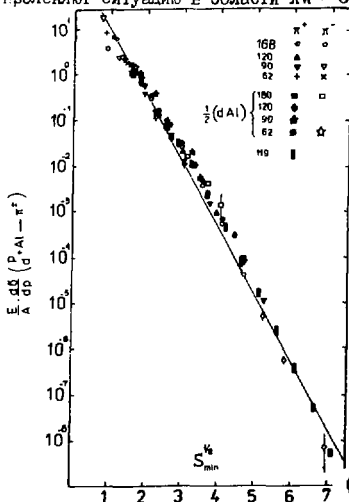
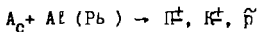


Рис. 10

лон инклюзивных сечений рождения пионов при взаимодействии с ядрами

Как видно из рисунка, в случае ядра гелия не наблюдается отклонений и при больших величинах $S_{\text{min}}^{1/2}$ (до 4,5 ГэВ).

§ 4. Рождение частиц на ядрах алюминия и свинца



В качестве ядра-снаряда (A_c) использовались протоны с импульсом 8,9 ГэВ/с и 4,45 ГэВ/с и дейтроны с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон. Наиболее точные измерения сечений рождения кумулятивных частиц при больших величинах X выполнены электронной методикой при фиксированном угле наблюдения 119° .

На рисунке 10 показаны экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения пионов, нормированных на нуклон излучающего ядра (A_m) для алюминия и на рис. 11 для свинца. Линией показана зависимость для реакции $p \rightarrow \pi$.

На рис. 12 и 13 показаны данные для рождения K-мезонов и антипротонов. Через экспериментальные точки, соответствующие K^+ и K^- , проведены прямые линии с тем же наклоном (средняя линия — это данные $p \rightarrow \pi$).

На рисунках 10+ 13 разные углы наблюдения показаны разными символами. Угол наблюдения 119° это данные работы ^{/19/}.

Из этих иллюстраций можно сделать следующие выводы:

I. Величины нормированных на нуклон инклюзивных сечений рождения пионов при взаимодействии с ядрами

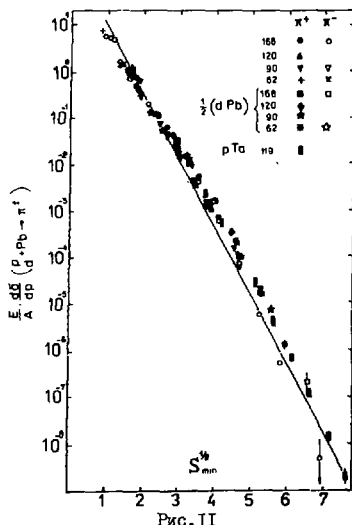


Рис. II

алюминия и свинца близки друг к другу и равны сечениям рождения пионов в pp -взаимодействии в зависимости от $S_{min}^{1/2}$. При этом большие значения аргумента в кумулятивном рождении определяются малыми значениями χ_c (и, следовательно, малая доля энергии снаряда определяет взаимодействие) и большими величинами χ_n , а большие значения аргумента в NN -взаимодействии соответствуют большим величинам χ_c .

2. Величина нормированных на нуклон инклюзивных сечений рождения K^- -мезонов и антипротонов для ядер алюминия и свинца близки друг к другу, описываются экспоненциальной зависимостью с тем же наклоном ($< S_{min}^{1/2} >$), но β_i (в выражении (7)) равно $100 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ на нуклон.

3. Для K^+ -мезонов при сохранении параметра наклона наблюдается зависимость параметра β_i как от угла наблюдения, так и от ядра-излучателя. Эту проблему мы обсудим ниже при рассмотрении A -зависимости рождения кумулятивных частиц.

Рассмотренные в параграфах I-4 экспериментальные данные по рождению разного сорта частиц с разными энергиями под разными углами наблюдения, полученные при облучении разных ядер-излучателей ядрами-снарядами разного сорта и разных энергий, как видно из рисунков 6-13, описываются простой экспоненциальной функцией одной переменной $S_{min}^{1/2}$ — минимальной энергией сталкивающихся конститuentов (подструктур взаимодействующих ядер). Это главный и нетривиальный вывод из экспериментального материала.

§ 5. A_n -зависимость инклюзивных сечений

Мы уже отмечали выше, что при исследовании кумулятивного рождения частиц мы обнаружили усиленную (пропорционально атомному весу, а не площади ядра) A -зависимость. Поэтому мы будем рассматривать инклюзивные сечения рождения частиц, нормированные на атомный вес ядра ($\frac{1}{A_n} E \frac{d\sigma}{d\beta}$), чтобы рассмотреть детали отклонения от пропорциональности A_n .

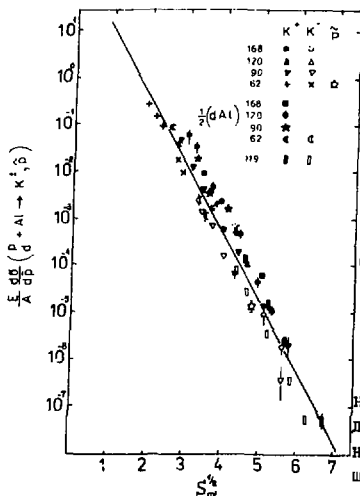


Рис.12

изотопы) к ядру свинца для рождения π^+ -мезонов (\bullet) с $X_H^{(\pi)} \sim 1,3$ (импульсы 0,500 ГэВ/с, угол наблюдения 180°). Ядра облучались протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Символом (\circ) показано отношение сечений рождения π^- и π^+ для каждого из изученных ядер. Символами (\blacktriangle) и (\triangle) показаны соответствующие величины для близких значений X_H из работы /19/.

Во-первых, из рисунка видно, что есть согласие в экспериментальных данных разных работ.

Во-вторых, видно, что в деталях A -зависимость очень нерегулярна: сечение для ближайших ядер-изотопов изменяется сильнее, чем усредненный характер зависимости.

Более того, для удобства мы будем рассматривать отношения этих сечений, взяв за нормирующее ядро свинец. На рис.14 приведены отношения

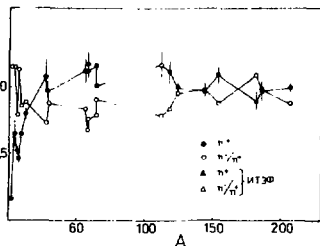


Рис.14

нормированных на $A_{\text{инк}}$ инклюзивных дифференциальных сечений для данного ядра $A_{\text{ин}}$ (из приведенного выше списка, включая разделенные

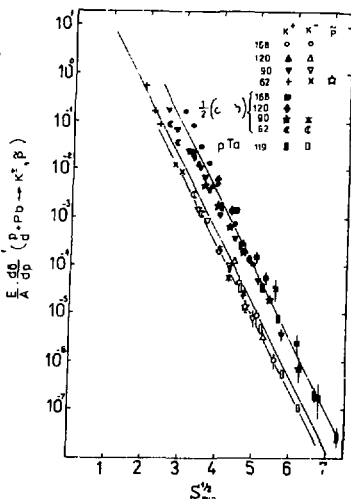


Рис.13

В-третьих, заметно отклонение от единицы для легких ядер, слабое превышение над единицей для средних и подавление Π^- -мезонов по сравнению с Π^+ для ядер среднего атомного веса.

Из рисунка видно, что ошибки измерений велики, они сравнимы с масштабом нерегулярностей. Однако, поскольку выход протонов, регистрируемых установкой, одновременно с Π^+ -мезонами на два порядка больше, то для них с точностью порядка одного процента был установлен изотопический эффект: выход протонов и ядер-изотопов не зависит от избытка нейтронов ^{17,9/}. Затем было показано ^{120/}, что выход нейтронов не зависит от избытка протонов.

Для детального исследования этого явления на пионах была набрана статистическая точность на уровне одного процента для сечений рождения Π^+ и Π^- -мезонов. Измерения выполнены для импульса пионов 0,500 ГэВ/с с углом наблюдения 120° при облучении ядер протонами с импульсом 4,45 ГэВ/с. Эти данные показаны на рис.15. На этом же рисунке показаны данные для K^+ вместе с аналогичными измерениями, выполненные в работе ^{19/}, а также приведена для сопоставления кривая (указаны стрелкой р) для А-зависимости выхода протонов.

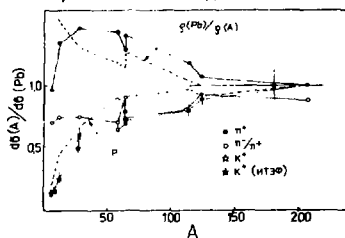


Рис.15

Из рисунка видно, что:

1. Величины сечений, полученные в разных работах, совпадают;
2. А-зависимости рождения K^- -мезонов и протонов близки и характеризуются сильным "подавлением" выхода частиц не только на легких ядрах, но и ядрах среднего атомного веса ("подавление" это наша точка зрения, но может быть, этот факт свидетельствует и о резком возрастании выхода p и K^+ с ростом A);

3. Сечение рождения Π^+ -мезонов, нормированных на нуклон излучающего ядра в области средних атомных весов, существенно превышает соответствующую величину для тяжелых ядер. Одновременно можно видеть, что выход Π^- -мезонов оказывается сильно подавлен относительно Π^+ .

А-зависимость для разделенных изотопов имеет ярко выраженную нерегулярность ("зуб") — для группы из изотопов никеля, цинка и меди и "ступеньку" для изотопов олова. На этом же рисунке показано отношение "средних нуклонных плотностей" (отношение A к объему, определенному по среднеквадратичному электромагнитному радиусу ядра).

Из сопоставления этого отношения и отношения дифференциальных сечений следует:

1. Предэкспоненциальный множитель в любых аппроксимациях энергетических зависимостей пропорционален скорее объему ядра $\frac{4}{3}\pi R_A^3$, а не его атомному весу;

2. Детали, характерные для ядер-изотопов, в значительной степени обусловлены нерегулярностью зависимости объема ядра от его атомного веса.

Что можно сказать об A -зависимости сечений рождения K^+ -мезонов, близкой к A -зависимости выхода протонов? Как будет видно из раздела, посвященного диссоциации ядер на нуклоны, эксперимент и его интерпретация [12] с большой достоверностью отвергают наличие вторичных взаимодействий в излучающих ядрах. В этом случае подавление выхода протонов может быть обусловлено некоторым "параметром нелокальности", так что сечение пропорционально не объему ядра, а величине

$$\frac{4}{3}\pi (R_A - \rho)^3 \quad (8)$$

Рождение K^+ -мезона связано с рождением Λ -гиперона, т.е. затрагивает нуклонные степени свободы ядра. Видимо, это и обуславливает сходство A -зависимостей для протонов и K^+ -мезонов.

Оценки показывают, что $\rho \sim 1$ фм.

Мы уже отмечали выше, что в структурной функции ядра $e^{-x/\langle\lambda\rangle}$ параметр $\langle\lambda\rangle \simeq 0,14$ близок к величине средней ядерной плотности ядер. Это представляется естественным, т.к. $X_H m_H$ — по смыслу минимально возможная масса мишени.

На рисунке 16 показана зависимость отношения параметров $\langle X \rangle$ для разных ядер к параметру $\langle X \rangle$ для ядра свинца [21] (о). На этом же рисунке символом (●) для Π^+ -мезонов и (★) для K^+ -мезонов показаны результаты, полученные в работе [19]. Кроме того, на рисунке показана кривая отношения ядерных плотностей (рис. 15).

Видно, что экспериментальные данные по отношению параметров для разных ядер в разных работах согласуются друг с другом.

Рис. 16

Тенденция зависимости этого отношения от A соответствует изменению ядерных плотностей.

Здесь уместно заметить, что интеграл от дифференциального сечения, поскольку он пропорционален произведению $\sigma_i \langle x \rangle$,

слабо зависит от A .

Зависимость инклюзивных сечений рождения частиц (пионов) в реакции



от массы ядра-снаряда исследована в работе [22].

При импульсе на нуклон 2,9 ГэВ/с была изучена зависимость сечения рождения отрицательных пионов с разными импульсами (угол наблюдения 180° в системе покоя ядра-излучателя гелия) при "облучении" ядрами-снарядами С, Си, Рь.

В этих исследованиях было получено, что инклюзивное сечение можно аппроксимировать зависимостью

$$E \frac{d\sigma}{dp} (A_c) \approx G \cdot A_c^n (P_n) \quad (9)$$

При этом показатель $n \sim 2/3$ для $P_n \approx 0$ и $n = 0,4$ в кумулятивной области ($X_n \geq 1$).

В работе этой же лаборатории для той же реакции в тех же кинематических условиях, но других авторов ^{/23/}, было найдено, что показатель степени в кумулятивной области $n = 0,33$.

Такая характерная A_c -зависимость, конечно, существенна для понимания механизма кумулятивного рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях. Мы обсудим эту проблему после рассмотрения A_c -зависимости диссоциации ядер на нуклоны.

В. ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР НА НУКЛОНЫ

§ 1. Диссоциация дейтерия

Реакция с диссоциацией дейтрона при взаимодействии с протонами $d + p \rightarrow p$ является простейшей и ключевой для понимания ядро-ядерных взаимодействий с диссоциацией на нуклоны.

На рисунке 17 приведены экспериментальные данные разных работ ^{/24/}, ^{/25/}, ^{/26/}, ^{/27/} по реакции диссоциации дейтрона при облучении протонами с кинетической энергией порядка 1 ГэВ (первичные энергии и косинус угла наблюдения вторичных протонов указаны на рисунке), кривая на рисунке соответствует расчету с парижской волновой функцией ($\approx G_{tot} = 35$ мб) ^{/2a/}. Из рисунка 17 видно, что экспериментальные величины сечений разных работ различаются больше, чем на порядок величины, что приводит к совершенно разному характеру импульсных спектров протонов. Работы ^{/24/}, ^{/27/} выполнены камерной методикой. В них отчетливо видно превышение экспериментальных данных над расчетом в области импульсов протонов ~ 300 МэВ/с на порядок величины. Однако при $P_p \sim 230$ МэВ/с данные этих работ отличаются на порядок величины, а в работе ^{/27/} получены события за кинематическим пределом (~ 400 МэВ/с) реакции. Работы ^{/25/}, ^{/26/} выполнены электронной методикой и лучше согласуются друг с другом. Данные этих работ практически описываются парижской волновой функцией, оставляя небольшие возможности для вклада вторичных механизмов в интерпретации данных, хотя энергии сталкивающихся ядер малы. Данные работы ^{/26/} нормированы на $A_c^{1/3}$.

На рис. 18 показаны экспериментальные данные по диссоциации дейтро-

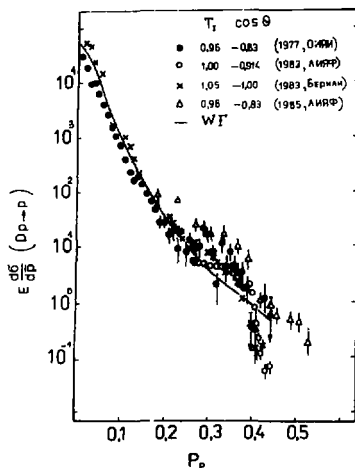


Рис. 17

с другим для импульсов протонов, меньших 450 МэВ/с, и практически совпадают с расчетом. Однако для импульсов протонов, превышающих 500 МэВ/с, наблюдается резкое расхождение между расчетами и экспериментом /6/.

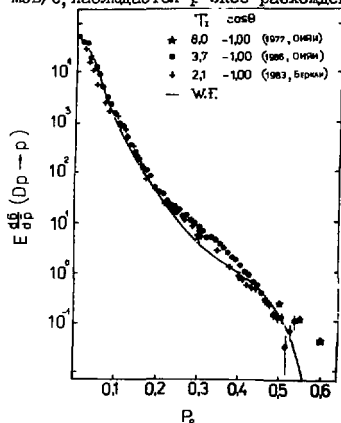


Рис. 18

мов на нуклоны при больших энергиях. Символом (★) показаны эксперименты при энергиях 8 ГэВ на нуклон /6/. Символами (●) показаны экспериментальные данные работы /28/, полученные разностным методом (CH-C) электронной методикой при энергии 3,7 ГэВ на нуклон. Символами (+) показаны данные Беркли /26/ при энергии 2,1 ГэВ на нуклон для реакции $d + C \rightarrow p$, перенормированные, как и для рисунка 17. Кривая на рисунке та же, что и на рис. 17. В целом экспериментальная ситуация в смысле согласия данных цитируемых работ намного лучше, чем при малых энергиях. Экспериментальные величины сечений в работах /6, 26/ хорошо совпадают друг

На рисунке 19 для удобства показана жесткая часть спектра. Символами (★) показаны данные при энергии 8 ГэВ на нуклон /6/ для угла наблюдения 180° , символами (●) — для угла наблюдения 62° и (○) — половина сечения реакции $D + D \rightarrow p$.

Одна кривая на рисунке соответствует расчету для 180° , другая для 62° .

Из рисунка 19 видно, что для 180° расчет и эксперимент различаются на два порядка величины на границе спектра, хотя при импульсах 0,3 + 0,4 ГэВ/с есть хорошее согласие. Экспериментальные данные для угла наблюдения 62° отличаются

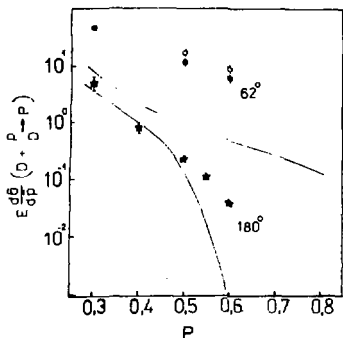


Рис.19

энергии при изменении кинетической энергии на нуклон, сталкивающихся ядер от 1 до 8 ГэВ.

2. Стандартная волновая функция дейтрона с парижским потенциалом не описывает всей совокупности экспериментальных данных по диссоциации дейтерия на нуклоны.

§ 2. Диссоциация гелия

В настоящее время имеются экспериментальные данные по диссоциации ядер гелия на нуклоны и дейтроны при бомбардировке их протонами или дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с ^{16/}.

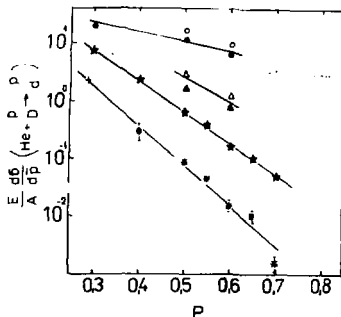


Рис.20

Символом (+) показана экспериментальная величина сечения для реакции $He + p \rightarrow d$, полученная разностным методом (CH-C) при импульсе на нуклон 2,9 ГэВ/с ^{126/}, которая хорошо соответствует экстраполяции данных ^{16/} к меньшим импульсам.

от расчета примерно в десять раз для всего интервала импульсов.

Резкое противоречие расчета с экспериментом, при использовании парижской волновой функции, наблюдается и в работе ^{129/}, где наблюдаемые протоны диссоциации имели поперечный импульс, отличный от нуля.

Таким образом, из рассмотрения рисунков 17 + 19 можно заключить, что:

1. Величины сечений реакции $D + p \rightarrow p$ для угла наблюдения 180° не зависят от первичной

На рисунке 20 показаны эти данные. Символами (\star) показан импульсный спектр протонов под углом 180° и (\bullet) 62° при облучении протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Символами (o) показаны деленные на два сечения диссоциации на протоны для угла наблюдения 62° при облучении дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Символами (\ast) и (\blacktriangle) показаны спектры по диссоциации на дейтроны для углов наблюдения 180° и 62° соответственно при облучении дейтронами 8,9 ГэВ/с.

Все спектры в первом приближении имеют экспоненциальный вид в зависимости от импульса фрагмента.

Ценность этих экспериментальных данных состоит в том, что они дают возможность понять проблему рождения протонов и дейтронов на примере простейшей ядерной реакции.

§3. Диссоциация на нуклоны сложных ядер

В этом параграфе мы сравним инклюзивные сечения диссоциации на нуклоны сложных ядер (С и Рб) с гелием. Будем рассматривать величину

$$\frac{1}{A^{1/3}} \cdot \frac{1}{A_H} \cdot E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$$

в зависимости от импульса нуклона (ГэВ/с) в системе покоя ядра-излучателя (He, C, Рб = A_H).

На рисунке 2I проведено такое сравнение.

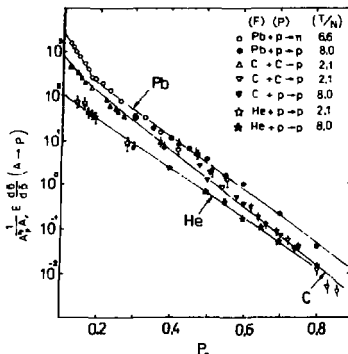


Рис. 2I

символ (▽) соответствует той же самой реакции и энергии 2,1 ГэВ на нуклон, но в системе покоя ядра-излучателя ^{/30/}, и, наконец, символ (▽) соответствует облучению углерода протонами с кинетической энергией 8 ГэВ ^{/31/}.

Совпадение данных (▽) и (△) обязано было быть и наблюдается. Совпадение (▽) и (▽) нетривиально и означает как независимость сечений от начальной энергии, так и правильность нормировки на $A_C^{1/3}$.

Символами (●) показаны данные ^{/31/} по диссоциации ядер свинца на протоны. Символом (○) показаны (деления на 2,2 для удобства) данные по диссоциации ядер свинца на нейтроны ^{/32/} при энергии 6,6 ГэВ на нуклон. Экспериментальные данные работы ^{/32/} уникальны в том отноше-

Символами (★) показаны экспериментальные данные для гелия ^{/6/} при энергии 8 ГэВ на нуклон, и (★) данные ^{/26/} при энергии 2,1 ГэВ на нуклон, полученные разностным методом (CH-C). Эти данные хорошо совпадают друг с другом, хотя энергии на нуклон сталкивающихся ядер отличаются в ~ 4 раза.

Для ядра углерода приведены данные трех работ. Символ (△) соответствует ^{/26/} по способу получения данных диссоциации движущегося ядра углерода при взаимодействии с углеродной мишенью,

т.е., что в ней получены данные для очень малых импульсов нуклонов (регистрируются нейтроны) в системе покоя ядра-излучателя (РЬ).

Из рисунка 21 видно, что импульсные спектры для ядра гелия и свинца подобны. Более того, импульсный спектр этих ядер не сильно отличается и от спектра для дейтерия.

Никаких ограничений вблизи границы фазового объема ($X \rightarrow A_n$) не наблюдается. Импульсная зависимость при малых величинах импульсов хорошо описывается волновой функцией дейтрона, включая ядро свинца. Таким образом, никаких испарительных нуклонов на опыте не наблюдается. Все наблюдаемые протоны импульсов, меньших 300+400 МэВ/с, соответствуют внутриядерным движениям нуклонов, обусловленным их потенциалом взаимодействия (например, парижским потенциалом). Частица-снаряд только "разыгрывает" эту связь.

Универсальность протонных спектров, наблюдаемая в экспериментальных исследованиях, известная как "ядерный скейлинг" ^{/33/}, в главных своих чертах объясняется гипотезой малонуклонных корреляций ^{/2a/}.

Несоответствие расчетов и эксперимента для импульсов протонов больше 500 МэВ/с, т.е. на расстоянии меньше 0,4 фм, видимо, естественно. Однако противоречивая ситуация при ненулевых поперечных импульсах представляет большие трудности: необходимо вводить новый механизм взаимодействия, либо основательно менять волновую функцию дейтрона.

§ 4. A_C -зависимость диссоциации ядер

Мы уже видели из рисунков 17 + 21, что нормировка на атомный вес ядра типа $A_C^{1/3}$ хорошо учитывает влияние ядра-снаряда на вероятность диссоциации ядер на нуклоны.

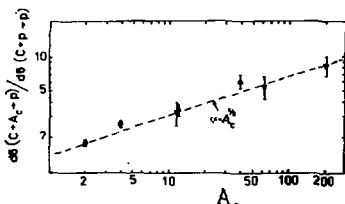


Рис. 22

на нуклон)/26,30/. Кривая на рисунке — зависимость $A_C^{1/3}$.

При обсуждении A_C -зависимостей инклюзивных сечений рождения частиц (17) мы видели, что они имеют зависимость от атомного веса ядра-снаряда типа A_C^n , где $n = 0,40$.

На рисунке 22 продемонстрирована точность экспериментальных данных. На рисунке показано отношение дифференциальных сечений диссоциации ядер углерода на протоны с импульсом 400+500 МэВ/с, вылетающих в заднюю полусферу при бомбардировке ядрами дейтерия, гелия (4,45 ГэВ/с на нуклон) и ядрами углерода аргона, меди и свинца (3,7 ГэВ/с

Таким образом, можно сказать, что любые ядерные процессы фрагментации, для объяснения которых необходимо рассматривать внутриядерные нуклоны на малых расстояниях, где само понятие свободного нуклона теряет смысл, имеют зависимость от атомного веса ядра-снаряда типа

$$E \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 6 A_c^{(0.3 \div 0.4)}$$

Пропорциональность инклюзивных сечений объему ядра-излучателя теперь уже кажется естественной. Действительно, вероятность сближения нуклонов ядра при практически постоянной ядерной глотности, равновероятна по всему объему ядра.

С другой стороны, А-зависимость от атомного веса ядра-снаряда означает, что ядерная среда снаряда разрушает малонуклонные корреляции. Это очень сильный эффект. Например, вероятность сохранения малонуклонных корреляций в ядре углерода при "прохождении" его через ядро свинца (или в принятых нами обозначениях при бомбардировке ядер углерода ядрами свинца) составляет

$$\omega \leq \frac{1}{A^{1/2}} \approx 0,03.$$

Авторы работы /34/, интерпретируя экспериментальные данные по угловой зависимости выхода протонов вблизи $180^\circ /35/$ ("пик" в угловом распределении в dPb -взаимодействии), пришли к выводу, что первичный дейтрон "вырезает" в ядре мишени "канал", на диафрагме которого происходят интерференционные явления.

Заканчивая этот раздел, можно сформулировать вывод:

В основном наблюдаемые импульсные спектры нуклонов диссоциации ядер, по-видимому, соответствуют их внутриядерному движению. Однако для тяжелых ядер мы этой функции распределения не знаем. Для легчайшего ядра дейтерия экспериментальные данные не описываются полностью наиболее реалистической волновой функцией (парижский потенциал).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены энергетические зависимости по инклюзивному рождению частиц для разных углов наблюдения на ядрах дейтерия и гелия, уникальные на сегодняшний день. Подробно в ряде работ изучено кумулятивное рождение частиц на ядрах алюминия и свинца. Все эти экспериментальные данные описываются простыми экспоненциальными зависимостями от минимально возможной для рождения инклюзивной частицы энергии сталкивающихся конституентов ($S_{min}^{1/2}$)

$$E \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim b_i \exp \left\{ - S_{min}^{1/2} / 0,30 \right\},$$

$$\text{где } S_{min}^{1/2} = \left\{ (X_C P_C + X_N P_N)^2 \right\}^{1/2}.$$

При этом большие величины $S_{min}^{1/2}$ для нуклон-нуклонных взаимодействий соответствуют большой доле четырехимпульса снаряда ($X_C P_C$), а для кумулятивного рождения частиц — большому вкладу четырехимпульса ядра-излучателя ($X_N P_N$).

детально, включая разделенные изотопы, изучена зависимость инклюзивных сечений рождения частиц от атомного веса ядра-излучателя (A_n). Также зависимость λ от атомного веса ядра-снаряда (A_c). В кумулятивной области мы имеем:

$$E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} \sim \sigma (S_{\min}^{1/2}) A_n A_c^{1/3}.$$

Фактически имеется необходимая экспериментальная информация по инклюзивным сечениям диссоциации ядер на протоны и более тяжелые ядерные фрагменты. Импульсные спектры наблюдаемых протонов для широкого набора ядер от дейтерия до свинца близки друг к другу. Абсолютные величины сечений для ключевой реакции диссоциации дейтерия не зависят от первичной энергии на нуклон взаимодействующих ядер уже начиная с энергии 1 ГэВ.

В первом приближении экспериментальные данные по диссоциации ядер дейтерия описываются стандартной волновой функцией дейтрона. Однако жесткая часть спектра и наблюдаемые протоны с поперечным импульсом, отличным от нуля, не соответствуют расчету. В этом смысле не удивительно, что с использованием стандартных волновых функций для малонуклонных корреляций (типа дейтронов) не удастся описать и кумулятивное рождение частиц.

В целом ряде работ сделана попытка объяснить наблюдаемые расхождения в инклюзивных сечениях рождения кумулятивных пионов введением нового объекта подструктуры ядра — флуктона. Подгонкой под эксперимент найдены параметры этого объекта. При этом оказалось возможным описать разные процессы: адронные и электромагнитные с единым распределением конститuentов по продольной координате. Важно теперь понять, имея полный опыт (продольные и поперечные составляющие импульсов самых разных инклюзивных частиц (π , K , \bar{p})), можно ли хотя бы в принципе объяснить рассмотренные экспериментальные закономерности.

В заключение выражаю признательность моим коллегам В.К.Бондареву, А.Г.Литвиненко, Ю.А.Панебратцеву, вместе с которыми получены экспериментальные данные. Хочу поблагодарить за многочисленные обсуждения затронутых в обзоре вопросов А.М.Балдина, М.И.Стрикмана, Л.Л.Франкфурта, А.В.Виремова, А.И.Титова, Г.И.Лыкова.

Выражаю благодарность О.Ю.Кульгиной за большую помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике № 1, стр.35, АН СССР (1971)
2. (а) М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт ЭЧАЯ, 1980, т. II, в.3, с.571;
 (в) А.В.Виремов ЯФ, т.24, в.6, с.1208 (1976);
 (с) В.К.Дукьянов, А.И.Титов ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.4, с.815.

3. Н.П.Зотов и др. Краткие сообщения по физике № 5 (1987)
4. В.С.Ставинский. Краткие сообщения ОИЯИ (1986), № 18-86,с.3
5. А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, PI-5819, 1971.
6. А.М.Балдин и др. Сообщения ОИЯИ, PI-III68, 1977.
7. А.М.Балдин и др. ЯФ, 1975, т.21, в.5,с.1008
8. Cochran D.R.F. et.al. Phys.Rev.D., 1972, v.6, p.3085
9. А.М.Балдин и др. ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
10. А.М.Балдин. ЭЧАЯ, 1977, т.8, в.3, с.429.
A.M.Baldin. Proc.Conf.on Extreme States in Nuclear States,
Dresden, 1980, v.2, p.1.
11. А.М.Балдин et.al. Communication JINR, Dubna, E1-82-472,1982
12. В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ P2-80-767, 1980.
13. А.Е.Brenner et.al. Phys.Rev.D., v.26, N 7, p.1497 (1982).
14. M.Lacombe et.al. Phys.Letters. v.101 B, N 3, p.139 (1981)
C.F.Perdrisat et.al. Phys.Rev. v.187, N 4, p.1201 (1969).
15. Н.Гюрдэнеску, В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ, P2-81-369, 1981.
В.С.Ставинский. Краткие сообщения ОИЯИ, № 18-86, с.5, 1986.
16. A.C.Melissinos et.al. Phys.Rev.Letters, 7, 454, (1961).
17. C.W.Akerlof et.al. Phys.Rev. D, v.3, N 3, p.645, (1971).
18. E.W.Anderson et.al. Phys.Rev. v.19, 198 (1967)
19. С.В.Бояринов и др. Препринты ИГЭФ № 130 (1986), № 165 (1986),
№ 5 (1987), № 13 (1988).
20. Ю.Д.Бажков и др. ЯФ, т.37, в.2, с.344 (1983).
21. В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ P2-9528, 1976.
22. E.Moeller et.al. Phys.Rev. C., v.28, N 3, p.1246 (1983).
23. M.H.Neckman Preprint LBL-2052 (1973)
24. В.С.Аладашвили и др. Препринт ОИЯИ PI-10719 (1977).
25. М.Н.Андроненко и др. Препринт ЛИЯФ, 830,(1983).
26. L.Anderson et.al. Phys.Rev.C. v.28 N 3, p.1224 (1983).
27. В.П.Андреев и др. Препринт ЛИЯФ, III8 (1985) Труды Симпозиума
"Нуклон-нуклонные и ядро-ядерные взаимодействия при промежуточных
энергиях", стр.275, Ленинград (1986).
28. С.А.Запорожец и др. VIII Международный семинар по проблемам физи-
ки высоких энергий, Д I, 2-86-668, стр.341, Дубна, 1986.
29. Л.С.Ажгирей и др. VIII Международный семинар по проблемам физики
высоких энергий, Д I, 2-86-668, стр.344, Дубна (1986).
30. J.v.Gaaga et.al. Phys.Rev.Letters, v.45. N 25, p.1993(1980)
31. А.М.Балдин и др. Сообщения ОИЯИ PI-83-432 (1983).
32. К.Д.Бажков и др. Препринт ИГЭФ 172 (1983).
33. Г.А.Лексин. XUII Международная конференция по физике высоких энер-
гий. т.I, с. А 6-3, Тбилиси, 1976, Препринт ИГЭФ № 147 (1976).
34. Bogatskaya I.G. et.al. Phys.Rev. C, 1980, v22, p209
35. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ, 1979,т.10, в.5,с.949.

ПРЕДЕЛЬНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ПРОТОНОВ С РОЖДЕНИЕМ

p^\pm, K^\pm, π^\pm ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРОТОНАМИ

И ЭЛЕКТРОНАМИ С ИМПУЛЬСОМ 8,9 ГэВ/с

Гиордзеску Н., Греку В., Зборовски И., Литвиненко А.Г.,

Панебратцев Ю.А., Пенца М., Ставинский В.С., Хорой М.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Согласно гипотезе Янга^{/1/}, инклюзивные сечения рождения частиц с импульсом \vec{p} в системе координат, где частица-фрагментатор покоится, с ростом энергии взаимодействующих частиц стремится к пределу, зависящему только от импульса \vec{p} :

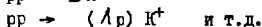
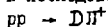
$$E \frac{dG}{d\vec{p}}(s, \vec{p}) = E \frac{dG}{d\vec{p}}(\vec{p}). \quad (1)$$

Эта гипотеза известна в литературе как гипотеза предельной фрагментации. Универсальность спектров вторичных частиц обусловлена тем, что наблюдаемые адроны в первом приближении передают импульсное распределение кварков-фрагментатора.

Гипотеза предельной фрагментации ядер^{/2/} на основе идей автомодельности, аналогия с точечным взрывом, предсказывает кварк-партоновую структурную функцию ядра. Характерной особенностью спектров вторичных частиц является наблюдение значительно более жестких адронов, соответствующих кваркам, несущим импульс нескольких нуклонов фрагментирующего ядра. Универсальность спектров сохраняется при расширении пределов изменения аргумента.

Экспериментальная ситуация на сегодняшний день^{/3/} оказалась такой, что диапазон изменения кинематических переменных в ядро-ядерных взаимодействиях оказался шире, чем в нуклон-нуклонных взаимодействиях.

В данной работе предпринята попытка расширить диапазон переменных для pp -взаимодействия. Необходимость такой информации обусловлена еще и тем, что в большинстве теоретических работ^{/4/,5/}, посвященных описанию кумулятивного рождения частиц, исходными являются нуклон-нуклонные взаимодействия. Третья задача, вытекающая из постановки эксперимента, состоит в исследовании бинарных реакций типа



Измерения проведены на специализированной электронной установке^{/6/}, в которой импульсы инклюзивных частиц измерялись с точностью $\pm 4\%$, а угол эмиссии частиц $\pm 0,2^\circ$. Интенсивность первичного пучка из-

мерялась на активации углерода ($\sigma(pC) = 28\text{мб}$, $\sigma(dC) = 41,6\text{мб}$). Основная систематическая ошибка нормировки обусловлена ошибкой в величинах этих сечений и по нашим оценкам составляет $\pm 7\%$.

Экспериментальные данные

Получены экспериментальные данные по инклюзивным сечениям в зависимости от импульса рожденных частиц при фиксированных углах эмиссии для pp и pd -взаимодействий соответственно. На рис. 1 показаны данные в

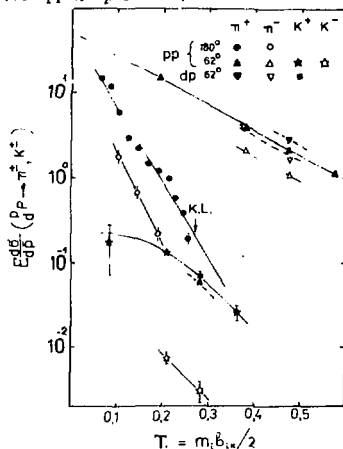


Рис. 1

но $\pi^+; K^+; K^- = 1 : 10^{-2}; 10^{-3}$

Существенной разницы в сечениях рождения частиц в pp -и pd -взаимодействиях не наблюдается.

На рисунке 1 стрелкой показан кинематический предел (K.L.) для рождения пионов под углом эмиссии 180° . Из монотонного характера зависимости от T_i даже вблизи кинематического предела следует, что существенные ограничения на сечения для $X \lesssim 0,95$ не наблюдаются.

На рисунке 2 показаны экспериментальные данные по зависимости от косинуса угла эмиссии пионов, каонов и протонов с импульсом 700 МэВ/с для pp -взаимодействия. В угловом распределении для протонов хорошо виден пик упругого рассеяния протонов на протонах с переданным четырехимпульсом $0,44(\text{ГэВ/с})^2$ ($\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(pp) \sim 2\text{мб/ГэВ}^2$). При этом мы не наблюдаем нерегулярностей при углах эмиссии (на рисунке показаны стрелками), соответствующих конечным состояниям $D\pi^+$ и $\Lambda p(2200) K^+$ на уровне 10^{-4} от упругого pp -рассеяния.

зависимости от кинетической энергии рожденных частиц (T_i), равной:

$$T_i = \frac{m_i b_{ik}}{2}, \quad (2)$$

где m_i — масса рожденной частицы, а $b_{ik} = \left(\frac{p_k}{m_k} - \frac{p_i}{m_i}\right)^2$ — квадрат разности четырехскоростей инклюзивной частицы ($i = \pi^+, \pi^-, K^+, K^-$) и фрагментатора (k) (в нашем случае протон). Из рисунка 1 видно, что спектры по переменной T_i имеют экспоненциальный вид:

$$E \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \sigma_0 \exp(-T_i / \langle T(\theta) \rangle). \quad (3)$$

Причем в pp -взаимодействии для пионов (π^+) $\sigma_0 = 50\text{ мб/ГэВ}^2 \cdot \text{ср}$, а $\langle T(180^\circ) \rangle = 49\text{ МэВ}$ и $\langle T(62^\circ) \rangle = 152\text{ МэВ}$.

Сечения рождения K^+ -мезонов для угла наблюдения 62° составляют при фиксированном аргументе T_i пример-

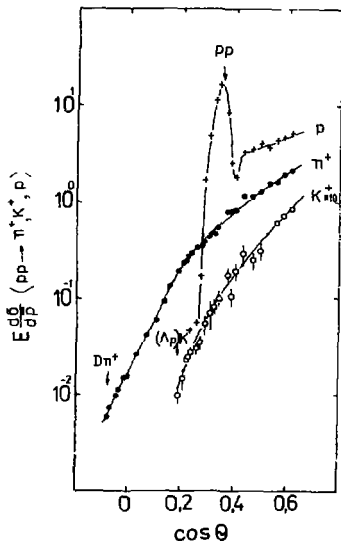


Рис.2

Фактически обсуждаемые конечные состояния являются кинематическими пределами (К.Л.) реакции. Характерной особенностью угловой зависимости для пионов является резкое изменение наклона при $\cos \theta \sim 0,2$ и затем снова монотонное уменьшение косинуса угла эмиссии вплоть до кинематического предела. Так что и в этом случае, как и в энергетическом спектре пионов на 180° не наблюдается проявление границы фазового объема.

Алгоритм описания экспериментальных данных

Нахождение наиболее простого алгоритма описания экспериментальных данных определяется выбором переменных.

Анализ экспериментальных данных в переменных χ (минимальная масса фрагментирующей мишени^{/7/}) и P_1^2 с использованием традицион-

ной зависимости от поперечного импульса адронных процессов дает удовлетворительное описание полученных в работе данных. Однако в этих переменных при больших энергиях ($20 + 30$ ГэВ) наблюдается различие в данных на порядок величины.

Анализ экспериментальных данных в переменных α (световая переменная) и P_1^2 дает такого порядка различие при малых величинах α . Кроме того, в этих двух подходах (χ, P_1) и (α, P_1) возникает принципиальная неопределенность в "центральной области", где $\chi_1 \approx \chi_2$ и нет принципиальной возможности разделить фрагментацию снаряда и мишени.

На рисунке 3 показана зависимость инклюзивных сечений от минимальной энергии^{/8/} взаимодействующих конститuentов ($\lambda_I M_I$) и ($\lambda_{II} M_{II}$), где M_I и M_{II} - первичные частицы (в приложении дана связь $S_{min}^{1/2}$ с наблюдаемыми величинами).

Символом (∇) на рисунке 3 показан энергетический спектр (от 0,3 до 1,3 ГэВ/с) Π^- под углом 32° для первичных протонов 3,72 ГэВ/с^{/9/}.

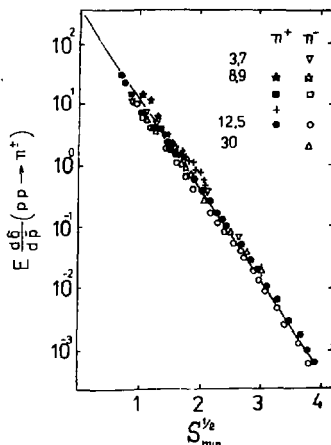


Рис.3

существует всегда ($X_2(X_1)$ - минимально возможная величина X_2 для данного X_1). Но на рисунке показаны те величины сечений, для которых λ_1 (и λ_2) ≤ 1 . Например, изменение наклона в угловой зависимости для пионов (рис.2) при $\cos \theta \approx 0,2$ соответствует решению $\lambda_2 \approx 1$.

На рисунке 4 показаны зависимости инклюзивных сечений рождения K^+ -мезонов и антипротонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях в зависимости от минимальной энергии сталкивающихся конституентов. На рисунке символами (\blacktriangledown и \triangledown) показаны экспериментальные данные для K^+ и K^- -мезонов по энергетическим спектрам для угла наблюдений 62° , а символами (\star) данные из угловой зависимости рождения K^+ -мезонов, полученные в настоящей работе. Символами (\bullet) показана угловая зависимость ($9^\circ \div 22^\circ$) для импульса $p \sim 3,7$ ГэВ/с и (\circ) - импульсная зависимость ($2,3 \div 3,2$ ГэВ/с) для угла наблюдения 14° для K^+ -мезонов. Символами (\circ) показаны данные для K^- -мезонов (угловая зависимость ($8^\circ \div 18^\circ$) для импульса 3,65 ГэВ/с) и (\star) - данные для рождения антипротонов, ($\theta \sim 8^\circ$, $p \sim 4,4$ ГэВ/с). Все приведенные данные получены при импульсе протонов 12,5 ГэВ/с $/10^7$. Пунктиром на этом рисунке показаны экспериментальные данные для пионов (рис.3).

Все приведенные на рисунках 3 и 4 экспериментальные данные соответствуют изменению кинематических переменных в интервалах:

$$0,1 \leq X_1 \leq 1$$

Символами (\star (\blacksquare) и \star (\square)) показаны энергетические зависимости для угла наблюдения 180° (62°) для Π^+ и Π^- -мезонов соответственно, и (+) - угловая зависимость по данным настоящей работы. Символами (\bullet и \circ) показана угловая зависимость ($0^\circ \div 33^\circ$) для импульса $\sim 3,5$ ГэВ/с Π^+ и Π^- -мезонов соответственно при импульсе протонов 12,5 ГэВ/с $/10^7$ и символами (Δ) показана энергетическая зависимость ($2,9 \div 9,4$ ГэВ/с) для угла наблюдения Π^- -мезонов $9,16^\circ$ для протонов с энергией 30 ГэВ $/11^7$.

Заметим, что на рисунке 3 показаны не все данные цитируемых работ. Решение уравнения

$$\frac{d(X_1 P_1 + X_2 (X_1) P_2)}{d X_1} = 0$$

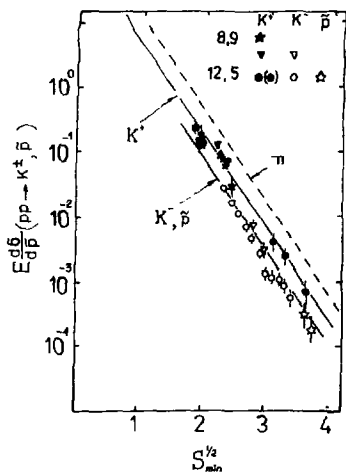


Рис. 4

$$0,1 \leq \chi_2 \leq 1$$

$$0 \leq P_1^2 \leq 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$$

$$3 \leq P_1 \leq 30 \text{ ГэВ/с}$$

Как видно из рисунков 3 и 4, рассмотренные экспериментальные данные описываются простой экспоненциальной зависимостью от переменной $S_{\min}^{1/2}$:

$$\frac{d\sigma}{dp} = \sigma_0 \cdot \exp(-S_{\min}^{1/2} / \langle S_{\min}^{1/2} \rangle), \quad (4)$$

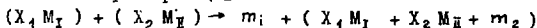
где $\langle S_{\min}^{1/2} \rangle = 0,30 \text{ ГэВ}$, а константа σ_0 ($\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{ср}$) равна

π^+	π^-	K^+	K^-	\bar{p}
280	220	140	54	54

Как видно из рисунков 3 и 4, разброс экспериментальных точек относительно зависимости (4) составляет по порядку величины 10 + 15%, который может быть существенно уменьшен, если брать константу

разной для разных работ.

Физическая причина такой простой зависимости (4), когда неупругое сечение рождения частицы с определенным импульсом и углом вылета фактически зависит только от одной переменной ($S_{\min}^{1/2}$), обусловлена тем, что сечение бинарной реакции



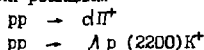
в системе центра сталкивающихся конstituентов ($X_1 M_I$) и ($X_2 M_{\bar{I}}$) не зависит от угла вылета рожденной частицы m_i (появление добавочной массы m_2 поясняется в приложении). С точки зрения такого подхода множественное рождение частиц при высоких энергиях связано с рождением эффективных масс m_i с последующим распадом на несколько частиц, а также взаимодействием конstituентов ($(I - X_1) M_I$ и $(I - X_2) M_{\bar{I}}$).

Выводы

1. В работе получены экспериментальные величины инклюзивных сечений рождения π^+ -мезонов для угла наблюдения 180° в зависимости от их энергии. Измерены сечения рождения π^+ и K^+ для угла наблюдения 62° в зависимости от их энергии, как для pp -так и для $d p$ -взаимодействий при импульсе снаряда 8,9 ГэВ/с. Измерена подробно угловая зависимость сечения рождения p , π^+ и K^+ -мезонов в pp -взаимодействии.

2. Получен простой алгоритм описания полученной экспериментальной информации совместно с данными других работ.

3. В угловой зависимости сечения рождения мезонов не наблюдается на уровне 10^{-3} от упругого pp -рассеяния при $t \approx 0,44$ (ГэВ/с)² нерегулярностей, соответствующих реакциям



Приложение

Минимум полной энергии сталкивающихся конstituентов

$$\frac{d(X_1 P_I + X_2 (X_1) P_{II})}{dX_1} = 0 \quad (5)$$

находим, вводя связь X_2 (X_1) (или X_1 (X_2)) из кинематики двухчастичной реакции

$$(X_1 M_I) + (X_2 M_{II}) \rightarrow m_1 + (X_1 M_I + X_2 M_{II} + m_2), \quad (6)$$

где "частица" $X_1 M_I + X_2 M_{II} + m_2$ движется как целое, а m_1 - наблюдаемая инклюзивная частица (с импульсом P_1 и углом эмиссии θ_1). Масса m_2 определяется массой m_1 : если $m_1 = \pi^0$, то $m_2 = 0$, если $m_1 = K^+$, то $m_2 = K^+$ и т.д. Из (6) находим связь

$$X_2 = \frac{A \cdot X_1 + B}{X_1 - C}, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{(E_I E_I - P_I P_I \cos \theta_1 + M_I m_2)}{(E_I E_{II} + P_I P_{II} - M_I M_{II})},$$

$$B = \frac{I}{2} (m_2^2 - m_1^2) / (E_I E_{II} + P_I P_{II} - M_I M_{II}),$$

$$C = (E_I E_I + P_I P_I \cos \theta_1 + M_I m_2) / (E_I E_{II} + P_I P_{II} - M_I M_{II}).$$

Из уравнения (5) находим:

$$X_1 = \frac{\frac{3}{2} G \cdot A \cdot C + C^2}{G \cdot A + C} \left[I + \sqrt{I - \frac{(2 G \cdot A \cdot C^2 + C^3 - A^2 M_{II}^2 C)(G \cdot A + C)}{(\frac{3}{2} G \cdot A \cdot C + C^2)}} \right], \quad (8)$$

где $G = E_I E_{II} + P_I P_{II}$.

Подставляя X из уравнения (8) в (7), находим X_2 и, следовательно,

$$\begin{aligned} S_{\min}^{1/2} : \\ S_{\min}^{1/2} = \left[(X_1 M_I)^2 + (X_2 M_{II})^2 + 2 X_1 X_2 G \right]^{1/2} \end{aligned}$$

Литература

1. Veneske et.al. Phys.Rev. 1969, v.188, p.2154.
2. А.М.Балдин Краткие сообщения по физике № I, стр.35, Академия наук СССР (1971).
3. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ 1976, IO, в.5, стр.949.

4. М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт. ЭЧАЯ, 1980, т. II, в. 3, стр. 571
5. Л.П.Каптаръ и др. Я.Ф., т. 42, в. 3(9), 1985
6. Т.В.Аверичева и др. Сообщения ОИЯИ, I-II317, Дубна, 1978.
7. В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ, P2-952B, Дубна, 1976.
8. В.С.Ставинский. Краткие сообщения ОИЯИ, № 18-86, стр. 5, Дубна, 1986.
9. A.C.Melissinos et.al. Phys.Rev.Letters, 7, 454 (1961).
10. C.W.Akerlof et.al. Phys.Rev. D, v.3, N3, p.645 (1971)
11. E.#.Anderson et.al. Phys.Rev, 19, 198 (1967).

РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПИОНОВ И КАОНОВ

С. В. БОЯРИНОВ, С. А. ГЕРЗОН, И. И. ЕВСЕЕВ, Ю. Т. КИСЕЛЕВ,
Г. А. ЛЕКСИН, А. Н. НАРТЕМЬЯНОВ, К. Р. МИХАЙЛОВ, В. Л. НОВИКОВ,
С. В. СЕМЕНОВ, Ю. В. ТЕРЕХОВ, В. А. ШЕЧИНМАН.

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

1. Введение

В последние годы все более широкое распространение получает точка зрения на глубоконеупругие ядерные реакции (ГНЯР) с рождением кумулятивных частиц как источник информации о кварковом строении ядра. ГНЯР обладают рядом свойств, присущих глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклоне. В реакциях образования кумулятивных частиц адронной системе передается значительная энергия. О ее величине можно судить по энергии одного из членов системы - кумулятивного адрона. В эксперименте наблюдаются частицы с энергией более 1 ГэВ. Поскольку кумулятивный процесс является неупругим, ясно, что передача энергии в адроны составляет величину порядка нескольких ГэВ. Квадрат четырехмерного импульса, переданного от налетающей частицы к регистрируемому адрону, составляет десятки ГэВ². В этих условиях значение бегущей константы связи КХД становится меньше единицы, и в качестве квазичастиц ядра следует рассматривать не нуклоны, а кварки. Эта мысль была высказана А. М. Балдиным в конце семидесятых годов.

Согласно гипотезе А. М. Балдина, инвариантное инклюзивное сечение образования кумулятивных мезонов с малыми перпендикулярными импульсами пропорционально кварк-партонной структурной функции ядра^{1/}. Дальнейшие исследования, выполненные в ИГФ^{2/}, показали, что экспериментальные характеристики процесса образования протонов весьма близки к пионным и что параметр, характеризующий зависимость структурной функции ядра от масштабной переменной x , имеет ту же величину и при больших перпендикулярных импульсах. Пропорциональность сечения структурной функции, как известно, характерна для глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклоне.

Известно, что процесс глубоконеупругого лептонного рассеяния носит локальный характер. Высказанное в^{1/} предположение о локальности взаимодействия, приводящего к образованию кумулятивных частиц, как будет видно из дальнейшего, не противоречит имеющимся экспериментальным данным.

Изучение глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах показало различие структурных функций свободного и связанного н ядре нуклона даже при $x \ll 1$ (ЕМС-эффект^{/3/}). Единственным экспериментально доступным сегодня способом изучения структурной функции ядра в области $x \gg 1$ является исследование образования кумулятивных частиц. Отжиги, что в последнее время появились модели, единым образом рассматривающие глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах и кумулятивное рождение адронов^{/4,5/}.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Экспериментальная установка

Измерения проводились на фокусирующем адронном спектрометре ФАС-1^{/6/}. Спектрометр регистрировал кумулятивные частицы, вылетающие под углом $\theta_{л.с.} \sim 110^\circ$ при взаимодействии внутреннего протонного пучка ускорителя ИТЭФ с ядерными мишенями. Полная энергия протонов составляла 10,14 ГэВ, интенсивность $\sim 10^{12}$ протонов за цикл.

2.2. Спектры кумулятивных мезонов

Измерены инвариантные сечения $f = \frac{E}{A} \frac{d^3\sigma}{d^3p}$ реакции $pA \rightarrow \pi^+ x$ в диапазоне импульсов вторичных пионов 0,6-1,62 ГэВ/с и реакции $pA \rightarrow K^+ x$ в диапазоне 0,67-1,42 ГэВ/с. Таблицы величин сечений рождения пионов приведены в^{/2/}, положительных каонов в^{/7/}. Спектры мезонов могут быть аппроксимированы выражением $f(T) = \exp(-T/T_0)$, где T -кинетическая энергия вторичной частицы. Величины параметров наклона спектров T_0 составляют около 80 МэВ. Сравнение наших данных с результатами эксперимента, выполненного при энергии 400 ГэВ^{/8/}, показывает, что сечения зависят от начальной энергии. Так, при больших T сечения из работы^{/8/} превышают полученные нами при начальной энергии 10 ГэВ приблизительно на порядок величины.

2.3. Зависимость от кумулятивного числа

В работе^{/9/} предложено использовать для анализа данных переменную x - кумулятивное число.

$$x = \left(1 - \frac{E+m}{E_0}\right)^{-1} \left(1 - \frac{E-\beta_0 p \cos \theta}{m}\right) - \frac{m^2}{2E_0 m} \quad \text{для рождения } \pi^+ \text{-мезонов}$$

$$x = \left(1 - \frac{E+m_A}{E_0}\right)^{-1} \left(1 - \frac{E-\beta_0 p \cos \theta}{m} + \frac{\frac{1}{2}m^2 - m_K^2}{2E_0 m}\right) \quad \text{для рождения } K^+ \text{-мезонов}$$

$$x = \left(1 - \frac{E+m_K}{E_0}\right)^{-1} \left(1 - \frac{E-\beta_0 p \cos \theta}{m} + \frac{m_K^2}{E_0}\right) \quad \text{для рождения } K^- \text{-мезонов.}$$

Здесь E_0, β_0 -полная энергия и скорость налетающего протона, θ, E, p - угол вылета, энергия и импульс вторичной частицы, m, m_π, m_K, m_A - массы протона, пиона, каона и Λ^0 -гиперона.

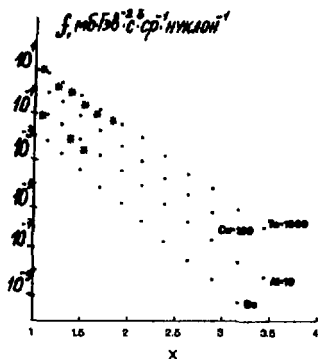


Рис. 1. Зависимость $f_n(x)$.

• - наши данные,
 ♦ - данные [9].

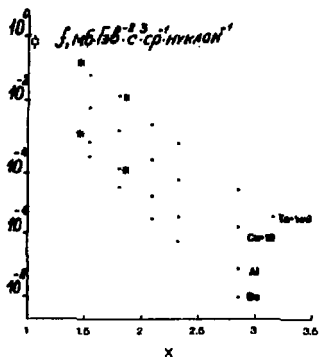


Рис. 2. Зависимость $f_k(x)$.

• - наши данные,
 * - данные [9], □ - данные [8].

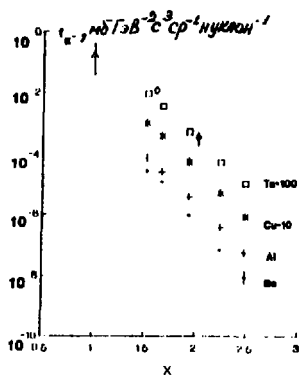


Рис. 3. Зависимость $f_k(x)$.

• - наши данные,
 □ - данные [9], ♦ - данные [8].

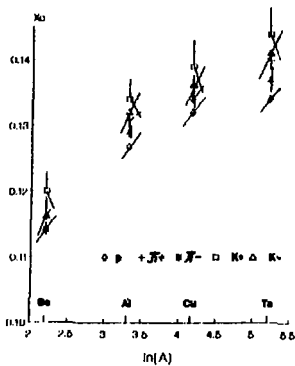


Рис. 4. Зависимость $x_0(A)$.

Переменная x определяется как минимальная масса мишени, выраженная в единицах нуклонной массы, при взаимодействии с которой кинематически возможно образование наблюдаемой частицы. При $E_0 \rightarrow \infty$ переходит в переменную светового фронта $\alpha = (E - p_z)/m$. В системе быстро движущегося ядра x есть доля импульса конstituента аналогично переменной Бёркена в глубоконеупругих лептонных процессах.

На рис. 1 показана зависимость $f(x)$ для π^+ -мезонов. Видно, что данные, полученные при энергиях 10 и 400 ГэВ, близки. На рис. 2, 3 приведены функции $f(x)$ для K^+ и K^- -мезонов. И здесь точки, относящиеся к обеим энергиям, лежат на одной прямой. Таким образом, поведение сечений рождения кумулятивных мезонов в диапазоне начальных энергий 10-400 ГэВ носит масштабно-инвариантный характер, что можно рассматривать как признак локальности взаимодействия. Напомним, что такое же поведение демонстрируют сечения рождения кумулятивных протонов^{/2/}.

Сечения рождения всех мезонов хорошо описываются выражением $f(x) = \text{Сexp}(-x/x_0)$. Параметры наклонов спектров x_0 показаны на рис. 4. Обращает на себя внимание близость величин x_0 для всех вторичных частиц. Из этого же рисунка видна зависимость x_0 от массового числа A фрагментирующего ядра.

2. 4. Зависимость f от массового числа

На рис. 5 приведено отношение $f_A(x)/f_{\text{To}}(x)$ для π^- и K^- -мезонов. Видно, что экспериментальные точки совпадают, т. е. A -зависимости сечений одинаковы. На рис. 6 приведено отношение $f_A(x)/f_{\text{To}}(x)$ для π^+ и K^+ -мезонов. Данные показывают, что зависимость для K^+ -мезонов наиболее сильная. Возможная причина этого будет обсуждена ниже. Для всех мезонов наблюдается усиление A -зависимости как при увеличении x , так и при включении в рассмотрение легких ядер.

Согласно^{/9/}, для рождения мезонов отношение $R_1(x) = f_{A1}/f_{A2}$ для ядер $A1$ и $A2$ дает информацию об отношении структурных функции этих ядер. На рис. 7 показаны измеренные нами отношения для пионов. Видно, что $\log R_1$ почти линейно возрастает с x , причем $f_{\text{To}}/f_{\text{To}}$ растет очень быстро, в то время как $f_{\text{To}}/f_{\text{To}}$ остается почти постоянным. Относительно поведения R_1 в области $x > 1$ имеется ряд теоретических предсказаний. В эксперименте не наблюдаются предсказанные в^{/10/} значения $R_1 < 1$ и сильное изменение темпа роста R_1 в областях целых значений $x^{1/4}$.

Однако точность экспериментальных данных не позволяет исключить наличие особенностей в поведении $R_1(x)$, вытекающих из флуктуонной модели с динамическим рескейлингом^{/3/}. Эта модель единым образом описывает как глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах, так и рождение кумулятивных пионов. Два параметра модели (радиус когерентности и коэффициент рескейлинга) фиксируются по лептонным данным и затем

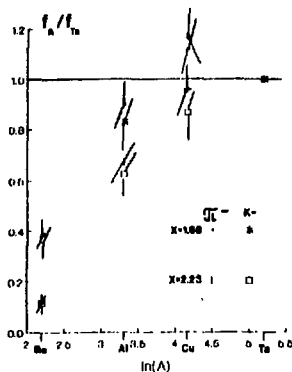


Рис. 5. Зависимость $f_A(x)/f_{Ta}(x)$ для K^- и π^- -мезонов.

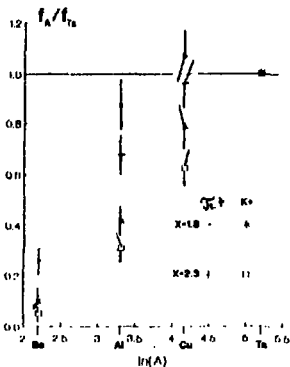


Рис. 6. Зависимость $f_A(x)/f_{Ta}(x)$ для K^+ и π^+ -мезонов.

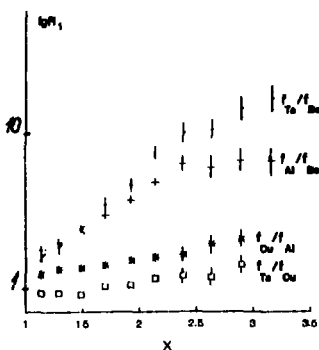


Рис. 7. Отношение $R_1(x) = f_{A1}(x)/f_{A2}(x)$.

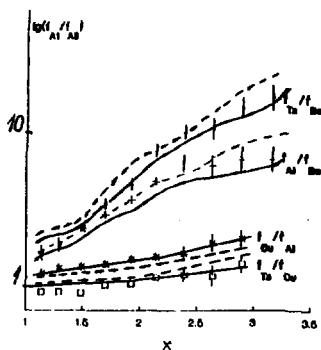


Рис. 8. Отношение $R(x)$ — наши данные. Сплошная кривая соответствует распределению ядерной плотности Вудса-Саксона, пунктирная — распределению равномерной плотности $^{12}/^{12}$.

описание отношения сечения рождения пионов приводит к без свободных параметров. На рис. 8 показано описание полученных нами данных в двух предположениях о распределении ядерной плотности^{12/}.

Наблюдаемое различие спектров кумулятивных мезонов, возникающих при фрагментации разных ядер, в рамках флуктонных моделей означает, что в тяжелых ядрах многонуклонных флуктонов относительно больше, чем в легких. С другой стороны, если взаимодействие, приводящее к рождению кумулятивных частиц, действительно локально, то его характеристики не должны зависеть от таких величин, как радиусы ядер или их массы. Можно предположить, что вероятности образования флуктонов не зависят от A , а указанное различие спектров связано с влиянием правой кинематической границы реакции $pA \rightarrow \pi X$ ^{13/}. Попробуем учесть это влияние, полагая, что $f(x) = f_0(x)(1-x/A)^n$, где $f_0(x)$ не зависит от A , n -параметр. Оказывается, что такое описание возможно, причем $n \approx 7 \pm 1$ для π^+ -мезонов, $n \approx 7 \pm 1,7$ для π^- -мезонов и $n \approx 10 \pm 1,4$ для K^+ -мезонов. Ошибки в величинах n найдены из условия увеличения в два раза значения x^2/ν .

Функция f_0 хорошо аппроксимируется выражением $f_0(x) = C \exp(-x/x_0^*)$. Величины $x_0^* \approx 0,140$ и отличаются для разных мезонов всего на несколько процентов. Предэкспоненциальные коэффициенты C для π^+, π^-, K^+ близки друг к другу, величина $C_K \approx 0,05 C_\pi$. Значения f_0 , вычисленные по указанной формуле с приведенными значениями n , для данных, полученных при энергии 400 ГэВ^{14/}, оказываются близкими полученным нами. Зависимость $f_0 \sim A^0$ такая же, как и для процесса глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах^{14/}.

Таким образом, для всех мезонов существует масштабно-инвариантная, не зависящая от A , функция $f_0(x)$, представляющая собой характеристику локальных свойств ядерной материи. Кумулятивные частицы возникают, по-видимому, в результате взаимодействия с квантовыми флуктуациями ядерной плотности. Действительно, пусть флуктуация состоит в том, что на время Δt возникает масса M . Вероятность такой флуктуации $\sim \exp(-M\Delta t)$. Учтя, что $M = m_N x$, из наблюдаемой на опыте зависимости $\exp(-x/0,14)$ получаем $\Delta t = \frac{1}{C} \approx 1$ фм. Соответствующую этому Δt величину γ можно рассматривать как оценку размера флуктона. Этот размер не меняется в изученной области $1 < x < 3,5$.

2.5. Зависимость f от перпендикулярного импульса

На рис. 9 показана полученная нами зависимость сечения образования π^- -мезонов от x для ядра Ta вместе с данными работы^{15/} для ядра Pb при $\theta = 90^\circ, 120^\circ$ и 180° . Линиями соединены точки с одинаковыми θ . Видно, что при $x < 1$ линии расходятся, а при $x > 1$ идут параллельно. Аналогичным образом ведут себя данные для K -мезонов. Та же картина наблюдается и для пионных сечений при энергии 400 ГэВ^{18/}.

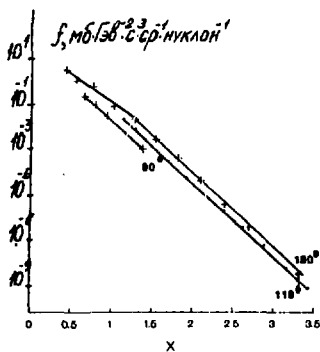


Рис. 9. Зависимость $f(x)$ для π^- -мезонов. * - наши данные, + - данные [10].

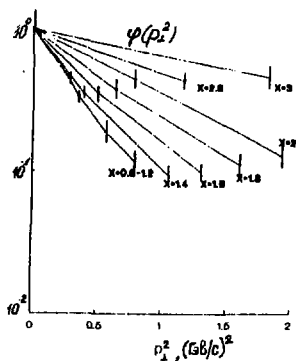


Рис. 10. Зависимость $\varphi(p_{\perp}^2)$ от p_{\perp}^2 .

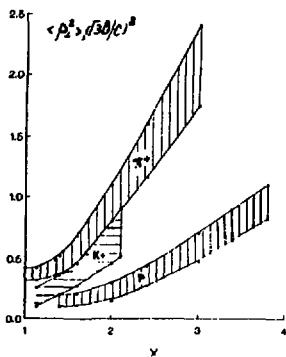


Рис. 11. Зависимость $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ от x .

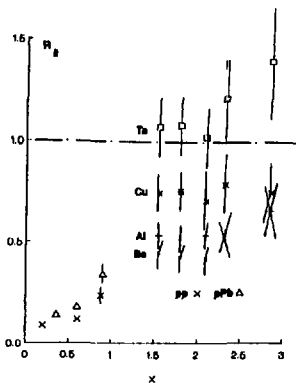


Рис. 12. Отношение сечений рождения K^+ и π^+ -мезонов.

Часто сечение f рассматривают как функцию двух переменных x и p_{\perp}^2 . Известно, что в центральной области сечение быстро падает с ростом p_{\perp}^2 . На рис. 9 такое поведение наблюдается при $x < 1$. При $x > 1$ характер зависимости $f(p_{\perp}^2)$ изменяется. Действительно, при изменении x от 1 до 3 величина p_{\perp}^2 для угла 119° увеличивается на $1,4 \text{ ГэВ}^2$, а параметр x_0 остается таким же, как для угла 180° , где $p_{\perp}^2 \approx 0$. Таким образом, при $x > 1$ прирост p_{\perp}^2 не приводит к подавлению сечения. Эта картина существенно отличается от обычно наблюдаемой в столкновениях адронов.

Ослабление зависимости f от p_{\perp} для кумулятивных пионов наблюдалось ранее в ^{9/}. Там же на основании данных, полученных для углов $\theta = 90^\circ$ и 168° , был сделан вывод о том, что сечение рождения пионов может быть представлено в факторизованном виде $f(x, p_{\perp}^2) = f_1(x) f_2(p_{\perp}^2)$. Совокупность всех имеющихся данных показывает, что такая факторизация не имеет места, и что $f(x, \theta) \approx f(x) f(\theta)$.

Из данных настоящей работы и работы ^{9/} можно получить зависимость f от p_{\perp}^2 при фиксированных x . На рис. 10 приведена функция $\varphi(p_{\perp}^2) = f(x, p_{\perp}^2) / f(x, 0)$ для пионов. С увеличением x наблюдается уширение распределения по p_{\perp}^2 . Зная функции φ , можно вычислить зависимость среднего квадрата поперечного импульса от x (рис. 11). Видно, что $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ для пионов возрастает с x , достигая величины 2 (ГэВ/с)^2 . На том же рисунке показана кривая для K^+ -мезонов и полученная нами ранее зависимость для протонов ^{2/}. Аналогичное представление данных ^{9/}, относящихся к начальной энергии 400 ГэВ , где $x \approx \alpha$, показывает ту же картину.

Отмеченная неоднократно общность характеристик рождения пионов и протонов является естественной в рамках модели ^{4/}, т. е. π и p содержат валентные кварки ядерных нуклонов, и их образование определяется структурной функцией ядра.

2.6. Особенности рождения K -мезонов

На рис. 12 приведено отношение $R_2 = f_{K^+}(x) / f_{\pi^+}(x)$ для разных ядер. Здесь же показаны данные, полученные в pp - и pPb -взаимодействиях при энергии 19 ГэВ , относящиеся к области фрагментации налетающего протона ^{16/}. Выход K^+ -мезонов в кумулятивных реакциях усилен, что отмечалось ранее в ^{9,15/}. Наблюдается зависимость эффекта от A . В рамках модели рекомбинации ^{17/} величина R_2 определяет степень SU_3 симметрии моря. Видно, что для тяжелого ядра Ta значение R_2 близко к единице.

На рис. 13 показано отношение $R_3 = f_{K^+}(x) / f_{\pi^+}(x)$ для ядер Be, Al, Cu, Ta . Величина $R_3 \approx 0,05$ и не зависит от x . Такое поведение отношения $R_3(x)$ находится в соответствии с предсказаниями кварковой модели фрагментации флуконов ^{4/}. Анализ в рамках этой модели ЕК-эффекта показал, что в ядре происходит перекачка части импульса валентных кварков в кварк-антикварковые пары моря. В отличие от "мягкого" моря нуклона

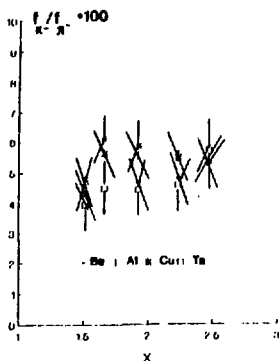


Рис.13. Отношения сечений рождения K^- и π^- -мезонов.

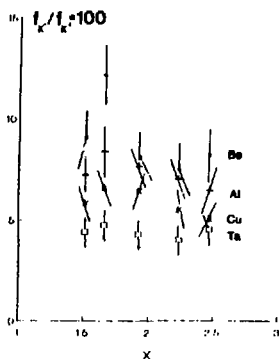


Рис.14. Отношения сечений рождения K^- и K^+ -мезонов.

"коллективное" море ядра должно быть "жестким", т.е. иметь такую же зависимость от x , как и валентные кварки. Наблюдаемая независимость R_3 от x подтверждает это предсказание. Эксперимент показывает, что странная компонента "коллективного" моря ($R_3 \sim s/d$) не зависит от A .

Показанное на рис.14 $R_4 = f_{K^-}(x)/f_{K^+}(x) \sim \bar{u}/u$ представляет собой не-странную компоненту "коллективного" моря. R_4 не зависит от x , но зависит от A . Предсказанная в [4] величина $R_4 = 0,04 \pm 0,06$ для средних и тяжелых ядер близка к экспериментальной.

Обращает на себя внимание тот факт, что A -зависимость наблюдается только для тех отношений, в которых участвует K^+ . Так, отношение $R_3 = f_{\pi^+}(x)/f_{\pi^-}(x)$, так же как R_3 , не зависит от $A^{2/3}$. Среди других мезонов K^+ выделен тем, что в его состав входит странный антикварк, в то время как π^+, π^-, K^- содержат нестранные антикварки. Одно из возможных объяснений выделенности K^+ -мезонов состоит в том, что в ядре, вследствие барионного окружения, низшие энергетические уровни нестранных кварков заполнены, а уровни странных кварков вакантны. В этих условиях рождение пар $u\bar{u}$ или $d\bar{d}$ может оказаться энергетически невыгодным. Другими словами, химический потенциал в ядерном веществе μ будет подавлять рождение нестранных морских кварков. В этих предположениях, согласно нашим данным, величина μ зависит от A . С другой стороны, возможно, что

вторичным наблюдаемого эффекта служит поглощение мезонов в ядрах. В этом случае выделенность K^+ связана с тем, что сечения взаимодействия K^+N меньше, чем соответствующие сечения для других мезонов. Однако предположение о существенной роли поглощения трудно совместить с наблюдаемым фактом универсальности параметров наклона спектров для всех вторичных частиц (рис. 2), за которым, по-видимому, стоит подобие x -распределений всех кварков и антикварков в области $x > 1$.

Литература

1. A.M. Baldin Proc. of the Jnt. Conf. on Extreme State of nuclear Systems, Brænden, 1980, v.2, p.1.
2. С. В. Бояринов и др. ЯФ, т. 46, вып. 5(11), 1987, с. 1472.
3. J.J. Aubert et al. Phys. Lett. 123B, p.275, 1983.
4. A.V. Efremov et al. JINR, E2-87-355, Dubna, 1987.
5. Н. П. Зотов и др. ЯФ, т. 45, вып. 2, с. 531, 1987.
6. С. В. Бояринов и др. Препринт ИТЭФ 86-78. М. ЦНИАТОМИНФОРМ, 1986.
7. С. В. Бояринов и др. Препринт ИТЭФ №13. М. ЦНИАТОМИНФОРМ, 1988.
8. N.A. Nikiforov et al. Phys. Rev. C v.22, No2, p.700, 1980.
9. A.M. Baldin et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
10. В. Р. Гарсеванишвили, Э. Р. Ментешавили. Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1, 2-84-599, Дубна, 1984, с. 157.
11. J.P. Vary. Ibid, p.186
12. Н. П. Зотов и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, №5, с. 39, 1987
13. С. В. Бояринов и др. Труды VIII международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1, 2-86-668, Дубна, 1987, т. I, с. 268.
14. R.G. Arnold et al. Phys. Lett. v. 52, No9, p. 727, 1984.
15. С. А. Герзон, Ю. Т. Киселев. Препринт ИТЭФ №55. М. 1984.
16. J. Allaby et al Report CERN 70-12, 1970.
17. K. Das, R. Hwa. Phys. Lett. v 68B, No5, p. 459, 1977.

COMPARISON OF BACKWARD PARTICLE PRODUCTION FROM ν -NEON AND ν -D

BEBC WA59 Collaboration

presented by J. Guy, Rutherford, UK

1. Introduction

Secondary protons from interactions on a free nucleon target cannot go backwards. Many experiments have used backward particle production as a tool to investigate bound nucleons, (summarized in references 1 to 4). It has been suggested⁽⁴⁾ that selecting events with fast backward protons might allow one to study the high momentum tail of the Fermi momentum distribution arising, perhaps, from short range nucleon-nucleon correlations in the nucleus. From another point of view, experiments in deep inelastic lepton nucleon scattering⁽⁵⁻⁷⁾ have shown that the nuclear structure functions deviate from the corresponding ones for the free nucleon (EMC effect). According to some of the models which have been proposed to explain this effect⁽⁸⁾, the Fermi motion and the nuclear binding play an important role, while other authors have emphasised the additional role of correlations between nucleons⁽⁹⁾: these might be better understood by studying backward proton production.

Several classes of models have been put forward to explain the fast backward proton production :

- two-nucleon correlation (or short range order) models^(10,11) suggest that the high momentum component of the backward proton arises from correlations between two (or more) nucleons inside the nucleus (called two, three or four nucleon clusters).

- average field models⁽¹²⁻¹⁵⁾ assume that the initial state of the nucleus contains a fast backward nucleon whose momentum is balanced by the remaining A-1 nucleons : an exponential tail to the Gaussian distribution of the Fermi motion is introduced to describe the momentum spectrum of the fast nucleon.

- reinteraction models (also called multiple scattering or intranuclear cascade) suggest that the backward protons result from several successive rescattering processes inside the target nucleus⁽¹⁶⁾, including intranuclear absorption of slow pions⁽¹⁷⁾.

Some of the predictions of the two-nucleon correlation model are not expected in other models (discussed in section 3). The antineutrino data from Efremenko et al^(19,19b), with a neon hydrogen mixture for the target, gave evidence for two-nucleon correlations. Other neutrino data from Ammosov et al^(20,21), with a higher atomic number target, CF_3Br , did not observe the correlation and concluded that nuclear reinteractions (intranuclear cascade) were responsible for the majority of the backward protons.

This paper presents data on backward proton and backward charged pion production in neutrino and antineutrino charged current interactions. The results for protons are compared with the expectations of the reinteraction model⁽¹⁷⁾ and the two-nucleon correlation model⁽¹⁰⁾ - taking deuterium data to represent this model in the same conditions - and with other experiments.

The simplest two-nucleon correlation model represents target nucleons as sometimes having a partner which is related to the target like the spectator in deuterium. For example in neutrino

charged current interactions, if significant two-nucleon correlations exist, then the backward (spectator) proton would be correlated with the produced muon. One correlation is simply that as the backward proton increases its share of the conserved sum of the energy minus the longitudinal momentum (along the beam direction), the muon share decreases. (The initial neutrino energy, E , and longitudinal momentum, P_L , are not known for each event, but their difference is, of course, zero. The spectator and target are usually assumed to have initial values of $E - P_L$, whose sum is constrained to be the mass of two nucleons, $2m_p$.) As the backward proton, or spectator, takes more of the initial $E - P_L$ there is less for the target nucleon and therefore less for the other particles, including the muon. The target nucleon is often taken to be off the mass shell in order to conserve the energy and momentum in the scattering process.

The predicted $E - P_L$ correlations may also be written in terms of the scaling variables x_B , and y_B , and their product $v_\mu = (E - P_L)/m_p$:

$$\langle x_B \rangle_{BP} = \langle x_B \rangle (2 - \alpha) \quad (1)$$

where $\langle x_B \rangle_{BP}$ and $\langle x_B \rangle$ are the average x_B values for the events with and without backward protons.

$$\langle y_B \rangle_{BP} = \langle y_B \rangle \quad (2)$$

and

$$\langle v_\mu \rangle_{BP} = \langle v_\mu \rangle (2 - \alpha) \quad (3)$$

where $\alpha = (E - P_L)_{BP}/m_p$ for the backward proton (backward protons have α above 1, as P_L is negative). In contrast to x_B and y_B , the muon variables have small systematic errors as they are not dependent on reconstructing the hadronic shower.

2. The Experimental data

The neon data used in this experiment come from an exposure of BEBC (the Big European Bubble Chamber) to the wide band antineutrino and neutrino beams generated by 400 GeV protons from the CERN SPS. BEBC was filled with a 75-mole per cent neon hydrogen mixture. Deuterium data (CERN experiment WA25) have already been compared in detail with neon⁽²⁷⁾, here they quantify the predictions of the two-nucleon correlation model in the same conditions (see section 6). Backward and forward tracks are defined with respect to the neutrino beam direction. Further experimental details for the neon data are given in reference 22, while the protons seen in the deuterium are analysed in reference 18. A summary of some of the measured quantities is shown in table 1.

3. Backward Particle Sample

The proton and π^+ identification efficiencies in neon are shown in figure 1. For the remainder of this paper the proton and pion differential distributions from this experiment are weighted to correct for these identification efficiencies whose means are 87% for protons, 76% for π^+ and 91% for π^- .

Backward particle differential distributions. Figure 2 shows the normalised invariant p^2 distributions of the backward particles for both beams combined. The normalised invariant differential cross section for backward particle production can be fitted as:

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{E}{p} \frac{d^2 N}{dp^2} = C \exp(-B(\theta)p^2) \quad (4)$$

where E and p are the energy and the momentum of the backward particle respectively and θ is the angle between the particle direction and the beam direction⁽¹⁰⁾.

The lines shown on figure 2 are fits of equation (4) to the data averaged over the whole backward region. Table 2 shows our measured values of the parameter B .

Table 1. Summary of experimental details, (p is short for proton). The data are for particle momenta above 350 MeV/c, except for the last line

	$\nu - \text{Ne}$	$\nu - \text{D}$	$\bar{\nu} - \text{Ne}$	$\bar{\nu} - \text{D}$
CC events selected	9520	22196	16536	15332
Mean v_μ , (called $\langle v_\mu \rangle$) $\times 10^4$	960 ± 10	998 ± 5	601 ± 5	611 ± 6
1 backward proton events	712	129	875	32
2 backward proton events	43	—	51	—
3 backward proton events	1	—	6	—
1 backward proton rate $\times 10^3$	85.3 ± 3.2	5.6 ± 0.5	60.3 ± 2.0	1.7 ± 0.3
2 backward proton rate $\times 10^3$	5.9 ± 0.5	—	4.0 ± 0.6	—
Backward π^- rate $\times 10^3$	7.2 ± 0.9	1.3 ± 0.2	10.8 ± 0.8	5.1 ± 0.5
Backward π^+ rate $\times 10^3$	12.1 ± 1.3	4.9 ± 0.5	10.5 ± 0.9	1.9 ± 0.3
1 backward p and no other p events	322	—	468	—
D data : p with $150 < p < 350$ MeV/c	—	665	—	227

Table 2. The parameter B for the lines fitted to the p^2 distributions shown in figure 2. The second errors shown are the systematic errors due to the statistical precision on the identification efficiencies

	$(\nu + \bar{\nu}) - \text{Ne data}$	$(\nu + \bar{\nu}) - \text{D data}$
Backward protons	$10.77 \pm 0.29 \pm 0.04$	12.1 ± 1.1
Backward π^+	$9.1 \pm 0.8 \pm 0.4$	14.7 ± 2.0
Backward π^-	10.2 ± 0.8	15.3 ± 2.1
1 backward p and no other p	11.3 ± 0.4	—

Table 3. Results of fitting lines to the variation of the $\langle v_\mu \rangle$ with α for events with backward protons

Fit	Data	χ^2	NDF	Slope	% with D_2 slope
A	$\nu - \text{Ne}$	22.9	14 - 1	0	—
B	$\bar{\nu} - \text{Ne}$	7.5	14 - 1	0	—
C	$\nu - \text{Ne}$	16.6	14 - 2	-0.48 ± 0.19	—
D	$\bar{\nu} - \text{Ne}$	4.6	14 - 2	-0.28 ± 0.17	—
E	$\nu - \text{Ne}$ 1 proton	35.9	11 - 1	0	—
F	$\bar{\nu} - \text{Ne}$ 1 proton	15.1	11 - 1	0	—
G	$\nu - \text{Ne}$ 1 proton	14.2	11 - 2	-1.21 ± 0.26	—
H	$\bar{\nu} - \text{Ne}$ 1 proton	4.4	11 - 2	-0.72 ± 0.22	—
I	$\nu - \text{Ne}$ 1 proton	14.2	12 - 4	-1.56 ± 0.23	77^{+22}_{-18}
J	$\bar{\nu} - \text{Ne}$ 1 proton	4.4	12 - 4	-1.92 ± 0.42	38^{+18}_{-15}

Figure 1. Identification efficiencies for protons and π^+ , (combined ν -Ne and $\bar{\nu}$ -Ne data).

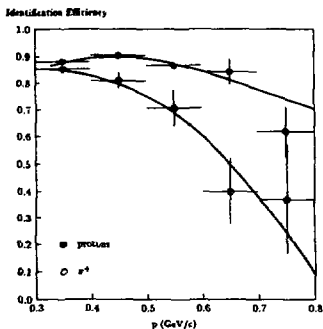


Figure 2. Invariant p^2 spectrum of the backward particles, for all neon data, for neon data with only one backward proton and deuterium (combined ν and $\bar{\nu}$ data).

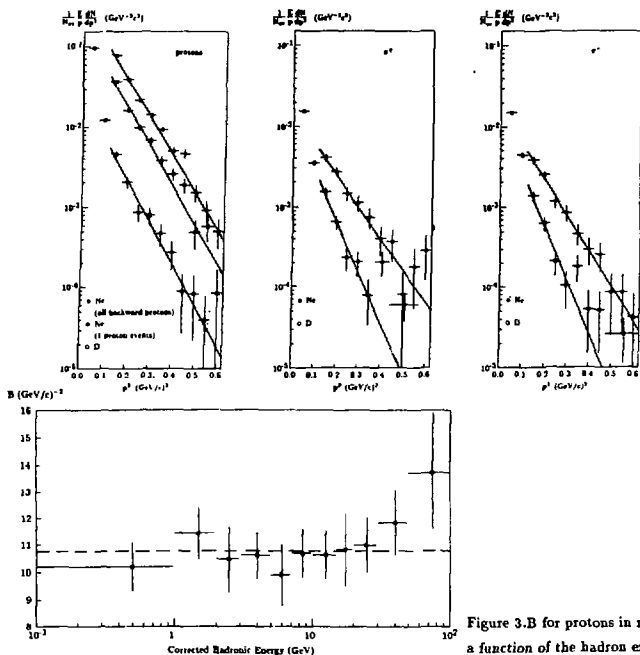


Figure 3. B for protons in neon as a function of the hadron energy.

Figure 3 shows B (for protons) averaged over the whole backward region as a function of the hadron energy for neon. We see no variation of B with energy. Our data spans a range in hadron energy that was previously only available from comparing different experiments. The mean $B = 10.8 \pm 0.3$ for neon lies within the range 10 to 14 quoted for several previous experiments. However a change in the slope is clearly seen on figure 2 for deuterium at $p^2 \sim 0.1(\text{GeV}/c)^2$, near the minimum momentum used for heavy targets. Thus the minimum momenta in different experiments may affect the fitted slopes. For momenta above 350 MeV/c, the deuterium data gives $B = 12.1 \pm 1.1$.

Figure 4 shows B (for protons) as a function of $\cos\theta$ after both our data samples are combined.

4. The Data and the Reinteraction Model

In the reinteraction (or intranuclear cascade) model the backward protons are produced by one or more rescatters inside the nucleus. These models predict events with several forward protons; these are seen in the data. These events also exhibit features expected from several reinteractions, because the more protons there are, the more backward protons are produced (see Figure 5). Indeed, Figure 5 indicates that the average multiplicity of the backward protons linearly increases with the number of the forward protons observed, for both the neutrino and antineutrino beams as seen previously⁽²¹⁾.

A further prediction of the reinteraction model is that the $E - P_t$ of the backward proton will not be related to $E - P_t$ for the muon, because the target nucleon is not related to the backward proton. In order to compare with other results, we scale the axes and plot $\frac{(E-P_t)_p}{(v_\mu)_m}$ against α . Figure 6(a) and (c) show these variables plotted against one another for both the neutrino and the antineutrino beam. In both cases it can be seen that as the backward proton's share of $E - P_t$ increases that of the muon remains roughly constant, in agreement with the model.

5. The Data and the Two-Nucleon Correlation Model

In this model the beam interaction occurs on the target nucleon, the other nucleon acting as a spectator during the process. If the target nucleon is moving forward before the interaction, the spectator nucleon is emitted in the backward hemisphere (because the two correlated nucleons have equal and opposite momenta).

$E - P_t$ (or v_μ) correlations. We looked at neutrino scattering on deuterium to see what distributions to expect from two-nucleon correlations. Figure 6(b) and (d) show results for ν -D and $\bar{\nu}$ -D: here the selected proton momenta are between 150 and 800 MeV/c - because the statistics for backward protons above 350 MeV/c is small. For α increasing from 1 to 1.5 the ν -D data qualitatively reproduce the decrease in v_μ expected by the two-nucleon correlation model, indicated by the line.

Figures 6(a) and (c) showed that v_μ has only a small correlation (slope of the data points) with α for the complete samples of backward protons in neon. Thus the full sample backward protons in neon show only inconclusive evidence for two-nucleon correlations.

However, we can reduce the contributions from reinteractions in the neon nuclei (intranuclear cascades) by selecting events with just one detected proton. Figure 6(b) and (d) show the ratio $\frac{v_p}{v_\mu}$ plotted against α for events with no more than one proton in the final state. Here the correlation seen in deuterium is partially reproduced in neon. The smaller decreases in neon of v_μ as α increases are expected to be due to both residual single protons from reinteractions, and from correlations between more than two nucleons. In the presence of both two-nucleon correlation and reinteraction contributions, we see no way to identify the multi-nucleon correlations in our data. We also note that we do not detect neutrons, so that an interaction with just one observed backward proton, may also have produced neutrons.

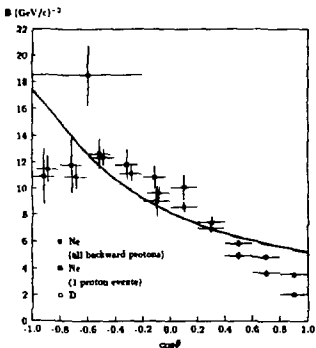


Figure 4. B as a function of $\cos\theta$ (for protons) obtained in this experiment (combined ν and $\bar{\nu}$ data). The curve is from reference 10.

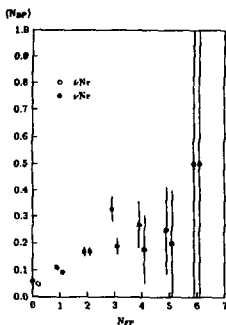


Figure 5. The observed multiplicity of the backward protons versus the number of forward protons.

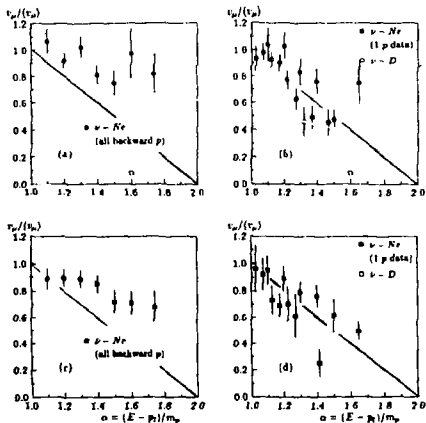


Figure 6. $\frac{N_{bp}}{N_{fp}}$ versus α for neon and deuterium, and for neon events with only one proton. The line shows the prediction of the two-nucleon correlation model.

We calculate the significance of this correlation by various fits to the data (shown in Table 3.) First we note that the fits (A and B) to the complete backward proton data sample with no correlation (slope zero) are reasonable, but do improve when slopes are introduced (fits C and D). However after the selection of events with just one proton, the neutrino data shows a marked preference for a negative slope (at some 4.5 standard deviations, compare fits E and G). The antineutrino data shows the same trend (the slope is some 3.1 standard deviations from zero, compare fits F and H). We can express these slopes in terms of the fraction of the correlation seen in deuterium, and an additional flat contribution (see fits I and J.)

If we assume y_{vis} is not correlated to α then there are more backward protons with momentum above 350 MeV/c in neon, $(3.0 \pm 0.9)\%$ for ν and $(1.2 \pm 0.5)\%$ for $\bar{\nu}$, attributable to two nucleon correlations than in deuterium, 0.6% for ν and 0.2% for $\bar{\nu}$. The neon rates need increasing by a factor ~ 2 for the removal of the of events with extra protons. After this correction the number of backward protons in neon with momenta above 350 MeV/c and showing the correlation is a factor 10 ± 3 larger than in deuterium for ν and 12 ± 5 for $\bar{\nu}$.

6. Conclusions

We have presented data on backward particle production from interactions of neutrinos in neon. The main results are :

- The invariant p^2 distributions of the backward protons are similar to those observed with other beams and targets.

- As expected for protons from reinteractions in the neon nucleus, the complete sample shows no strong dependence of v_{μ} on α (figs. 5(a) and (c).) This is in agreement with the results of Ammosov et al⁽²¹⁾ and in contrast to an earlier $\bar{\nu}$ -Ne experiment, Efremenko et al⁽¹⁹⁾, (with smaller statistics but a lower threshold for detecting backward protons.)

- When we remove events with more than one proton (expected for intranuclear cascades) from the sample, the neutrino and antineutrino data both show effects expected from two-nucleon correlations (see figure 6(b) and (d)), in agreement with Efremenko et al⁽¹⁹⁾.

- The number of backward protons in neon with momenta above 350 MeV/c and showing the two-nucleon correlation is a factor 10 ± 3 larger than in deuterium for ν and 12 ± 5 for $\bar{\nu}$.

Acknowledgements. We are greatly indebted to the WA25 collaboration for permission to use their data in this analysis. We express our gratitude to the CERN staff for excellent beam conditions and bubble chamber operation and to the scanning and measuring staff in all the institutions for their dedicated work.

References.

- (1) Leksin G.A., Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi 1976, edited by N.N.Bogolubov et al., Vol.I, A6-3
- (2) Baldin A.M. et al., Sov.J.Part.Nucl. 8(1977)195
- (3) Stavinsky V.S., Sov.J.Part.Nucl. 10(1979)373
- (4) Frankfurt L.L. and Strikman M.I., Phys.Rep. 76(1981)215
- (5) Anbert J.J. et al., Phys.Lett. B123(1983)275
- (6) Bodek A. et al., Phys.Rev.Lett. 50(1983)1431;51(1983)534
- (7) Arnold R.G. et al., Phys.Rev.Lett. 52(1984)727
- (8) Akulinichev S.V. et al., Phys. Lett. B158 (1985) 485, see also Akulinichev S.V. et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2239
- (9) Anisovich V.V. et al., Leningrad Nuclear Physics Institute preprint, LNPI 1258 (1987).
- (10) Frankfurt L.L. and Strikman M.I., Phys.Lett. B69(1977)93, see also Leningrad Nuclear Physics Institute preprint, LNPI 1329 (1987).
- (11) Kondratyuk L.A. and Shmatikov M.Zh., Preprint ITEP-114, Moscow, 1983
- (12) Amado R.D. and Woloshyn R.M., Phys.Rev.Lett. 36(1976)1435
- (13) Frankel S., Phys.Rev.Lett. 38(1977)1338
- (14) Blakenbeckler R. and Schmidt I.A., Phys.Rev. D15(1977)3321
- (15) Weber H.J. and Miller L.D., Phys.Rev. C16(1977)726
- (16) Kopeliovich V.B., Sov.J.Nucl.Phys. 26(1977)87
- (17) Komarov V.I. et al., Nucl.Phys. A326(1979)297
- (18) Tenner A.G., NIKHEF-H/86-7, NIKHEF report, NIKHEF Sectie-H, Amsterdam.
- (19) Efremenko V.I. et al., Phys.Rev. D22(1980)2581,
- (19b) Berge J.P. et al., Phys.Rev. D18(1978)1367.
- (20) Ivanilov A.A. et al., JETP Lett. 30(1979)362
- (21) Ammosov V.V. et al., Sov.J.Nucl.Phys. 43(1986)759
- (22) Varvell K. et al., Z.Phys.C36(1987)1
- (23) Heilmann H.G., Univ.of Bonn Internal Note, WA21 INT-1(1978)
- (24) Jones G., Preprint TRI-PP-11-62, Vancouver, 1981
- (25) Asaturyan V.M. et al., Sov.J.Nucl.Phys. 38(1983)408
- (26) Gulkanyan G.R. et al., Preprint EFI-643(33)-83, Erevan, 1983
- (27) Guy J. et al., Zeits fur Phys C36(1987)337.

ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Р.М. Суляев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Введение

Процессы образования адронов с большими поперечными импульсами (P_T) происходят на малых по сравнению с размерами адронов расстояниях. Их, наряду с глубоконеупругим рассеянием лептонов, образованием массивных лептонных пар и e^+e^- -аннигиляцией, относят к так называемым жестким процессам.

В настоящее время принято считать, что в подобных взаимодействиях непосредственно участвуют структурные составляющие адронов — партоны, под которыми понимаются кварки и глюоны, а в ряде случаев — и более сложные субадронные объекты, такие, как "составляющие" кварки, ди-кварки, мезоно- и барионоподобные состояния.

Жесткие соударения адронов с ядром имеют специфические особенности. Сечения жестких процессов малы по сравнению с типичными адронными сечениями. Поэтому ядро для таких процессов оказывается достаточно прозрачным. Тем не менее, налетающий адрон, прежде чем его быстрый партон жестко провзаимодействует внутри ядра, может своей мягкой компонентой претерпеть взаимодействие на поверхности ядра, а это, в свою очередь, как-то должно отразиться на дальнейшей судьбе партона. Распространение быстрого партона в плотной ядерной среде может сопровождаться мягким многократным рассеянием и излучением глюонов, а также повторным жестким взаимодействием. Если партон превращается в адрон в пределах ядра, то он может и поглотиться. Взаимодействие на поверхности ядра не является обязательной стадией в случае, когда адрон находится в состоянии сжатой конфигурации и ведет себя подобно партону.

Все эти особенности, несмотря на сложность процессов, позволяют, по крайней мере принципиально, использовать ядро как уникальный фильтр волновой функции адронов и анализатор пространственно-временной картины жесткого взаимодействия.

Возникает также вопрос о том, насколько ядерная среда отражается на процессе адронизации партонов, не содержит ли она ненуклонные степени свободы, не деформируется ли структурная функция глюонов в ядре

аналогично известному БМС-эффекту для кварков. Эти и другие подобные вопросы относятся уже к получению новой информации о свойствах ядерной материи.

Таким образом, процессы образования адронов с большими P_T на ядрах несут в себе новую информацию о взаимодействии кварков и глюонов и представляют самостоятельный и интересный предмет исследования.

В настоящем докладе делается попытка дать обзор основных экспериментальных результатов об образовании адронов с большими поперечными импульсами в адрон-ядерных соударениях, и прокомментировать их с точки зрения современных кварк-партоновых моделей.

1. Одиночное образование адронов с большими P_T

Первые эксперименты по образованию адронов с большими P_T в адрон-ядерных соударениях были связаны с изучением инклюзивных реакций образования заряженных адронов во взаимодействии протонов со сложными ядрами Be, Ti и W при энергии 200-400 ГэВ ^{/1/}.

$$p + A \rightarrow h^{\pm} + X, \quad (1)$$

где h^{\pm} обозначены π^{\pm} -, K^{\pm} -мезоны, p и \bar{p} . Были измерены инвариантные инклюзивные сечения под углом около 90° в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов в области поперечных импульсов $0,8 \leq P_T \leq 7,0$ ГэВ/с. Полученные данные затем были уточнены ^{/2/}. Измеренные сечения допускали параметризацию простым степенным законом:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \equiv \sigma = \sigma_0 A^{\alpha(P_T)} \quad (2)$$

Окончательные экспериментальные результаты для показателя $\alpha(P_T)$ представлены на рис. 1. Общим для всех сортов образующихся адронов является то, что показатель α растет с увеличением P_T и при самых больших достигнутых импульсах имеет тенденцию к выходу на плато или падению. Величина α в широкой области P_T существенно превышает единицу. Это означает, что эффективное число нуклонов в ядре превышает их реальное число. Такое ядерное усиление на первых порах выглядело довольно странным и получило название аномальной A -зависимости.

Отметим еще одну особенность A -зависимости инклюзивных сечений в этих результатах. Показатель α неодинаков для разных сортов частиц. Минимальное ядерное усиление имеет место для сечений образова-

ния π^\pm и K^\pm -мезонов. Величина α не превышает 1,15. Для сечений образования K^- -мезонов и протонов α достигает уже значения 1,3, а для сечений образования антипротонов — значения 1,5.

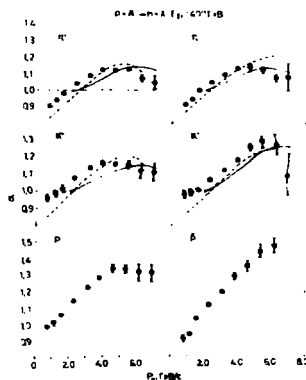


Рис. 1. Зависимость α от P_T в протон-ядерных соударениях при энергии 400 ГэВ. Сплошная линия — расчеты по модели /16/, пунктирная линия — по модели /19/.

При расширении диапазона энергий налетающих протонов от 70 до 800 ГэВ, где измерения были выполнены также под углом 90° в с.ц.м. /3-5/, было выяснено, что поведение показателя α в зависимости от P_T сравнительно слабо, но все же зависит от энергии. Появились и новые качественные особенности процесса. Так, при максимальной достигнутой энергии 800 ГэВ величина показателя α (см. рис. 2) падает до единицы при P_T около 8 ГэВ/с и остается постоянной вплоть до 10 ГэВ/с (при больших значениях P_T измерений пока нет). Важно подчеркнуть, что выход на единицу показателя α имеет место для всех сортов исследовавшихся мезонов в одной и той же области P_T , в том числе и для K^- -мезонов.

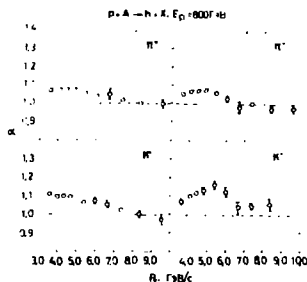


Рис. 2. Зависимость α от P_T в протон-ядерных соударениях при энергии 800 ГэВ.

При энергии 70 ГэВ были проведены, по-видимому, наиболее детальные исследования процессов образования адронов с большими P_T на ядрах [6-9]. В измерениях был охвачен наибольший интервал скейлинговой переменной $X_T = 2 P_T / \sqrt{s}$ и получены лучшие точности на широком наборе ядер (D, C, Al, Cu, Sn, Pb). В этих исследованиях было обнаружено заметное отклонение сечений образования всех сортов адронов от степенной A-зависимости. Показатель α при этой энергии зависит не только от P_T , но и от A, причем с увеличением A его величина падает. Наиболее наглядно это можно увидеть на примере экспериментальной зависимости так называемого коэффициента ядерного усиления R от массового числа A (см. рис. 3).

$$R = \sigma_{PA} / A \sigma_{PP}. \quad (3)$$

Для приведения сечений к усредненному нуклону взята сумма сечений образования π^+ - и π^- -мезонов в pp-соударениях. В случае справедливости степенного закона экспериментальные данные в выбранном на рисунке логарифмическом масштабе должны описываться прямыми линиями, что в действительности не выполняется. На этом же рисунке для сравнения приведены результаты, полученные при энергии 400 ГэВ, при которой степенная A-зависимость имеет место.

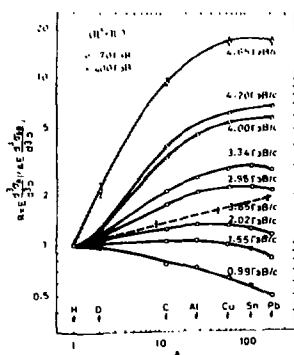


Рис. 3. Зависимость коэффициента ядерного усиления R от массового числа A для фиксированных значений R_T .

Ядерное усиление при энергии 70 ГэВ имеет большую величину, достигающую 20 для ядер Pb в области предельных значений X_T . Ядерное усиление проявляется даже для простейшего ядра – дейтрона. Это иллюстрируется на рис. 4 и 5.

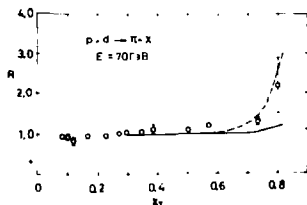


Рис. 4. Зависимость R для суммы сечений образования π^+ - и π^- -мезонов протонами на дейтроне при энергии 70 ГэВ. Сплошная линия – расчеты с учетом ферми-движения нуклонов, пунктирная линия – расчеты с учетом перерассеяния и вклада шестикварковых состояний.

На рисунке 4 показана зависимость R от X_T для суммы сечений образования π^+ - и π^- -мезонов, а на рисунке 5 – для сечений образования K^- -мезонов и антипротонов, которая, как и сумма сечений π^- -мезонов, не должна зависеть от того, происходит ли их образование на протонах

или нейтронах, поскольку K^- -мезоны и \bar{p} не содержат валентных кварков исходной системы.

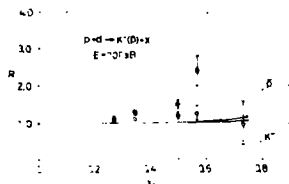


Рис. 5. Зависимость R для сечений образования K^- -мезонов (○) и антипротонов (●) протонами на дейтроне при энергии 70 ГэВ. Сплошные линии – расчеты с учетом ферми-движения нуклонов.

Экспериментальные данные, полученные в пучке π^- -мезонов при энергии 200 ГэВ /10/, качественно повторяют A -зависимость в протон-ядерных соударениях (см. рис. 6).

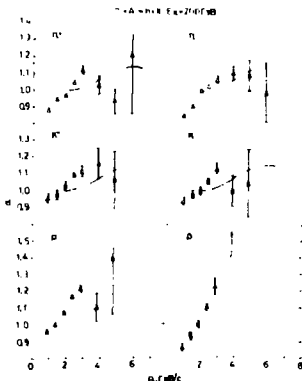


Рис. 6. Зависимость α от P_T в соударениях π^- -мезонов с ядрами при энергии 200 ГэВ. Сплошная линия – расчеты по модели /16/.

Некоторые наблюдающиеся здесь особенности связаны с зависимостью α от квантовых чисел образующихся частиц. Эту зависимость лучше всего можно проследить по отношению сечений или выходов различных частиц. Отношения сечений, как и сами сечения, описываются степенным законом, а показатель степени при A выражает разность показателей в A -зависимости сечений образования соответствующих частиц:

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2. \quad (4)$$

Результаты измерений величины $\Delta\alpha$ в пучках протонов при энергиях 70 и 400 ГэВ, а также в пучке π^- -мезонов при энергии 200 ГэВ, показаны на рис. 7.

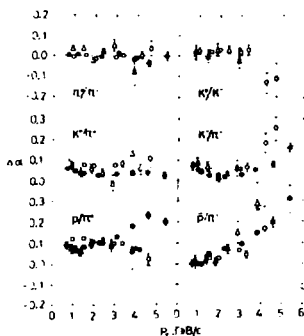


Рис. 7. Зависимость $\Delta\alpha$ от P_T . \circ — pA -соударения при энергии 70 ГэВ, \bullet — pA -соударения при энергии 400 ГэВ, Δ — π^-A -соударения при энергии 200 ГэВ.

Из рисунка видно, что существенной разницы в A -зависимости сечений образования пионов разных знаков не наблюдается. Сечения образования всех других частиц по сравнению с π^- -мезонами растут с увеличением A , что выражается в положительной величине $\Delta\alpha$. Рост отношений сечений $\sigma_{K^+}/\sigma_{\pi^+}$ не зависит от P_T , но имеется зависимость от энергии налетающих протонов. С увеличением энергии протонов этот рост замедляется. Зависимость от сорта налетающей частицы здесь не наблюдается.

Более сложную картину мы видим при образовании K^- -мезонов. В области P_T до 3 ГэВ/с A -зависимость отношений сечений $\sigma_{K^-}/\sigma_{\pi^-}$ остается одинаковой во всем диапазоне энергий для обоих сортов налетающих

частиц. Однако в области больших значений P_T величина $\Delta\alpha$, полученная в пучке протонов, заметно растет с увеличением P_T , причем рост замедляется при более высоких энергиях. В пучке π^- -мезонов такого роста не наблюдается.

Наибольший рост отношений сечений прослеживается в образовании протонов. В области P_T до 3 ГэВ/с величина $\Delta\alpha$ не зависит ни от энергии, ни от сорта налетающих частиц. В области P_T выше 3 ГэВ/с $\Delta\alpha$ в пучке протонов умеренных энергий падает, в то время как при более высоких энергиях она растет. Данные, полученные в пучке π^- -мезонов, похожи на результаты в пучке протонов при 70 ГэВ.

Таким образом, наблюдаемая зависимость сечений от квантовых чисел образующихся адронов свидетельствует о различиях в механизмах образования различных частиц и последующего их прохождения через ядерную среду.

Адрон-адронные взаимодействия с образованием частиц с большими P_T принято описывать в рамках кварк-партоновых моделей. Наиболее популярными из них являются квантовохромодинамическая партоновая модель (КХД-модель) ^{/11/} и модель обмена составляющими ^{/12/} (МОС). В основе первой из них (см. рис. 8) лежит представление о том, что в качестве партонов выступают кварки и глюоны, сечения взаимодействия которых вычисляются по квантовой хромодинамике. Кварки и глюоны несут определенные доли импульса налетающего адрона. Распределение по импульсу описывается структурными функциями $F(x, Q^2)$, определяемыми из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов. Кваркам и глюонам приписывается также некоторый поперечный импульс K_T , отражающий их внутреннее движение. Эту величину обычно берут из опытов по образованию в адронных соударениях мюонных пар с большими массами. После взаимодействия кварки и глюоны затем адронизируются, образуя струи адронов (в том числе и адроны с большими P_T), распределение по импульсу в которых вводят в соответствии с функцией фрагментации $G(z, Q^2)$, определяемой из экспериментов по образованию адронов в процессе e^+e^- -аннигиляции. Структурные функции и функции фрагментации зависят от Q^2 .

Важно подчеркнуть, что отбор в экспериментах адронов с большими P_T из-за круто падающих спектров приводит к такой селекции струй, когда адрон с большим P_T несет около 0,8 импульса исходного партона, и поэтому хорошо отражает свойства рассеянных партонов.

КХД-модель сравнительно хорошо описывает образование мезонов с большими P_T , но сильно противоречит экспериментальным данным по образованию барионов. Модель обмена составляющими допускает в качестве

партонов также мезоноподобные и барионоподобные состояния. Необходимые параметры для описания взаимодействия таких партонов заимствуются из опытов по рассеянию адронов.

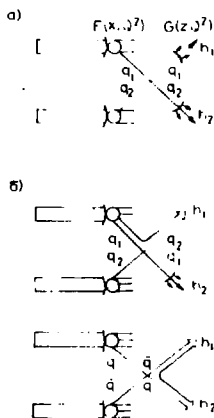


Рис. 8. Диаграммы моделей жесткого образования адронов:
а) КХД-модель; б) модель обмена составляющими.

С точки зрения этих моделей ядерное усиление инклюзивных сечений образования частиц с большими P_T на ядрах могло бы произойти или из-за деформации структурных функций партонов в ядре, или за счет эффекта от перерассеяния партонов в ядерной среде. Экспериментальные данные по изучению глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах говорят нам, однако, что изменения структурных функций кварков в ядрах или не того знака и масштаба (EMC-эффект), или сосредоточены в области больших значений X_T (ферми-движение нуклонов в ядре). Поэтому естественной причиной ядерного усиления в процессах с большими P_T следует считать перерассеяние партонов [13-14]. Перерассеяние может происходить как до жесткого взаимодействия, так и после него. В обоих случаях приобретает дополнительно к жесткому рассеянию поперечный импульс, ввиду чего измеренные инклюзивные сечения могут сильно возрастать.

В рамках гипотезы о перерасеянии партонов легко понять некоторые качественные особенности зависимости показателя α от квантовых чисел образовавшихся адронов. K^- -мезоны не имеют в своем составе валентных кварков исходной нуклон-нуклонной системы. Поэтому их образование в протон-ядерных соударениях связывают, в основном, с глюонами. Глюоны же имеют почти двойной цветовой заряд, что должно приводить к большей по сравнению с кварками вероятности перерасеяния и тем самым к более высокому значению показателя α . То же самое можно отнести и к образованию антипротонов. Напротив, в случае взаимодействия π^- -мезонов с ядрами основным источником K^- -мезонов должны быть \bar{u} -кварки, содержащиеся в исходной системе, в силу чего и показатель α в A -зависимости образования K^- -мезонов в пучке π^- -мезонов не сильно выделяется по сравнению с другими.

Можно предположить, почему и для образования протонов величина α больше, чем для π^- -мезонов. Мы уже отмечали, что модель с фрагментацией кварков в адроны не описывает образования протонов с большими P_T в адрон-адронных взаимодействиях. Возможно, что в образовании протонов основную роль играют более сложные системы, например, трикварки ^{/15/}. Тогда естественно ожидать и большее по сравнению с образованием мезонов значение показателя α .

Для количественного описания аномальной A -зависимости сечений образования адронов с большими P_T существует ряд моделей. Они отличаются, в основном, выбором объектов перерасеяния в стадии процесса, на которой перерасеяние дает наибольший эффект. Приведем результаты некоторых теоретических расчетов. Обратимся сначала к КХД-модели. В рамках этой модели в работе ^{/16/} было введено одно жесткое повторное рассеяние кварков и глюонов. Результаты расчетов показателя α для A -зависимости сечений образования мезонов в пучке протонов с энергией 400 ГэВ и пучке π^- -мезонов с энергией 200 ГэВ показаны на рис. 1 и 6 соответственно. Как видно из этих рисунков, модель качественно описывает экспериментальные данные, в том числе и особенности образования K^- -мезонов протонами и π^- -мезонами, однако хорошего количественного согласия с экспериментальными результатами она не дает. Нет, к сожалению, также и расчетов для области более высоких энергий и значений P_T , где наблюдается выход α на единицу.

Другой подход к описанию A -зависимости инклюзивных спектров мезонов с большими P_T исходит из предположения о том, что жесткого перерасеяния нет, а имеет место мягкое многократное рассеяние партонов перед жестким соударением ^{/17-19/}. В работе ^{/19/} для усиления эффекта предполагается, что рассеиваются составляющие кварки, имеющие

сечения порядка адронных. Пример расчетов, основанных на этих предположениях, приведен на рис. 1 пунктирной линией. Эта модель несколько лучше описывает экспериментальные данные, особенно в области сравнительно малых P_T , но не выделяет яркой зависимости от квантовых чисел образующихся адронов.

Недавно появились прямые экспериментальные доказательства того, что партоны перед жестким процессом при прохождении через ядерную среду приобретают некоторый поперечный импульс. Они были получены при изучении зависимости сечений образования мюонных пар на ядрах от переменной P_{out} (см. рис. 9), характеризующей некопланарность события /20/.

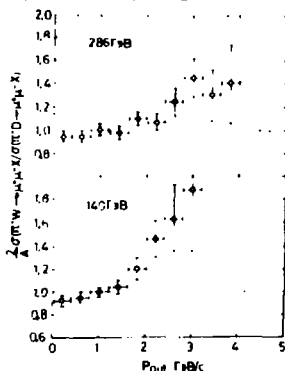


Рис.9. Нормированное отношение сечений образования мюонных пар на D и \sqrt{N} π^- -мезонами при энергиях 140 и 286 ГэВ в зависимости от P_{out} .

Мюонные пары, как принято считать, образуются в результате аннигиляции кварков и антикварков в "тяжелый" виртуальный фотон, превращающийся затем в мюоны. Мюоны слабо взаимодействуют с ядерным веществом и, поэтому, поперечный импульс P_{out} может возникнуть или за счет внутреннего поперечного движения кварков K_T , или за счет взаимодействия перед аннигиляцией. K_T не приводит к A -зависимости. Следовательно, наблюдаемый эффект связан с рассеянием или излучением кварков перед жестким процессом. Этот факт укрепляет позиции последней модели, но нужно убедиться в количественном согласии предсказаний модели с этими экспериментальными данными. На первый взгляд, эффект от мягкого перерассеяния, полученный в этом эксперименте, не столь значителен, чтобы

полностью описать A -зависимость сечений образования адронов с большими P_T .

Отдельно рассмотрим область поперечных импульсов вблизи кинематической границы, т.е. область больших значений X_T . Эта область чувствительна к ферми-движению нуклонов в ядре и многокварковым состояниям, если они в действительности существуют. Обратимся сначала к результатам, полученным на самом легком ядре — дейтроне, где эффекты от перерасcеяния минимальны (см. рис. 4, 5). Сплошной линией на этом рисунке нанесены результаты, учитывающие влияние ферми-движения нуклонов. Видно, что одно ферми-движение не дает согласия с экспериментальными данными.

Более последовательные расчеты были выполнены в работе /21/, где, наряду с ферми-движением, учитывалось мягкое перерасcеяние партонов и шестикварковые состояния. Результаты этих расчетов, приведенные на том же рисунке пунктирной линией, лучше описывают экспериментальные данные. Недостаточная точность измерений пока затрудняет сделать окончательные выводы о проявлении шестикварковых состояний в дейтроне.

Та же схема расчетов с привлечением модели флутонов была применена к анализу данных, полученных на более тяжелых ядрах. Результаты расчетов вместе с экспериментальными точками для $X_T = 0,81$ показаны на рис. 10. Там же для сравнения приведены теоретические предсказания на основе учета только перерасcеяния ферми-движения.

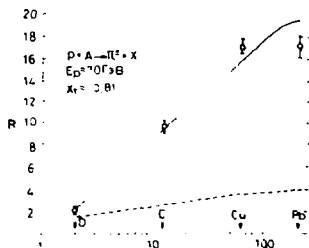


Рис. 10. Величина R при фиксированном значении $X_T = 0,81$ в зависимости от A . Пунктирная линия — расчеты с учетом перерасcеяния и ферми-движения нуклонов, сплошная линия — расчеты, учитывающие еще и вклад флутонов /21/.

Эти две причины дают только 20% от наблюдаемого эффекта, в то время как включение в рассмотрение флуктонов хорошо объясняет экспериментальные данные. Вероятность флуктонов в ядре оценивается в 20-30% в зависимости от атомного веса ядра. Можно ли считать этот анализ доказательством проявления флуктонов в ядрах? Скорее всего к этому следует относиться с осторожностью, поскольку модель не учитывает жестких перерассеяний партонов, роль которых до конца не ясна.

При описании экспериментальных результатов по инклюзивному образованию адронов с большими P_T обращалось внимание на то, что не при всех энергиях A -зависимость описывается степенным законом. Отступление от степенного закона явно наблюдается при энергии 70 ГэВ и не обнаруживается при более высоких энергиях. По характеру отклонения от степенной A -зависимости можно предположить, что включается некоторый механизм выбивания партонов, усиливающийся с утяжелением ядер. Наиболее естественным объяснением этого факта служит предположение о проявлении длины формирования адронов ^{/22/}. При сравнительно малых энергиях длина формирования оказывается сравнимой с размерами ядер, что приводит к поглощению адронов в ядерной среде. Поскольку длина формирования линейно зависит от импульса, формирование адронов при более высоких энергиях происходит вне ядра. В данном случае мы, по-видимому, явно столкнулись с возможностью наблюдения пространственно-временной картины взаимодействия.

Анализ экспериментальных данных, полученных при 70 ГэВ, позволил оценить длину формирования адронов в жестком процессе ^{/23/}. Результаты анализа, выполненного в рамках кварк-партоновой модели с учетом жесткого перерассеяния партонов, показаны на рис. II.

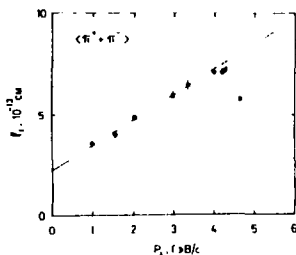


Рис. II. Длина формирования J/ψ -мезонов l_f в зависимости от P_T . Сплошная линия - линейная аппроксимация данных.

На нем приведены оценки длины формирования π^- -мезонов для разных значений P_T . Как и ожидалось, длина формирования оказывается сравнимой с размерами ядра и линейно растет с импульсом.

2. Образование адронных пар с большими P_T и струй

Новые широкие возможности изучения процессов образования адронов с большими поперечными импульсами открываются в случае, когда регистрируются не одиночные адроны, а пары адронов, разлетающихся в с.ц.м. сталкивающихся частиц в противоположные стороны:

$$h + A \rightarrow h_1 + h_2 + X. \quad (5)$$

Особый интерес представляют собой так называемые симметричные пары. Под симметричными парами подразумеваются адроны, разлетающиеся в результате взаимодействия в противоположные стороны под углом 180° и обладающие равными импульсами. Особенность этого процесса состоит в том, что его сечение мало чувствительно к эффектам перерасеяния. A -зависимость сечений симметричных адронных пар предсказывается просто линейной ^{/16/}. В то же время несимметричные по импульсу пары адронов должны возникать, в основном, за счет перерасеяний партонов до жесткого соударения или после него. A -зависимость их сечений должна скорее напоминать A -зависимость инклюзивных процессов.

Первые опыты подтвердили эти предположения. На рис. 12 представлена A -зависимость сечений образования симметричных по импульсу π^0 -мезонов протонами при энергии 70 ГэВ ^{/24/}. На рис. 13 показана A -зависимость сечений образования заряженных адронов без разделения по сортам частиц, полученных при энергиях протонов 70 ^{/25/} и 400 ГэВ ^{/26-28/}. Зависимости представлены от переменной $m' = P_{T1} + P_{T2}$. Величина показателя α для симметричных пар в широком диапазоне поперечных импульсов оказывается совместимой с единицей. Результаты лишь одной работы ^{/27/} выпадают из общей картины. Возможно, это связано с различием в выборе кинематических переменных.

Для несимметричных по импульсу пар A -зависимость от переменных, характеризующих разбаланс импульсов P_{out} или азимутального угла между импульсами адронов φ , становится похожей на зависимость инклюзивных спектров от атомного веса (см. рис. 14). В этом месте напомним результаты изучения A -зависимости сечений образования мюонных пар от P_{out} . Данные по ним, пересчитанные на показатель α , приведены на рис. 14 вместе с аналогичными данными для адронных пар. Из сравнения этих результатов следует, что ядерное усиление для процесса образования адронов выше, чем для образования мюонных пар, что

можно рассматривать как указание на наличие перерасеяния партонов после жесткого соударения.

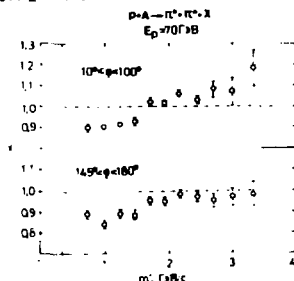


Рис. 12. Зависимость α от величины $m' = P_{T1} + P_{T2}$ в образовании пары $\pi^+\pi^-$ -мезонов в pA -соударениях при энергии 70 ГэВ для двух интервалов азимутального угла.

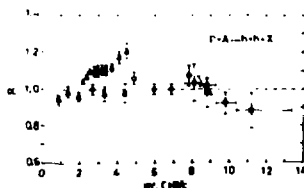


Рис. 13. Зависимость α от m' в образовании симметричных пар заряженных адронов протонами. \blacktriangle — энергия 70 ГэВ, \triangle /27/, \circ /26/, \bullet /28/ — энергия 400 ГэВ.

Более детальные и точные эксперименты по изучению образования симметричных адронных пар дали неожиданные результаты. Первые такие эксперименты были выполнены при энергии протонов 70 ГэВ /29/. В них изучалось образование симметричных положительно заряженных пар адронов ($\pi^+\pi^+$, π^+p , pp , $K^+\pi^+$, K^+p), разлетающихся в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов под углом 90° при взаимодействии протонов с ядрами Be, Si и Pb. Измеренные сечения хорошо описываются степенной A -зависимостью. Полученные результаты представлены на рис. 15. Оказалось, что показатель α уже для сумм сечений всех адронов, начиная с $P_T > 1,5$ ГэВ/с, падает ниже единицы. Эффект неодинаков для различ-

ных комбинаций адронов. Для пар, содержащих только мезоны ($\pi^+\pi^-$, π^+K^-), величина α падает до значения 0,7-0,6. Для пар же, имеющих в своем составе протоны, α находится на уровне единицы.

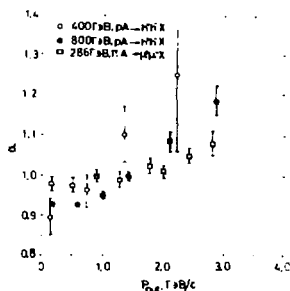


Рис. 14. Зависимость α от P_{out} в процессах образования адронных и мезонных пар.

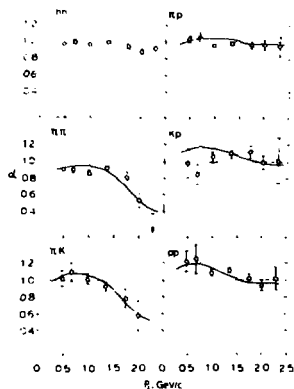


Рис. 15. Зависимость α от P_T в процессах образования симметричных адронных пар разных комбинаций частиц. Сплошная линия — расчеты по модели /30/.

Недавно стали известны предварительные результаты эксперимента E-605 ФНАЛ при энергии протонов 800 ГэВ ^{/5/}. В них также наблюдается падение показателя α ниже единицы для суммы сечений разнозаряженных симметричных адронных пар в области P_T около 4 ГэВ/с (см. рис. 16).

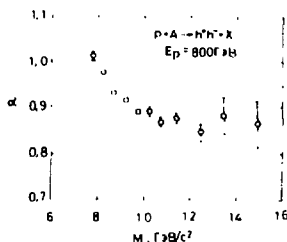


Рис. 16. Зависимость α от эффективной массы M в образовании симметричных разнозаряженных адронных пар при энергии 800 ГэВ.

Падение, правда, не столь велико (0,85), но существенно превышает то, что можно было бы ожидать от БМС-эффекта. Обращает на себя внимание тот факт, что падение α в обоих экспериментах при большом различии в энергиях налетающих протонов происходит примерно в одной и той же области скейлинговой переменной X_T .

Для объяснения серпуховских результатов в работе ^{/30/} была предложена модель цветного торможения кварков и глюонов. В соответствии с этой моделью цветные партоны не свободно распространяются в ядерной среде, а попадают в цветное поле, возмущенное взаимодействием адрона на поверхности ядра, и испытывают торможение. Если учесть, что большие значения X_T адрон не может иметь на большой длине формирования, то возникает своеобразная экранировка для образования адронов. При $X_T \rightarrow 1$ показатель α в этой модели стремится к $1/3$, т.е. адроны могут образоваться только в кольцевом поясе ядра.

В численных расчетах авторами этой модели было принято во внимание, что при относительно малых P_T в сечениях образования адронных пар имеется вклад от процессов мягкого взаимодействия ^{/31/}, имеющего зависимость $A^{\alpha/3}$. Результаты расчетов, как видно из рис. 14, хорошо согласуются с экспериментальными данными по образованию мезонных пар при коэффициенте натяжения струны $\mathcal{K} = 3 \text{ ГэВ}/\text{фм}$.

Что касается α для сечений образования пар, содержащих протоны, то здесь следует вспомнить, что КХД-партонная модель не описывает образования нуклонов с большими P_T . Есть основания полагать (например /32/), что пары протонов с большими P_T образуются за счет квазиупругого рассеяния белых, сжатых в пространстве, трехкварковых конфигураций, в которых цветовой заряд сильно экранирован. Такие сжатые конфигурации слабо взаимодействуют с ядерным веществом, и поэтому A -зависимость сечений образования партонных пар должна линейно меняться с A . Наличие в паре вместе с протоном мезонов, как показывают оценки, мало изменит A -зависимость. Результаты расчетов α для пар, содержащих протоны, также приведены на рис. 15. И в этом случае наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными. Это обстоятельство позволяет рассматривать процессы образования протонных пар на ядрах как хороший пример, указывающий на существование сжатых конфигураций, предсказываемых КХД. Подчеркнем, что в данном случае ядро послужило, по существу, анализатором волновой функции протонов.

Модель, объясняющая серпуховские результаты, не содержит скейлинга по X_T . Поэтому неясно, насколько хорошо при ее помощи можно будет описать результаты эксперимента Е-605. Не исключено, что наблюдающиеся в образовании симметричных адронных пар эффекты при 70 и 800 ГэВ имеют разную природу. Для полного понимания обнаруженных эффектов нужны новые экспериментальные данные. В первую очередь, очень важно получить данные о зависимости показателя α от квантовых чисел образующихся адронов при энергии 800 ГэВ. Нужны дальнейшие исследования и при умеренных энергиях. Модель, например, предсказывает, что для сечений образования K^+K^- -пар, падение α ниже единицы должно начаться раньше, чем для $\pi^+\pi^-$ -пар, поскольку в образовании пар K -мезонов важную роль играют глюоны. Интересно также провести опыты в пучках других сортов адронов.

Последние экспериментальные результаты, о которых хотелось бы упомянуть, связаны с образованием в протон-ядерных соударениях струй, которые ожидаются в процессе жесткого рассеяния. Первые данные в этой области получены при энергии 800 ГэВ в эксперименте Е-672 ФНАЛ /33/.

В этом эксперименте изучены события с большими поперечными энергиями E_T , образованные в протон-протонных и протон-ядерных соударениях. События с большими E_T изучались и ранее при энергии 400 ГэВ /34, 35/. Они характеризуются большой множественностью частиц, вылетающих под большими углами. Струи в этих событиях выделить, однако, не удалось. A -зависимость сечений образования событий с большими E_T , подобно

инклюзивным процессам образования адронов с большими P_T , отличаются большим значением показателя α (1,5–1,6). При энергии 800 ГэВ струи уже проявляются и могут быть выделены на фоне событий с большими E_T . Для выделения струй используется переменная планарности события. Она определяется при нахождении максимальной величины отношения:

$$P = \max \frac{\sum P_{\parallel} - \sum P_{\perp}}{\sum P_{\parallel} + \sum P_{\perp}}, \quad (6)$$

где P_{\parallel} (P_{\perp}) есть перпендикулярная (параллельная) компоненты поперечных импульсов частиц относительно некоторой оси, выбираемой из условия максимума P . Струеподобными событиями считаются такие, у которых величина P близка к единице. Это соответствует образованию двух струй, разлетающихся в противоположном направлении.

На рис. 17 представлена экспериментальная зависимость показателя степеней α от планарности событий для случая $E_T > 8$ ГэВ.

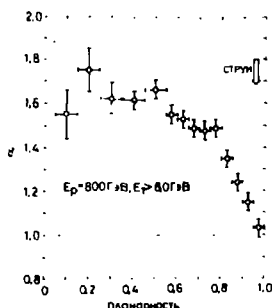


Рис. 17. Зависимость α от величины планарности в процессах образования событий с большими E_T при энергии 800 ГэВ.

При малых значениях планарности α существенно превышает единицу. С ростом P α падает, и при предельных значениях планарности согласуется с единицей. Это подтверждает наличие жесткого взаимодействия и напоминает то, что происходит с A -зависимостью сечений образования симметричных адронных пар с большими P_T .

3. Выводы

К настоящему времени уже накоплен богатый экспериментальный материал о процессах образования адронов с большими поперечными импульсами на ядрах. Его анализ показывает, что основные закономерности процессов могут быть, по крайней мере качественно, описаны в рамках представлений кварк-партоновых моделей.

Ядерное усиление инклюзивных спектров адронов является, в основном, следствием перераспределения и, возможно, излучения партонов в ядерном веществе. Остается до конца не ясным соотношение мягких и жестких перераспределений. По-видимому, и те и другие следует принимать в расчет. Не исключается также роль мн. экварковых состояний в ядре (флуктонов) при больших значениях X_T . При сравнительно малых энергиях сечения образования адронов с большими P_T существенно зависят от длины формирования адронов. Получены указания на существование торможения партонов цветными силами на начальной стадии процесса. На примере образования симметричных пар протонов просматривается особая роль сжатых конфигураций протонов, для которых ядро оказывается прозрачным.

Пока неизвестно, насколько успешно удастся описать в рамках развитых теоретических моделей новые результаты Е-605. Ясно, что дальнейший прогресс в изучении жестких процессов на ядрах будет зависеть от новых экспериментальных данных, которые, конечно, необходимы, но и от построения моделей, последовательно включающих в себя все особенности взаимодействия.

Выражаю благодарность В.В.Абрамову, А.А.Волкову, В.Н.Евдокимову, В.В.Змучко и В.И.Крышкину за ценные замечания.

Список литературы

1. Cronin J.W. et al // Phys. Rev. 1975. V. D11. P. 3105.
2. Kluberg I. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 670.
Antreasyan D. et al. // Phys. Rev. 1979. V. D19. P. 764.
3. Абрамов В.В. и др. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 660.
4. Garbutt D.A. et al. // Phys. Lett. 1977. V. 67B. P. 355.
5. Crittenden J.A. - 1987. Experiment 605 at FNAL.
6. Абрамов В.В. и др. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1483.
7. Абрамов В.В. и др. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1199.
8. Абрамов В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 92.
9. Абрамов В.В. и др. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 357.
10. Gloukaris N.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1690.
Frisch H.J. et al. // Phys. Rev. 1983. V. 27D. P. 1001.

11. Feynman R.P. et al. // *Phys. Rev.* 1978. V. D18. P. 3320.
12. Blankenbckler R. et al. // *Phys. Rev.* 1978. V. D18. P. 900.
13. Эмунко В.В. // *ЯФ.* 1980. Т. 32. С. 246.
14. Krasowski A. et al. // *Phys. Lett.* 1979. V. 85B. P. 407.
15. Ким В.Т. - Препринт ОИЯИ Е2-87-75, Дубна, 1987.
16. Lev M., Peterson B. // *Z. Phys. C - Particles and Fields.* 1983. V. 21. P. 155.
17. Bodwin G.T. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 49. P. 1799.
18. Воложин С.А., Никитин Ю.П. // *Письма в ЖЭТФ.* 1982. Т. 36. С. 163.
19. Ликасов Г.И., Шерхонов Б.Х. - Препринт ОИЯИ. P2-82-665, Дубна.
20. Bordalo P. et al. // *Phys. Lett.* 1987. V. 193. P. 373.
21. Виремов А.В. и др. - Препринт ОИЯИ, Е2-85-537. Дубна, 1985.
22. Николаев Н.Н. // *УФН.* 1981. Т. 134. С. 369.
23. Абрамов В.В. // *ЯФ.* 1986. Т. 44. С. 1318.
24. Абрамов В.В. и др. // *ЯФ.* 1981. Т. 34. С. 1271.
25. Абрамов В.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1983. Т. 6. С. 296.
26. McCarthy R.L. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. P. 213.
27. Finley D.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 1031.
28. Hsiung Y.B. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 457.
29. Abramov V.V. et al. // *Z. Phys. C - Particles and Fields.* 1985. V. 27. P. 491.
30. Конеликович Б.З., Нидермайер Ф. // *ЯФ.* 1985. Т. 42. С. 197.
31. Абрамов В.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1981. Т. 34. С. 621.
32. Абрамов В.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1981. Т. 33. С. 475.
33. Gomez R. et al. // *Phys. Rev.* V. 35.D. P. 2736.
34. De Marzio C. et al. // *Nucl. Phys.* 1983. V. B211. P. 375.
35. Brown B. et al. // *Phys. Rev.* 1984. V. D29. P. 1895.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И А-ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПИОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ОТ 17 ДО 62 ГЭВ

Беляев Н.М.^{*}, Гавришук О.П., Золин Л.С., Переседов В.Ф.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Е-ЗАВИСИМОСТЬ

Спектры адронов, рождающихся во взаимодействии релятивистских частиц с ядрами в области, кинематически запрещенной для взаимодействия с квазисвободными нуклонами ядра, демонстрируют при энергиях выше нескольких ГэВ поведение, соответствующее предсказаниям гипотезы предельной фрагментации. А именно, форма спектра рожденных адронов слабо зависит от энергии налетающей частицы; дополнительно к этому было установлено, что величина инвариантного сечения, нормированного на полное сечение неупругого взаимодействия, мало зависит от энергии и сорта налетающей частицы. Эти особенности поведения спектров были отмечены в первых экспериментах по исследованию поведения сечений протонов, вылетающих в заднюю полусферу в $p(\pi^-)A$ — взаимодействиях, и получили название "ядерного скейлинга" ^{1/}.

Гипотеза кумулятивного эффекта ^{2/} связывает рождение адронов в обсуждаемой кинематической области с наличием кварковых степеней свободы в ядрах. Порог, выше которого кварковые степени проявляют себя, и закономерности кумулятивного рождения адронов демонстрируют универсальный характер, в обобщенной форме выражается через разность четырехмерных скоростей частиц ($u = p/m$, где p — 4-импульс), участвующих в инклюзивном процессе $a + b \rightarrow c + \dots$ ^{3/} :

$$b_{ik} = - (u_i - u_k)^2 \geq 5. \quad (I)$$

В случае pA -взаимодействий условию (I) соответствует энергия первичных протонов $E_0 \geq 3$ ГэВ, выше этого порога реализуется режим предельной фрагментации. Полагается, что в наиболее чистом виде закономерности кумулятивных процессов должны проявиться при рождении наиболее

^{*} Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

и их адронов-пионов. Появление данных по кумулятивным пионам при энергии 8,9 ГэВ и 400 ГэВ показало, однако, существенное различие в величине сечения и наклоне в кумулятивной части спектра пионов: при кумулятивном числе 2 сечения отличались на порядок величины. Это различие противоречит ожидаемому поведению сечений в режиме предельной фрагментации [4,5].

В эксперименте по исследованию кумулятивных процессов при энергиях ускорителя ИФВЭ (Серпухов), нами было проведено тщательное изучение энергетической зависимости сечений образования пионов в интервале энергий первичных протонов 15 – 61 ГэВ. Сопоставление с наборами данных при 8,9 ГэВ и 400 ГэВ должно было прояснить степень приближения к энергетическому скейлингу.

Энергетический диапазон от 15 до 61 ГэВ при обработке данных был разделен на 7 интервалов. На рис. I представлены инвариантные сечения $(E/A) d^2/dq^2$ в зависимости от кинетической энергии пионов для крайних интервалов 17 и 57 ГэВ, сечения для остальных интервалов занимают промежуточное положение. Видно, что величина сечений при возрастании энергии растет очень незначительно, а форма спектра практически не меняется. Наблюдается изменение наклона T-спектров пионов вблизи кумулятивной границы ($X = 1$) при $T \approx 380$ МэВ ($q_{\pi} \approx q_0 = 500$ МэВ/с). Критерий X^2 показывает, что описание спектра существенно улучшается при аппроксимации независимыми экспонентами в мягкой ($q < q_0$) и жесткой ($q > q_0$) частях спектра. При более низкой энергии подобное поведение наблюдалось при $E_0 = 8,9$ ГэВ в реакции $p + Al \rightarrow \pi^0 + X$ [4]. Двухпараметрическое описание вида $S_{1,2} (-T/T_{1,2})$, отдельно в докумулятивной ($q < q_0$) и кумулятивной ($q > q_0$) частях спектра дает

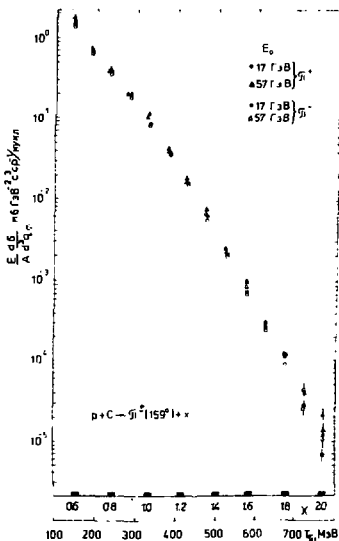


Рис. I.

Инвариантные сечения образования π^+ и π^- мезонов протонами с энергией 17 и 57 ГэВ.

близкие к единице значения χ^2/NDF . Поведение температуры спектров $T_{1,2}$ в зависимости от начальной энергии E_0 показано на рис.2. Здесь приведены также данные аналогичной аппроксимации для реакции

$p + A \rightarrow \pi^-(168^\circ) + x$ при $E_0 = 8,9$ ГэВ^{4/} и $p + C \rightarrow \pi^+(160^\circ) + x$ при

400 ГэВ^{5/}. T_1 и T_2 при изменении E_0 от 15 до 61 ГэВ меняются незначительно, при этом значение T_1 неплохо согласуется с данными при 8,9 ГэВ и 400 ГэВ. Для "кумулятивной температуры" T_2 такого согласия нет, ее значение при E_0 60 ГэВ существенно ниже, чем при E_0 400 ГэВ. Это отражается соответственно в нарастании с увеличением импульса расхождения инвариантных сечений, что хорошо видно на рис.3 где сопоставлены инвариантные сечения (нормированные на A) образования кумулятивных пионов для трех экспериментов.

E -зависимость сечений в нашей области энергий (15–61 ГэВ) была параметризована в виде $(E/A) d\sigma/dq = C(1 + B \cdot \log(E/E_0))$ (2). Абсолютная величина сечений при фиксированном q меняется с ростом E_0 незначительно, темп роста сечений, характеризуемый параметром B , меняется с увеличением q от 300 до 800 МэВ/с примерно вдвое. Значение инвариантных сечений в соответствии с (2) увеличивается на 15–25% с ростом E_0 от 15 до 61 ГэВ и на

Рис.3.

Зависимость инвариантного сечения от кинетической энергии пионов по данным трех экспериментов при $E_0 = 8,9$ ГэВ^{4/}, $E_0 = 37$ ГэВ (наши данные) и $E_0 = 400$ ГэВ^{5/}.

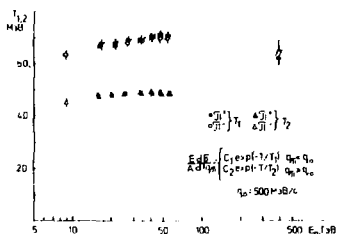
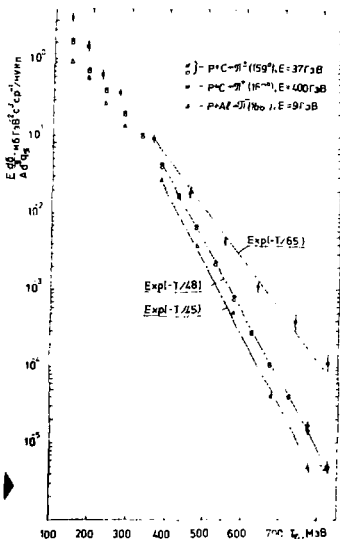


Рис.2. Зависимость температуры спектров $T_{1,2}$ от энергии первичных протонов E_0 .



30-60% с увеличением E_0 до 400 ГэВ (рис.4). При $X < 1$ ($q < 500$ МэВ/с) результат экстраполяции по (2) близок к результатам измерений при $E_0 = 400$ ГэВ, в кумулятивной области ($q > 500$ МэВ/с) имеет место расхождение, нарастающее с ростом q (или X).

Рассмотрение результатов нашего и предшествующих экспериментов позволяет сделать следующие выводы.

1. В кумулятивном образовании пионов при взаимодействии протонов с энергией от 15 до 61 ГэВ с ядрами углерода наблюдается приближение к "энергетическому" скейлингу — инвариантное сечение с ростом энергии возрастает незначительно (20%), температура (наклон) спектров π^+ -мезонов с точностью 2 % постоянна в кумулятивной ($X > 1$) части спектров.

2. Наклоны спектров при значениях кумулятивной переменной $X < 1$ и $X > 1$ существенно различны. Можно предположить, что смена температуры спектров вблизи кинематической границы $X=1$ связана с перераспределением вклада различных механизмов образования пионов при переходе в кумулятивную область.

3. Величины сечений и наклоны спектров при $E_0 = 15-61$ ГэВ близки к измеренным при более низких энергиях в исследованном интервале импульсов пионов при изменении кумулятивной переменной X от 0,6 до 2. Однако в эксперименте, выполненном при энергии протонов $E_0 = 400$ ГэВ^{4/}, наблюдалось существенно иное поведение спектра пионов при $X > 1$. Это различие трудно согласовать с ожидаемым поведением сечений в режиме фрагментации, который проявляется в кумулятивных процессах при энергиях $E_0 \geq 3-5$ ГэВ. В этой связи необходимы дополнительные экспериментальные данные для выяснения энергетической зависимости инклюзивных сечений в кумулятивных процессах при $E_0 > 60$ ГэВ.

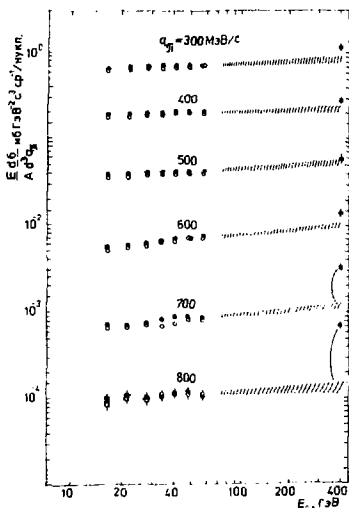


Рис.4. Зависимость инвариантных сечений для π^+ - и π^- -мезонов при различных импульсах от энергии протонов E_0 .

А-ЗАВИСИМОСТЬ

Первые сведения об А-зависимости в кумулятивных процессах^{/6/} привели к заключению, что она имеет усиленный (по сравнению с $A^{2/3}$) характер. Это было воспринято как свидетельство о локальном характере взаимодействия, для описания которого применим кварк-партонный язык. Конкретная форма А-зависимости для кумулятивных частиц разного сорта (π, K, p) оказалась, однако, различной^{/4/}. Для пионов характерно приближение к А-зависимости объемного типа $E d\sigma/dq \sim A^1$. Дубненская группа^{/4,7/} провела подробное изучение А-зависимости в реакциях $P(8,9 \text{ ГэВ}) + A \rightarrow \pi^\pm + \dots$ при импульсе пионов $q = 500 \text{ МэВ/с}$ ($X=1,3$), было использовано около 20 типов ядер от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{238}\text{U}$ и изотопные наборы для некоторых из них. На рис.5 показаны результаты этих измерений совместно с данными при $q = 800 \text{ МэВ/с}$ ($X = 2,1$), полученными с меньшей точностью^{/7/}. Авторами было отмечено, что поведение отношения нормированных на нуклон сечений в обоих случаях подобно, и что нормированные сечения показывают быстрый рост с увеличением А до 20-30, оставаясь в дальнейшем в пределах ошибок постоянными. Было отмечено также, что А-поведение проявляет явно выраженную Х-зависимость при $X < 1$ и может быть представлено в форме $E d\sigma/dq \sim A^{m(X)}$, где $m(X)=1$ при $X > 1$ и $m(X)=2/3 + 1/3 X$ при $X < 1$ ^{/4,8/}.

Из вопросов, связанных с А-зависимостью и требующих дальнейшего подробного изучения и теоретического объяснения, можно выделить два:

- а) почему А-зависимость для кумулятивных частиц разного сорта, в частности π и K , существенно различна?
- б) как сильно А-поведение меняется с ростом X при $X > 1$?

Измерения нашей группы и группы ИТЭ^{/9/} позволяют в значительной мере ответить на второй вопрос. На ускорителе ИФВЭ (Серпухов) в диапазоне энергий $E_0 = 15 - 65 \text{ ГэВ}$ нами были выполнены измерения сечений

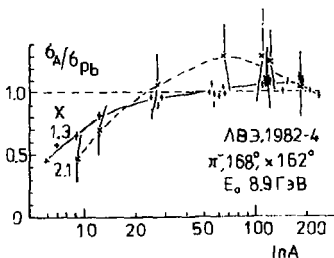


Рис.5. Поведение отношения нормированных на нуклон сечений пионов при $X=1,3$ и $X=2,1$ по данным работ^{/4,7/}.

образования π^\pm -мезонов под углом 159° на шести типах ядер в интервале импульсов пионов от 300 до 900 МэВ/с. На рис.6 показаны отношения R_A нормированных на нуклон сечений $\sigma_A = (E/A) d\sigma/dq$ на ядрах Be, C, Al, Ti, Mo и W к подобным сечениям на вольфраме для четырех значений кумулятивной переменной X при $E_0 = 37$ ГэВ. Ошибки отношения обусловлены в основном ошибкой абсолютной нормировки мониторов для различных ядер ($\sim 10\%$), ошибка относительных измерений по q (или X) существенно меньше. Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что R_A проявляет четко выраженную зависимость от X ; с ростом X R_A уменьшается. Для легких ядер при изменении X от 1,1 до 1,7 R_A уменьшается вдвое. Таким образом, A -поведение сечений образования кумулятивных пионов демонстрирует сильную X -зависимость.

Такое же поведение показывают данные группы ИТЭФ^{9/}, полученные при $E_0 = 10,1$ ГэВ под углом 119° в интервале импульсов пионов от 0,6 до 1,62 ГэВ/с (рис.7). С увеличением X отклонение от A -зависимости объемного типа (A^1) нарастает, и при $X=2,5 \pm 3$ приближается к A -зависимости, проявляемой K -мезонами^{10/} при меньшем X . На рис.7 сопоставлены данные этой группы для ($X=2,6$) - и K^+ ($X=1,3$)-мезонов при вдвое различающихся значениях кумулятивной переменной X .

Нетривиальный характер A -зависимости в жестких процессах отмечен в экспериментах по рождению адронов с большими p_t ^{11,12/} и в глубоконеупругом рассеянии лептонов

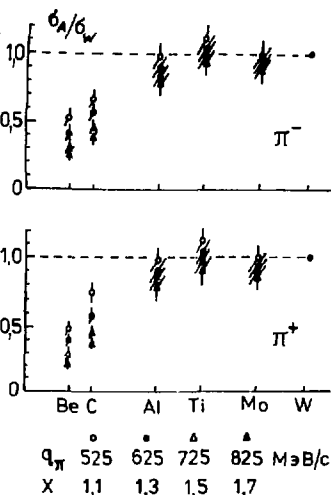


Рис.6. Поведение отношения нормированных на нуклон сечений пионов при $E_0 = 37$ ГэВ.

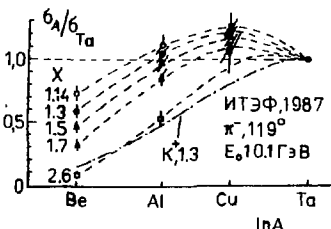


Рис.7. Поведение отношения нормированных на нуклон сечений пионов при $E_0 = 10,1$ ГэВ^{9/}.

на ядрах^{/13/}. A -зависимость сечений обычно представляется в виде

$$f_A = c \cdot A^\alpha(p_T). \quad (1)$$

Вариация α с p_T может быть значительной, в работе^{/12/} наблюдалось изменение α от 0,9 до 1,4 при увеличении p_T от 1 до 4 ГэВ/с. Для объяснения $\alpha(p_T)$ -зависимости авторы работы^{/12/} представляли сечение в форме

$$f_A = A \cdot C_1 + A^{4/3} C_2 + \dots, \quad (2)$$

где второй член учитывает повторное рассеяние партона, вероятность которого, так же как и вероятность поглощения рожденных адронов, связана с длиной формирования адронов ℓ_f . Для $p_T \approx 1$ ГэВ/с была получена оценка $\ell_f \approx 4$ фм.

При интерпретации процесса кумулятивного рождения адронов следует принять, как нам представляется, два допущения.

1. Формирование таких адронов, как широко признается^{/2,14,15/}, связано с флуктуациями плотности ядерного вещества флуктонами, которые могут реализоваться в виде многокварковых систем (МКС). Вероятность образования таких конфигураций, естественно допустить, зависит от плотности ядерной материи и, возможно, ее температуры. В этом случае концентрация МКС в диффузном поверхностном слое ядра будет пониженной, и он будет относительно пассивен в процессе рождения кумулятивных частиц. Эффективный размер этого слоя (z') может быть разным для МКС разной массы и, следовательно, для различных X . Его вклад в сечение процесса будет поверхностного типа, т.е. $\sim A^{2/3}$.

2. Длина формирования для адронов с импульсом < 1 ГэВ/с меньше радиуса тяжелых ядер и необходимо учитывать их взаимодействие в ядерном веществе. Этот процесс характеризуется вкладом $\sim A^{4/3}$.

В соответствии с этим при аппроксимации A -зависимости инвариантных сечений $f = E d^2N/d^2p_T dy$ мы использовали трехчленный полином $(a_1 + a_2 + a_3)$ вида

$$f = C_1 \cdot A^{2/3} + C_2 \cdot A + C_3 \cdot A^{4/3}. \quad (3)$$

Аппроксимация (3) дает хорошее по критерию $\chi^2 (\chi^2/N \approx 1)$ описание (рис.8). Член $a_2 \sim A$ отражает объемную генерацию частиц во внутреннем "активном" объеме ядра. В соответствии с 1) и 2) члены a_1 и $a_3 < 0$. Их относительный вклад в зависимости от A для крайних зна-

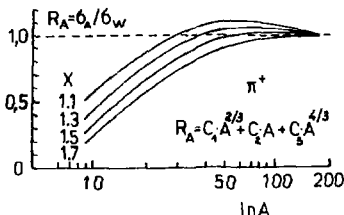


Рис.8. Поведение отношения нормированных на нуклон сечений π^+ -мезонов при различных значениях X (аппроксимация данных рис.6)

чений X (I, I и $I, 7$) показан на рис. 9. Как следовало ожидать, вклад поверхности (Q_4) уменьшается с ростом A и уменьшением X . Эффект перерасеяния (Q_3) показывает обратную зависимость от A и X (рост с уменьшением импульса пионов и увеличением размера ядра).

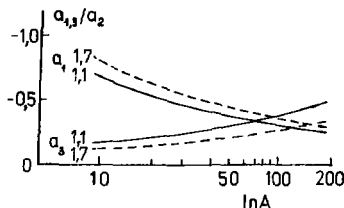


Рис. 9.

Не довольствуясь подобным качественным рассмотрением, можно попытаться получить количественные оценки. А именно, эффективную толщину пассивного слоя ядра (z') и длину формирования (ℓ_f) для процес-

са кумулятивного образования пионов на ядрах можно оценить из наших данных, если допустить, что кумулятивные пионы генерируются в активном объеме ядра радиусом $r = R_A - z'$ (R_A — радиус половинной плотности в профильной функции ядра) и что сформировавшийся пион теряется после первого акта неупругого взаимодействия в ядре (это допущение оправдано при крутом наклоне импульсных спектров):

$$\sigma_{c,nv}(A) = C \int_0^{R_A - z'} \int_0^\pi d\theta dz \cdot z^2 \sin \theta \cdot \exp\left(-\frac{z' - \ell_f}{\lambda}\right), \quad (4)$$

где $R_A = r_0 \cdot A^{1/3}$, $r_0 = 1,2$ фм, $(z' - \ell_f)$ — пробег сформировавшегося пиона в ядре, $\lambda = 3$ фм — длина неупругого взаимодействия пиона в ядре при плотности распределения нуклонов $\rho_N = 0,17$ фм $^{-3}$ ($\sigma_{c,n}^{\pi} \approx 20$ мб). Аппроксимация измеренной зависимости $\sigma_{c,nv}(A)$ в интервале $X = I, I + I, 7$ выражением (4) дает для z' и ℓ_f значения, показанные на рис. 10. Величина z' разумно согласуется с размером краевой области профильной функции ядер, полученной в опытах по электромагнитному рассеянию электронов.

Таким образом, в рамках модели, связывающей кумулятивный эффект с наличием многокварковых систем в ядре (МКС или МК-кластеров), наблюдаемую A -зависимость можно объяснить, если допустить, что:

1. Диффузный поверхностный слой ядра слабо генерирует кумулятивные адроны (мала вероятность образования МК-кластеров в этом слое);
2. зависимость плотности распределения

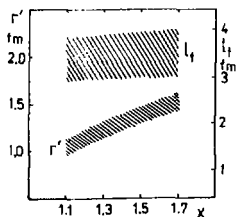


Рис. 10. Зависимость z' и ℓ_f от кумулятивной переменной X .

МК-кластеров от плотности ядерного вещества ρ (и его температуры T ?) усиливается с ростом веса кластеров, для тяжелых МК-кластеров эффективный радиус "активной" зоны ядра уменьшается ($r' \sim X$);

3. уменьшение выхода кумулятивных адронов из-за вторичных взаимодействий в ядерном веществе играет заметную роль, когда длина формирования адрона существенно меньше размера ядра (тяжелые ядра).

Очевидно, что градиентную структуру ядра следует учитывать и при детальном изучении кварк-партонной структурной функции ядер

$$G = G(X, \partial \rho / \partial z, \partial T / \partial z, \dots).$$

Литература

1. Арефьев А.В. и др. Письма в ИЯТе, 1974, 20, 585.
Бажков Ю.Д. и др. -ЯФ, 1974, т.19, с.1266.
- Лексин Г.А. и др.-В сб.:Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1.2-10400, т.1, с.А-63, Дубна, 1977.
2. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, 1971, т.1, с.35; ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
3. Балдин А.М. и др.-ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984.
4. Baladin A.M. et al., JINR, E1-82-412, Dubna, 1982.
5. Nikiforov N.A. et al. -Phys. Rev.C. 1980, v.22, p.700
6. Балдин А.М. и др.-ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
7. Бондарев В.К. и др.-Краткие сообщения ОИЯИ, №4-84, с.5, Дубна, 1984.
8. Ставинский В.С.-ЭЧАЯ, т.10, в.3, с.949.
9. Бояринов С.В. и др.-Препринт ИТЭФ №5, М., 1987.
10. Бояринов С.В. и др.-Препринт ИТЭФ №13, М., 1988.
11. Cronin J.W. et al. - Phys. Rev. D, 1975, vol.11, p.3105.
12. Абрамов В.В. и др. -ЯФ, 1982, т.35, с.1199.
13. Arnold R.G. et al. -Phys. Rev. Lett.. 1984, vol.152, p.127.
14. Ефремов А.В.-ЭЧАЯ, 1982, т.13, в.3, с.613.
15. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.Н.-ЭЧАЯ, 1984, т.15, в.6, с.1249

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ОТ 17 ДО 62 ГЭВ

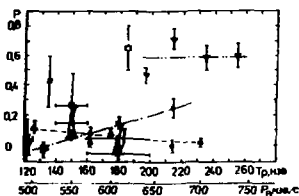
Беляев И.М.^{*)}, Власов Н.В., Гавришук О.П.,
Золотин А.С., Пересадов В.Ф.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
^{*)}Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Интенсивное исследование нуклонных процессов с рождением кумулятивных адронов не привело, к сожалению, до сих пор к однозначной теоретической интерпретации механизма их рождения. Полезную информацию при проработке различных теоретических подходов могут дать исследования спинных эффектов в кумулятивном рождении.

Измерение поляризации кумулятивных барионов выполнялось несколькими экспериментальными группами при различных энергиях и различном составе первичных пучков [1-5]. Сводка данных по результатам измерения поляризации кумулятивных протонов показана на рис. 1. Можно отметить большой разброс измеренных значений величины поляризации, что не позволяет сделать четкого вывода о величине эффекта и его поведении. Необходимо, однако, отметить и то обстоятельство, что почти все эксперименты выполнены при неповторяющихся условиях, и вывод о противоречивости данных может быть посланным, если учесть сложную зависимость поляризационных эффектов от условий опыта. При энергии первичных частиц свыше 7,5 ГэВ измерения поляризации кумулятивных протонов до сих пор не проводились. Подобные измерения в этой области энергий представляют несомненный интерес, так как в последнее время появились новые доказательства того, что спинные эффекты в области высоких энергий могут быть значительными, и зависимость их от энергии может носить нерегулярный характер [6].

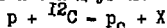
В данной работе мы представляем результаты измерения поляризации



- $-p(640 \text{ км}) \cdot C - p(30^\circ) \cdot X$ {Эггенштейн и др. (1971, 1973)}
- $-p(640 \text{ км}) \cdot C - p(30^\circ) \cdot X$ {Пирр, 1982 г.}
- $-p(17 \text{ ГэВ}) \cdot C - p(45^\circ) \cdot X$ {Белостокский и др. (1979, 1982 г.)}
- $-p(13 \text{ ГэВ}) \cdot C$, $-p(62^\circ) \cdot X$ {Бугров и др. (1973, 1980)}
- $-p(13 \text{ ГэВ}) \cdot C - p(45^\circ) \cdot X$ {Воробьев и др. (1973, 1985)}
- $-p(51 \text{ ГэВ}) \cdot C - p(45^\circ) \cdot X$ {Авентин и др. (ЕФН 1985)}
- $-p(51 \text{ ГэВ}) \cdot C - p(95^\circ) \cdot X$ {Авентин и др. (ЕФН 1985)}

Рис. 1.

кумулятивных протонов под углами 158° и 95° в реакции



при энергии первичных протонов от 17 до 62 ГэВ. Эксперимент был выполнен на ускорителе У-70 (Серпухов) с помощью поляриметра, в котором в качестве трековых детекторов использовались дрейфовые камеры.

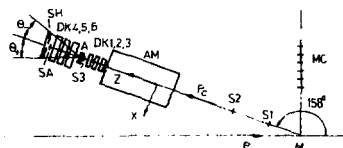


Рис. 2.

Схема эксперимента для угла 158° показана на рис. 2. Набор статистики производился одновременно в интервале от 17 до 62 ГэВ благодаря сбросу внутреннего пучка ускоряемых протонов на мишень на нарастающем участке магнитного поля. Величина ложной асимметрии контролировалась измерением асимметрии рассеяния бесспиновых частиц-пионов и находилась на уровне 1-2%.

Результаты измерения поляризации при энергии 17-62 ГэВ

а) Поляризация под углом 158°

При обработке данных набранная статистика распределялась по энергии первичных протонов E_0 по трем интервалам 17-32, 32-47 и 47-62 ГэВ и по 6-7 интервалам по импульсу кумулятивных протонов. Измеренная величина асимметрии рассеяния кумулятивных протонов при угле выхода 158° показана на рис. 3. Можно отметить, что нет существенного различия в величине и в импульсной зависимости асимметрии при различной энергии первичных протонов. Зависимость поляризации от импульса по всему интервалу энергий первичных протонов приведена на рис. 4. Величина поляризации в интервале импульсов от 510 до 840 МэВ/с находится на уровне нескольких процентов при среднем значении $P = +0,033 \pm 0,021$.

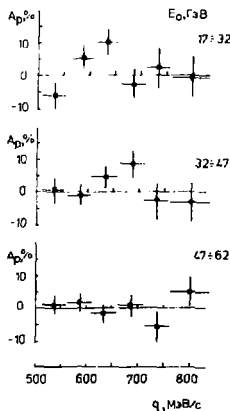


Рис. 3.

Зависимость поляризации от импульса по всему интервалу энергий первичных протонов приведена на рис. 4. Величина поляризации в интервале импульсов от 510 до 840 МэВ/с находится на уровне нескольких процентов при среднем значении $P = +0,033 \pm 0,021$.

Энергетическая зависимость поляризации от энергии E_0 представлена на рис. 5. На этом же рисунке показано усредненное по импульсу значение поляризации для двух других экспериментов при энергии

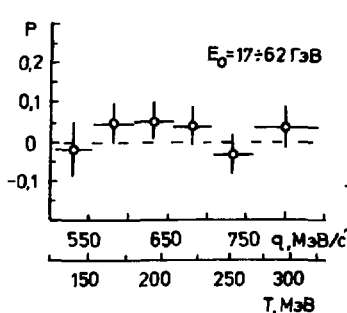


Рис. 4.

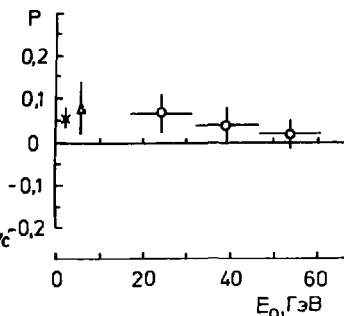


Рис. 5

E_0 1,94 ГэВ^{3/} и E_0 7,5 ГэВ^{4/} для этой же реакции при угле выхода протонов 145°. Наблюдается отличие от нуля поляризации во всех трех экспериментах, хотя отклонение от нулевой величины находится на уровне одной-двух экспериментальных ошибок.

б) Поляризация под углом 95°. Измерения под углом 95° демонстрируют большее значение для величины поляризации кумулятивных протонов. Поведение поляризации в интервале импульсов от 550 до 1000 МэВ/с не показывает, как и под углом 158°, существенной зависимости от импульса протонов, но среднее значение поляризации заметно выше и равно $P = +0,13 \pm 0,01$ (рис.6). Величина поляризации под углом 95° для различных интервалов энергии первичных протонов показана на рис.7.

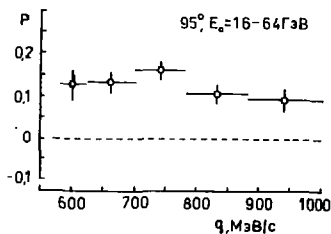


Рис. 6

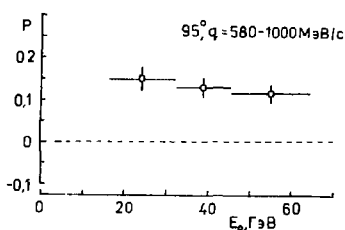


Рис. 7.

Можно сделать заключение, что под углами, близкими к 90° , поляризация кумулятивных протонов в реакции на ядре углерода в широком интервале энергий первичных протонов отлична от нуля и находится на уровне 10%.

Относительно небольшое значение величины поляризации, наблюдаемой в описанном эксперименте, можно истолковать как аргумент в пользу того, что в формировании кумулятивных протонов преобладающую роль играют такие механизмы, где отсутствует связь спина протона с плоскостью первоначального рассеяния; к таким процессам можно отнести спектаторный механизм или образование кумулятивных протонов через рождение и последующий распад высоковозбужденных барионных кластеров.

Литература

1. Лексин Г.А., Смирнитский А.В.—Письма в ЖЭТФ, 1978, №2, с.97.
2. Бургов Н.А. и др.—ЖЭТФ, 1980, т.31, с.700.
3. Зилькариев Р.Я., Кутуев Р.Х.—ЯФ, 1984, т.39, с.785.
4. Белостоцкий С.Л. и др.—ЯФ, 1985, т.42, с.1427.
5. Воробьев Л.С. и др.—ЯФ, 1985, т.41, с.1541.
6. Авакян Р.О. и др.—ЯФ, 1985, т.42, с.667.
7. VII Международный симпозиум по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Серпухов, изд. ИВВЭ, 1987.

TRANSVERSE MOMENTA OF CUMULATIVE HADRONS AND MULTIQUARK CONFIGURATIONS IN NUCLEI

A.B.Kaidalov, G.I.Lykasov, N.V.Slavin

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna.

As is known, the investigation of cumulative hadron production processes can give nontrivial information about the nature of nuclear forces at small distances. These investigations are related to the attempt to find a new phenomenon: the so-called multiquark configurations ^{/1,2/} or few nucleon correlations ^{/3/}. If we assume that there are multiquark configurations in the nucleus, then a question arises about the distribution of quarks in them. The quark distribution in a multiquark cluster on the light cone variable x has been derived in refs. ^{/4,5/}, integrated over the transverse momentum P_t ^{/4/} or at $P_t = 0$ ^{/5/}. It is interesting to derive the quark distribution in the nucleus as a function of the transverse momentum P_t . The present paper is to analyse the P_t -distribution of quarks in nuclei. To resolve this problem we can use the quark gluon strings model (QGSM) ^{/6/} based on the $1/N$ expansion in QCD.

Let us consider the hadron production in a A-P reaction in the rest frame of the proton target in the kinematic region beyond the N-N interaction. This consideration is equivalent to the analysis of the cumulative hadron production in the rest frame of the nucleus-target.

The process of cumulative meson production can be represented in the frame of the QGSM ^{/6,7/} in the following manner. A nucleus consisting of multiquark clusters collides with the nucleon target. In each cluster there is a quark configuration of the x - and P_t -distribution prepared in advance (see below). After the colour interaction, two quark gluon strings are produced between the diquark, the quark of the cluster and the quark and diquark of the nucleon-target respectively, which corresponds to the one-Pomeron exchange in the t -channel ^{/6,7/}. Then these strings are torn if the diquarks and quarks at their ends move away and hadrons are produced; the fragmentation of diquarks, quarks of the multiquark cluster results in cumulative particles. The production of the multipomeron showers is also possible but we neglect them because we consider the kinematic region of large x where their contribution is small ^{/6,7/}. The inclusive spectrum of such hadrons can be written in a way similar to that of the hadron spectrum in the P-P collision in the frame of the QGSM ^{/6,7-9/} but it is necessary to take into account that there is a certain probability of multiquark clusters being present in the nucleus and that the quarks distribution in them differs from that in the nucleon. Then the expression for this spectrum can be written as

$$E \frac{dG_k}{d^3p} \equiv \widetilde{F}_k(x, p_t) \sim x \sum_k v_k \Psi_k(x, p_t). \quad (1)$$

where v_k is the probability of the existence of a k configuration consisting of k $q\bar{q}$ -systems, $\Psi_k(x, p_t)$ is the spectrum of the cumulative hadrons, in particular mesons produced in the interaction of the k cluster with the nucleon-target.

(1) is determined with the accuracy to a constant due to the inelastic cross section of the nucleus-nucleon interaction. According to refs. /6-9/ the expression for $\Psi_k(x, p_t)$ will have the form:

$$\Psi_k(x, p_t) = K \left\{ F_{q\bar{q}}^{(k)}(x, p_t) + F_{q\nu}^{(k)}(x, p_t) \right\}; \quad (2)$$

where

$$F_{q\bar{q}}^{(k)}(x, p_t) = \int d^2k_t \int_{x_k}^1 dx, \left\{ \frac{2}{3} \sum_{ud} f_{ud}^{(k)}(x, k_t) \widetilde{G}_{ud,h}(z_k, K_t, p_t) + \right. \quad (3)$$

$$+ \left. \frac{1}{3} \sum_{uu} f_{uu}^{(k)}(x, k_t) \widetilde{G}_{uu,h}(z_k, k_t, p_t) \right\}, \quad z_k = \frac{x_k}{x},$$

$$F_{q\nu}^{(k)}(x, p_t) = \int d^2k_t \int_{x_k}^1 dx, \left\{ \frac{2}{3} \sum_{u\nu} f_{u\nu}^{(k)} \widetilde{G}_{u\nu \rightarrow h} + \frac{1}{3} \sum_{d\nu} f_{d\nu}^{(k)} \widetilde{G}_{d\nu \rightarrow h} \right\}, \quad (4)$$

$f_i^{(k)}(x, k_t)$, $\widetilde{G}_i(z_k, K_t, p_t)$, $\widetilde{G}_{i \rightarrow h}(z_k, k_t, p_t)$ are the distribution functions of quarks, diquarks over x_1 and K_1 and their fragmentation to hadrons; the symbol \widetilde{G} is to show the flavour of the quark or the diquark. The x -distribution of the quarks integrated over K_1 obtained in ref. /4/ has the following form:

$$f_{q,K}^{(k)}(x) \sim x_{K_1}^{\alpha_K^{(0)}} (1 - x_{K_1})^{2(1 - \bar{\alpha}_B)(K-1) + b_N}, \quad (5)$$

where K is the number of three quarks ($3q$) in the cluster, $x_k = x/k$, x is the light cone variable /3/, $b_N = \bar{\alpha}_B - 2 \bar{\alpha}_K$; $\bar{\alpha}_K = 1/2$, $\bar{\alpha}_N = -0.5 - -0.75$ are the intercept of the boson (ρ , f , A_2 , ω) and averaged nucleon Regge-trajectories; b_N is the power index corresponding to the quark distribution in the nucleon /6,7/; the factor $(1 - x_k)^{2(1 - \bar{\alpha}_B)(K-1)}$ is due to the probability to slow down $k-1$ $3-q$ clusters (consisting of quarks, diquarks); $\bar{\alpha}_B$ is the intercept of the average baryon (N, Δ) Regge-trajectory, its value is badly known. Therefore, in ref. /4/ the value of is determined from the best description of the experimental data on the spectra of cumulative hadrons, $ed \rightarrow e'X$ reaction and EMC-data.

To get the diquark distribution $f_{q\bar{q},K}^{(x)}$ over x we must replace x_k by $1-x_k$ in the expression $x_{K_1}^{\alpha_K^{(0)}} (1-x_{K_1})^{b_N}$ according to the MQGS /6,7/, and the probability to delay $k-1$ $3q$ clusters is the same as in the above mentioned case

$$f_{q\bar{q},K}^{(x)} \sim (1 - x_K)^{-\alpha_K^{(0)}} x_K^{\alpha_K^{(0)}} (1 - x_K)^{2(1 - \bar{\alpha}_B)(K-1)}. \quad (6)$$

We shall take into account the dependence of the quark (diquark) distributions on P_t . First we shall consider the production of cumulative mesons. Suppose that the quark (diquark) distribution is factorized on x and K_t

$$f_{\tau,K}(x, K_t) = \tilde{f}_{\tau,K}(x) g_{\tau,K}(K_t).$$

According to the parton model and the hypothesis of the existence of multi-quark configurations in nuclei ^{/1,2/} the quark of every K -cluster in the projectile nucleus can have the maximal momentum equal to the momentum of this cluster. If we are interested in cumulative hadrons at large x , for example, the fast quarks, diquarks in the nucleus will give the main contribution to their spectrum, therefore their distribution over x $\tilde{f}_{\tau,K}(x)$ can be taken in the form (3), (4) respectively. This fast quark (diquark) can have a large transverse momentum owing to the consequent division of the internal transverse momentum K_t between $2K$ quarks and diquarks in the K -cluster. This division is shown in fig. 1a for a $6q$ -cluster.

Then, according to what was mentioned above, we have the following expression for $q(K_t)$:

$$g_{\tau,K}(K_t) = \int \prod_{i=1}^m g_{\tau,K}^{(i)}(k_{it}) S^{(2)}(\sum_{i=1}^m k_{it} - K_t) d^2 k_{it}, \quad (7)$$

where $g_{\tau,K}^{(i)}(k_{it})$ is the quark (diquark) distribution over the transverse momentum K_{it} after each separate i division.

If the Gauss distribution is taken as $g_{\tau,K}^{(i)}(k_{it})$, i.e.

$$g_{\tau,K}^{(i)}(k_{it}) = \frac{\delta}{\pi} \exp(-\delta k_{it}^2)$$

then we shall get from (3)

$$g_{\tau,K}(K_t) = \frac{\delta_m}{\pi} \exp(-\delta_m K_t^2); \quad \delta_m = \frac{\delta}{m}. \quad (8)$$

It is necessary to know the fragmentation functions of quarks and diquarks into hadrons $\Phi(\tilde{z}) = \frac{1}{z} \tilde{G}(\tilde{z})$ for the calculation of hadron spectra and other observed values. We shall represent them in the factorized form, as in ref. ^{/8/}:

$$\tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(\tilde{z}, K_t, P_t) = \tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(\tilde{z}, P_t) \tilde{g}_{\tau \rightarrow h}(\tilde{K}_t)$$

where, according to ^{/8/}: $\tilde{K}_t = P_t - z K_t$

$$\tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(\tilde{z}, P_t) \sim (1-\tilde{z})^{-\alpha_R(0) + 2\alpha'_R(0)P_t^2} \equiv (1-\tilde{z})^{-\alpha_R(0)*}$$

$$* \exp(-2\alpha'_R(0)P_t^2 \ln \frac{1}{1-\tilde{z}}); \quad \alpha'_R(0) = 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}.$$

For simplicity the Gauss function ^{/8/} can be taken

$$\tilde{g}_{\tau \rightarrow h}(\tilde{K}_t) = \frac{\tilde{\delta}}{\pi} \exp(-\tilde{\delta} \tilde{K}_t^2).$$

Substituting now these distribution functions of the quarks, the diquarks and their fragmentations into hadrons into (3) and (4) we get:

$$F_{q_L}^{(K)}(x, P_t) = \int_{x_K}^1 \left\{ \frac{1}{3} \int_{ud}^{(K)}(x_1) G_{ud \rightarrow h}^{(K)}(z_K, P_t) + \frac{1}{3} \int_{uu}^{(K)}(x_1) * \right. \\ \left. * G_{uu \rightarrow h}^{(K)}(z_K, P_t) \right\} I_m(z_K, P_t) dx_1;$$

$$F_{q_V}^{(K)}(x, P_t) = \int_{x_K}^1 \left\{ \frac{2}{3} \int_{u_V}^{(K)}(x_1) G_{u_V \rightarrow h}^{(K)}(z_K, P_t) + \frac{1}{3} \int_{d_V}^{(K)}(x_1) * \right. \\ \left. * G_{d_V \rightarrow h}^{(K)}(z_K, P_t) \right\} I_m(z_K, P_t) dx_1; I_m(z_K, P_t) = \frac{\delta_2}{\lambda} e^{-\delta_2 P_t^2};$$

$$\delta_2 = \frac{2m}{\lambda} \frac{\delta}{m + \frac{2}{\lambda} x} \quad ; \quad \delta_m = \delta/m \quad ; \quad m = 2K - 1.$$

We can write the following expression for the average value of the transverse momentum squared:

$$\langle P_{L \rightarrow h}^2 \rangle = \frac{1}{\lambda} + \frac{x^2}{\lambda} \sum_K w_K \frac{2K-1}{K} \tilde{\varphi}_K / J_0. \quad (9)$$

where:

$$J_0 = \sum_K w_K \int \varphi_K(x, P_t) d^2 P_t; \quad \tilde{\varphi}_K(x) = \tilde{F}_{q_L}^{(K)}(x) + \tilde{F}_{q_V}^{(K)}(x);$$

$$\tilde{F}_{q_L}^{(K)}(x) = \int_{x_K}^1 \left\{ \frac{2}{3} \int_{ud}^{(K)}(x_1) \left(\frac{1}{z} \left(\frac{x_K}{x_1} \right) + \frac{1}{3} \int_{uu}^{(K)}(x_1) G_{uu \rightarrow h}^{(K)} \left(\frac{x_K}{x_1} \right) \right\} \frac{dx_1}{x_1^2} \right.$$

$$\left. \tilde{F}_{q_V}^{(K)}(x) = \int_{x_K}^1 \left\{ \frac{1}{3} \int_{u_V}^{(K)}(x_1) \left(\frac{1}{z} \left(\frac{x_K}{x_1} \right) + \frac{1}{3} \int_{d_V}^{(K)}(x_1) \left(\frac{1}{z} \left(\frac{x_K}{x_1} \right) \right) \right\} \frac{dx_1}{x_1^2} \right.$$

Expression (8) shows a strong dependence of the quark (diquark) K_1 -distribution in the multi-quark cluster on the number of $3q$ -systems in the cluster, K , because $m = 2K - 1$. It can also be seen from (8) that the mean value of the quark (the diquark) transverse momentum squared

$$\langle K_t^2 \rangle = \frac{1}{\lambda m} = \frac{ym}{\delta} = \frac{2K-1}{\delta} \quad (10)$$

increases with K or x because K is proportional to x . Therefore the mean value of the transverse momentum squared of the hadron (9) produced in the fragmentation of the quark (diquark) increases with x . The numerical calculations confirm it.

The mechanism of the cumulative proton production is more complicated than the mechanism of the cumulative meson production. Cumulative protons can be produced not only from the diquarks fragmentation but also with the help of the spectator mechanism, i.e., the $3q$ -system-spectator of the K -cluster goes into the cumulative proton, i.e., the mechanism of the cumulative proton production consists of two parts: the

mechanism like that of the meson production and the spectator mechanism. Then the expression for the inclusive spectrum of the cumulative protons can be represented in the following form:

$$\frac{d\sigma_p}{d^3p} \equiv \int_p(x, p_t) \sim x \sum_K w_K [\varphi_K(x, p_t) + T_K(x, p_t)], \quad (11)$$

where $T_K(x, p_t)$ is the 3q-system distribution in the K multiquark cluster.

We shall choose $T_K(x, p_t)$ in the factorized form as well:

$$T_K(x, p_t) = \tilde{T}_K(x) \tilde{\tau}^{(n)}(p_t).$$

The transverse momentum inside the K-cluster can be divided in different ways in the case of the cumulative protons production. We shall consider the limiting case when the number of divisions is minimal, i.e., the transverse momentum is divided between the "white", colourless 3q-systems (see fig. 1b). Then we have for $\tilde{\tau}^{(n)}(p_t)$:

$$\tilde{\tau}^{(n)}(p_t) = \frac{\delta_n}{x} \in \delta_n p_t^2,$$

where $\delta_n = \delta_p/n$; $n = K-1$, i.e., the distribution of the "white" 3q-system in the K cluster is more sharp than that of mesons. Therefore, the mean value of the transverse momentum squared of this system

$$\langle p_t^2 \rangle = \frac{1}{\delta_n} = \frac{K-1}{8} \quad (12)$$

increases with K slower than that of the quark or the diquark (see (10)).

The distribution of the 3q-system in the K-cluster over x can be obtained, as in ref. ^{/4/}, from the quark x-distribution $\xi_K(x)$ in the K-multiquark (see (5)), using the Mellin convolution formula. The expression for it is represented in the following form:

$$\tilde{T}_K(x) = C_K x_K^{\alpha_K} (1-x_K)^2 (1-\alpha_K)(K-1) - 1$$

the expression for α_K is given in ref. ^{/4/}. Then the mean value of the transverse

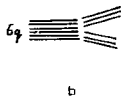
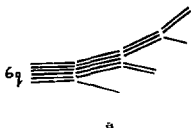


Fig. 1a. The transverse momentum division K_t inside the 6q-cluster in the case of the cumulative meson production.

Fig. 1b. One of the possible divisions of K_t inside the 6q-cluster in the case of the cumulative proton production.

momentum squared of the cumulative protons is represented in the form:

$$\langle P_t^2 \rangle_P = \frac{1}{\gamma} + \sum_K w_K \left[\frac{x^2}{\gamma} \frac{2K-1}{K} \tilde{\varphi}_K(x) + \right. \quad (13)$$

$\left. + \frac{K}{\gamma} - \tilde{T}_K(x) \right] / \tilde{J}_0; \quad \tilde{J}_0 = \sum_K w_K [\varphi_K + K T_K] d^2 P_t$.
 Since the mean value of the transverse momentum squared of the $3q$ -system $\langle P_t^2 \rangle$ (12) increases slower than that of the quark (diquark) $\langle K_t^2 \rangle$ (10), $\langle P_t^2 \rangle_P$ of protons will also increase slower than $\langle P_t^2 \rangle_h$ of the cumulative mesons. The numerical calculations confirm it.

Actually, the internal transverse momentum in the cluster can be consequently divided, for example, between diquarks, quarks and a $3q$ -system which then passes into the cumulative proton. Other variants of the division of the transverse momentum inside the cluster are possible. We have considered two background cases: the maximum and the minimum of the division number K_t . Therefore the suggested mechanism of the cumulative proton production can be considered as a preliminary qualitative analysis. And the results of the calculation of the observed values of those protons (they are given below) is just an estimate.

Note that we consider the cumulative hadron production at large X , for example, $X \gg 2$ where the background processes, for example, the multiple rescattering of hadrons and of produced resonances inside the nucleus can be neglected. In other words, we assume that the cumulative hadron production is due to the existence of multi-quark clusters in the nucleus.

The $\tilde{\pi}$ -meson and proton spectra produced in P -A collisions and calculated by (1) and (II) are shown in fig. 2 as a function of P_t^2 at the fixed X . There are also the experimental data at $P_0 \approx 10$ (GeV/c) $^{10/}$. The curves in fig. 3, especially those for protons, show that the P_t^2 -dependence of the inclusive spectra becomes weaker as P_t increases.

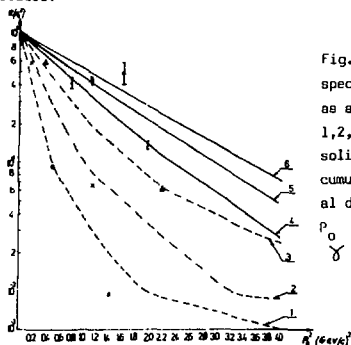


Fig. 2. The ratio of inclusive spectra $R(P_t^2) = F(X, P_t^2) / F(X, 0)$ as a function of P_t^2 . Dashed curves 1, 2, 3 are for the cumulative protons; solid curves 4, 5, 6 are for the cumulative π -mesons; the experimental data are represented at $P_0 = 10$ (GeV/c) $^{10/}$; $\gamma = 8$ (GeV/c) $^{-2}$, $\gamma = 4.5$ (GeV/c) $^{-2}$, $\gamma_P = 7$ (GeV/c) $^{-2}$.

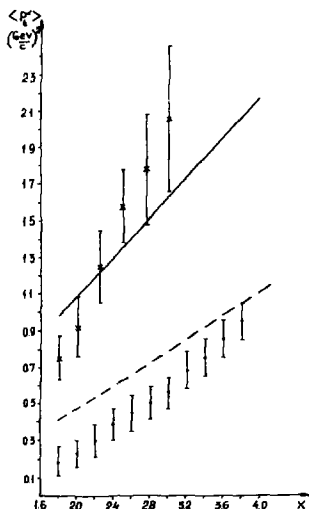


Fig. 3. The mean value of the transverse momentum squared of the cumulative protons (dashed line) and χ -mesons (solid line) as a function of χ ; the experimental data are represented at $P_0 \approx 10 \text{ (GeV/c)}^{1/10}$.

The mean values of the transverse momentum squared of χ -mesons and protons calculated by (9) and (12) and the experimental data are represented in fig. 3. It is seen that $\langle P_t^2 \rangle$ of the hadrons increases with χ , the increase being greater for mesons than for protons. Note that there are also the experimental data on the P_t^2 -dependence of the cumulative hadron spectra ^{/11/}.

Finally, the following conclusions can be drawn. A mechanism is proposed to take account of quark transverse momenta in the nucleus. It is shown that the internal motion of quarks, diquarks in multiquark clusters in the nucleus can be the cause of the increasing dependence of $\langle P_t^2 \rangle$ on χ . The mechanism considered leads to the weakening dependence of the inclusive cumulative hadron spectra on P_t^2 at large χ and large P_t (see fig. 3). Then we shall note that the inclusive spectra of the cumulative hadrons are not factorized on χ and P_t , (see the expressions (7), (8) and (10)) but the quark (diquark) distributions were factorized on χ and P_t . The difference in χ -dependence of $\langle P_t^2 \rangle$ for mesons and protons are explained by different mechanisms of their production.

At the end the authors would like to express their acknowledgement and gratitude to V.S.Stavinski, Yu.I.Kiselev, G.A.Leksir as well as to A.I.Titov and L.P.Kaptari for useful discussions and advice.

REFERENCES

1. Baldin A.M. Proc. Rochester Meeting APSNY, 1971, p. ... , EPAN, 1977, v.8, p. 429.
2. Lukyanov V.K., Titov A.I. EPAN, 1979 v. 10, p. 815.
3. Frankfurt L.L., Strikman M.I. *Phys. Rep.* 1981, v. 76, p. 215.
4. Fvremov A.V. et al. *Yad. Fiz.* 1988, v. 48, p. 1364.
5. Bashanski I.I., Kaptari L.P., Titov A.I., *Yad. Fiz.* 1987, v. 45, p. 910.
6. Kaidalov A.B. X physics school ITEP "Elementary particles", 1983, v. 2, Moscow, Energoizdat.
7. Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A. *Yad. Fiz.* 1984, v. 39, p. 1545; v. 40, p. 211.
8. Veselov A.I., Piskunova O.I., Ter-Martirosyan K.A. ITEP-176, 1984.
9. Lykacov G.I., Slavin N.V. JINR, 1988, E2-88-418.
10. Boyarinov S.V. et al. *Yad. Fiz.*, 1987, v. 46, p. 1472.
11. Baldin A.M. et al. JINR, 1982, E1-82-472.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАННЫХ В П⁺С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с, КАК ФУНКЦИИ ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ И КХД ПОЛУМЕШТОКОГО ПРОЦЕССА

Ц.Баатар

Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

Изучение процесса множественного рождения вторичных частиц в адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях имеет большое значение для понимания механизма сильных взаимодействий и внутренней кварк-глюонной структуры сталкивавшихся объектов.

Эксперименты при высоких энергиях характеризуются большим значением величины полной энергии W , определяемой следующей формулой:

$$S = (P_a + P_b)^2 \approx 2 E_a m_b \quad (1)$$

$$W = \sqrt{S}, \quad (2)$$

где P_a и P_b - четырехмерные импульсы взаимодействующих объектов, E_a - энергия налетающей частицы, m_b - масса мишени. Из формулы (1) видно, что величина S в основном определяется произведением энергии налетающей частицы и массы мишени. Это означает, что большое значение полной энергии достигается или путем увеличения энергии налетающей частицы, или большим значением массы мишени.

В адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях в процессе столкновения могут эффективно участвовать несколько нуклонов ядра-мишени, т.е. получается большое значение массы мишени по сравнению с адрон-нуклонным взаимодействием.

Согласно законам сохранения энергии и импульса масса мишени определяется следующим образом:

$$M_t \approx \sum_{i=1}^n (E - P_i) / m_p, \quad (3)$$

где E и P_i - энергия и продольный импульс вторичной частицы, n - число вторичных частиц, m_p - масса протона.

Проведенный в работе [1] анализ показал, что численное значение массы мишени для П⁺С-взаимодействий при 40 ГэВ/с, вычисленное по формуле (3) для заряженных частиц, достигает 8 нуклонных масс (рис.1). Это дает нам возможность получения больших значений полной энергии в системе центра масс:

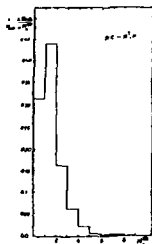


Рис.1. Распределение событий по массе пиона m_c

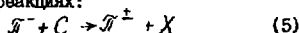
$$S_{\pi^+C} = S_{\pi^+} \cdot M_c^4, \quad S_{\pi^+} = 2 E_{\pi} m_p. \quad (4)$$

Настоящая работа является прямым продолжением предыдущей работы^{1/}. В ней исследуются зависимости от полной энергии $W_{\pi^+C} = \sqrt{S_{\pi^+C}}$ средних значений множественности и поперечных импульсов вторичных π^+ -мезонов, образованных в π^+C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Полученные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями КХД полужесткого процесса^{2/}.

Методика эксперимента

Экспериментальный материал был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЗ ОИЯИ, облученной пучком π^+ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на серпуховском ускорителе.

В работе исследуются характеристики вторичных пионов, образованных в следующих реакциях:



Статистика событий, использованных в этой работе, составляет 11048 π^+C -взаимодействий. Методические особенности эксперимента подробно описаны в работе^{1/}.

О полужестком процессе

В работе^{2/} была описана довольно простая и наглядная картина пространственно-временного развития процесса множественного рождения частиц. Было показано, что в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях вторичные частицы образуются как в результате жесткого столкновения, так и в результате полужесткого процесса. Под полужестким процессом понимается столкновение, в котором небольшая часть первоначальной энергии участвует в жестком соударении, т.е. идет процесс с малым значением переменной x ($x \ll 1$). Этот процесс не является редким, так как при $x \ll 1$ может быть много партонов с малым размером порядка $\sim 1/\sqrt{q^2}$ и с малым сечением $\sigma_{parton} \sim 1/q^2$. Полное сечение этого процесса может быть достаточно большим, т.е. $\sigma(\text{Sanford}) \sim R_A^2$. Отсюда видно, что полужесткий процесс имеет нечто общее с мягким процессом, но не является мягким процессом, так как полужесткие процессы происходят на малых расстояниях поряд-

ка $\epsilon^{(small\ hard)} \sim 1/\sqrt{s} \ll R_k$ и, следовательно, их можно вычислять по ТВ КХД.

Таким образом, в этой работе^{/2/} впервые было показано, что полужесткое соударение не является редким процессом, и типичное адронное взаимодействие (с $\sigma \sim R_k^2$) может быть исследовано с помощью ТВ КХД.

Согласно основной идее этой работы, в результате полужесткого соударения образуются глюонные струи с относительно большими поперечными импульсами

$$q_t \sim e^{\sqrt{s} \ln s} \quad (6)$$

и сечением, сравнимым с геометрическим размером адронов (т.е. $\hat{\sigma}_{tot}$). Это приводит к увеличению среднего значения поперечных импульсов (или квадратов поперечных импульсов) вторичных частиц с увеличением полной энергии S :

$$\langle p_t \rangle \sim e^{\sqrt{s} \ln s} \quad (7)$$

$$\langle p_t^2 \rangle \sim e^{2\sqrt{s} \ln s}, \quad (8)$$

а также к росту среднего значения множественности вторичных частиц

$$\langle n \rangle \sim e^{2\sqrt{s} \ln s}. \quad (9)$$

Согласно теоретической оценке, параметр $\ell = 1,26^{1/2}$.

Зависимость средних характеристик Π^+ -мезонов от энергии \sqrt{s}_c

С целью изучения энергетической зависимости и сравнения с предсказанием теоретической модели^{/2/}, на рис.2 приводится зависимость средних значений множественности вторичных Π^+ -мезонов, образованных в Π^+ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от величины полной энергии $\sqrt{s}_c = \sqrt{s_{sc}}$, вычисленной по формуле (4). Экспериментальные данные были взяты из работы^{/1/}.

В соответствии с формулой (9) экспериментальная зависимость была аппроксимирована формулой:

$$\langle n_s \rangle = n_0 + a e^{2\sqrt{s}_c \ln s_{sc}}. \quad (10)$$

Были получены следующие значения параметров:

$$n_0 = 3,83 \pm 0,18, \quad a = 0,0086 \pm 0,0048 \text{ и } \ell = 1,37 \pm 0,12.$$

При этом χ^2 на одну степень свободы получилось равным 0,8. Видно, что формула (10) хорошо описывает экспериментальную зависимость средней множественности от величины \sqrt{s}_c , и параметр ℓ в пределах ошибок согласуется с теоретической оценкой ($\ell_{теор} = 1,26$).

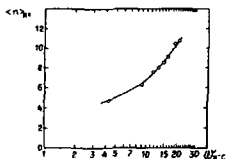


Рис.2. Зависимость $\langle n_{\pi^+} \rangle$ от величины $W_{\pi^+ C}$

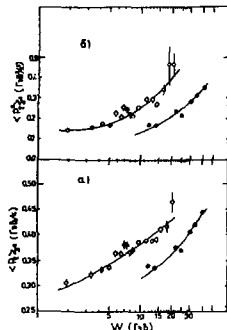


Рис.3. Зависимости $\langle p_t^2 \rangle$ и $\langle p_t \rangle$ π^\pm -мезонов из ΠC -взаимодействий от величины $W_{\pi^+ C}$ (ϕ). (ϕ - относится к e^+e^- -аннигиляции)

На рис.3(а,б) приводятся зависимости средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов (открытые кружки) π^\pm -мезонов из реакции (5) от полной энергии $W_{\pi^+ C}$. Видно, что с увеличением полной энергии $W_{\pi^+ C}$ наблюдается рост в обоих случаях.

В соответствии с теоретическими формулами (7) и (8) эти зависимости были аппроксимированы формулами следующего вида:

$$\langle p_t \rangle = \langle p_{t0} \rangle + a_1 e^{b_1 \sqrt{s_{\pi^+ C}}} \quad (II)$$

$$\langle p_t^2 \rangle = \langle p_{t0}^2 \rangle + a_2 e^{b_2 \sqrt{s_{\pi^+ C}}} \quad (I2)$$

Полученные значения параметров и j^2 на одну степень свободы приведены в таблицах 1 и 2. Из рис.3(а,б) и табл.1 и 2 видно, что зависимости средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов от $W_{\pi^+ C}$ хорошо описываются формулами (II) и (I2). При этом значения параметров b_1 и b_2 в пределах ошибок не противостоят теоретической оценке ($b_1 = b_2/2 \approx b_{\text{теор}} = 1,26$).

С целью сравнения наших экспериментальных результатов с соответствующими данными из других экспериментов на рис.3(а,б) приводятся также зависимости от полной энергии в о.ц.м. $W_{e^+e^-}$ средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов заряженных частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляции (черные кружки).

Экспериментальный материал был взят из работы^{/3/}. Эксперимент проведен при 7 различных значениях полной энергии от 12 ГэВ до 41,5 ГэВ. Сплошные кривые на рис.3(а,б) соответствуют аппроксимации экспериментальных зависимостей формулами (II) и (I2). Значения параметров приводятся также в таблицах I и 2.

Таблица I.

Реакция	$\langle p_{\perp}^2 \rangle$	a_1	b_1	x^2/n
$\Pi^0 C$	$0,246 \pm 0,035$	$0,017 \pm 0,002$	$0,96 \pm 0,30$	0,8
$e^+ e^-$	$0,253 \pm 0,035$	$0,00094 \pm 0,00014$	$1,95 \pm 0,56$	1,0

Таблица 2.

Реакция	$\langle p_{\perp}^2 \rangle$	a_2	b_2	x^2/n
$\Pi^0 C$	$0,132 \pm 0,015$	$0,0006 \pm 0,0002$	$2,5 \pm 0,5$	0,8
$e^+ e^-$	$0,113 \pm 0,016$	$0,000020 \pm 0,000005$	$3,5 \pm 0,5$	0,7

Из табл.1 и 2 видно, что так же, как и в случае $\Pi^0 C$ -взаимодействий, энергетическая зависимость средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов вторичных заряженных частиц, образованных в $e^+ e^-$ -аннигиляциях, может быть описана формулами (II) и (I2), однако с другими значениями параметров b_1 и b_2 , чем для $\Pi^0 C$ -взаимодействий.

Распределение по квадратам поперечных импульсов

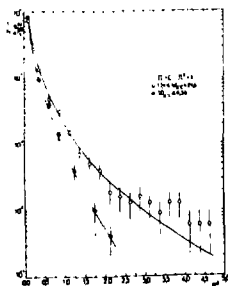


Рис.4. Распределения по p_{\perp}^2 Π^+ -мезонов из $\Pi^0 C$ -взаимодействий при двух различных значениях величины $W_{\Pi^0 C}$.

На рис.4 представлены распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных Π^+ -мезонов из $\Pi^0 C$ -взаимодействий для двух различных интервалов полной энергии в с.ц.м. $W_C \leq 4,36$ и $17,4 \leq W_C \leq 24,6$. Из рис.4 видно, что с увеличением W_C распределение по квадратам поперечных импульсов заметно уширяется, т.е. выход частиц с большими поперечными импульсами увеличивается. Такое поведение распределения по p_{\perp}^2 для $\Pi^0 C$ -взаимодействий качественно согласуется с энергетической зависимостью этого распределения, полученной

для адрон-адронных взаимодействий и e^+e^- -аннигиляции^{4,5/}.

Согласно ТВ КХД, уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных частиц с увеличением \sqrt{s} объясняется тор-мозным излучением мягких и жестких глюонов, образующихся в процессе столкновения.

На основе кварк-партонной модели^{6,7/} инвариантное дифференциальное сечение взаимодействия двух объектов (I и II) может быть записано в следующем виде:

$$E \frac{d\sigma}{d\beta} \sim F_I(x, z) F_{II}(x, z) \mathcal{Q}(x, z) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{p}_t^2}, \quad (13)$$

где $z = 2p_t/\sqrt{s}$, $F_I(x, z)$ и $F_{II}(x, z)$ — структурные функции взаимодействующих объектов, $\mathcal{Q}(x, z)$ — функция фрагментации партонов в адроны, $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{p}_t^2}$ — сечение партон-партонного взаимодействия.

На основе кварк-партонной картины функций $F_i(z)$, $\mathcal{Q}(z)$ и сечения партон-партонного взаимодействия, экспериментальные распределения по квадратам поперечных импульсов были описаны формулой следующего вида:

$$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta p_t^2} = A \frac{(1-z)^n}{z^m}. \quad (14)$$

Численные значения параметров A , n , m и x^2 на одну степень свободы приводятся в таблице 3.

Таблица 3.

Величина	\sqrt{s}_{TC}	A	n	m	x^2/n
$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta p_t^2}$	$\sqrt{s}_{TC} \leq 4,36$	$0,012 \pm 0,008$	$4,12 \pm 0,85$	$2,75 \pm 0,32$	$0,35$
	$17,4 \leq \sqrt{s}_{TC} \leq 24,6$	$0,0014 \pm 0,0012$	$27,9 \pm 3,7$	$2,00 \pm 0,21$	$0,47$

Из этой таблицы видно, что с увеличением полной энергии \sqrt{s}_{TC} параметр n существенно возрастает, а параметр m практически остается постоянным.

В работе^{4/} показано, что распределения по поперечным импульсам вторичных частиц при высоких энергиях в результате полужесткого процесса будут падать медленнее, чем $1/p_t^2$. Приведенные в таблице 3 значения параметра m показывают, что полученные нами результаты находятся в качественном согласии с этим предсказанием.

Заключение

I. Энергетические зависимости средних множественностей и средних значений поперечных импульсов (или квадратов поперечных импульсов) P_t^2 -мезонов, образованных в ПС-взаимодействиях при 40 ГэВ/с, и вторичных заряженных частиц, образованных в e^+e^- -аннигиляциях

при высоких энергиях хорошо описываются экспоненциальными функциями (формулы (I0), (II) и (I2)), предсказываемыми КХД полужесткого процесса^{/2/}.

2. С увеличением энергии $\sqrt{s_{TC}}$ наблюдается существенное уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных Π^\pm -мезонов из Π^0 -взаимодействий. Распределения по квадрату поперечных импульсов хорошо описывается формулой (I4). С ростом величины $\sqrt{s_{TC}}$ значение параметра \mathcal{N} в этой формуле существенно увеличивается, а параметр \mathcal{M} в пределах ошибок практически не меняется. Такое уширение распределения по квадрату поперечных импульсов вторичных частиц наблюдается также в адрон-адронных взаимодействиях и e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях и интерпретируется как результат тормозного излучения глюонов, образованных в процессе столкновения.

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные в этой работе, в их согласии с предсказанием КХД полужесткого процесса, по-видимому, дает указание на возможное проявление глюонных степеней свободы в данном эксперименте.

Литература

1. Ц.Баатар и др. ОИЯИ, Р1-86,72I, Дубна, 1986; ЯФ, т.46, вып.5(II), 1987, стр.1464.
2. L.V. Gribov, E.M. Levin and M.G. Ryskin, Phys.Reports, vol.100, N 1,2 (1983).
3. M.Althoff et al., Zs.Phys. Ser.C, 1984, Bd.22, p.307.
4. Proceedings of the Topical European Meeting in the Rhine Valley, "The Quark Structure of Matter" 1986, pp.129-133, edited by M. Jacob and K. Winter.
5. J.Cleymans et al., Phys.Lett. 89B (1980) 403.
6. Ф.Клюуз. Кварки и партонны. - М. Мир, 1982.
7. И.В.Андреев. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях - М. Наука, 1981.

AUTOMODELITY PROPERTIES OF MULTIPLE PARTICLE
PROCESSES IN HADRON-HADRON, HADRON-NUCLEUS
AND NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTIONS WITHIN
AN INTERVAL OF 4 - 205 GEV/C

A.M. Baldin, L.A. Didenko, V.G. Grishin and A.A. Kuznetsov

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

I. Introduction

Multiple particle processes

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (1)$$

are studied using the relativistic invariant dimensionless values^{/1/}:

$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2 = -(u_i - u_k)^2 \quad (2)$$

which are the relative 4-velocities of two different particles. Here P_i , P_k are the 4-momenta; m_i , m_k - the masses of the considered particles; i , k can be equal to I, II, 1, 2, 3. A knowledge of all the b_{ik} values contains full information on this process and supplements the inclusive approach to multiple particle processes.

The approach used allowed us to formulate in general the principle of correlation depletion^{/2,3/} and automodelity properties^{/4/} and to obtain a number of consequences on the limiting asymptotic states of hadron matter. On the basis of the correlation depletion principle a new idea of the isolated system was introduced, as a group of particles with small relative velocities of b_{ik} ($b_{ik} \ll b_{kj}$, where j is a particle not belonging to the given system) with asymptotic properties. Hadron jets produced in hadronization processes of the quark-gluon systems in hadron-hadron, hadron-nucleus, e^+e^- and deep inelastic lepton - hadron interactions are important examples of the isolated systems.

The automodelity property for multiple particle processes was introduced by analogy with the automodelity of solving problems in the mechanics of solid media^{/5/}. The automodelity means that the function under study (e.g. the probability distribution W in the relative 4-velocity space) does not depend on any denoting parameters, but on their dimensionless combinations. Such combinations are called the similarity parameters. An example of the similarity parameter may be the momenta ratio of $x = P_{\mu}/P_{\max}$ in the case of the invariant scale, where the number of independent variable functions is decreasing.

If the problem has a symmetry, then the transition to the variables, invariant with respect to the corresponding transformation group, decreases substantially the number of independent variables as well.

The variables b_{ik} satisfy the demands given above; they are dimensionless, relativistically invariant values. An additional hypothesis, i.e. that some b_{ik} tending to infinity of probability (cross sections) distribution have an asymptotic behaviour, is used to formulate the automodelity principle.

The correlation depletion and the automodelity principles are formulated mathematically as follows^{/4/}:

$$W(b_{\alpha k}, b_{\beta k}, b_{\alpha\beta}, \dots) \Big|_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} = \frac{1}{b_{\alpha\beta}} W^I(b_{\alpha k}, x_k = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}, \dots) W^{II}. \quad (3)$$

The function W^I does not, evidently, depend on $b_{\alpha\beta}$ and obtains automodelity on this variable. Such an automodelity, not stipulated by reasons of dimension and the demands of invariance with respect to some transformation group, is called the second class automodelity. The functions W^I and W^{II} , according to the determination, describe the isolated systems with asymptotic properties on the two similarity parameters: noninvariant b_k and scale invariant x_k . The corresponding asymptotics are called intermediate asymptotics^{/4,5/}. Values of $b_{\alpha k}$, $b_{\beta k}$ and $b_{\alpha\beta}$ are not fully independent: when one, $b_{\alpha\beta}$, tends to infinity, the other, in our case b_k , does, too. The expression means that cross sections must not depend on infinite values, but can depend on their ratios, having finite values.

The formulated principle of automodelity is more general as compared with the scale invariance of Matveev, Muradian and

Tavkhelidze, as it is formulated in the relativistic invariant dimensionless parameters and includes the dependence of W cross sections on the two types of similarity parameters: scale noninvariant b_k and scale invariant x_k . Besides, the principle of automodelity is supposed to be true for multiple particle processes in various types of reactions.

Papers^{/4,6/} express an assumption that the production of baryon clusters is possible in the intermediate region of the relativistic nuclear collisions because of a nucleon matter excitement. The properties of these clusters must be similar to hadron jet ones, produced in processes of quark system hadronization, but they are in another kinetic regions of b_{ik} (the so-called first intermediate asymptotics).

Thus the study of production processes of hadron jets and baryon clusters in different types of interaction and the analysis of their properties in the relative 4-velocity space gives a chance to check thoroughly the correlation depletion and the automodelity principles formulated generally.

2. Experimental Material and Methods of the Jet (Cluster)

Selection

Hadron jets have been studied in soft hadron-hadron ($\bar{p}p$, pp , \bar{h}^+p), hadron-nucleus (pG , \bar{h}^+U , pTa) and in $\bar{\nu}N$ interactions over an energy range of 6 - 205 GeV/c. The experimental data on hadron and hadron-nucleus interactions have been obtained with the aid of large bubble chambers at High Energy Laboratory, JINR, at CERN and FNAL^{/7-12/} (2m hydrogen and propane bubble chamber "Ludmila", 81cm, 76cm and 200cm). The data on the $\bar{\nu}N$ collisions were obtained by the IHEP, ITEP, FNAL and Michigan University collaboration at the FNAL accelerator with the aid of a 15-foot bubble chamber filled with a neon-hydrogen mixture^{/13,14/}. The total statistics represents ~ 200000 events.

The study of hadron jet properties in soft hadron-hadron and hadron-nucleus interaction assumes that they are produced as a result of hadronization of noninteracting valent quarks, diquarks or multiquark systems, forming the primary particles or nuclei^{/15/} (fig.1).

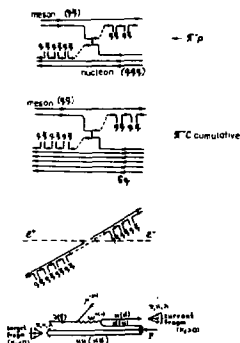


Fig. 1

The analysis shows the production of mainly two hadron jets in the regions of the primary particle fragmentation in the system of hadron-hadron interactions between light nuclei at these energies. The jet is considered as a hadron cluster with small relative velocities b_{ik} in the relative 4-velocity space^{/12/}.

Baryon cluster production has been studied in hadron-nucleus (pC, \bar{p} -C) and nucleus-nucleus (dC, α C, CC) interactions over a momentum range of 4 - 40 GeV/c. These data have been obtained with

the aid of the propane bubble chamber at High Energy Laboratory, JINR.

In this case, mainly two nucleon clusters are supposed to be produced in nuclei interactions. The analysis has shown that the mixture of events with the production of three and more clusters in CC-interactions is possible in the events with interacting proton multiplicity $n_p > 10$ and does not exceed 10%. Spectator protons of the target-nucleus ($P_{lab} \leq 300$ MeV/c) and stripping ones of the projectile ($P_{lab} > 3.0$ GeV/c and $\theta \leq 4^\circ$) are excluded from the analysis. The hadron jets and nucleon clusters α and β are selected using the relativistic invariant method by minimizing the sums of the 4-velocities squared relative to the centres of clusters (jet axes) V_α and V_β ^{/16/}, i.e., by minimizing the quantity:

$$\Lambda_2 = \min \left[\sum_i -(v_\alpha - u_i^\alpha)^2 - \sum_k (v_\beta - u_k^\beta)^2 \right]. \quad (4)$$

All possible combinations of the particles selected in the events (dividing them into two groups α and β) have been considered by minimization. The centres of clusters (jets axes) for each of these groups were defined as follows^{/2/}:

$$V_\alpha = \sum_i u_i / \sqrt{\left(\sum_i u_i \right)^2}. \quad (5)$$

Here the summation is made with respect to all particles included in the selected groups α and β . $V_{\alpha(\beta)}$ is a united 4-dimension-al vector. The combination giving the minimum value of Λ_2 has been selected.

It was assumed that two pion jets (two nucleon clusters) could be selected in the event, if $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$ obtained the value of $b_{\alpha\beta} \geq 10(b_{\alpha\beta} \geq 1)$. As pion jets (nucleon clusters), produced in the region of beam and target fragmentation, could have different properties in the case of non-identical particle interaction, they were divided using the invariant variables x_{Ic} and x_{IIc} . These variables characterize a fraction of the four-momentum primary particles, carried away by the jet (cluster), and are defined as follows:

$$x_{Ic} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_{II})}{m_I (u_I - u_{II})} \quad (6)$$

$$x_{IIc} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_I)}{m_{II} (u_I - u_{II})}$$

Here $M_{\alpha(\beta)}$ is the effective mass of the pion jet (or proton cluster); m_I , the incident particle mass and m_{II} , the target mass. For the case of nucleon interaction $m_I = m_{II} = m_p = 938$ MeV.

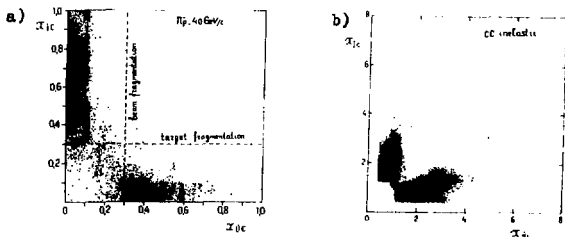


Fig.2

Figs. 2 a,b illustrate typical hadron jet x_{Ic} and x_{IIc} distributions in \bar{p} -p interactions and proton clusters in CC collisions. The regions of large x_{Ic} and x_{IIc} values correspond to the beam and target fragmentations, respectively, and in both cases they are well divided.

The distributions of particles in jets (clusters) have been analysed by

$$b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \quad \text{and} \quad x_k = \frac{b_{\alpha\beta}}{E_{\alpha\beta}}, \quad (7)$$

where $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$ and denotes the squared 4-velocity of particles from the cluster α with respect to the centre V_β of the cluster β . At large values of $b_{\alpha\beta}$, x_k changes to the

light front variable $x_k = u_{k0}^+ - u_{kz}^+$, where $u_{k0}^+ = \frac{E_k}{m_k}$, u_{kz}^+ is the projection of \vec{u} on the axes z , connecting \vec{k} the centres of the clusters \vec{V}_α and \vec{V}_β .

In addition, the distribution of hadron jets (proton clusters) has been studied on the value of $b_{\alpha\beta} = -(\vec{V}_\alpha - \vec{V}_\beta)^2$. The automodelity principle allows one to expect that this distribution will be described by a power dependence of the form

$$\frac{dN}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m} \quad (8)$$

3. Universality of Hadron Jet Properties in Soft and Hard Collisions of Particles

The b_k distributions of \bar{H}^- -mesons in the jets produced in the domain of beam (\bar{H}^-) and target (p,C) fragmentation in \bar{H}^-p , \bar{H}^-C (p=40 GeV/c) and pp (205 GeV/c) interactions are shown in fig.3.

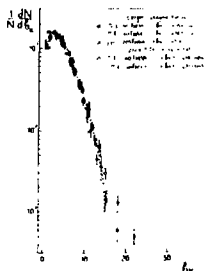


Fig. 3

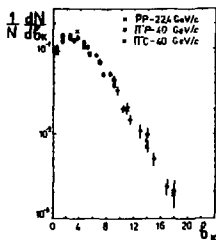


Fig. 4

In fig.4 the same distributions are compared for the jets produced in the target fragmentation region in \bar{H}^-p , \bar{H}^-C and $\bar{p}p$ (p=22,4 GeV/c) interactions. As is seen from the figures, all the distributions are similar within the experimental errors. The average $\langle b_k \rangle$ value for pions in jets is equal to $\langle b_k \rangle \approx 4$. At lower energies $P < 22$ GeV/c, the b_k distributions of \bar{H}^- -mesons become narrower, apparently, because of the phase volume limitation^{/17/}.

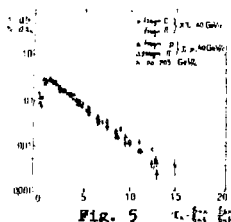


Fig. 5

Fig. 5 presents \bar{n}^- -meson distributions in the jets produced in $\bar{n}p$, $\bar{n}C$ and pp collisions on the x_k second similarity parameter. The figure shows that these distributions are also similar within the experimental errors.

Thus, hadron jets in soft hadron-hadron and hadron-nucleus collisions

have universal properties on the two b_k and x_k similarity parameters, i.e. the distribution of pions depends on neither the type of interaction nor its energy over a range of $P=22-205$ GeV/c.

The analogous analysis has been made in $\bar{\nu}N$ deep inelastic interactions^{/18/}. There, according to the existing ideas, the "isolated" (knocked out) quark, hadronizing in vacuum, and diquark, which hadronization is similar to the quark and diquark one in soft hadron-hadron collisions, are produced. The selection criteria of $\bar{\nu}N$ events are depicted in paper^{/18/}. According to the traditional notations in $\bar{\nu}N$ interactions, the particles with $y_1^* > 0$ (y_1^* is the rapidity in the hadron rest frame) relate to the knocked out quark jet and with $y_1^* < 0$ to the jet left from the diquark nucleon. The b_k distribution of \bar{n}^- -mesons from the three energy intervals of the hadron system has been obtained for the selected pion jets: 1) $W=3-4$ GeV; 2) $W=4-6$ GeV; 3) $W>6$ GeV. The average values of $\langle b_k \rangle$ for the jets produced by quark and diquark hadronization at these energy values W are presented in fig. 6.

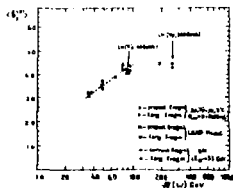


Fig. 6

The $\langle b_k \rangle$ values for the jets in soft hadron-hadron and hadron-nucleus interactions depending on the energy \sqrt{S} in the c.m.s. are represented here as well. The data for $\bar{n}p$ events simulated in the frame of the LUND model at $P=40$ GeV/c and 360 GeV/c have been presented^{/19/}. As is seen from the figure, the average values of $\langle b_k \rangle$ for the jets in quark and diquark fragmentation processes in soft and hard particle

interactions are similar at similar energies $\sqrt{S}=W$ and grow with its increasing. When $\sqrt{S} = W > 6$ GeV, they reach an asymptotic regime and the average size of the pion jet is $\langle b_k \rangle \approx 4$.

Thus, the analysis shows that the b_k distributions of hadrons in jets have a universal character in both soft and hard particle collisions depending on neither the type of fragmentating quark system nor the collision energy for $P_{lab} \geq 22 \text{ GeV/c}$ ($b_{\alpha\beta} \geq 10$). This universality suggests that the jet properties are defined by the interaction of the color charge with vacuum and do not depend on the quark system origin.

Since in the new approach the hadron jets are relativistically invariant objects with universal properties, it allows one to formulate the observability of color charges by analogy with the observability criteria of short-lived particles^{/20/}.

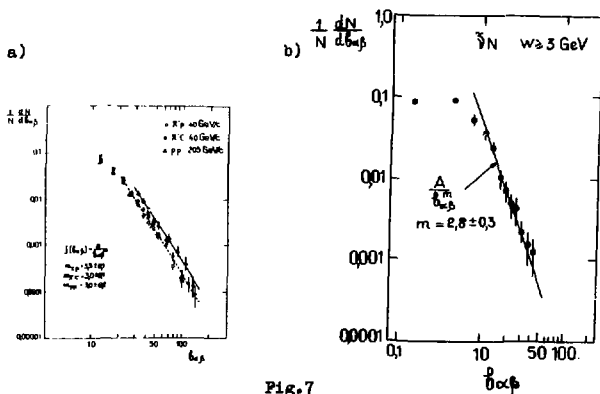


Fig.7

Figs. 7 a,b present the pion jet $b_{\alpha\beta}$ distributions in $\tilde{\nu}p$, $\tilde{\nu}C$, pp and $\tilde{\nu}N$ interactions at $W = 3 \text{ GeV}$. The figures show that all the distributions are depicted by a power dependence (8) in the region $b_{\alpha\beta} > 20$ for $\tilde{\nu}p$, $\tilde{\nu}C$ and pp collisions and $b_{\alpha\beta} > 12$ for $\tilde{\nu}N$ interactions. The value of the parameter $m \approx 3$ was the same within the experimental errors for soft and hard collisions and independent on its energy over the range $40 - 205 \text{ GeV/c}$.

Thus, the results of the analysis of hadron jet properties produced in soft hadron-hadron, hadron-nucleus and hard $\tilde{\nu}N$ collisions confirm the main consequences of the correlation depletion and automodelity properties^{/4/}.

The \vec{x}_k dependence of the function W means its dependence on the direction of the segment connecting jet centres \vec{V}_α and \vec{V}_β , hence, the particle distribution in the jet rest frame must have an anisotropic character. The pion angular distributions $dN/d|\cos\theta|$ in the jet rest frame produced in the beam and target fragmentation regions in $\bar{p}p$ and $\bar{p}C$ collisions are shown in fig. 8a). Fig 8b) presents the analogous distribution for

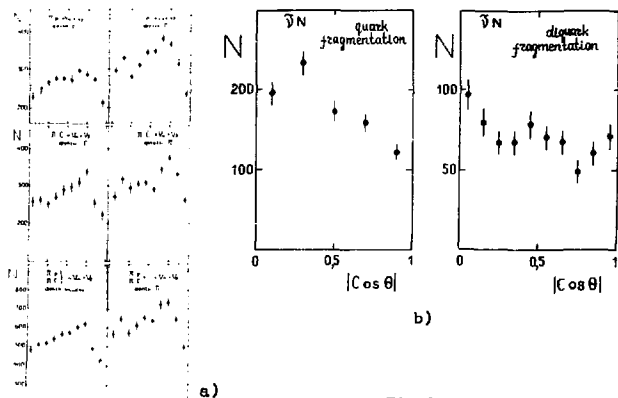


Fig.8

quark(diquark) fragmentation processes in νN collisions. Here θ is the angle between the velocity vector of the particle \vec{u}_k and the direction of the vector $(\vec{V}_\alpha - \vec{V}_\beta)$. The figures show that all these distributions are anisotropic, though an anisotropic character in soft and hard interactions is different. It may be due to the difference of interaction dynamics leading to various orientations of the vectors \vec{V}_α and \vec{V}_β in the 3-dimensional space.

4. Properties of Barion Clusters in Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions

The selection of proton clusters by minimizing A_2 in CC inelastic interactions at $P=4.2$ A GeV/c gives the following

results: the average cluster size in the relative 4-velocity space is equal to $\langle b_k \rangle \approx 0.32$, and the average distance between the clusters $\langle b_{\alpha\beta} \rangle \approx 2,3$, i.e. considerably more than $\langle b_k \rangle$.

The data obtained indicate that the proton clusterization is really observed in the 4-velocity space.

Later on the clusters from the target fragmentation (C) region have been studied in all types of the considered pC, dC, α C, CC and \bar{H}^- C interactions. They were selected according to the criterion $x_{IIC} > x_{IC}$. Invariant functions of $E \frac{d^2\sigma}{d^2p}$ depending on b_k for protons in the selected clusters were studied to check the main consequences of the automodelity principle. They are written in the following way:

$$E \frac{d^2\sigma}{d^2p} = F(b_k) = \frac{2}{m_p^2} \frac{1}{\sqrt{b_k^2 + b_k^2/4}} \frac{d^2\sigma}{db_k dR}. \quad (9)$$

The function $F(b_k)$ integrated on the angle R and normalized on the cross sections of proton production in the clusters for all types of interactions are shown in figs. 9,10.

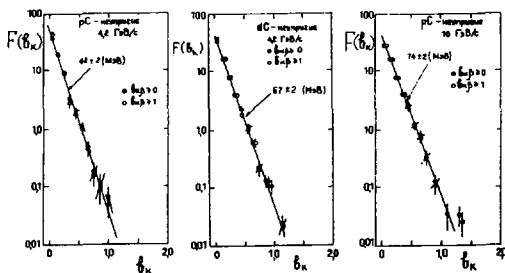


Fig. 9

From the figure we can see that the given distributions for pC and dC collisions are described by an exponential dependence of the type

$$F(b_k) = A \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1). \quad (10)$$

The variable b_k has such property that it is directly connected with the mean kinetic energy of the particles in the cluster rest system called "temperature".

$$\langle b_k \rangle = \langle 2 \frac{E_k}{m_k} - 2 \rangle = \frac{2 \langle T_k \rangle}{m_k}. \quad (11)$$

As is seen from the figures, the protons in clusters produced in pC and dC collisions at $p=4.2$ and 10 GeV/c per nucleon have the same within the experimental error $\langle T_k \rangle = 60 - 70$ MeV corresponding to $\langle b_k \rangle = 0.13 - 0.15$.

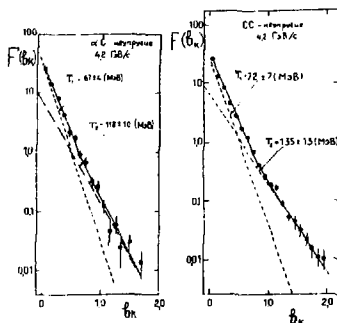


Fig. 10

The analogous function $F(b_k)$ for protons in the clusters in C and CC collisions at $P=4.2$ GeV/c per nucleon (fig. 10) is described by the expression consisting of the sum of two exponential functions

$$F(b_k) = A_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) + A_2 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2) \quad (12)$$

with the average values of $\langle b_k \rangle_1$ and $\langle b_k \rangle_2$ differing almost twice: $\langle b_k \rangle_1 = 0.147 - 0.154$ and $\langle b_k \rangle_2 = 0.25 - 0.29$. These values of $\langle b_k \rangle$ correspond to the following temperature values: $\langle T_k \rangle_1 = 67 - 72$ MeV and $\langle T_k \rangle_2 = 118 - 135$ MeV for αC and CC events.

Thus in nucleus-nucleus collisions (αC and CC) the production of proton clusters of the two types is observed; one of them has the same temperature $\langle T_k \rangle_1 \approx 60 - 70$ MeV like the clusters in pC and dC collisions, the other has a higher temperature $\langle T_k \rangle_2 = 120 - 130$ MeV. As the analysis shows, the production of high temperature clusters in nucleus-nucleus interactions is connected with multinucleon collisions^[21]. These clusters are characterized by the large transverse momenta of their protons.

To compare the properties of the selected proton clusters with

the data for \bar{p} -C interactions in similar methodical conditions in all the considered reactions, the protons with $300 \leq P_{\text{lab}} \leq 800$ MeV/c have been selected. So the protons selected in this way belong essentially to the type "cluster I". The centre of the cluster V_α was found for them and the b_k distributions were made. The distributions dN/db_k obtained for pC, dC, CC and \bar{p} -C interactions over an energy range from 4 to 40 GeV/c are in fig. 11a). Fig. 11b) presents the proton distributions in the

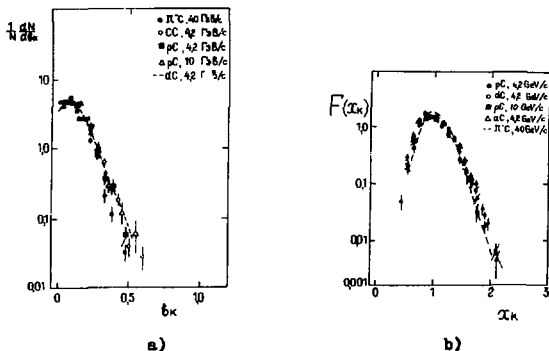


Fig.11

same clusters on x_k defined in this case as follows:

$$x_k = \frac{b_{Ik}}{b_{Ic}}, \text{ where } b_{Ik} = -(u_I - u_k^*)^2 \\ b_{Ic} = -(u_I - V_\alpha)^2,$$

index I is the incident particle or nucleus.

The presented figures show that proton distributions in the clusters of the first type are universal on the two similarity parameters b_k and x_k , i.e. for the same target nucleus they are independent of the type of an incident particle and its energy over a range from 4 to 40 GeV.

The properties of high temperature proton clusters depending on the type and collision energy urge further investigations.

Fig. 12 shows the $b_{\alpha\beta}$ distribution of the two selected proton clusters in CC interactions. One can see that this distribution as well as the hadron jet one is described by the power dependence (8) in the region of $b_{\alpha\beta} \gg 3$ with the parameter $m \approx 4.3$.

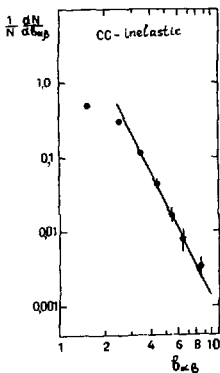


Fig. 12

Thus, the main results on the study of baryon clusters properties in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions prove the conclusion^{4,6/} about the existence of the first intermediate asymptotic in relativistic nuclear interactions.

Conclusion

The obtained results on the study of the properties of hadron jets and baryon clusters in multiple particle production processes confirm the truthfulness of main consequences of the principle of correlation depletion and the automodelity principle formulated in general way:

1. The production of mainly two pion jets in the regions of beam and target fragmentations are observed in soft hadron-hadron and hadron-nucleus interactions. The average size of pion jets in relative 4-velocity space is $\langle b_k \rangle \approx 4$.
2. The universality of pion distribution properties in jets on the two similarity parameters b_k and x_k is observed. These distributions do not depend on the type of the reaction and energy of interaction within an interval of $P_{lab} = 22 - 205 \text{ GeV/c}$.
3. Baryon clusters production is observed in the intermediate region of relativistic nuclear collisions. Their properties are similar to the hadron jet ones, but they are in another kinematic region of b_{ik} . The average size of baryon clusters in the relative 4-velocity space is $\langle b_k \rangle \approx 0.3$.
4. Proton distribution in clusters as well as pion distributions in jets are universal on the two similarity parameters b_k and x_k , i.e. they depend on neither the target nucleus nor the type of the incident particle and collision energy over an energy range from 4 to 40 GeV/c.
5. The distributions of pion jets and baryon clusters on $b_{k\beta}$ are described according to prediction (4) by the power dependence of the type

$$\frac{dN}{db_{k\beta}} = \frac{A}{b_{k\beta}^m}.$$

6. For the first time in nucleus-nucleus collisions (αC and CC) two types of nucleon clusters with different properties are selected. One of them is characterized by $\langle T_k \rangle_1 = 60 - 70$ MeV and universal properties in the 4-velocity space, the other by $\langle T_k \rangle_2 = 120 - 130$ MeV, is related to multinucleon collisions and is characterized by the large transverse momenta of protons.

In conclusion the authors are grateful to the Collaboration for the treatment of pictures from the propane bubble chamber, for assistance in obtaining the experimental data.

References

1. Baldin A.M., Doklady Akad. Nauk SSSR, 222, 15, p.1064 (1975); Nucl. Phys., A434 (1985), p.695G.
2. Baldin A.M., Didenko L.A., "JINR Rapid Communications", No.3-34, Dubna, 1984, p.5.
3. Baldin A.M., Didenko L.A., "JINR Rapid Communications", No.8-85, Dubna, 1985, p.5.
4. Baldin A.M., Baldin A.A., "JINR Rapid Communications", No.17-86, Dubna, 1986, p.19.
5. Barenblatt G.I., "Similarity, Automodelity, Intermediate Asymptotics", Leningrad, Gidrometizdat, 1982.
6. Baldin A.M. et al., "JINR Rapid Communications", No.2/22/-87, Dubna, 1987, p.17.
7. BBCDSSTU-BW Collaboration, Phys. Lett., 1972, v.39B, p.371.
8. Cho Y. et al., Phys.Rev.Lett., 1973, v.31, p.413.
9. Abesalashvili L. et al., Phys. Lett., 52B, (1974), p.236; Boos E.G. et al., Nucl. Phys., B121, (1977), p.381.
10. Atherton H.W. et al., Nuovo Cimento, 1975, v.30A, p.505.
11. Johnson P. et al., Nucl. Phys., B173, (1980), 77.
12. Dias de Deus J. et al., Nucl.Phys., B123, (1977), p.240.
13. Berge J.P. et al., Nucl. Phys., B184, 1981, p.13.
14. Amosov V.V. et al., Nucl. Phys., B203, 1982, p.1; B203, 1982, p.16.
15. Baldin A. M. et al., Z. Phys., C33, 1987, p.363.
16. Baldin A.M. et al., JINR, PI-87-552, Dubna, 1987.
17. Baldin A.M. et al., Yad. Fiz., v.44, 1986, p.1209.
18. Baldin A.M. et al., "JINR Rapid Communications", No.1/21/-87, Dubna, 1987, p.17.
19. Sjostrand T LUTP 82-3, March 1982.
20. Baldin A.M. et al., JINR, E1-87-142, Dubna, 1987.
21. Armutliyski D. et al., "JINR Rapid Communications" No.4/24/-87, Dubna 1987, p.5.

РЕАКЦИЯ $(e, e'p)$ НА ^{12}C С КУМУЛЯТИВНЫМ ПРОТОНОМ

К.Ш.Егмян

Ереванский физический институт

1. Изучение процессов рождения кумулятивных частиц (КЧ) на ядрах, т.е. частиц, рождение которых кинематически запрещено на свободном нуклоне, является одним из эффективных способов исследования свойств ядерной материи на коротких расстояниях. До сих пор процесс рождения КЧ исследовался в основном в экспериментах, в которых регистрировались либо лишь кумулятивные частицы (инклюзивное рождение), либо в корреляции с другими частицами, без определения передаваемых импульса (Q) и энергии (ν). Между тем степень проникновения в ядерную среду определяется именно этими величинами.

Наиболее эффективным методом исследования процесса рождения КЧ с известными Q^2 и ν являются эксперименты с первичными электронами. Наличие монохроматических интенсивных пучков электронов позволяет надеяться, что эксперименты типа $(e, e' \text{ КЧ})$ будут вносить ясность в механизм рождения КЧ, что, в свою очередь, даст возможность определить свойства ядерной материи, фрагментирующей в КЧ.

В настоящей работе приводятся первые экспериментальные результаты по изучению реакции $(e, e'p)$, где вторичный протон кумулятивный.

2. Работа была выполнена на Ереванском электронном синхротроне, на установке "Дейтрон-2". Установка состоит из двух спектрометров. Пробный спектрометр (ПС) служит для идентификации вторичных протонов в интервале углов $\vartheta_{pe} = 65 \div 165^\circ$ с угловым захватом $\Delta\vartheta_{pe} = 16^\circ$ и угловым разрешением $\pm 1,5^\circ$. Энергетический интервал регистрации протонов составлял $T_p = 80 \div 210$ МэВ с разбросами $\delta T_p \sim 10$ МэВ. Магнитный спектрометр (МС)

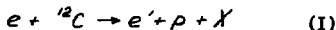
горизонтального отклонения служит для идентификации рассеянных электронов в интервале углов $\vartheta_e' = 11^\circ \pm 29^\circ$ с угловым захватом $\Delta\vartheta_e' = 4^\circ$; $\Delta\varphi_e' = 2^\circ$ разбросами $\delta\vartheta_e' = \pm 0,4^\circ$. Импульсный захват МС зависит от конфигурации спектрометра и может меняться от $\Delta p/p = 8\%$ до 15% ($\delta p/p = 8\%$ до $\delta p/p = 2\%$ соответственно, если горизонтальный размер пятна пучка мишени 5 мм). Для подавления фона вторичных адронов в МС была использована система из газового порогового черенковского счётчика /1/ и ливневого сцинтилляционного детектора типа "сэндвич". Суммарный коэффициент K/e — рекекции составил 10^{-3} .

События (e^+p)-совпадений выбирались путем измерения временного интервала между электроном и протоном. Фон случайных совпадений в зависимости от угла между протоном и электроном колебался от 2% ($\vartheta_{pe}' = 90^\circ$) до 10% ($\vartheta_{pe}' = 155^\circ$)/2/.

3. Измерения были выполнены на мишени из углерода, толщиной 0,024 рад. единиц. Основной целью настоящих измерений является исследование спектра вторичных электронов в зависимости от степени кумулятивности протона совпадения. В качестве параметра изменения кумулятивности был выбран угол протона, который принимал четыре значения $\vartheta_{pe} = 74^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ и 140° .

При этом энергия протонов лежала в трёх интервалах: $85 \leq T_p < 95$ МэВ, $96 \leq T_p < 107$ МэВ и $113 \leq T_p < 210$ МэВ. Угол электронов рассеяния для всех измерений был выбран $\vartheta_e' = 15 \pm 2^\circ$. С целью уменьшения систематических и статистических ошибок конфигурация спектрометра была выбрана таким образом, чтобы охватить как можно больший импульсный захват электронов при одном значении тока в магните спектрометра. Для этого было выбрано максимальное значение $\Delta p/p = 8\%$. Поскольку использовался пучок электронов с энергией $E_e = 2$ ГэВ, то $\Delta E_e' = \Delta p_e' = 1,2$ ГэВ.

Таким образом, измерялись спектры вторичных электронов в реакции



при $E_e = 2,0$ ГэВ; $\vartheta_e' = 15 \pm 2^\circ$; $T_p = 90 \pm 5$ МэВ, 101 ± 6 МэВ и $113 \leq T_p < 206$ МэВ; $\vartheta_{pe} = 74^\circ \pm 8^\circ, 90^\circ \pm 8^\circ, 140^\circ \pm 8^\circ$ в интервале изменения $E_e' = 0,8 + 2,0$ ГэВ (т.е. $\nu = E_e - E_e' = 0 + 1,2$ ГэВ).

Выбор исследования спектров именно вторичных электронов в зависимости от степени кумулятивности не случаен, т.к. имеется предсказание по одной из наиболее интенсивно обсуждаемой модели рождения КЧ — спектаторного варианта модели малонуклон-

ных корреляций. Согласно этим предсказаниям^{/3/}, усреднённые характеристики спектров вторичных электронов определённым образом скоррелированы со степенью кумулятивности протонов совпадения. Например, если \bar{X}_0 - среднее значение бьерженовской переменной для электронов, зарегистрированных в совпадении с кумулятивным протоном, а \bar{X}_i - то же без совпадения, то

$$\bar{X}_0 = \alpha_i \bar{X}_i = \frac{B - \alpha_s}{B} \cdot \bar{X}_i, \quad (2)$$

где B - порядок корреляции, α_i - переменная светового конуса для нуклона (в корреляции), с которым произошло взаимодействие, α_s - то же для спектаторного нуклона. Соотношение (2) легко интерпретировать на языке кварков: если \bar{X}_i - среднее значение доли импульса нуклона, уносимой кварком, α_i - доля импульса корреляции, уносимая нуклоном, то \bar{X}_0 - среднее значение доли импульса корреляции, уносимой кварком. Замена α_i на $B - \alpha_s$ в (2) является условием спектаторного механизма, заключающегося в том, что импульс нуклона (в корреляции), с которым имело место столкновение, компенсирован импульсом спектаторного нуклона (нуклонов), непосредственно не участвующего во взаимодействии.

Из соотношения (2) видно, что спектаторный механизм предсказывает уменьшение \bar{X}_0 с ростом α_s , т.е. ожидается сдвиг энергетического спектра электронов в область малых E_e' с увеличением кумулятивности регистрируемого протона в совпадении.

С другой стороны, в рамках таких моделей, как учёт вторичных перерассеяний или обычного ферми-движения, можно качественно утверждать, что спектры электронов либо (заметно) не должны меняться, либо слегка должны сдвигаться вправо (в область больших E_e') при увеличении α_s , т.е. в этом случае \bar{X}_0 должно с ростом α_s либо оставаться постоянным, либо расти.

4. Экспериментальные результаты по измерению спектров электронов в реакции (I) при четырёх углах протонов (четырёх значений α_s) приведены на рис.1. В случае $\vartheta_{pe} = 74^\circ$ спектр охватывает область квазиупругого рассеяния, поэтому в принципе можно теоретически рассчитать эту часть спектра. На рис.1а сплошной кривой приведены результаты расчётов в плосковолновом импульсном приближении с учётом схода с массовой поверхности по дефоресту^{/4/}. Спектральная функция была определена при помощи осцилляторной волновой функции ядра 4C , приведённой в работе^{/5/}. Как видно, расчётные результаты (с учётом характеристик установки) неплохо описывают квазиупругую

часть спектра при $\vartheta_{pe} = 74^\circ$. Поскольку основная цель настоящих измерений связана с определением вида спектра рассеянных электронов, сопровождаемых кумулятивными протонами (в области $\vartheta_{pe} \geq 90^\circ$), то сравнение расчётных и экспериментальных результатов при $\vartheta_{pe} = 74^\circ$ имеет калибровочный характер и позволяет быть уверенным, что измерения при других кинематических условиях надёжны.

Визуальный анализ спектров электронов при различных степенях кумулятивности показывает, что имеется существенное различие между этими спектрами, особенно в области малых передаваемых энергий ($\nu < 0,5$ ГэВ).

Приведенные на рис.2 спектры позволяют делать сравнения наших данных с предсказаниями^{/3/} по соотношению (2). Нужно отметить, что соотношение (2) справедливо для всех лептонных процессов типа (I). Такие процессы изучены в работах^{/6,7/} в нейтринных (антинейтринных) пучках. В работе^{/6/} сделаны сравнения с соотношением (2). Хотя ошибки были очень велики, авторы^{/6/} утверждают, что в области $\alpha < 2$ соотношение (2) неплохо выполняется при $B=2$. С другой стороны, результаты работы^{/6,7/} были анализированы в работе^{/8/} и найдено, что соотношение (2) имеет место скорее всего при $B=4$, т.е. утверждается, что если кумулятивные протоны в $(\nu, \mu p)$ реакции суть продукты спектаторного механизма, то наибольший вклад дают либо корреляции с четырьмя нуклонами, либо 12- кварковые конфигурации.

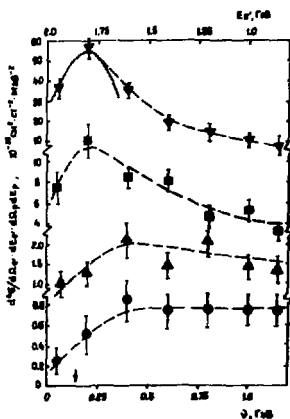
В экспериментах с первичными электронами пока аналогичных результатов нет. На рис.2а показаны наши данные. \bar{X}_s найдены по спектрам электронов рис.1, а параметр α_s был вычислен по формуле

$$\alpha_{se} = (E_p - p_p \cos \vartheta_{pe}) / m, \quad (3)$$

как было сделано в работах^{/6,7/}. На рис.2а показаны также линии по соотношению (2) при $B = 2, 3$ и 4. Как видно, наши данные как будто дают предпочтение корреляциям с $B = 2$. Однако такой вывод нельзя считать полностью обоснованным. Дело в том, что выражение α_{se} по (3) справедливо лишь в асимптотическом случае, когда передаваемая энергия значительно больше полной энергии регистрируемой частицы. Можно показать, что величина α_s для реакции (I), имеющая смысл доли импульса фрагментирующей системы, уносимой регистрирующим протоном (в системе где фрагментатор быстрый), имеет вид

$$\alpha_{sq} = [Q^2/2m\nu + (E_p - \frac{|\vec{q}|}{\nu} p_p \cos \vartheta_{pq})] / (1 - T_p/\nu), \quad (4)$$

которая при $\nu \gg 1$ и $2m\nu \gg Q^2$ (т.е. $X_e \ll 1$) переходит в (3), т.к. в таком случае $\vartheta_{pq} \rightarrow \vartheta_{pe}$ и $|\vec{q}| \approx \nu$.



При конечных значениях ν необходимо α_s вычислять по (4), очевидно, при $\nu > T_p$. В нашем случае $T_p \leq 200$ МэВ, поэтому для ν разумно выбрать область $\nu \geq 500$ МэВ.

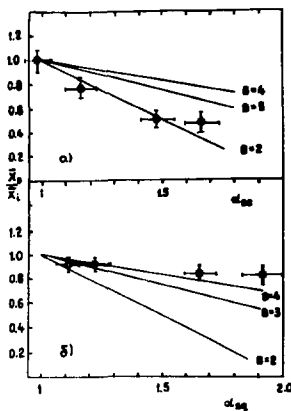
Рис.1. Сечение реакции (I) в зависимости от передаваемой энергии ν ; ∇ — при $\vartheta_{pe} = 0^\circ$; Δ — 24° ; \square — 90° ; \diamond — 140° ; $85 \leq T_p \leq 205$ МэВ.

На рис.26 приведена зависимость \bar{X}_s/\bar{X}_i от α_{sq} , вычисленная по (4) при $\nu \geq 500$ МэВ. Как видно, результаты совершенно другие: величина \bar{X}_s фактически не зависит от α_{sq} , свидетельствующих либо о существенном вкладе корреляций

с большим числом нуклона, либо о несостоятельности приведенного анализа.

- Интересно анализировать угловые распределения протонов при различных значениях ν . Отметим, что угловые распределения кумулятивных фотопротонов, как было показано в [9], сильно зависят от энергии протонов и оказались инвариантными по отношению к ядру мишени и первичной энергии в области $E_p^{max} \geq 1,2$ ГэВ. На рис. 3 приведены две зависимости сечений реакции (I) от угла вылета протонов по отношению к направлению первичных электронов. На том же рисунке зачеркнутыми знаками показаны аналогичные результаты из работы [10], выполненные только при кинематике рассеяния в области квазиупругого пика. Как видно, виды зависимостей в обоих экспериментах одинаковы в перекрывающихся областях. Для обоих угловых зависимостей при $\vartheta_{pe} < 90^\circ$ она значительно круче, чем

при $\vartheta_{pe} > 90^\circ$. С изменением W от 1 до 1,69 ГэВ наклон при $\vartheta_{pe} \geq 90^\circ$ становится заметно меньше. В этой области угловые



распределения хорошо аппроксимируются экспонентой типа $\exp(-\beta \cos \vartheta_{pe})$. На рис.4 приведена зависимость параметра β от ν .

Рис.2. Зависимость отношения X_0/X_1 от α_s : а)-для α_s по (3); б)-для α_s по (4).

Видно, что в области $\nu \geq 0,5$ ГэВ β фактически остаётся постоянным. Для сравнения на рис.4 показаны также значения величины β в фоторождении и электророждении (при $Q^2 = 0$) кумулятивных инклюзивных протонов, зарегистрированных в том же эксперименте. Последний процесс инклюзивного электророждения был изу-

чен методом нахождения сечения образования протонов электронным пучком при нулевой толщине мишени^[11]. Для этого при фиксированном угле протонов были измерены зависимости экспериментального сечения от толщины мишени. Как известно [11],

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p}\right)_e = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p}\right)_{\text{vac}} + \kappa t_m \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p}\right)_f, \quad (5)$$

где первый член с правой стороны - измеряемое сечение, κ - постоянная, t_m - толщина мишени. При $t_m = 0$ остаётся только вклад от электронов. Очевидно, что в этот процесс дают вклад все значения Q^2 , однако поскольку сечение сильно растёт с уменьшением Q^2 , то считается, что измерение происходит при $Q^2 = 0$. Как видно из рис.2, при $E_e = E_e^{\text{max}} = 2,0$ ГэВ наклон угловых зависимостей близок к наклону тех же зависимостей, полученных в реакции (I). Необходимо, однако, отметить, что угловое распределение при реальных γ -квантах нужно сравнивать не с распределением по $\cos \vartheta_{pe}$, а по $\cos \vartheta_{p\gamma}$, где $\vartheta_{p\gamma}$ - угол протонов по отношению к направлению виртуальных γ -квантов. Из наших данных

можно получить такие зависимости. На рис.3б показаны эти зависимости. Светлые значки относятся к области квазиупругого пика,

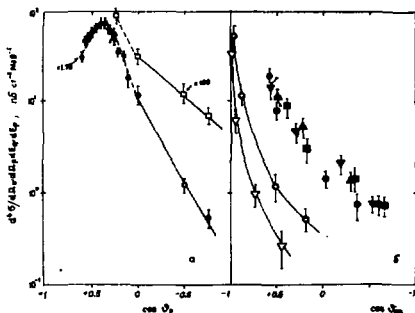


Рис.3. Угловые зависимости протонов из реакции (I) при $85 \leq T_p \leq 205$ МэВ; $\theta_{pe} = 15-20^\circ$ а) - зависимости для θ_{pe} (угол между направлениями протонов и виртуального фотона) $\theta = 1$ ГэВ; $\sigma = 1,69$ ГэВ; $\sigma = 1$ ГэВ и работы Спешные линии

через экспериментальные точки методом наименьших квадратов по экспоненте $\exp(-b \cos \theta_{pe})$; б) - зависимости для θ_{pe} (угол между направлениями протона и виртуального γ -кванта). Светлые значки - область квазиупругого рассеяния (∇ - $\nu \leq 100$ МэВ, \circ - $100 < \nu \leq 300$ МэВ). Зачерненные значки для областей $\nu > 500$ МэВ (\bullet - $500 < \nu \leq 700$ МэВ; ∇ - $700 < \nu \leq 900$ МэВ; Δ - $900 < \nu \leq 1100$ МэВ; \blacksquare - $1100 < \nu \leq 1200$ МэВ). Сплошными линиями соединены экспериментальные точки для наглядности.

тогда как чёрные - для области $0,5 < \nu \leq 1,20$ ГэВ. Из рис.3б видно, что при переходе в область $\nu > 0,5$ ГэВ ($\omega > 1,29$ ГэВ) зависимость сечения реакции (I) от угла между направлением протона и виртуального фотона становится универсальной.

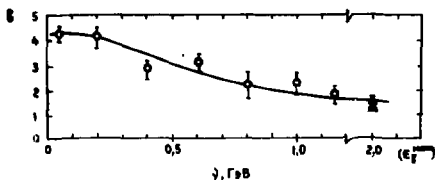


Рис.4. Зависимость параметра b из $\exp(-b \cos \theta_{pe})$ распределения. Светлые значки для реакции (I), Δ - для инклюзивного (γp) процесса, \bullet - для инклюзивной ($e p$) реакции ($q^2 = 0$).

6. В заключение отметим, что настоящие измерения будут продолжены с целью существенного улучшения как статистической обеспеченности, так и разрешающих способностей спектрометров. Чрезвычайно важным является измерение энергетических спектров кумулятивных протонов при различных значениях \sqrt{s} вплоть до $\sqrt{s} = 3$ ГэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.В.Аланакян и др. Препринт ЕрФИ - 1034(84)-87, Ереван, 1987.
2. К.В.Аланакян и др. Препринт ЕрФИ - 1035(85)-87, Ереван, 1987.
3. L.L. Frankfurt, M.I. Strikman, Phys. Lett., 62 B, p.93, 1977.
Phys. Rep., 76 C, p.213, 1981.
4. T. de Forest, Nucl. Phys., A392, p.232, 1983.
5. H. Bidasaria et al., Nucl. Phys., A355, p.349, 1981.
6. J. P. Berge et al., Phys. Rev., D18, №5, 1980
7. А.А.Иванов и др. Письма в ЖЭТФ, 30, 330, 1979.
8. Л.А.Кондратюк, М.Ж.Шматиков, ЯФ, 48, 498, 1985.
9. К.В.Аланакян и др. Изв.АН АрмССР, Физика, т.19, вып.4, стр.177, 1984.
10. M. Kobberling et al., DESY 74/22, 1974.
11. K. W. Chene et al., Phys. Rev., 129, p 836, 1964.

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ В pC-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4,5 ГэВ/с

Х.У.Абраамян, В.В.Архипов, Р.Г.Аствацатуров, С.Е.Васильев,
В.М.Изъюров, Е.Кнапик, Г.Л.Мелкумов, С.Г.Резников,
С.Н.Пляшечкин, М.Н.Хачатурян, А.Г.Худавердян, А.С.Чыров

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна
Брянский государственный университет

Релятивистская ядерная физика, основы которой были заложены А.М.Балдиным в 1970 г., в последние годы стала одним из важнейших направлений физики высоких энергий ^{/1/}.

В данной работе представлены первые результаты цикла исследований, который предполагается провести на установке ФОТОН-МАССЕР при облучении различных мишеней пучками релятивистских ядер синхрофазотрона ЛВЗ ОИЯИ. Целью этих исследований является получение информации, необходимой для выяснения механизма кумулятивного эффекта ^{/2/} в процессах рождения адронов в ядро-ядерных взаимодействиях.

Имеющиеся в настоящее время сведения о таких характеристиках весьма фрагментарны, причем значительная их часть относится к области низких энергий ^{/3/}, при которых кумулятивное мезообразование ещё не вышло на асимптотический режим.

Ниже описана методика эксперимента, критерии отбора событий, процедура их обработки и результаты исследования реакции:

$$p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + X. \quad /1/$$

Эксперимент проводился на пучке протонов с импульсом 4,5 ГэВ/с $\Delta P/P = \pm 2\%$ и интенсивностью 150 тыс. частиц/цикл.

В эксперименте измерялись энергия и направления вылета γ -квантов, образующихся в реакции ^{/1/}.

Толщина углеродной мишени по пучку составляла 12,6 г/см².

События типа $n\gamma$ (где $n = 1, 2 \dots$), генерируемые в мишени, регистрировались 90-канальным черенковским γ -спектрометром из свинцового стекла.

Десяносто γ -спектрометров работают независимо и собраны в матрицу 7 x 13 размерами 140 x 215 см² ($S \approx 3 \text{ м}^2$). Основные характеристики установки ФОТОН-МАССЕР приведены в таблице 1.

Таблица I

Гамма-спектрометры	90 модулей из свинцового стекла марки ТФ-1
Размеры модуля:	
а/ сечение	гексагональное; диаметр вписанной окружности 18 см;
б/ длина	35 см = 14 рад. ед.
Пространственное разрешение	4 см
Угловое разрешение при расстоянии между мишенью и детектором 350 см	1°
Энергетическое разрешение	$(4,3/\sqrt{E})\%$, ГэВ
Стабильность коэффициента усиления	$1 \pm 2\%$
Динамический диапазон	50 + 4000 МэВ
Минимальная энергия, выделяемая заряженной частицей в спектрометре	400 МэВ в электронных эквивалентах

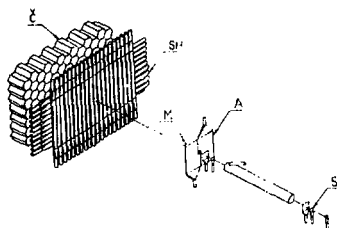


Рис. I. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры: S — сцинтилляционные счетчики, A — сцинтилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений, M — мишень, S, II — годоскопические сцинтилляционные счетчики, Г — γ — спектрометры из свинцового стекла.

Расстояние от центра мишени до γ -спектрометров равно 340 см. Впереди спектрометров по пучку располагаются две плоскости годоскопических сцинтилляционных счетчиков, ориентированных по вертикали и горизонтали с общим числом элементов, равным 40. Мониторирование пучка осуществляется системой сцинтилляционных счетчиков размером

5x5 см. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры приводится на рис. 1. Элементы детектора разделены на 14 групп. Сигналы в каждой группе линейно суммируются и поступают на дискриминаторы, участвующие в быстрой логике. Пороги дискриминаторов в эксперименте были установлены на уровне 1 ГэВ. Указанная организация триггера позволяет существенно уменьшить число фоновых запусков. Установка работает в линию с ЭВМ HP-2116B. Скорость набора около 7 событий/цикл при длине события 132 16-разрядных слова. В течение эксперимента продолжительностью около 26 ч через углеродную мишень было пропущено $1,4 \cdot 10^9$ протонов и на магнитные ленты записана 81 тысяча триггеров.

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической реконструкции /4/. На ленту суммарных результатов (DST) было записано 68660 событий, удовлетворяющих следующим условиям /А/:

- 1/ $\sum_i E_i \geq 2 \text{ ГэВ}$;
- 2/ $2 \leq N_\gamma \leq 6$;
- 3/ $E_{\min} \geq 0,5 \text{ ГэВ}$,

где E_i — энергия, выделившаяся в i -м γ -спектрометре, N_γ — число γ -квантов в событии, E_{\min} — минимальная энергия γ -кванта.

Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов представлено на рис. 2.

На втором этапе анализа экспериментальных данных с целью уменьшения относительной доли фоновых процессов и с учетом того обстоятельства, что наиболее интересной является область больших значений величины X_F , были применены более жесткие критерии /Б/ отбора событий:

- 1/ наличие не менее двух γ -квантов в событии с энергией $E_i \geq 1 \text{ ГэВ}$ для каждого γ -кванта
- 2/ выполнение условия $E_M/E_B > 0,4$, где E_M и E_B — соответственно меньшая и большая энергия γ -квантов.

Идентификация π^0 -мезонов и оценка вклада фоновых процессов производилась с помощью χ^2 -анализа, который последовательно применялся как к экспериментальным событиям, так и к событиям, генерированным методом Монте-Карло в условиях, максимально близких к условиям набора экспериментальных данных. Для каждой пары γ -квантов вычисляется минимальное значение функций

$$\chi^2 = \sum_i^3 (m_i - m_i^3)^2 / c_i^2 + 2\alpha f, \quad /2/$$

где $m_1 = E_{\gamma 1}$, $m_2 = E_{\gamma 2}$, $m_3 = \theta_{\gamma\gamma}$, C_i ($i = 1, 3$) - средне-
квадратические ошибки указанных величин, $f = 0$ - уравнение conserva-
ния энергии-импульса для $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распадов:

$$f = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} - (m_{\pi^0}^2 + E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \cdot \cos \theta_{\gamma\gamma})^{1/2} = 0, \quad /3/$$

χ^2 минимизируется итерационным способом /5/.

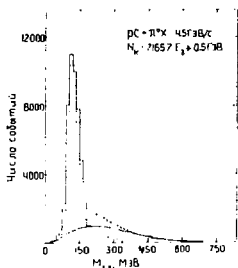


Рис. 2. Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов для событий, записанных на ленту суммарных данных DST. Сплошная кривая - фоновая, полученная моделированием по методу Монте-Карло, штриховая гистограмма получена вычитанием фоновой кривой из экспериментальной гистограммы.

Распределение по параметру $\theta_{\gamma\gamma}$ равномерное и ограничивается размерами модуля γ -спектрометра.

Поэтому минимизация по χ^2 производится в два этапа. На первом этапе определяется фитированное значение $\theta_{\gamma\gamma}^w$. На втором этапе минимизация χ^2 производится при фиксированных значениях $\theta_{\gamma\gamma}$:

$$\theta_{\gamma\gamma} = \begin{cases} \theta_{\gamma\gamma}^w, & \text{если } \theta_{\gamma\gamma}^{\min} < \theta_{\gamma\gamma}^w < \theta_{\gamma\gamma}^{\max} \\ \theta_{\gamma\gamma}^{\min}, & \text{если } \theta_{\gamma\gamma}^w \leq \theta_{\gamma\gamma}^{\min} \\ \theta_{\gamma\gamma}^{\max}, & \text{если } \theta_{\gamma\gamma}^w < \theta_{\gamma\gamma}^{\max} \end{cases} \quad /4/$$

Начальные значения параметров $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$ на втором этапе минимизации равны соответственно $E_{\gamma 1} = E_{\gamma 1}^{\text{ИЗМ}}$, $E_{\gamma 2} = E_{\gamma 2}^{\text{ИЗМ}}$.

На рис. 3 показано распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий после применения критерия Б. Событие идентифицируется как

π^0 -мезон, если $\chi^2 \leq 1$ /рис. 3б/. Для определения числа π^0 -мезонов, для которых $\chi^2 > 1$, аналогичная процедура отбора была применена к моделированным событиям.

Оценка показала, что отбор событий с $\chi^2 \leq 1$ приводит к потере 17% π^0 -мезонов. Для оценки фона $\gamma\gamma$ -пары от разных π^0 -мезонов были использованы события, моделированные методом Монте-Карло /см. рис. 4/. Оценки показали, что только 4,5% фоновых $\gamma\gamma$ -пар имеют $\chi^2 \leq 1$.

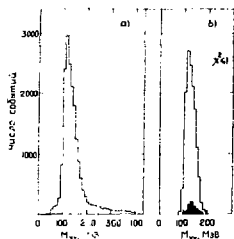


Рис. 3. Распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий после применения критерия Б /а/ и по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий /б/, представленных на гистограмме /а/ после отбора по $\chi^2 \leq 1$. Зачерненная гистограмма - фоновые события.

Моделирование процессов рождения π^0 -мезонов производилось на основе данных по множественному рождению π^0 -мезонов, полученных в экспериментах на 2-метровой пропановой камере ЛВЗ /6/. Розыгрыш событий проводился способом, предложенным в работе /7/. Было использовано феноменологическое выражение для дифференциального сечения:

$$E \, d\sigma / d p \sim (1 - |X_F|)^a \cdot \exp(-b p_{\perp}^2) \cdot \varphi(X_F, p_{\perp}^2), \quad /5/$$

где $a = 4$; $b = 11 \, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$; $\varphi(X_F, p_{\perp}^2)$ - функция, учитывающая корреляции между X_F и p_{\perp}^2 .

Для моделированных событий проверялось попадание γ -квантов в установку, разыгрывалось энерговыделение в модулях γ -спектрометра и требовалось выполнение условий триггера. Для вычисления энерговыделений в ячейках γ -спектрометра программа FOCUS использовала пакет программ EMCASR /8/, с помощью которого моделировались электрон-фотонные ливны.

События записывались на DST для последующей обработки с помощью программ геометрической и энергетической реконструкции событий. Величины инклюзивных сечений образования нейтральных пионов были вычислены для интервала $0,15 < p_{\perp} < 0,85 \, \text{ГэВ}/c$ в области фрагментации

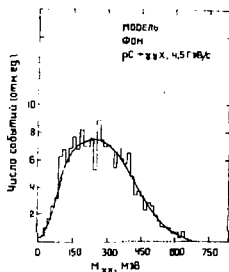


Рис. 4. Моделированное по методу Монте-Карло распределение для фоновых событий π^0 -мезонов/.

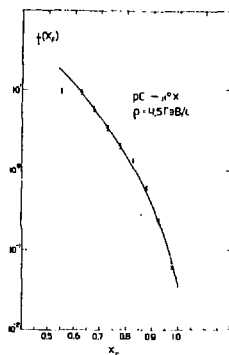


Рис. 5. Зависимость инвариантного инклюзивного сечения $f(X_F)$ от переменной Фейнмана X_F .

пучка $X_F > 0,5$. В таблице 2 и на рис. 5 приводятся зависимости инвариантных инклюзивных сечений образования π^0 -мезонов при взаимодействии протонов с импульсом 4,5 ГэВ/с с ядрами углерода от величины $X_F = p_{\parallel}^* / p_{\max}^*$:

$$f(X_F) = \int_{p_{\max}^*}^{E^*} \frac{dc}{dp_{\perp}^2 \cdot dX_F} dp_{\perp}^2 \quad \text{мб/ядро } ^{12}\text{C}. \quad /6/$$

Степенная зависимость

$$f(X_F) = A_I (1 - X_F)^{B_I} \quad /7/$$

удовлетворительно описывает экспериментальные данные в интервале $0,50 < X < 0,95$. Это согласуется с предсказаниями кварковых моделей о характере инклюзивных распределений мезонов в областях фрагментации взаимодействующих адронов ^{/9/}. Экспериментальные данные параметризовались с помощью функции ^{/7/}.

Для A_I и B_I найдены значения, которые соответственно равны:

$A_I = (126 \pm 21)$ мб/ядро ^{12}C ; $B_I = (2,72 \pm 0,14)$; $\chi^2 = 7/5$ ст.св.

На рис. 6 данные для $f(X_F)$, полученные в настоящей работе для реакции /1/ при импульсе 4,5 ГэВ/с, сравниваются с результатами, полученными в работе /3/ для реакции $pC - \pi^- X$ при импульсах 1,75 и 2,89 ГэВ/с. Как видно из рис. 6, отличие распределений по X_F при указанных энергиях незначительно. Данные хорошо описываются степенной зависимостью вида $f(X_F) \sim (1 - X_F)^B$ / $B = 3$ при импульсах 1,75 и 2,89 ГэВ/с и $B = 2,72 \pm 0,14$ при импульсе 4,5 ГэВ/с/.

Распределение π^0 -мезонов в зависимости от p_T^2 представлено в таблице 3 и на рис. 7.

Экспериментальные данные параметризовались экспоненциальной функцией $dc/dp_T^2 = A_2 \exp(-B_2 p_T^2)$. Для величин A_2 и B_2 найдены следующие значения: $A_2 = (19,65 \pm 0,8)$ мб(ГэВ/с) $^{-2}$ /ядро ^{12}C ,

$B_2 = (6,3 \pm 0,2)$ (ГэВ/с) $^{-2}$, $\chi^2 = 4,5/4$ ст.св. Ошибки, указанные в таблицах 2, 3 и на рис.5-7, — статистические. Точность абсолютной нормировки составляет ~25%.

Основные результаты и выводы можно сформулировать следующим образом:

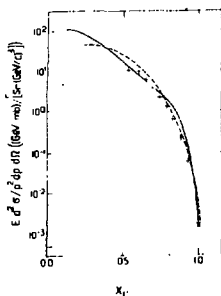


Рис. 6. Зависимость инвариантных инклюзивных сечений $f(X_F)$ от X_F при π^0 для реакции $pC \rightarrow \pi^- X$ (при импульсах 1,75 /пунктир/, 2,98 /сплошная кривая/ и 4,5 ГэВ/с — данные настоящей работы).

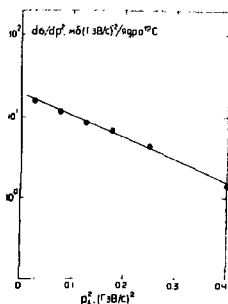


Рис. 7. Зависимость сечения реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ от квадрата поперечного импульса.

Таблица 2

\bar{X}_F	0,55	0,625	0,675	0,725	0,775	0,825	0,875	0,925	0,975
$f(X_F),$ мб	$9,7 \pm 0,7$	$9,1 \pm 0,2$	$6,1 \pm 0,1$	$3,6 \pm 0,1$	$2,15 \pm 0,05$	$1,40 \pm 0,05$	$0,62 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,02$	$0,065 \pm 0,005$

Таблица 3

p_{\perp}^2 (ГэВ/с) ²	0,024	0,074	0,125	0,175	0,247	0,400
dc/dp_{\perp}^2 , мб/(ГэВ/с) ²	$17,8 \pm 0,3$	$12,1 \pm 0,2$	$8,3 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,1$	$1,39 \pm 0,05$

1. На статистике 14 тыс. π^0 -мезонов измерено инвариантное инклюзивное сечение реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ при импульсе 4,5 ГэВ/с в зависимости от p_{\perp}^2 и переменной Фейнмана X_F .

2. Дифференциальное сечение по p_{\perp}^2 параметризуется функцией $f(p_{\perp}^2) = A_2 \exp(-B_2 p_{\perp}^2)$ с параметром, характеризующим наклон функции $f(p_{\perp}^2)$, равным $B_2 = (6,3 \pm 0,2) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

3. Инвариантное инклюзивное сечение $f(X_F)$ в интервале $0,50 < X_F < 0,95$ параметризуется степенной функцией $f(X_F) = A_1 (1 - X_F)^{B_1}$ с параметром, характеризующим наклон функции $f(X_F)$, равным $B_1 = (2,72 \pm 0,14)$. Это согласуется с предсказаниями кварковых моделей /9/.

4. Совпадение инвариантных инклюзивных сечений $f(X_F)$ для реакции $pC \rightarrow \pi X$ при импульсах 1,75, 2,89 и 4,5 ГэВ/с, по-видимому, указывает на то, что склейлинг по X_F наступает уже при импульсах протонов 1,75 ГэВ/с.

В заключение авторы благодарят академика А.М.Балдина за поддержку и внимание к работе; В.И.Прохорова, А.Ф.Елишева и А.И.Широкова — за помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. - Part. and Nucl., 1977, v.8, is. 3, p.429.
2. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
3. Moeller E. et al. - Phys.Rev.C, 1983, v.28, No.3, p.1240.
Акуменко С.А. и др. Препринт ИФВЭ 83-17, Серпухов, 1983.
4. Говорун Н.Н. и др. В сб.: Труды совещания по программированию и математическим методам решения физических задач. ОИЯИ, Д10-7707, Дубна, 1973, с. 453.
5. Proceedings of the 1964 Easter School Physicists, v.1, CERN 64-13, Geneva, 1964.
6. Agakishiev G.N. et al. JINR, E1-84-321, Dubna, 1984;
Гулкаян Г.Ф. и др. - ЯФ, 1987, т. 46, вып. 3(9).
7. Калиновский А.Н. и др. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985;
Барашенков В.С., Славин Н.В. - ЭЧАЯ, 1984, т. 15, вып. 5, с. 967;
Барашенков В.С., Славин Н.В. ОИЯИ, P2-83-656, 1983.
8. Stane V.T., Vankov Ch. - Comput.Phys.Commun., 1979, 16, p.363.
9. Shliapnikov P.V. et al. - Nucl.Phys., 1979, B144, p.400.
Kniazev V.V. et al. Preprint IHEP 77-106, Serpukhov, 1977.

THE STATUS OF NARROW MULTIBARYONIC RESONANCES STUDIES

B. Tatischeff, N. Willis, M.P. Comets and Y. Le Bornec

Institut de Physique Nucléaire, Orsay, France

1. Introduction

The study of dibaryons is of great importance for different reasons. It is the simplest state of nuclear physics where two baryons interact through meson exchanges. It provides one of the best way to study the quark picture proposed for the description of NN short range interaction. Moreover it opens a natural way to look at possible hidden color states forbidden in the classical description of nuclear physics but allowed in quark models^{/1/}. Broad dibaryons ($\Gamma \sim 150$ MeV) observed in NN and deuteron photodisintegration experiments, are usually related to $\bar{N}N$ interactions. We will therefore limitate our discussion to narrow ($\Gamma \sim 20$ MeV) non strange dibaryons.

The experimental results will be shared into three different paragraphs :

- a) since a few years many studies have been carried on in different laboratories to look at narrow structures in two proton invariant masses or in missing masses spectra. These results have been already discussed^{/2/} in review talks. We will use them in the discussion but skip their presentation.
- b) They are "old" published data, measured in order to study other problems outside the scope of multibaryonic context. Therefore, they are less precise but also not suspected to be influenced. We will discuss some of these results after careful re-analysis to give evidence of positive or negative signals of dibaryonic states.
- c) Finally some new, often preliminary and unpublished data, will be presented.

2. Dibaryons

2.1 $B = 2, T = 0$

There are very few results on experimental search for narrow isoscalar dibaryons. Our $dd \rightarrow dx$ results have been published without mention to structures^{/3/}. Indeed there are bumps at $T_d = 2.29$ and 1.65 GeV which were located 6 MeV apart, and nothing at $T_d = 2.0$ GeV. However it turned out recently that close to the maximum of

Saturne energy a correction of some MeV -depending on the energy- has to be done. This makes the centroid of the two bumps to lie at 2 MeV apart, with intermediate confidence level since at $T_d = 1.65$ and 2.29 GeV the number of standard deviations is respectively $S.D. = 3.3$ and 3.1 . There is then a possible candidate for an isoscalar dibaryon at $M_x = 1.930$ GeV with a width FWHM close to 11 MeV, corresponding to the experimental resolution (see Fig. 1).

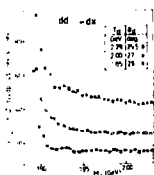


Fig. 1 . Missing mass spectra for isoscalar dibaryon search^{/5/}.

2.2 $B \approx 2, T = 1$

2.2.1 NN channels

The pp total cross sections versus incident energy, $\sigma_T(pp)$, have been measured by various authors^{/4/}, with sometimes large error bars, precluding any conclusion about the existence or not of any narrow structure. The same conclusion holds for $\sigma_{el.}(pp)$ and $\sigma_{inel.}(pp)$ likewise for $\sigma_T(pp + \pi^+d)$ and $\sigma_T(pp + pn \pi^+)$ where in addition the number of measurements is not large enough. At Saturne in the NN group, F. Lohar et al.^{/39/} determined directly 11 linearly independent amplitudes from p-p elastic scattering at eleven energies between 0.83 and 2.7 GeV ($30^\circ \leq \theta_{C.M.} \leq 90^\circ$). The results show a smooth angular dependence at all energies except at $T_p = 2.1$ GeV where a dibaryonic resonance has been observed for $\sqrt{s} = 2.75$ GeV, FWHM ≤ 52 MeV. This is close to the structure observed in Δ_{CL} measurements at Argonne^{/43/}.

2.2.2 "Old experiments"

Some years ago, Cverna et al.^{/5/} measured the $pp \rightarrow \pi^+X$ reaction at Lampf, using 800 MeV proton beam. A bump corresponding to the np final interaction appears at all angles. The other structures which are mainly observed at small pion angles, do not correspond to stable missing masses except possibly at 2.04 GeV.

At LAMPF also, using the Epics Spectrometer, Källne et al. have measured $^3He(\pi^+, p)X$ reactions for different pion energies^{/6/}. The data which are unprecise and must be shifted^{/7/} have been published without error bar. The masses corresponding to possible structures are not stable for different pion energies.

2.2.3 Recent and new data

The recent data have been already discussed in review talks^{/2/}, and the references given within. One work must be added to previous reviews. No structure has been found in two proton invariant masses in 7.5 GeV/c p on some nuclei^{/46/} in the range $1.92 \leq M_{II} \leq 2.00$ GeV. The poor resolution ($\Delta M_{II} \sim 24$ MeV at $M_{II} = 1.97$ GeV) could explain this negative result.

As concerns new data, since many experiments have been (and are presently) studied at Saturne, they are summarized in table 1. In the same table we present the measurements devoted to the search for 0 and 2 isospin dibaryons and search for narrow tribaryons. It is clear that many raw data are presently analyzed. Fig. 2 shows the last and most precise missing mass spectrum obtained in $^3\text{He}(p,d)X$ reaction^{/8/}. Although the measurements are very precise (at 1.2 GeV, 33° , the statistical precision $\Delta\sigma/\sigma = \pm 0.7\%$) the structures have not been extracted at all angles. The corresponding cross sections are therefore poorly determined. Fig. 3 shows the comparison of the masses of these structures with those found previously^{/8/}. At Lampf, very recently, a structure has been observed in the missing-mass spectra of the analyzing power for the $^3\text{He}(p,d)X$ reaction at 800 MeV. Preliminary results of the analysis indicate a correspondence between maxima in this structure and those we have observed at Saturne.

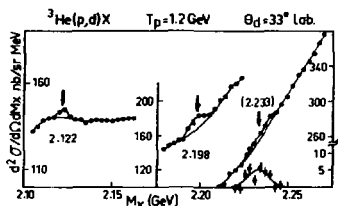


Fig. 2 . Missing mass spectra for isovector dibaryon search^{/8/}.

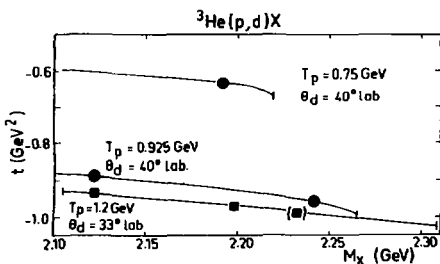


Fig. 3 . Structures in $^3\text{He}(p,d)$ observed in different kinematical conditions.

Table 1. Summary of measurements done at Saturne to search for narrow multibaryons

Reaction	Beam line	T inc. (GeV)	Reference	Results	T	B		
${}^3\text{He}(p,d)X$	SPES 1	0.75 0.925 1.2	B. Tatischeff et al. /8/	Narrow structures $M_X = 1.969 \text{ GeV}$ 2.122 " (2.155)?" 2.198 " 2.233 "	1	2		
$p({}^3\text{He},d)X$		2.7						
$p(\vec{p},d)n^+$	SPES 1 SPES 4	1.2 < T_p < 2.3	R. Bertini et al. /41/	Broad resonance ($\Gamma \approx 150 \text{ MeV}$), $\sqrt{s} \approx 2.7 \text{ GeV}$				
$p(p,p)p$	Internal gas jet 90° d σ /d Ω	0.50 < T_p < 1.20	M. Garçon et al. /11/	No narrow structure observed				
$p(\vec{p},p)p$	Ligne 5 Ay 17° < θ < 35°	0.655 < T_p < 1.017	M. Garçon et al. /12/	No narrow structure observed				
$\vec{p}(\vec{p},p)p$	NN	11 ener- gies 0.83 < T_p < 2.7	F. Lehar et al to be publis- hed /39/	Resonance at $\sqrt{s} \approx 2.73 \text{ GeV}$ FWHM $\leq 52 \text{ MeV}$				
$\sigma_T(pp + pp\pi^0)$	Ligne 8	0.48 < T_p < 0.56	J.P. Oidelez et al. /42/	Analysis not completed				
$p(\vec{p},p)p$	SD 2	0.13 < T_p < 0.26	R. Beurtey et al.	Very few data ; preliminary				
$p(\vec{d},p\pi)X$ a) $p(\vec{d},pp)X$ b)	SPES 3	} 2.1 2.0	B. Tatischeff et al.	Data taking will start in July 88 a) $B_X = 2$ b) $B_I = 2$				
$d(d,d)X$	SPES 4	1.65 2.00 2.29	M.P. Combes et al. /3/	One candidate (see before) $M_X = 1.930 \text{ GeV}$	0	3		
$p(\vec{p},\pi^-)X$	SPES 3	1.45 2.10 2.70	N. Willis et al. /22/	Analysis not com- pleted	2			
$d(\vec{p},\pi^-)X$	SPES 3	1.45 2.10 2.70	F. Hibou et al. /34/	Analysis not com- pleted	3/2			
$p(p,K^+)X$	SPES 4	2.3	R. Frascaria et al. /23/	Analysis not com- pleted	S = - 1 B = 2			

2.2.4 Discussion

There is a lot of results concerning narrow isovector dibaryons. The experimental situation is satisfactory above the pion production threshold since here the masses concentrate around some defined values. It has been shown^{/9/} that these masses can be displayed using a rotational like mass formula $M = M_0 + M_1 J(J+1)$ --see Fig. 4. Since for the two rotational bands M_0 corresponds precisely to $2M_N + M_\pi$ and $2M_N + 2M_\pi$ respectively, it has been speculated that in this range of masses,

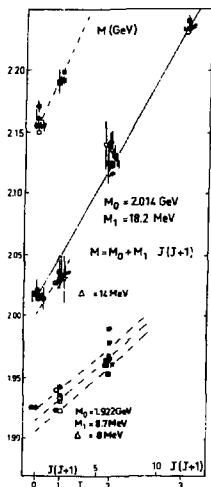


Fig. 4. Display of $T = 1$ dibaryons versus a $J(J+1)$ mass formula.

assumption^{/13/} or in the framework of a model where short range interactions were parametrized by constituent quark forces^{/14/}. The possibility of having one or several (π^-nn) bound states has been considered by several authors^{/15/}. If there is such a $T = 2$ state at a mass lower than 2.018 GeV it will be bound by strong and electromagnetic interactions ; then it will be very narrow and could be detected (as is the pion).

$M > 2.015$ GeV, the narrow structures correspond to quasi molecular model^{/16/} of two nucleons and pions. However since the observed masses correspond to experiments looking at two proton invariant masses (without pion) as well as to experiments studying missing masses, that assumption has to be eliminated. The observed dibaryons could correspond to quark degrees of freedom, in particular since they are narrow. However the calculated masses in earlier bag model studies^{/1/} were larger (by the order of 200 MeV) and this gap increased recently to 500 MeV as a result from cloudy bag model^{/24/}. Moreover $J=1$ and 3 states must be excluded from total antisymmetry for these $L = 0$ states, although they appear in Fig.4.

The region of mass below $M = 2.015$ GeV is at the same time very important and experimentally more confused since the observed dibaryons do not concentrate at fixed masses. Very precise $p-p$ elastic scattering data have to be performed, with high precision and small shifts in energy.

2.3 $B = 2, T = 2$

Many theoretical works have been devoted to the (π^-nn) system since several years, either using the Faddeev equations and a purely mesic

Several experiments were performed in order to observe such states, but an upper limit of the cross sections could only be extracted :

- Bozzoli et al. using 200 GeV protons on Be^{16} found an upper limit of 20 pb/sr.(MeV/c).

- de Boer et al. using 590 MeV protons on Be^{17} have published very small upper limits for $(\pi^-)^Z n^N$ bound states, Z being equal to 1 or 2, and N varying from 2 to 6. The upper limit varied from 1.5×10^{-34} to 6.1×10^{-34} cm²/sr.(MeV/c).

- a measurement has been carried out at Saturne, with the SPES 3 spectrometer^{/22/} : using 2.7 GeV protons on a lead target an upper limit at 40° lab. for stable $(nn\pi^-)$ system has been obtained : $d^2\sigma/d\Omega dp \leq 0.1$ nb/sr. MeV/c (for 0.65 : pc < 1.35 GeV).

- the double pion exchange reaction on d has been studied several times : Kyle et al.^{/18/} measuring $d(\pi^+, \pi^-)X$ found an upper limit of 2 nb/sr.(MeV/c) for $(\pi^+ pp)$ bound states. Piasetzky et al.^{/19/} also gave upper limits of 200 nb/sr and 300 to 500 nb/sr respectively for $(\pi^- nn)$ and $(\pi^+ pp)$ bound states, by studying $d(\pi^+, \pi^-)X$ with 256 and 331 MeV pions at Lampf.

Cervera et al. measured $pp \rightarrow \pi^-(\pi^+ pp)$ missing mass spectra using the 800 MeV proton beam from Lampf^{/21/}. The measurements were performed for another purpose and were not very precise (no error bars were quoted). Nevertheless two structures appear in the spectra at more or less all angles for missing mass values around $M_X = 2.002$ and $M_X = 2.030$ GeV (Fig. 5).

Pion double charge exchange reactions on d have been recently measured by Ashery et al.^{/20/} using $T_{\pi^-} = 256$ MeV and $T_{\pi^+} = 262$ MeV pion beams, at the EPICS channel (LAMPF). There are indications for peaks at 2.003 GeV missing mass for the $(\pi^+ pp)$ system and at 2.001 GeV for the $(\pi^- nn)$ system with 3 standard deviations -see Fig. 6.

An experiment has been carried out at Saturne using the SPES 3 facility^{/22/}. The analyzing power and differential cross sections for the missing mass reaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$ have been measured at 1.45, 2.1 and 2.7 GeV incident energy. The analysis of the data is not yet completed.

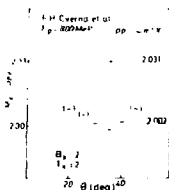


Fig. 5. Masses of structures on $pp \rightarrow \pi^- X$ data in Ref. 5.

In conclusion, regarding all these data, structures could really be present at 2.00 and 2.03 GeV. It is clear that the available data have however to be confirmed (with better statistics) before claiming these structures for evident.

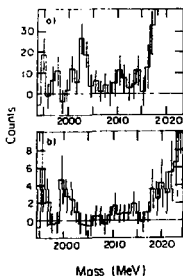


Fig. 6. Data from recent measurements at Lamp^{6/20/}: a) $d(\pi^+, \pi^-)X$ and b) $d(\pi^-, \pi^+)X$.

Finally long lived exotic dibaryons with charge -2 (isospin $T = 3$) have been searched^{/24/} at the laboratory of High Energies, Dubna. The fragmentation of 17.7 GeV/c alpha particles on carbon has been studied and an upper limit of $(E/p^2) d^2\sigma/d\Omega dp < 10^{-5}$ mb. GeV/ sr.(GeV/c)³ was found for longlived ($\tau > 10^{-7}$ s) systems.

3. Tribaryons

It is well known since many years that three nucleon systems display a resonance - like behaviour at a few MeV excitation energy. This has been observed for instance in $^3\text{He}(p,n)\text{ppn}$ and $^3\text{He}(p,n)\text{ppp}$ reactions at 30 and 50 MeV^{/25/} incident energies, or in $^3\text{He}(\pi^-, \pi^+)3n$ ^{/26/} reaction at $T_\pi = 140$ MeV. It was noticed^{/27/} however that the attraction between two of the final nucleons can account for the observed structure which

therefore has nothing to do with a three nucleon resonance. On the other hand multi-neutron systems have never been observed. There is a recent work^{/28/} on transfer reactions studies with heavy ion incident beams, which concludes: an upper limit of 10 nb/sr.MeV for stable 3n . Again the SIN experiment^{/17/} searching for $n^3\pi^-$ system was negative and upper limits published for $d^2\sigma/d\Omega dp$ are: 1.48×10^{-38} cm²/sr.(MeV/c) and 2.2×10^{-38} cm²/sr.(MeV/c) respectively for $n^3\pi^-$ and $n^3\pi^+$.

An experiment has been performed at Saturne using a 2.7 GeV incident proton beam impinging on a lead target and the SPES 3 spectrometer. No negative charged particle with a mass close to $3M_N$ has been observed with an upper limit of 0.015 nb/sr/MeV (in the range $0.65 < p < 1.35$ GeV)^{/22/}.

This leaves room for possible tribaryonic unstable resonances at excitation energies larger than 10-20 MeV. Such resonances have been predicted^{/11/} within MIT bag model calculations. Some experiments have been carried on to look for such resonances. Table 2 summarizes these measurements. In an old experiment devoted to the study of $pd + \pi^- X$ reaction^{/29/}, the authors assume the narrow peak observed at $p_{\pi^-} = 0.36$ GeV/c to be a signature of a narrow dibaryon $M = 2.161 \pm 0.002$ GeV ($\Gamma_{1/2} = 0.020$ GeV) from a $p + n(p) + \pi^- + X^{++} + (p)$ reaction. However, the Fermi momentum should extend this width; a width of ± 150 MeV/c will contribute to ± 100 MeV for ΔM_X . Since $\Gamma_X = 20$ MeV here, we have to conclude that a tribaryon has really been observed at $M_X = 3.30 \pm 0.003$ GeV, $B_X = 3$, $T_X = 3/2$. The data corresponding to $^3\text{He}(\pi^\pm, p)X$ measurements^{/6/} are not very precise (no error bars). If however we try to point out structures in these data (some shifts have to be done^{/7/} between published and

Table 2. Experimental studies for tribaryon search.

Reaction	T_x	M_x (GeV)	Authors	Location	Ref.
$pd \rightarrow \pi^- X$	3/2	3.30 ± 0.003	J.H. Hall et al.	Birmingham	29
${}^4\text{He}(\pi^+, p)X$	1/2, 3/2	2.915	J. Källne et al.	Lampf	6
$\pi^- C \rightarrow pppX$ $AC \rightarrow pppX$ ($A=p, d, {}^4\text{He}, C$)	3/2	2.91 ; 2.94	H.N. Agakishiev et al.	JINR	31
$\pi^- C \rightarrow pppX$	3/2	3.27	O.B. Abidinov et al.	JINR	32
${}^3\text{He} p \rightarrow n_p ppp$	3/2	3.05	A.V. Blinov et al.	JINR	33
$pd \rightarrow \pi^- X$	3/2	Analysis not completed	F. Hibou et al.	Saturne	34

corrected data), a striking stability for a given missing mass appears at $M_x \approx 2.915$ GeV. We have to remember however that in ${}^3\text{He}(\pi^+, p)X$ data the spread of the missing masses corresponding to the observed structures was important. Blinov et al.^{/30/} using 2.5 GeV/c tritons impinging on p- have studied invariant masses of $(p_p nn)$ and $(p_p nn)$ systems and found structures at 2.90, 2.94 and 3.01 GeV. They concluded however that these structures were not resonances since they were too strongly dependent on kinematical variations. Structures in the effective mass spectrum of three protons have also been observed for $M_t \approx 2.91$ and 2.94 GeV by Agakishiev et al.^{/31/}. They used 40 GeV/c incident pions to study $\pi^- C \rightarrow ppp + X$ reaction, and 4.2 GeV/c/A p, d, ${}^4\text{He}$ and ${}^{12}\text{C}$ on $C \rightarrow ppp + X$ ($200 \leq p_p \leq 600$ MeV/c). A structure was also observed in the three proton invariant mass by Abidinov et al.^{/32/} in the analysis of 5 GeV/c $\pi^- + C \rightarrow ppp + X$ reaction, at $M_t = 3.27 \pm 0.02$ GeV, $\Gamma = 70 \pm 40$ MeV. Blinov et al.^{/33/}, using 2.5 and 5 GeV/c ${}^3\text{He}$ impinging on p, observed a structure in the three proton mass spectrum for 5 GeV/c incident ${}^3\text{He}$ particles. Since they were not able to describe it by the theoretical pole model calculation, they concluded that the structure at 3.05 GeV was not due to nucleonic degrees of freedom. Finally at Saturne, using the SPES 3 spectrometer, the $pd \rightarrow \pi^- X$ reaction has been measured^{/34/} using polarized protons at $T_p = 1.45, 2.10$ and 2.70 GeV. The final analysis of the differential cross sections for missing mass spectra and analyzing powers is not yet terminated. The masses of all previously quoted structures, candidates for tribaryons, are displayed in Fig. 7. The confidence we can have in tribaryon studies is

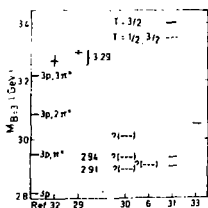


Fig. 7. Masses of structures candidate for tribaryons.

clearly smaller than for isovector dibaryons. The precision is perhaps better for $M_t = 2.91, 2.94$ and 3.29 GeV.

4. Theoretical survey

In the framework of the cloudy bag model^{/24/}, the masses found for six-quark resonances ($M \sim 2.6-2.7$ GeV) are larger than those discussed in the present work. The width also are larger (≈ 50 MeV). A different calculation within a non relativistic quark model, has been recently presented^{/35/}. Here again the found masses are larger than the predicted ones using the MIT bag model^{/1/}, by 400 MeV for 6 quarks and 800 MeV for 9 quarks. Using a semiphenomenological diquark cluster model Konno and Nakamura^{/36/} found many states which degenerate to a single energy level. There is also degeneracy for isospin. In this model, the resonating energies and widths of the dibaryons with $T = 1$, $J^P = 1^-$ and 0^- are close to the masses and widths of the narrow dibaryons observed experimentally and discussed in the present paper. The model of stretched rotating (string-like) bags -with coloured quark clusters at both ends (a diquark and a four quark clusters) proposed by Kondratyuk et al.^{/37/} predict many levels and particularly a $T = 0$ $J^P = 2^-$ with a low mass $1.95 - 2.05$ GeV -not far from our candidate at 1.93 GeV. Bazhanskij et al.^{/38/} within the assumption that many dibaryonic resonances exist with a width close to 20 MeV, developed a statistical calculation showing that interferences -depending on the observables-lead to narrow peaks. Such description leaves some unexplained questions : why are similar narrow peaks not observed in NN data ? And why is the spread observed under 2 GeV, not really observed above ?

5. Conclusion

There is experimental evidence for narrow structures at well defined masses in the $T = 1$ dibaryon sector. The evidence is not strong enough for the $T = 0$ or 2 dibaryons and for tribaryons. The structures observed in all cases are often tinny effects lying over large physical background NN, NN π , NN $\pi\pi$... It is then important to confirm the first observations by independent measurements. We have to increase the number of experiments and vary their nature in particular by measuring spin-dependent observables. We need :

- 1- angular distributions for some of the mostly excited $T = 1$ dibaryons ;
- 2- precise pp elastic scattering in the range $50 \leq T_p \leq 280$ MeV with small steps in energy ($\Delta T_p \approx 3$ MeV) in order to clarify the region $M < 2.015$ GeV. These two types of measurements 1 and 2 are important and should be performed as soon as possible ;

- 3- a search for possible dibaryons with larger masses, and particularly in the region $M \approx 2 M_N + 3 M_n$ and $M \approx 2.7$ GeV ;
- 4- experiments in pure $T = 0, 2$ and 3 states ;
- 5- experiments in tribaryon sector.

We need also theoretical studies to specify masses and widths of multibaryonic states as well as dynamical calculations of the relative size of the multibaryon signal and of the background to explain why the structures appear for different reactions and incident energies.

Some narrow structures are really observed. Their identification to quark degrees of freedom remains the simplest explanation but it is still a working hypothesis.

References

1. A. Th. Aerts, P.J.G. Mulders and J.J. de Swart, P.R. D17(1980)260 ; S.M. Dorkin, B.L. Reznik and A.I. Titov J.I.N.R. p. 4-81-791, Dubna (in russian) ; P.J.G. Mulders et al. Lett. 40(1978)1543 ; P.R. D21(1980)2653 ; P.R. D28(1983)443 ; P.R. D26(1982)3039
2. B. Tatischeff, Nucl. Phys. A446(1985)355c ; Proceedings of the 4th Saturne meeting, La Londe-les-Maures, 1986 and IPND-DRE 87-06
N. Willis et al., Few-Body Systems, S2(1987)433
B.S. Yuldashev, Proceedings of the Xth. International Symposium on Elementary Particle Physics, 1987, Kazimierz, Poland
3. M.P. Combes et al., Nucl. Phys. A431(1984)703
An upper limit of $d\sigma/dt = 0.03$ pb/MeV² has only been indicated
4. V. Flaminio et al., CERN-HERA 84 Tables ; J. Bystricky et al., J. Physique 48(1987)1901
5. F.H. Cverna et al., Phys. Rev. C23(1981)1698
6. J. Källne et al., Phys. Rev. C28(1983)304
7. J. Källne, private communication
8. B. Tatischeff et al., P.R. Lett. 52(1984)2022 ; Europhysics Letters 4(1987)671 ;
Z. Phys. A - Atomic Nuclei 328(1987)147 ; Phys. Rev. C36(1987)1995
9. B. Tatischeff, Physics Letters 154B(1985)107
10. M.H. Mac Gregor, Phys. Rev. Lett. 42(1979)1724
11. M. Garçon et al., Nucl. Phys. A445(1985)669
12. M. Garçon et al., Phys. Lett. 183B(1987)273
13. T. Ueda, Phys. Lett. 119B(1982)281, Phys. Lett. 74B(1978)123
14. P.J. Mulders, Phys. Rev. D26(1982)3039
15. G. Kälbermann and J.M. Eisenberg, J. Phys. G5(1977)35 ; W.A. Gale and I.M. Duck, Nucl. Phys. B8(1968)109 ; H. Garcilazo, Phys. Rev. C26(1982)2685 ; Phys. Rev. Lett. 50(1983)1567 ; Phys. Rev. C31(1985)257 ; Nucl. Phys. A408(1983)559

16. W. Bozzoli et al., Nucl. Phys. B159(1979)363
17. F.W.N. de Boer et al., P.R.L. 53(1984)423
18. G. Kyle and Q. Ingram, quoted in Ref. 17
19. E. Piasetzky et al., Phys. Rev. Lett. 53(1984)540
20. D. Ashery et al., submitted to Physics Letters
21. V.G. Ableev et al., JINR Rapid Communication 13, (1985)5
22. N. Willis et al., to be published
23. R. Frascaria et al., Few Body systems - Suppl. 2(1987)425
24. P. La France and F.L. Lomon, P.R. D34(1986)1341 ; P. Gonzalez et al., P.R. D35(1987)2142
25. L.E. Williams et al., Phys. Rev. Lett. 23(1969)1181
26. J. Sperinde et al., Phys. Lett. 32B(1970)185
27. A.C. Philipps, Phys. Lett. 33B(1970)260
28. A.V. Belozorov et al., Nucl. Phys. A477(1988)131
29. J.H. Hall et al., Nucl. Phys. B12(1969)593
30. A.V. Blinov et al., ITEP preprint 128, 1980 (in russian)
31. H.N. Agakishiev et al., JINR preprint 1-84-103 (in russian)
32. O.B. Abdinov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 44(1986)978
33. A.V. Blinov et al., Journal of Nucl. Phys. 47(1988)933 (in russian)
34. F. Hibou et al., to be published
35. Yu. S. Kalashnikova et al., Journal of Nucl. Phys. 46(1987)1181 (in russian)
36. N. Konno and H. Nakamura, Lettere al Nuovo Cimento 34(1982)313 ; P.R. D35(1987)239
37. L.A. Kondratyuk et al., Proceedings of the VIII International Seminar on High Energy Problems, June 19-24, 1986, Dubna, p. 100 and ITEP preprint 68-127, 1986 ; Journal of Nucl. Phys. 45(1987)1252
38. I.I. Bazhanskij et al., Journ. of Nucl. Phys. 47(1988)1106
39. C.D. Lac et al., soumis au Journal de Physique
40. L.C. Vorobiev et al., ITEP preprint 125, 1987 (in russian)
41. R. Bertini et al., Phys. Lett. B203(1988)18
42. J.P. Didelez et al., Communication to the Hadronic Physics in the 1990's with Multi-GeV electrons, Seillac, 1988
43. I.P. Auer et al., Phys. Rev. D34(1986)2581.

УЗКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИИ $n\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+$

Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.Н.Печёнов, В.И.Мороз, А.П.Иерусалимов,
А.П.Стедьмах, В.Т.Одинцов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

К.Бешлиу

Бухарестский университет

Д.Пантеа, Ф.Которобай

Центральный институт физических исследований, Бухарест

С.Г.Аракемян, И.М.Равинович

Ереванский физический институт

А.Абдывалиев

Ленинабадский государственный педагогический институт

А Н Н О Т А Ц И Я

Представлены распределения эффективных масс двух протонов из реакции $n\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+$ при $P_n = 1,25; 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с (всего около 19 тыс. событий). Материал получен с I-м водородной камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной монохроматическими нейтронами ($\Delta P_n / P_n \approx 3\%$) от синхротрона ЛВЭ. С достаточно высокой достоверностью обнаружены 16 дипротонных резонансов с истинными ширинами порядка 1 МэВ/с². Вклад резонансов составляет около 10 % при каждой энергии. Исследован диапазон эффективных масс от 1876 до ~ 2300 МэВ/с². Резонансные эффекты существуют во всем этом диапазоне.

В В Е Д Е Н И Е

В работе /1/ мы обратили внимание на класс многокварковых резонансов (число кварков больше трех) со сравнительно небольшими массами, которые имели ширины, сравнимые с экспериментальным разрешением. В последующих работах /2,3/, касавшихся систем из шести кварков, было отмечено большое число узких дипротонных резонансов. В /4/ сделана попытка их систематизации в модели вращающихся соединенных струн.

Если большое число дипротонных резонансов можно предсказать на основе квантовой хромодинамики /5/, то их ширины, которые на два порядка меньше ширин обычных адронных резонансов, свидетельствуют о существовании каких-то правил запрета, природа которых пока неясна, препятствующих распаду по сильному каналу.

Появившиеся после 1983 года многочисленные работы на тему узких дипротонных резонансов в большинстве своем подтвердили существование таких эффектов /6,7,8,9,10,11,12,13,14/. Однако в нескольких экспериментах подобных явлений не обнаружено /15,16,17/.

В настоящем сообщении на большом статистическом материале мы покажем с высокой статистической достоверностью существование большого числа узких дипротонных резонансов, а также оценим истинные ширины этих резонансов. Последний вопрос обходится авторами всех работ, выполненных на данную тему.

В части I будет рассмотрена реакция $np \rightarrow pp\pi^+$ при $R_n = 1,25$ ГэВ/с, на примере которой мы обсудим все имеющие отношение к делу методические вопросы. В части II будут обсуждены суммарные спектры эффективных масс двух протонов из реакции $np \rightarrow pp\pi^+$ при $R_n = 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с.

I. Реакция $np \rightarrow pp\pi^+$ при $R_n = 1,25$ ГэВ/с

Реакция $np \rightarrow pp\pi^+$ при этой энергии, как и при всех других энергиях, отбиралась с использованием метода χ^2 с четырьмя степенями свободы на материалах с I-м водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной монохроматическими нейтронами от синхрофазотрона ЛВЭ. Разброс пучка по импульсам во всех случаях $\Delta P/P_n = 3\%$. С $\chi^2_{гр.4}$ 12,5 отобрано 3611 событий реакции $np \rightarrow pp\pi^+$ при $R_n = 1,25$ ГэВ/с.

Были тщательно исследованы различные фоновые распределения для описания спектра эффективных масс двух протонов. Из пяти видов фонов (метод "перемешивания", теоретические расчёты по моделям одночастичного обмена, моделирование эксперимента с учётом экспериментальных распределений в общей системе масс, моделирование эксперимента в системе центра масс \sqrt{s} , моделирование эксперимента с учётом распределений в лабораторной системе) наиболее адекватным эксперименту оказался последний метод — моделирование с учётом распределений в лабораторной системе (МЗДС).

В этом методе точка графика P_1 vs P_2 в лабораторной системе (P_1 и P_2 — импульсы двух протонов в звезде) сопоставляется случайным образом точке на графике угла между двумя протонами в лабораторной системе. Вычисленная после этого эффективная масса двух протонов заносится в график фонового распределения. χ^2 для описания спектра эффективных масс двух протонов полученным таким образом распределением равен 117 на 60 точек и является наименьшим для всех видов фонов.

Этот вывод оправдан и для реакции $np \rightarrow pp\pi^+$ при $R_n = 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с. Везде в дальнейшем в качестве фона используются распределения, полученные методом МЗДС.

Функция разрешения по массам определяется обычным образом

$$R(\Delta M) = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(\Delta M)^2/2\sigma^2] P(\sigma) d\sigma / \int P(\sigma) d\sigma, \quad (I)$$

где ΔM - разность между экспериментальным значением эффективной массы двух протонов в данном событии и значением массы, полученным при изменении измеренных параметров треков на величину, кратную ошибкам измерений. При этом предполагается, что ошибки измерений параметров треков имеют гауссовы распределения. σ - ошибка измерения массы в данном событии.

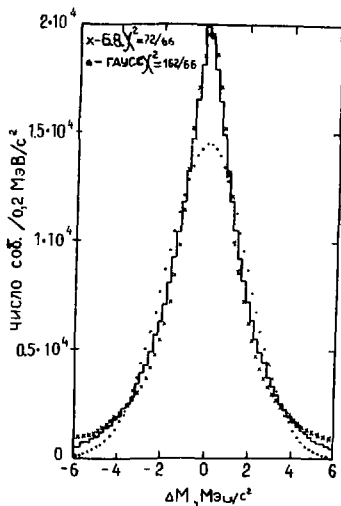


Рис.1. Вид функции разрешения по массам во всем диапазоне эффективных масс двух протонов в реакции $p \rightarrow p \bar{p} \pi^+$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. Ширина функции на полувысоте $\langle \Gamma_{\text{разр}} \rangle \approx 2,8$ МэВ/с².

к эксперименту резонансные кривые надо задавать в виде брейт-вигнеровских кривых, а истинные ширины резонансов можно определить как $\Gamma_{\text{ист}} = \Gamma_{\text{эксп.}} - \Gamma_{\text{разр.}}$, где $\Gamma_{\text{эксп.}}$ - ширины резонансных кривых, полученные при подгонке к эксперименту.

На рисунке 1 приведен вид функции разрешения для всего диапазона масс двух протонов в реакции $p \rightarrow p \bar{p} \pi^+$ при $P_n = 1,25$ ГэВ. Функция разрешения описывалась брейт-вигнеровской кривой ($\chi^2 = 72$ для 66 точек) и гауссовой кривой ($\chi^2 = 162$). Видно, что брейт-вигнеровская форма хорошо описывает функцию разрешения. Это остается справедливым и для описания функций разрешения для различных диапазонов эффективных масс двух протонов. Изменение полной ширины функций разрешения в реакции $p \rightarrow p \bar{p} \pi^+$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с для различных диапазонов эффективных масс двух протонов показано на рис.2.

Далее известно, что свертка истинной резонансной кривой, имеющей брейт-вигнеровскую форму, с функцией разрешения, также имеющей брейт-вигнеровскую форму, дает снова такую же форму экспериментальной резонансной кривой с $M_0 \text{ эксп.} = M_0 \text{ ист.}$

и $\Gamma_{\text{эксп.}} = \Gamma_{\text{ист.}} + \Gamma_{\text{разр.}}$. Т.о., в данном случае при подгонке

На рис.3 представлено распределение эффективных масс двух протонов из реакции $np \rightarrow pp\pi^+$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. На этом рисунке сплошная кривая - описание эксперимента некогерентной суммой 5 резонансных кривых и фоновой кривой, полученной МЭЛС-методом; крестиками обозначен вклад фоновой кривой, остающейся после подгонки (91 %). χ^2 на 1 степень свободы для сплошной кривой равен 1,3.

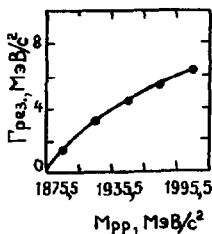


Рис.2. Изменение полной ширины функции разрешения в зависимости от значения эффективной массы двух протонов в реакции $np \rightarrow pp\pi^+$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с.

На рис.3 отмечено положение еще четырех выбросов при массах 1900, 1912, 1927 и 1969 МэВ/с², которые наблюдались в работах /3, 10, 13/. Около каждого значения массы приведены ссылки на работы, в которых наблюдались пики при близких (в пределах ошибок измерений) значениях масс.

Таблица I

$M_R \pm \Delta M$	$\Gamma_{\text{exp}} \pm \Delta \Gamma$	$\Gamma_R \Gamma_{\text{exp}} \Gamma_{\text{tot}}$	$G(\mu\text{b})$	SD	P
1922 ± 1	4.0 ± 1.5	0.6 ± 1.5	15 ± 3	3.2	$3.5 \cdot 10^{-2}$
1934 ± 1	5.0 ± 1.5	1.0 ± 1.5	19 ± 3	3.6	$2.1 \cdot 10^{-3}$
1943 ± 1	5.0 ± 1.5	0.8 ± 1.5	16 ± 3	3.6	$8.1 \cdot 10^{-3}$
1958 ± 1	4.6 ± 2.0	0.0 ± 3.0	6 ± 3	2.1	$1.7 \cdot 10^{-1}$
1980 ± 2	6.0 ± 6.0	0.6 ± 6.0	14 ± 4	4.0	$1.3 \cdot 10^{-3}$

II. Реакция $np \rightarrow pp\pi^+$ при $P_n = 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с

Цель этого раздела - представить доказательства существования большого числа узких дипротонных резонансов. Случай реакции $np \rightarrow pp\pi^+$

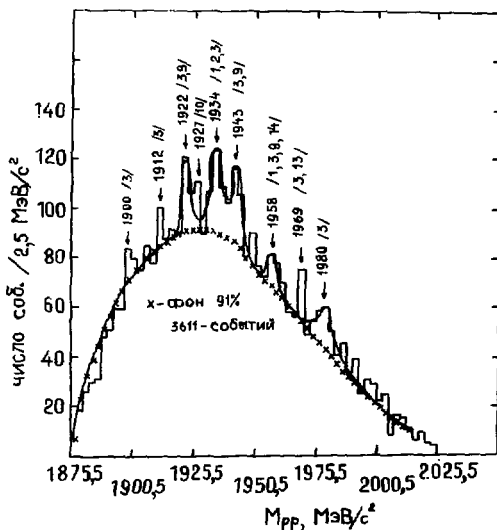


Рис.3. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^+$ при $P_n = 1,25 \text{ ГэВ}$. Сплошная кривая — некогерентная смесь 5 брейт-вингеровских резонансных кривых и фоновой кривой в виде МЭДС. Крестики — вклад фоновой кривой (91%).

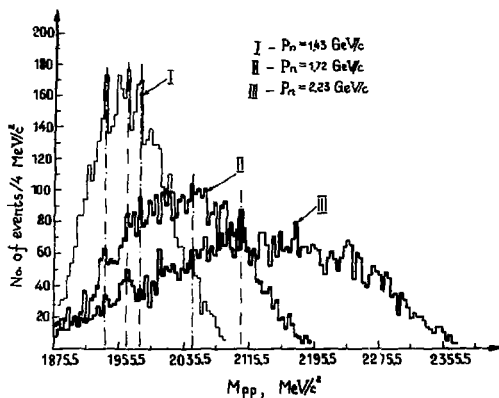


Рис.4. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^+$ для $P_n = 1,43 \text{ ГэВ}$ — I; $P_n = 1,72 \text{ ГэВ}$ — II; $P_n = 2,23 \text{ ГэВ/с}$ — III.

при указанных импульсах первичных нейтронов отбирались при использовании метода с четырьмя степенями свободы, как и в разделе I. Всего отобрано 4847,4568 и 5521 случаев реакции $n \rightarrow p \bar{p} \pi^+$ при $P_n = 1,43$; $1,72$ и $2,23$ ГэВ/с соответственно.

На рис. 4 представлены распределения эффективных масс двух протонов отдельно для каждой энергии - гистограмма I для $P_n = 1,43$; II - для $P_n = 1,72$; III - для $P_n = 2,23$ ГэВ/с. Вертикальными линиями отмечены некоторые районы эффективных масс двух протонов, в которых отчетливо наблюдаются особенности при всех трех энергиях. Повторяемость эффектов служит сильным доказательством их резонансного происхождения и дает основания для суммирования всех трех распределений.

На рис. 5 приведено распределение эффективных масс двух протонов, суммированное по всем трем энергиям. Сплошная линия - подгоночная

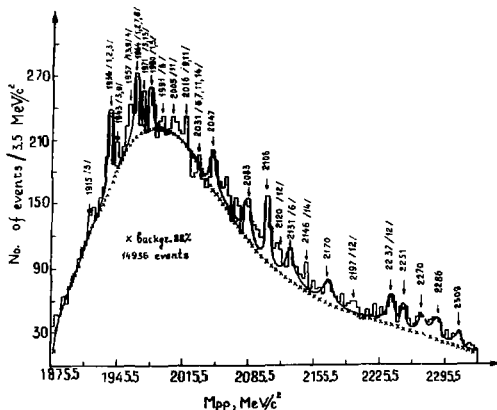


Рис. 5. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $n \rightarrow p \bar{p} \pi^+$ при $P_n = 1,43$; $1,72$; $2,23$ ГэВ/с (сумма по всем энергиям). Сплошная кривая - некогерентная сумма из брейт-вингеровских резонансных кривых и фоновой кривой в виде МЭМС. Крестики - вклад фоновой кривой (88%).

кривая, составленная из некогерентной смеси фоновой кривой, полученной методом МЭМС отдельно для каждой энергии и просуммированной с соответствующим весом, пропорциональным числу событий при каждой энергии, и 13 резонансных брейт-вингеровских кривых. Крестиками отмечена фоновая кривая, оставшаяся после подгонки (ее вклад составляет 88%).

На графике отмечены также положения эффективных масс, при которых наблюдаются выбросы, статистически не значимые в данном распределении и поэтому не включенные нами в процедуру подгонки, но обсуждае-

мне в других экспериментах. Около каждого значения массы приведены ссылки на работы, в которых наблюдались пики при близких значениях масс.

На рис.6 показаны графики изменения полных ширин функций разрешения в зависимости от эффективной массы двух протонов при трех значениях первичного импульса нейтронов. При дальнейшем определении истинных ширин резонансов ширина функции разрешения при данном значении массы вычисляется как среднее из ширин при каждой энергии с весом, пропорциональным вкладу по числу событий в данный интервал масс от каждой энергии.

Все функции разрешения имеют вид, близкий к брейт-вигнеровским формам, и поэтому процедура определения истинных ширин такая же, как в разделе I, т.е. $\Gamma_{\text{ист.}} = \Gamma_{\text{эксп.}} - \Gamma_{\text{разр.}}$.

В таблице 2 суммированы полученные данные. Обозначения те же, что и в таблице I.

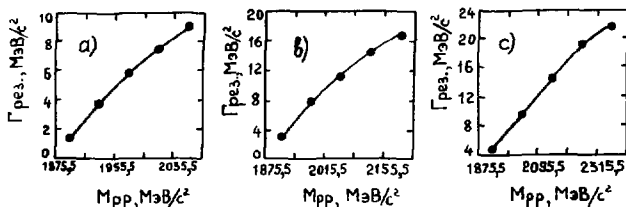


Рис.6. Изменение полной ширины функции разрешения в зависимости от значения эффективной массы двух протонов в реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$: а) для $R_n = 1,43 \text{ ГэВ/с}$; в) $R_n = 1,72 \text{ ГэВ/с}$; с) для $R_n = 2,23 \text{ ГэВ/с}$.

ВЫВОДЫ

В представленной работе приведены доказательства существования большого числа узких резонансов. Исследован большой диапазон масс (от 1876 до $\sim 2300 \text{ МэВ}/c^2$). Резонансы существуют во всем этом диапазоне масс. Статистическая значимость наблюдаемых эффектов довольно высока, особенно если учесть повторяемость эффектов в разных экспериментах и перемножать соответствующие вероятности случайных выбросов (например, для резонанса с массой $1935 \text{ МэВ}/c^2$ $P = P_{1,25} \cdot P_{1,43} \cdot P_{1,72} \cdot P_{2,23} = 10^{-7}$, как это следует из таблицы I и II данной работы).

Суммарный вклад таких резонансов в реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$ составляет примерно 10% при изученных энергиях. Ширины резонансов — порядка ошибок в их определении.

Таблица 2.

$M_R \pm \Delta M$	$\Gamma_{\text{впр}} \pm \Delta \Gamma$	$\Gamma_R = \Gamma_{\text{ср}} - \Gamma_{\text{впр}}$	SD	P
1936 ± 1	7 ± 1.5	2.6 ± 1.5	5.2	14 · 10 ⁻⁵
1964 ± 1	7 ± 0.5	1.0 ± 0.5	3.5	20 · 10 ⁻⁴
1980 ± 1	7 ± 0.5	0.2 ± 0.2	2.7	24 · 10 ⁻¹
2047 ± 1	9 ± 2.0	0.0 ± 2.0	3.8	11 · 10 ⁻³
2083 ± 2	14 ± 1.5	1.8 ± 1.5	3.7	1.5 · 10 ⁻²
2106 ± 1	12.3 ± 1.5	0.0 ± 2.0	5.8	9.7 · 10 ⁻¹
2130 ± 2	12.0 ± 3.5	2.0 ± 3.5	4.2	2.3 · 10 ⁻³
2171 ± 2	16.0 ± 3.5	0.8 ± 3.5	4.1	2.2 · 10 ⁻³
2237 ± 1	18.0 ± 4.0	0.0 ± 3.0	5.8	9.2 · 10 ⁻¹
2251 ± 1	18.0 ± 1.5	0.0 ± 2.0	3.3	8.3 · 10 ⁻²
2270 ± 2	18.0 ± 3.0	0.0 ± 4.0	3.8	1.1 · 10 ⁻²
2286 ± 2	21.0 ± 3.0	1.0 ± 3.0	5.3	1.4 · 10 ⁻²
2310 ± 2	21.0 ± 3.5	1.0 ± 3.5	3.7	1.5 · 10 ⁻²

Т.о., можно думать, что мы имеем дело с новым физическим явлением, природа которого еще не ясна. Гипотеза о том /2/, что малые ширины таких резонансов можно объяснить образованием на промежуточной стадии реакции состояния с изотопическим спином $I=2$, которое затем при помощи δ -переходов реализует узкие резонансы в системе двух протонов, не подтверждается, по-видимому, имеющимися экспериментами /20/. С другой стороны, если бы эта гипотеза и была справедлива, вопрос просто переместился бы в другую плоскость — как объяснить большое число таких резонансов уже в

состояниях с другим изотопическим спином.

Поэтому естественно искать решение проблемы в учете цветных степеней свободы, который может дать и большое число таких состояний и правила запрета на их распад.

Авторы благодарят А.Б.Кайдалова, Л.А.Кондратика, Б.З.Копелиовича, В.Л.Льбошица, Ю.Е.Покровского за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бешлю К. и др. ОИЯИ, ДИ-83-815, Дубна, 1983
2. Бешлю К. и др. ОИЯИ, ДИ-85-433, Дубна, 1985
3. Троян Ю.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 13-85, Дубна, 1985, с. 12
4. Троян Ю.А. и др. ОИЯИ, Р2-86-35, Дубна, 1986
5. Доркин С.М. и др. ЯФ, 1982, т. 36, вып. 5(11), с. 1244
6. Зелинский Р. и др. ОИЯИ, Р1-83-566, Дубна, 1983
Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, ИТ-83-59, Дубна, 1983
7. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983;
ЯФ, 1984, т. 39, вып. 1, с. 44
8. Абдинов О.Б. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 15-86, Дубна, 1986, с. 34
9. Азиев С.А. и др. ФТИ, 24-84-483, Ташкент, 1984
БЭТФ, письма, 1984, т. 40, вып. 7, с. 316
ЯФ, 1985, т. 42, вып. 4, с. 913.

10. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, I-84-103, Дубна, 1984
11. Bock B. et al. Nucl. Phys. A 459 (1986), p.573
12. Tatischeff B. et al. Europh. Lett. 4(6), p.671 (1987)
13. Tatischeff B. et al. Z. Phys. A-Atomic Nuclei, 328, 147(1987)
14. Andreev V.P. et al. Z. Phys. A-Atomic Nuclei, 327, 363(1987)
15. Lisowski P.W. et al. PRL, 1982, v.49, p.255
16. Garcon M. et al. Nucl. Phys., 1985, v.445, p.669
17. Воробьев Л.С. и др. ИТЭФ, № 125, 1987
18. Бешлику К. и др. ЯФ, 1986, т.43, вып.4, с.888
19. Риноградов В.Б. и др. ОИЯИ, Р1-7155, Дубна, 1973
20. Абаев В.В. и др. Препринт ЛЯФ АН СССР № 1318, Ленинград, 1987.

MULTIQUARK BOUND AND RESONANT STATES

B.A. Shahbazian, A.O. Kechechyan¹⁾, V.A. Sashin,
A.S. Martynov, A.V. Gusev

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

Our group started searching for multiquark states long ago^{1/}. Making up our mind to elucidate the role of baryon number, strangeness and hypercharge we have investigated the invariant mass spectra of forty nine hadronic systems varying the mentioned quantum numbers within the limits: $0 \leq B \leq 6$, $-2 \leq S \leq 1$ and $0 \leq Y \leq 6$. It turned out that resonance peaks had revealed the invariant mass spectra of $Y \leq 1$ only. So far as invariant masses refer to free systems, a hypercharge selection rule was suggested: "The hypercharge of free hadrons (the multiquark ones including) cannot exceed unity $Y \leq 1$ ". Here $Y = B + s + c + b$. Perhaps, this rule is based on a new symmetry principle. As the exotic resonances, as a rule, are narrow and satisfy this rule, one can probably expect that the stability of a system should increase with decreasing its hypercharge up to the formation of bound multiquark states. Our search for all these exotic states was performed using propane bubble chamber technique.

Here we present a brief review of the results obtained, which suggested us the above possible selection rule. The bubble chamber technique used in this experiment is adequate for our purpose. Protons were identified by their ionization in the momentum range $0.1 < p_p \leq 1.0$ GeV/c.

1. Search for multiquark resonant states of $Y > 1$ hypercharge

Invariant mass spectra of $Y = 2-5$ nonstrange multibaryon systems from $n^{12}\text{C}$ and $\pi^{-12}\text{C}$ collisions at 7 and 4 GeV/c respectively, shown in fig. 1, do not reveal any significant enhancement. The same is true for the strange-system mass spectra Λmp , $n = 2-4$ and to $K^0 np$, $n = 1-5$ ^{1-9/}.

As far as at this section of the Seminar the dinucleons (dibaryons) are of a special interest let us discuss their status in

¹⁾Yerevan Physical Institute, USSR

Fig. 1

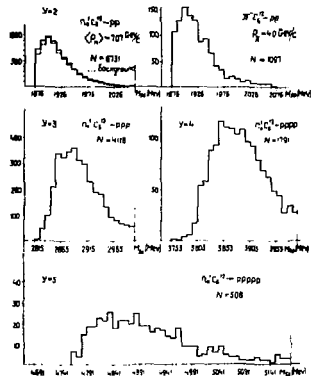


Fig. 2

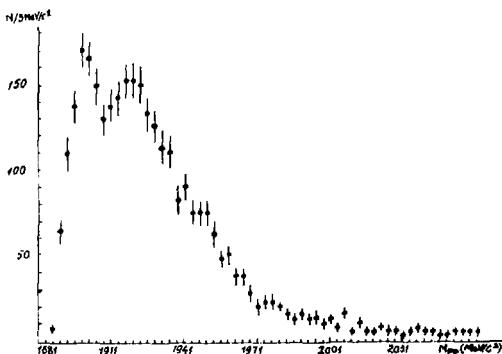
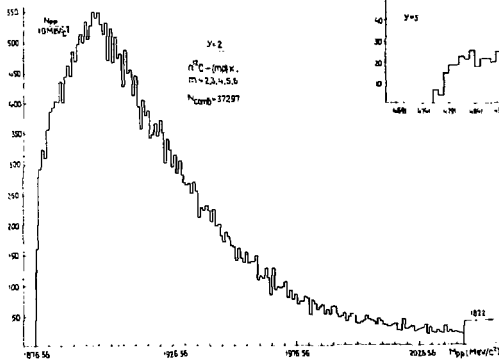


Fig. 3

more detail. The diproton invariant mass spectra do not reveal enhancements even at $1 \text{ MeV}/c^2$ bin-size^{/1-9/} (fig.2). Moreover there is not seen even the expected strong peak near the pp-threshold due to zero energy negative scattering length ($a = -7 \text{ fm}$, $r = 3 \text{ fm}$) effect. Note that the bulk of the M_{pp} spectrum is below the $pp\pi$ threshold. Surely one should expect a large yield of fragmentation processes. But one should bear in mind also that the intranuclear low energy rescattering cross section reaches hundreds of millibarns. Therefore it is urgent to select the low energy intranuclear scattering of secondary protons on bound nucleons. A kinematical 1C-fit is feasible for target nucleons at rest.

The invariant mass spectrum of the elastically scattered protons on resting in laboratory protons is shown in fig. 3.

The only peak-like enhancement seen near the pp-threshold can well be ascribed to the mentioned singlet pp virtual level ($a_{pp} = -7 \text{ fm}$, $r_{pp} = 3 \text{ fm}$). Of course one has to take into account losses of very slow protons. No other significant peaks or enhancements are seen.

The maxima of the invariant mass resolution functions and FWHM over M_{pp} ranges of 1884-1905, 1905-1940, 1940-1980 and 1980-2100 MeV/c^2 respectively are: 1.64 and 0.40 MeV/c^2 ; 1.86 and 0.60 MeV/c^2 ; 2.45 and 0.70 MeV/c^2 ; 3.14 and 0.70 MeV/c^2 .

2. Search for multiquark resonant states of $Y \leq 1$ hypercharge

2.1. Λp ($I = 1/2$, $Y = 1$, $B = -2$, $S = -1$)

The parameters of the candidates for Q^6 - Λp resonant states are displayed in Table 1. It should be noted that these resonances were assumed to occur in the Λp elastic scattering channel and fairly well reproduce the elastic scattering effective cross sections in the momentum range $p_{\Lambda} = (0.1 - 2.5) \text{ GeV}/c$ ^{/10-13/}. The best-fit low energy Λp -scattering parameters $a_s = (-2.44 \pm 0.25) \text{ fm}$, $r_s = (4.30 \pm 0.50) \text{ fm}$, $a_t = (-1.96 \pm 0.20) \text{ fm}$, $r_t = (4.63 \pm 0.70) \text{ fm}$ are in fair agreement with those measured in direct experiments^{/11,12/}.

Let us note that all seen Λp enhancements were confirmed in $\pi^{-12}\text{C}$ (4 GeV/c), $p^{12}\text{C}$ (10 GeV/c), $p^{10}\text{Be}$ (2.95 GeV/c), pp (2.5-3.0 GeV/c), K^0D at $p_K = (0 - 1.5) \text{ GeV}/c$ ^{/14-17/} experiments.

Table 1. $\Lambda p(I = 1/2, Y = 1, B = 2, S = -1)$

M (MeV/c ²)	Γ (MeV/c ²)	Signifi- cance N_{sd}	σ (μ b/ ¹² C)	Bag model predictions	
				M (MeV/c ²)	J ^P
2095.0 \pm 2.0	7.0 \pm 2.0	5.70 \pm 1.20	55.0 \pm 16.0	2110	1 ⁻
2181.0 \pm 2.0	3.2 \pm 0.5	4.36 \pm 1.21	60.0 \pm 15.0	2169	1 ⁺
2223.6 \pm 1.8	22.0 \pm 1.9	6.24 \pm 1.23	40.0 \pm 12.0	2230	0 ⁺
2263.0 \pm 3.0	15.6 \pm 2.3	8.55 \pm 1.35	85.3 \pm 20.0	2241	2 ⁺
2356.6 \pm 4.0	98.6 \pm 2.5	13.81 \pm 1.39	65.0 \pm 17.0	2253	1 ⁺
2129.2 \pm 0.3	0.7 \pm 0.16	11.37 \pm 1.37	90.0 \pm 20.0	EN antibound state	

2.2. $\Lambda p \pi^{\pm}(I = 3/2, 1/2, Y = 1, B = 2, S = -1)$

Another candidate for dibaryon system reveal $\Lambda p \pi^{\pm}$ invariant mass spectra. Its parameters are $M = (2495.2 \pm 8.7) \text{ MeV/c}^2$, $\Gamma = (204.47 \pm 5.6) \text{ MeV/c}^2$, $N_{sd} = 12.86 \pm 1.68$, $\sigma = (70.5 \pm 15.0) \mu \text{ b}/^{12}\text{C}$. The Bag Model prediction is $M = 2500$, $J^P = 0^-, 1^-, 2^-/4-6/$.

2.3. $\Lambda \Lambda(I = 0, Y = 0, B = 2, S = -2)$

It should be stressed that the yield of dilambda pairs amounts a value which is less than 0.3% of the single Λ yield. The peak from $\pi^{-12}\text{C}$ (4 GeV/c) and $n^{12}\text{C}$ (7 GeV/c) exposures^{1-9/} with resonance parameters

$$M_{\Lambda\Lambda} = (2365.3 \pm 9.6) \text{ MeV/c}^2$$

$$\Gamma_{\Lambda\Lambda} = (47.2 \pm 15.1) \text{ MeV/c}^2$$

$$N_{sd} = 4.2 \pm 1.4$$

$$\sigma = (24.2 \pm 7.0) \mu \text{ b}/^{12}\text{C}$$

based on 57 events was enhanced by new 25 events from $p^{12}\text{C}$ at 10 GeV/c. The summary π^- , n^- , p -dilambda spectrum is shown in fig. 4. Events from the Λp -peak were excluded.

2.4. $\Lambda \Lambda p(I = 1/2, Y = 1, B = 3, S = -2)$

Again the addition of new 45 $\Lambda \Lambda p$ combinations to the 79 old ones leads to a new $\Lambda \Lambda p$ -mass spectrum, shown in fig. 5. Events from the $\Lambda \Lambda$ peak were excluded. The peak is centred at 3568.3 MeV/c^2 with $\Gamma < 60 \text{ MeV/c}^2$ and $\sigma = (16.1 \pm 5.2) \mu \text{ b}/^{12}\text{C}$. It should be noted that both the $\Lambda \Lambda$ and $\Lambda \Lambda p$ peaks are enhanced by (25-28)%. The Bag Model predictions are $M = 3570$, $J^P = +5/2$.

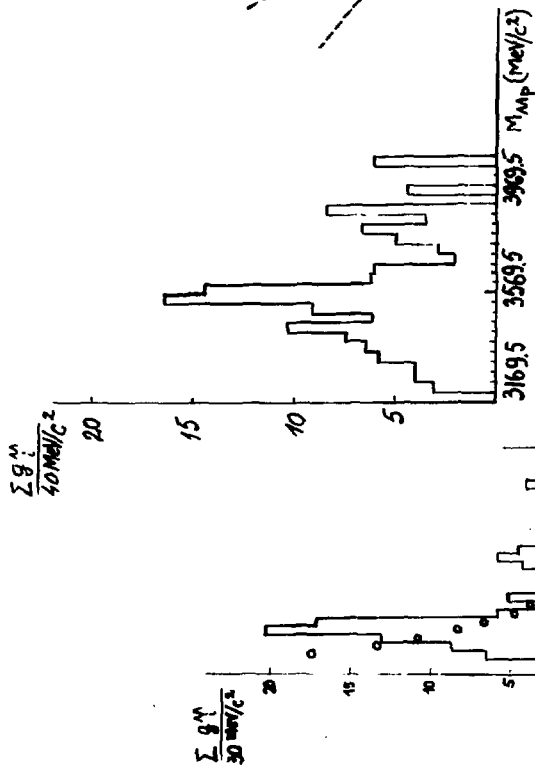


FIG. 5

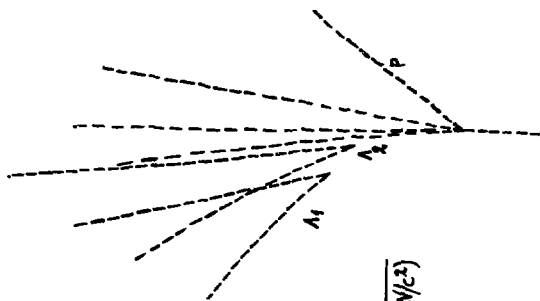


FIG. 4

FIG. 6

2.5. $\Lambda\pi^+\pi^+ (I = 2, Y = 0, B = 1, S = -1)$

Three candidates for exotic strange baryons were observed^{/4-6/}.

Table 2. $\bar{Q} Q^4 - \Lambda\pi^+\pi^+ (I = 2, Y = 0, B = 1, S = -1)$

M (MeV/c ²)	Γ (MeV/c ²)	Signifi- cance N_{sd}	σ ($\mu b/^{12}C$)	Bag model predictions M (MeV/c ²)	J^P
1704.9 \pm 0.9	18.0 \pm 0.5	5.3 \pm 1.6	19.0 \pm 0.6	1710	1/2 ⁻
2071.6 \pm 4.0	172.9 \pm 12.4	10.3 \pm 1.5	88.0 \pm 27.0	2120	1/2 ⁻
2604.9 \pm 4.8	85.9 \pm 21.5	5.2 \pm 1.4	31.9 \pm 9.0	2615	3/2 ⁻

3. Search for bound multiquark states

Evidence for a possible stable dibaryon H of $I = 0, Y = 0, J = 0^+$ weakly decaying via $H \rightarrow \Sigma^- p$ mode was reported on this Seminar in 1984 and 1986. Let us remind its parameters: $M_H = (2173.94 \pm 1.32) \text{ MeV/c}^2$ for the fitted value and $(2172.82 \pm 15.47) \text{ MeV/c}^2$ for the measured one, as well as the life-time - $0.668 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. The production effective cross section in $p^{12}C$ collisions at 10 GeV/c is less than 40 nb per carbon nucleus^{/18-21/}.

A new method exploiting the intranuclear conversion process $H p \rightarrow \Lambda p$ was proposed^{/20,21/}. Apart from one event found in $n^{12}C$ collisions at 7 GeV/c^{/10-13/} a new one was found in $p^{12}C$ -collisions at 10 GeV/c (fig. 6) with the following parameters:

$\chi^2_i = 0.77$, C.L. = 38%, $P_H = (4733 \pm 119) \text{ MeV/c}$, $P_{A1} = (1416 \pm 60) \text{ MeV/c}$, $P_{A2} = (1901 \pm 96) \text{ MeV/c}$, $P_p = (1924 \pm 31) \text{ MeV/c}$, at fixed $M_H = 2173.94 \text{ MeV/c}^2$.

Hypotheses on alternative reactions $\Xi^- p \rightarrow \Lambda$ ($\chi^2_i = 467.12$) and $\Xi^0 n \rightarrow \Lambda \Lambda$ ($\chi^2_i = 210.86$) have to be rejected.

Dilambda invariant masses in these two events, 2344 and 2360 MeV/c², are rather close to the mass of the mentioned possible $\Lambda \Lambda$ resonance, i.e. 2365 MeV/c². On the other hand the respective Λp masses, 3363 and 3875 MeV/c² are rather remote from the mass of the possible Λp resonance, i.e. 3568 MeV/c². These facts tempt us to think that the conversion proceeds via M -resonance formation with a subsequent strong decay into two lambdas: $H p \rightarrow R p, R \rightarrow \Lambda \Lambda$.

Thus the totality of available experimental facts on the search for multiquark states forces us to think that the hypercharge selection rule $Y \leq 1$ governs the formation of free hadrons. Nonstrange quark plasma of $Y > 1$ is inherent in nuclear matter and is confined

to the atomic nucleus just as quarks are confined to elementary particles. It is possible to tear away only quark plasma peaces of hypercharge $Y = 1$ from the nucleus.

References

1. Shahbazian B.A. Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, v.4, part 3, M., Atomizdat, p. 811.
2. Shahbazian B.A., Timonina A.A. Nucl. Phys., 1973, B53, p.19.
3. Shahbazian B.A., Timonina A.A., Kalinina N.A. Lett. at Nuovo Cimento, 1973, v.6, No.2, p.63.
4. Shahbazian B.A. Nucleonika, 1980, v.25, p.345.
5. Shahbazian B.A., Temnikov P.P., Timonina A.A. Nucl. Phys., 1982, A274, p.73C.
6. Shahbazian B.A. In: Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Kaon Phys., Heidelberg, 1982, p.287.
7. Shahbazian B.A. JINR Comm., E1-81-776, Dubna, 1981.
8. Шахбазян Б.А. Микроскопические расчеты легких ядер. Межвузовский тематический сборник, Калинин, 1982, с. 85.
9. Шахбазян Б.А. Всес. конф. по теории систем нескольких частиц с сильным взаимодействием. Тезисы докладов, Л., 1983, с.90.
10. Kadyk J. et al. Nucl. Phys., 1971, B27, p.13.
11. Alexander G. et al. Phys. Rev., 1968, 173, p.1452.
12. Sechi-Zorn B. et al. Phys. Rev., 1968, 175, p.1735.
13. Hauptmann J.M. et al. Nucl. Phys., 1977, B125, p.29.
14. Tai Ho Tan. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p.395.
15. Goyal D.P., Sodhi A.V., Phys. Rev., 1978, D18, p.948.
16. Piroue P.A. Phys. Lett., 1964, 11, p.164.
17. Hogan W.J. Phys. Rev., 1968, 166, p.1472.
18. Shahbazian B.A., Kechechyan A.O. JINR Rapid Comm., N3-84, 42.
19. Shahbazian B.A. et al. Proc. VII Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, D1,2-84-599, p.350.
20. Shahbazian B.A. et al. Proc. VIII Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, D1,2-86-688, v.II, p.84, Dubna, 1986.
21. Shahbazian B.A. et al. JINR Preprint P1-86-626, Dubna, 1986.

ПОИСКИ УЗКИХ ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Л. С. Воробьев, В. Б. Газрилов, Н. А. Горяинов, Ю. Г. Гришук,
П. В. Дегтяренко, Ю. В. Ефременко, В. В. Загреев, С. В. Кулешов,
С. Г. Кузнецов, Г. А. Лексин, А. В. Смирнитский, В. В. Федоров,
Б. Б. Шварцман, С. М. Шувалов

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ, МОСКВА

В ряде экспериментальных работ были получены указания на образование узких ($\Gamma < 10 \text{ МэВ}$) дипротонных резонансов в диапазоне масс $1,92\text{--}2,2 \text{ ГэВ}/c^2$ в ядерных реакциях высоких энергий. Большинство экспериментов было выполнено с помощью методики пузырьковых камер, причем условия наблюдения узких резонансов улучшались при увеличении минимального импульса отбираемых протонов до $0,22\text{--}0,28 \text{ ГэВ}/c$. Среди экспериментов с наиболее статистически значимыми (4–5 стандартных отклонений) нерегулярностями в спектрах масс дипронов можно выделить работы^{1,2/}, в которых оценены также и сечения образования узких дибарионов. В^{1/} наблюдались дипротонные резонансы с массами $1,922$ и $1,94 \text{ ГэВ}/c^2$ во взаимодействиях πC (при 4 и 40 ГэВ) и pNe (при 300 ГэВ). Вероятность образования этих резонансов составляла $W = 5\text{--}6 \cdot 10^{-2}$ на одно неупругое взаимодействие адрона с ядром. В^{2/} наблюдались дипротонные резонансы с массами $1,966$ и $1,989 \text{ ГэВ}/c^2$, образовавшиеся с вероятностью $W = 3\text{--}4 \cdot 10^{-3}$ в неупругих взаимодействиях π^- -мезонов в пропановой и фреоновой пузырьковых камерах. Узкие дибарионные резонансы в области масс $2,12\text{--}2,23 \text{ ГэВ}/c^2$ наблюдались и в эксперименте по исследованию реакции $p + {}^3\text{He} \rightarrow d + M_X$, выполненном электронной методикой^{3/}. Экспериментальная ситуация по узким дибарионным резонансам представлялась довольно противоречивой, так как в разных экспериментах нерегулярности наблюдались при разных массах.

С целью получения статистически обеспеченных данных об образовании узких дипротонных резонансов в $pA(C, Cu, Pb)$ взаимодействиях при $7,5 \text{ ГэВ}/c$ в ИТЭФ был поставлен специальный эксперимент^{4/}, выполненный с помощью электронной методики. Вылетающие под углом $\theta \approx 90^\circ$ по отношению к налетающему протону и имеющие угол разлета $\varphi = 70\text{--}90^\circ$ вторичные протоны регистрировались безмагнитным адронным спектрометром (БАС)^{5/}. Углы вылета протонов уточнялись с помощью проволоочных стримерных камер. Зависимость разрешения по массе от эффективной массы двух протонов показана на рис. 1а. На рис. 1б приводятся распределения по эффективным массам пар протонов, для pC -взаимодействий — при

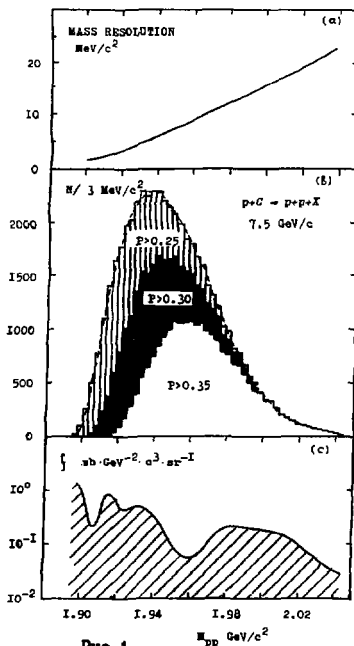


Рис. 1

а) Разрешение по эффективной массе двух протонов.
 б) Распределения по эффективной массе пар протонов для рс-взаимодействия при разных отборах по импульсам вторичных протонов. Кривая соответствует распределению пар протонов из разных событий.
 в) Ограничения на инклюзивные сечения образования узких дипротонных резонансов.

фактически не противоречат камерным данным, тогда как для взаимодействия в конечном состоянии ограничения оказываются значительно ниже вероятностей образования резонансов с массами 1,922, 1,94 и 1,966 GeV/c^2 в пузырьковых камерах.

различных отборах по импульсам протонов. Кривой показано распределение по эффективной массе для протонов из разных событий. На всех распределениях отсутствуют статистически обеспеченные нерегулярности. На рис. 1с показаны ограничения (90%CL) на величину инклюзивного сечения для узких дипротонных резонансов, образующихся в кинематических условиях эксперимента. Для оценки ограничений на интегральную вероятность образования узких дипротонных резонансов в р-взаимодействиях необходимо сделать предположение о механизме их образования. На рис. 2 показаны оценки ограничений на вероятности образования узких дипротонных резонансов, сделанные в предположениях об образовании резонансов при взаимодействии протонов в конечном состоянии (FSI) и при квазисвободном выбивании резонансов из ядра (QF). Сопоставление с этими ограничениями вероятностей образования узких дипротонных резонансов для экспериментов на пузырьковых камерах показывает, что для квазисвободного выбивания полученные ограничения

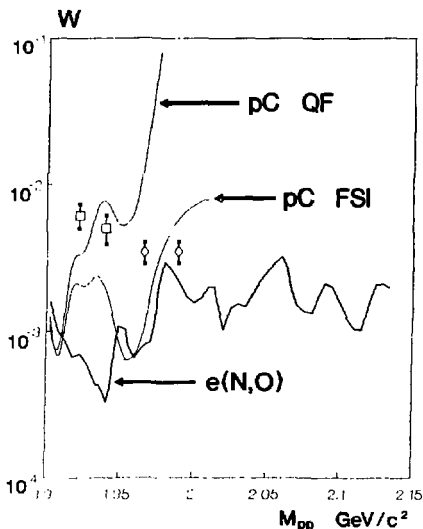


Рис. 2
Ограничения на
вероятность
образования узких
дипротонных
резонансов в
неупругих pC- и
e(N,O)-
взаимодействиях.
Точки -
вероятности
образования узких
дипротонных
резонансов в
неупругих hC
взаимодействиях,
приведенные в
работах $1/(\square)$ и
 $2/(\circ)$.

Для изучения образования узких дипротонных резонансов в широком диапазоне углов вылета были использованы данные с детектора ARGUS^{6/}, работающего на накопительных кольцах DORIS, о взаимодействиях e^{\pm} с остаточным газом (ядра N и O) при 5 ГэВ/с. В детекторе надежно регистрировались и идентифицировались протоны с импульсами $0,3 < P < 1,2$ ГэВ/с и углами вылета $|\cos\theta| < 0,9$. Спектры протонов для этих событий оказались подобны спектрам протонов в реакции $hC \rightarrow pX$ ^{7/}, а распределение по множественности вторичных протонов близко по форме к соответствующему распределению для пропановой камеры^{8/} при $p_p > 1$. На рис. 3а показано разрешение по массе, а на рис. 3б - распределение по массе двух протонов с импульсами $0,3 < P < 1,2$ ГэВ/с для eA-взаимодействий. На рис. 3с показана величина R - отношение распределений по эффективной массе пар протонов из одного и из разных событий. Рис. 3с позволяет говорить, что:

- а) величина R изменяется более чем в 2 раза при изменении массы пары протонов от 1,9 до 2,2 ГэВ/с;
- б) за исключением узкой пороговой нерегулярности, связанной с

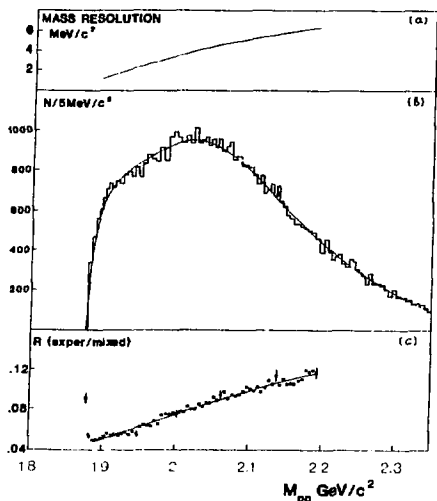


Рис. 3
 а) Разрешение по M_{pp} .
 б) Распределение по M_{pp} для $e(N,0)$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с.
 в) Отношение экспериментального распределения по эффективным массам пар протонов к распределению, полученному для протонов из разных событий.

S -волновым взаимодействием вторичных протонов 9 , не наблюдается статистически значимых узких особенностей в зависимости $R(M_{pp})$.

На рис. 3б также не видно отклонений зависимости $N(M_{pp})$ от фонового распределения, полученного путем умножения распределения для протонов из разных событий на зависимость $R(M_{pp})$, показанную плавной кривой на рис. 3в. Заметим, что в экспериментах с пузырьковыми камерами в качестве фонового распределения обычно используется распределение по массам пар протонов, взятых из разных событий, то есть в пренебрежении корреляциями протонов.

Ограничения (90%CL) на вероятность образования узких дипротонных резонансов в $e(N,0)$ -взаимодействиях показаны на рис. 2. Эти ограничения получены без дополнительных предположений о механизме образования узких резонансов и находятся на порядок ниже вероятностей образования в пузырьковых камерах дипротонных резонансов с массами 1,922, 1,94 и 1,966 ГэВ/с². Что касается резонанса 1,989 ГэВ/с², то для него нет такого резкого противоречия полученного ограничения с величиной вероятности его образования в опытах с пузырьковыми камерами. Положение этого резонанса показано стрелкой на рис. 3б.

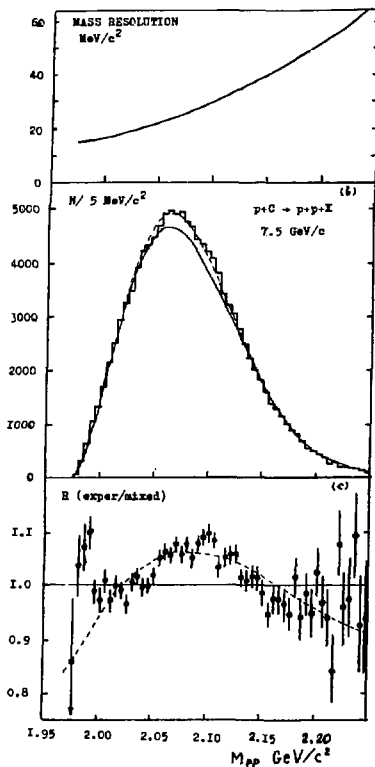


Рис. 4

То же, что и на рис. 3, но для протонов, вылетающих в противоположные стороны в pC -взаимодействиях при $7.5 \text{ GeV}/c$.

Как было видно на рис. 1, опыт, выполненный с помощью БАС для протонов, разлетающихся под углами $70-90^\circ$, был чувствителен к образованию пар протонов с эффективными массами от 1.9 до $2.0 \text{ GeV}/c^2$. Для исследований в области больших масс был проведен дополнительный опыт с регистрацией протонов, разлетающихся под углами, близкими к 180° . Как и в эксперименте^{4/}, измерения проводились на пучке протонов с импульсом $7.5 \text{ GeV}/c$ для ядер C и Pb для близких к 90° углов вылета вторичных протонов по отношению к пучку. На рис. 4а показано разрешение по массе, на рис. 4б - распределение по эффективной массе пар протонов для pC -взаимодействий, а на рис. 4с - отношение экспериментального распределения к перемешанному. Здесь так же, как и на рис. 3с, наблюдается зависимость R от M_{pp} , однако ее характер несколько иной. Нерегулярность в начале массового диапазона можно связать с обсуждавшимся выше резонансом $1.98 \text{ GeV}/c^2$. Она требует дополнительного анализа различных источников систематических погрешностей, так как находится на самом краю чувствительной области и имеет ширину меньше аппаратурной. Зависимость $R(M_{pp})$ в диапазоне

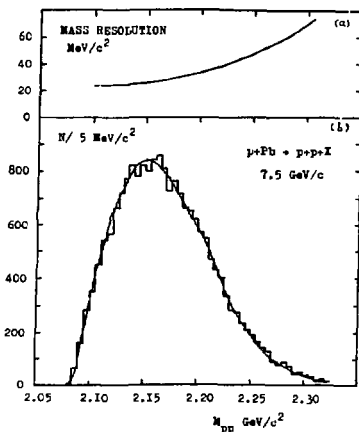


Рис. 5

То же, что и на рис. 4а, б, но для pPb -взаимодействий.

соответствует пунктирная фоновая кривая на рис. 4б.

На рис. 5б показано распределение по эффективной массе пар протонов, вылетающих из ядра Pb. Сплошная кривая на этом рисунке - распределение для протонов из разных событий. Видно, что в этом случае она в пределах статистической точности совпадает с экспериментальным распределением. Следует отметить, что для измерений на свинце из-за большой толщины использованной мишени чувствительный диапазон смещен в область больших масс. Кроме того, зависимость корреляций кумулятивных протонов от M_{pp} на тяжелых ядрах гораздо слабее, чем на легких^{10/}. Тем не менее, совпадение экспериментального и перемешанного распределений для pPb -взаимодействий снимает многие методические вопросы для анализа pPb -взаимодействий.

Вернемся к обсуждению особенности на рис. 4. Одно из отличий данных рис. 4 от данных рис. 1 и рис. 3 в том, что здесь отобраны протоны, вылетающие в противоположные стороны, то есть дипротонные пары имеют малый импульс в системе покоя ядра. На рис. 6 показаны экспериментальное и перемешанное распределения пар протонов по

масс $2.0-2.2 \text{ ГэВ}/c^2$ отличается от показанной на рис. 3с тем, что она не имеет монотонного характера, и относительное изменение R здесь существенно меньше. Показанную на рис. 4с зависимость можно интерпретировать по-разному:

а) Наблюдается небольшое превышение в экспериментальном распределении по сравнению с перемешанным при $M_{pp} = 2.08 \text{ ГэВ}/c^2$ с шириной, близкой к аппаратурной. Этой возможности соответствует фон, проведенный сплошной кривой на рис. 4б.

б) Имеется плавная зависимость R от M_{pp} в диапазоне $2.0-2.2 \text{ ГэВ}/c^2$, показанная на рис. 4с пунктирной кривой, чему

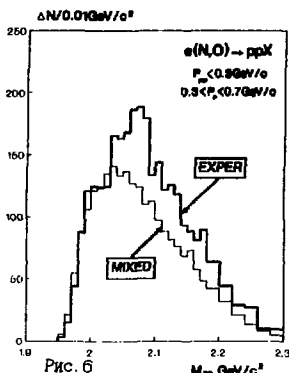
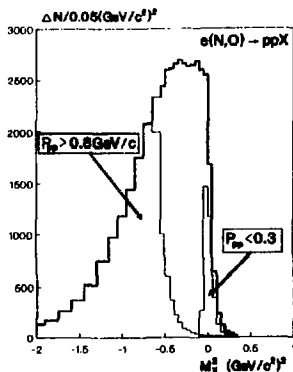


Рис. 6
Распределение по M_{pp} для $e(N,O)$ взаимодействий, полученное при условиях: $P_{pp} < 0,3 \text{ ГэВ/с}$ и $0,3 < P_{pp} < 0,7 \text{ ГэВ/с}$.



эффективной массе для $e(N,O)$ -взаимодействий с отборами по импульсам протонов и протонных пар, соответствующими данным рис. 4. Видно, что можно говорить о качественной близости рис. 6 и рис. 4b, хотя в случае рис. 6 количество отобранных событий гораздо меньше.

Возможно, причиной нерегулярности, наблюдаемой на рис. 4 при $M_{pp} = 2,08 \text{ ГэВ/с}^2$, служит обсуждавшийся в литературе (см. например^{11/}) процесс захвата медленного пиона, рожденного в ядре, нуклонной парой. На рис. 7 показаны распределения событий реакции $eA \rightarrow ppX$ по величине $M_X^2 = (E_{pp} - 2M_p)^2 - p_{pp}^2$, соответствующей кинематике процесса $M_X + 2N \rightarrow P + P$. Для захвата π -мезона нуклонной парой следует ожидать M_X^2 близких к $M_\pi^2 = 0,02 (\text{ГэВ/с}^2)^2$. Видно, что при отборе пар протонов с малым суммарным импульсом в системе покоя ядра подчеркивается вклад процесса захвата медленного пиона парой нуклонов.

Итак, после проведенных исследований мы считаем, что нет убедительных свидетельств о существовании узких дипротонных резонансов в диапазоне масс $1,9 - 2,2 \text{ ГэВ/с}^2$.

Рис. 7

Распределение событий реакции $e(N,O) \rightarrow ppX$ по величине M_X^2 . Жирная гистограмма - все события; тонкие гистограммы - для различных отборов по P_{pp} .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. А. Азимов и др. ЯФ, 42, 913, 1985.
2. О. Б. Абдинов и др. Кр. сообщ. ОИЯИ, 15, 34, 1986.
3. В. Tatischeff et al. Phys. Rev. Lett., 52, 2022, 1984.
4. Л. С. Воробьев и др. Препринт ИТЭФ, 125, М., 1987.
5. Д. Д. Бавков и др. ПТЭ, 3, 25, 1982.
6. H. Albrecht et al. Phys. Lett., 134B, 137, 1984.
7. Д. Д. Бавков и др. ЯФ, 42, 185, 1985.
8. Н. Ангелов и др. ЯФ, 30, 400, 1979.
9. S. E. Koonin, Phys. Lett., 70B, 43, 1977.
10. Д. Д. Бавков и др. Препринт ИТЭФ, 99, М., 1986.
11. В. М. Асатуриян и др. ЯФ, 45, 1059, 1987.

OBSERVATION OF NARROW DIPROTON STATES IN THE PPJ-MODE

Budagov Yu.A., Lomakin Yu.F., Flyagin V.B., Kharzheev Yu.N.
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

Abdinov O.B., Bayramov A.A., Mat'kov A.A.
Institute of Physics Acad.Sci.Az SSR, Baku

In recent years the intensive search for narrow dibaryon ($6q$) states by various groups and by different methods has lead to discovery of a number of candidates for such states ^{/1-15/}. The positions of these states are localized at some definite values in the region from the pp threshold up to 2.3 GeV and the widths are small and in general are in agreement with the experimental resolution. The narrowness of peaks may be a reason why these states were not discovered earlier ^{/10/} - either the resolution was not sufficiently good or it is difficult to catch the resonance position (for example, for the elastic pp scattering) in the experiments with the exact knowledge of the initial energy.

The nature of these states and the mechanism of their formation is not yet understood. Therefore, the question about the reason for the narrowness is much discussed now and various hypotheses are put forward. For example, one has supposed that quarks are grouped into colour clusters, that is why the probability of a $6q$ -state decay into colourless objects is suppressed (it is necessary to have time for reorganization of constituent quarks). B.Z.Kopeliovich explains a small width of these states by discolouration of colour ($2q$)- and ($4q$)-clusters. He has hypothesized that the probability of discolouration is proportional to the cross section of the interaction of the diquark and fourquark and is defined by the size of the smallest object ($\sigma \sim \rho^2 \ln \rho$). As the size of the diquark is small, the cross section of this process is small and hence the probability of the annihilation of the colour clusters is also small. That is why such a state will be longlived one (it has a small width). There are also suppositions that the width of the pp structures is small because of the presence of the centrifugal barrier (the pp system is produced

with a high orbital momentum ^{/16/}) and that narrow structures are of statistical nature ^{/17/}). A tempting hypothesis is put forward by A.M.Baldin and A.B.Kaidalov ^{/8/}. It is connected with violation of the quantum number (isotopic spin) at the decay of lowlying (up to $M < 2m_p + m_\pi$) dibaryons. For example, if the initial narrow state has the isotopic spin $I=2$, then the decay into pp - and ppJ -mode may be carried out by means of electromagnetic interaction. In the papers ^{/8,16/} the decay partial widths of lowlying dibaryons with the isospin $I=2$ into the above-mentioned modes are estimated. These widths are found to be very small and roughly equal. An attempt to find the ppJ -mode of a dibaryon decay was processed using the data of the two-meter propane chamber exposed to negative pions at 40 GeV/c ^{/8/}. The concentration of events on the ppJ effective mass plot is observed near 1936 MeV for the J -quanta from the region ($10 \leq E \leq 50$) MeV, but unfortunately, the statistics is poor.

In the present paper possible candidates for the ppJ mode of dibaryon states and correlations between the pp - and ppJ -channels of their decays have been searched for. The data are obtained by analysing the photo taken in the one-meter bubble chamber of the Laboratory of Nuclear Problems, JINR, exposed to 5 GeV/c negative pions. About 15 000 pion-carbon interactions (the propane exposure) and 7 500 pion-nuclear ones (the propane-freon exposure) with the visible signs of the inelastic nuclear collision (except quasi nucleon pion-neutron interactions) are found. The procedure of the selection and analysis of the events was described earlier ^{/2,18/}. Here we have to review some general conditions for selection of events. We demand that protons (with the momenta up to 750 MeV/c) were unambiguously identified in most cases measured on the run; J -quanta with the relative error of the momentum measurement $\Delta p/p > 30\%$ and the so-called bremsstrahlung J -quanta were excluded from the consideration; the mean errors in the determination of the azimuthal and polar (depth) angles for the J -quanta in propane are 3 and 7 milliradians, respectively, and for the propane-freon mixture they are a bit larger. The mean weight of J -quanta in selected sample of the events is $w = 3.9 \pm 0.1$. A total of 2901 events with at least two protons and one J -quantum forming 9311 ppJ -combinations are found.

To search for possible resonance states we applied a repeatedly used method ^{/2,6,11,13/} of distinguishing a weak signal from a considerable background based on the step-by-step increasing of the lower momentum limit of the selecting protons. This method helps to distinguish an effect on the decreasing background from the "evaporated" protons without appearance of the false peculiarity.

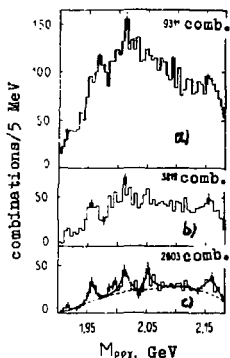


Fig. 1. The $pp\bar{p}$ -invariant mass spectra ($M_{pp\bar{p}}$) for various limits of the proton momentum value: a) $P_p \geq 170$ MeV/c; b) $P_p \geq 230$ MeV/c; c) $P_p \geq 260$ MeV/c. The solid line is the approximation of the spectrum by the sum of the Breit-Wigner functions and the third degree polynomial (the background ---).

In Fig. 1 a series of $pp\bar{p}$ effective mass distributions is presented. It is seen that the structures in the mass spectra become more clear as the momentum of a proton included in the $pp\bar{p}$ -combination increases. In the low mass region there are structures at ~ 1.92 and ~ 1.96 GeV and above that peaks at 2.015, 2.050 and 2.160 GeV are spaced (registered). All aforesaid structures were already observed with different significance in the pp -spectra in a number of experiments. In the plots presented the effective mass resolution $\sigma(M)$ is 2.3 MeV in the low mass region, 4.6 MeV in the middle one; then $\sigma(M)$ slowly increases and reaches 11.20 MeV for 2050-2160 MeV masses. Fig. 1 c presents the $pp\bar{p}$ -effective mass distribution for events with the proton momenta more than 270 MeV/c. At the same plot one can see a curve conforming to the description of the spectrum by the sum of the Breit-Wigner functions and the polynomial of the third power. The results of the fitting are presented in the Table for the case of the fixed widths. This description corresponds to the confidence level (C.L.) about 80%, while the fitting of this distribution only by a polynomial is much worse (C.L. $< 2 \cdot 10^{-3}$). So the structures at ~ 1960 and ~ 2015 MeV are dis-

Table

$(M \pm \Delta M)$, MeV	1959 \pm 1	2014 \pm 2	2052 \pm 2	2159 \pm 3
Γ , MeV (fixed)	8	15	15	20
N, st.dev. *)	4.6	4.8	2.6	3.5

*) including the uncertainty of the background behaviour

tinguished on a level of almost 5 standard deviations (s.d.) and a bump at 2160 is distinguished on a level of 3.5 s.d., including the uncertainty of the background behaviour. The estimation of the production cross section of the state at ~ 1960 MeV (the out of the proton momenta equals 260 MeV/c) for a nucleus corresponds to $\sigma = (1.73 \pm 0.37)$ mb. It practically coincides with the cross section $\sigma = (1.41 \pm 0.19)$ mb measured in the paper /11/ for the pp structure at 1966 MeV under close conditions of picking out an effect. The statistics for the bumps at ~ 2052 and ~ 2159 MeV is lower though they were earlier observed in pp spectra as well. On bottommost boundary of the spectrum there is a narrow (< 3 MeV) throw-up at ~ 1915 MeV on a level of more than 2 s.d.

In the pp effective mass distribution the development of structures is also clearly seen when the momentum value of protons participating in pp-combinations is increased. There are peaks at 1885 and 1915+1920 MeV and some structures at the higher masses. So, the two proton effective mass spectra for the pp-combination effective masses lying near 1920 and 1960 MeV demonstrate narrow maxima at ~ 1885 and ~ 1915 MeV (see Fig. 2). This permits one to suppose the existence of radiative transitions between various dibaryon states, i.e. $(pp)_{B=2} \rightarrow (pp)_{B=2} + J$. Neglecting the motion of ppJ-systems in LAB we must see sharp lines in the J-spectrum at ~ 35 and ~ 75 MeV/c

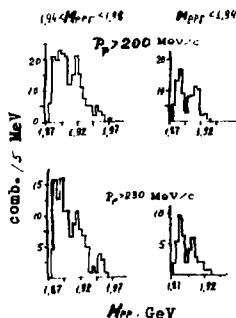


Fig. 2. The invariant mass spectra (M_{pp}) from the $M_{pp} = 1.94$ and $1.94 < M_{pp} < 1.98$ GeV regions of the ppJ-spectrum.

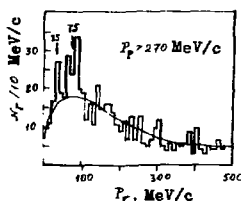


Fig. 3. The J-quanta momentum spectrum for events with $P_p > 270$ MeV/c. The solid curve is plotted by hand.

for decays of the narrow state 1960 MeV into the narrow states 1915+1920 and 1885 MeV and at ~ 35 MeV/c for the decay (1920) MeV \rightarrow (1885) MeV + J . The J -quantum spectrum presented in Fig. 3 shows at least two sharp lines just for the above-mentioned values. Both facts, namely structures in the pp-spectrum and the narrow lines in the J -quantum spectrum indirectly point to existence of radiative transitions between the narrow diproton states. Indeed, if the decay of a narrow ppJ -state is only determined by the phase space there will be no lines in the J -spectrum and in place of narrow pp structures we will see smeared enhancements (peaks-satellite) ^{/8/} conforming to the kinematics of the processes.

Recently the search for the ppJ -mode of the dibaryon decay has been connected with the possibility of having the isospin $I=2$ for narrow dibaryons. The authors of papers ^{/8,16/} showed that if a low-lying dibaryon ($M_{B=2} < 2m_p + m_n$) has $I=2$, it can decay into $pp(I=1)$ - and ppJ -modes approximately with the same probability via the electromagnetic interaction. However, this hypothesis cannot be used for heavier states ($M_{B=2} > 2m_p + m_n$). Besides, the states with the isotope spin $I=2$ have been searched for in some experiments ^{/20,21/}, the results being negative. Another approach was proposed by B.Z. Kopeliovich. If resonances are sufficiently narrow because of the reconstruction of the constituent quarks, then they have almost equal probabilities of decaying from the $I=1$ state into pp - and ppJ -channels. Practically, there is no ordinary suppression of the ppJ -mode for the lowlying states because of the phase space factor for the cascade decays, for example, $(ppJ)_{B=2} \rightarrow (pp)_{B=2} + J$. So, this hypothesis looks more preferable as it can explain both the narrowness of the states for the whole range of masses and absence of suppression of a ppJ -mode for the low mass structures. Certainly, it is needed to have much more various experiments especially those which can yield information about spin state structures. Unfortunately, now there are only indications that the narrow structures at 1966 and 1989 MeV considered as candidates for the dibaryon resonances are found in P-wave, i.e. their parity is negative ^{/11/}. L.A.Kondratyuk with the colleagues ^{/19/} predicts the existence (for the arrangement $(2q)-(4q)$ taking into account a spin-orbital interaction) of three diproton states with the negative parity, namely 0^- , 1^- and 2^- states at 1.99, 1.96 and 1.93 GeV, respectively.

In conclusion, for the first time the candidates for the narrow diproton states decaying into the ppJ -mode are observed with a great degree of certainty. There are also data indicating the existence of the radiative transitions between different diproton states.

The authors express their gratitude to B.Z.Kopeliovich for the useful and fruitful discussion of the questions touched upon in this paper.

References

1. Glagolev V.V. et al. JINR, E1-83-59, P1-83-565, Dubna, 1983.
2. Bajramov A.A. et al. JINR, P1-83-206, Dubna, 1983.
Sov. J.Nucl.Phys., 1984, v. 39, p. 44 (in Russian).
3. Siemiarczuk T. et al. Phys.Lett., 1983, 128B, p. 367.
4. Beshliu K. et al. JINR, D1-83-815, Dubna, 1983.
5. Agakishiev G.W., Gasparian A.P. and Kvatadze R.A. JINR 1-84-103, Dubna, 1984 (in Russian).
6. Azirov S.A. et al. Preprint Ph.T.I., 27-84-HEP, Tashkent, 1984 (in Russian).
Sov. J.Nucl.Phys., 1985, v. 42, p. 913 (in Russian).
7. Ermakov K.P. et al. Preprint LIMP, 1089, L., 1985 (in Russian).
8. Beshliu K. et al. JINR, D1-85-433, Dubna, 1985.
9. Tatischeff B. et al. PRL, 1984, 52, p. 2022.
10. Trojan Yu.A. et al. In: JINR Rapid Communications, No. 13-85, Dubna, 1985, p. 12 (in Russian).
11. Abdinov O.B. et al. In: JINR Rapid Communications, No. 15-86, Dubna, 1986, p. 34 (in Russian).
12. Tatischeff B. et al. Orsay preprints IPNO-DRE 86.26 and 37.16.
13. Andreev V.P. et al. In: Nucleon-Nucleon and Hadron-Nuclei Interactions at Intermediate Energies. L.: LIMP, 1986 (in Russian).
14. Andromenko M.N. et al. SC-96. Annual report LIMP, L.: LIMP, 1986 (in Russian).
15. Bock B. et al. Nucl.Phys., 1986, A459, p. 573.
16. Kaidalov A.B. Preprint ITEP 86-128, M., 1986.
17. Bozhanaki I.I. et al. JINR, P2-87-510, Dubna, 1987 (in Russian).
18. Amaglobeli N.S. et al. JINR, P1-8699, Dubna, 1975 (in Russian).
19. Kondratyuk L.A., Martemianov B.V., Schepkin M.G. Preprint ITEP, 86-127, M., 1986.
20. Abaev V.V. et al. Preprint LIMP No 1318, L., 1987.
21. De Boer F.W.N. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, 423.

О СТАТИСТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЯХ В СПЕКТРАХ ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

И.И. Бажанский, В.К. Лукьянов, Б.Л. Резник, А.И. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

1. В спектрах эффективных масс pp - и pn -систем в интервале энергий $E \sim 1900 \div 2400$ МэВ были обнаружены узкие пики с шириной $\Gamma \sim 10 \div 30$ МэВ ^{/1-2/}, которые интерпретируются как возбужденные дибарионные состояния. Они отличаются от широких резонансов ($^3D_2, ^3F_3, \dots$), найденных из фазового анализа NN -рассеяния ^{/3/}, которые в P -матричном подходе ^{/4/} интерпретируются как шестикварковые "примитивы" с шириной порядка сотни МэВ. В упругом NN -рассеянии узкие пики не наблюдаются. Они также не имеют брейт-вигнеровской формы, а их число, положение и ширина, как правило, оказываются разными в разных экспериментах. В работе ^{/5/} была высказана гипотеза о том, что наблюдаемые пики имеют статистическую природу. Действительно, расчеты предсказывают высокую плотность дибарионных состояний, обладающих различными свойствами симметрии в цветовом, координатном, спин-изоспиновом, цветоспиновом и т.п. пространствах ^{/6/}. Такой же вывод следует и из расчетов ротационных спектров в струнных моделях дибарионов, учитывающих всевозможные кварковые комбинации на концах струны ^{/7/}. Если учесть уровни разной природы, то может оказаться, что среднее расстояние между уровнями, например, в 3P_1 -волне, составляет $\Delta \approx 10 \div 20$ МэВ при $E \sim 2,2 \div 2,9$ ГэВ. Тогда из-за перекрытия дибарионных состояний при $\Gamma/\Delta \approx 2$ следует ожидать флуктуаций соответствующих сечений их образования. При этом положение и ширина пиков будут зависеть от конкретных условий эксперимента. Такие пики не будут иметь брейт-вигнеровской формы, а их распределение должно подчиняться определенным статистическим закономерностям. Примеры подобных флуктуаций сечений имеются в реакциях при низких энергиях, идущих с участием составного ядра ^{/8/}.

Цель настоящего доклада - показать, насколько идея о статистической природе дибарионных резонансов соответствует имеющимся экспериментальным данным.

2. Условие появления флуктуаций сечений связано с величиной ширины распада изолированного дибариона в нуклонный канал. В качестве примера вычислим Γ в потенциальной кварковой модели дибариона. Рассмотрим распад дибариона $|q^* \rangle \rightarrow |NN\rangle$ для состояния $|q^* \rangle$ с орбитальной

симметрией S^6 и квантовыми числами дейтрона ($S = I, I = 0$):

$$\Gamma = |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 \cdot M_D \cdot P / 2\pi; \quad P^2 = (M_D/2)^2 - M_N^2. \quad (1)$$

Здесь начальное $|i\rangle$ и конечное $|f\rangle$ состояния определены как

$$|k\rangle = \hat{A}_{i,\bar{i}} |k; i, \bar{i}\rangle = \hat{A}_{i,\bar{i}} (|(B\psi)_i (B\psi)_{\bar{i}}\rangle_{c \pm i} \varphi_k(\hat{r}) / N_k, \quad (2)$$

где $\hat{A}_{i,\bar{i}} = 1 - \sum_{i \in I, \bar{i} \in \bar{I}} P_{ii}$ - антисимметризатор по перестановкам кварков из разных кластеров, $B\psi$ - волновые функции внутреннего движения кварков в кластерах, φ описывает относительное движение кластеров, N_k - нормировка, $M_D (M_N)$ - масса дибариона (нуклона), $H_{int} = H - H_i$ - взаимодействие, приводящее к распаду дибариона.

Полный гамильтониан

$$H = H_i + H_{\bar{i}} + H_{i,\bar{i}}^{\psi} \cdot \Theta(r_c - r) + H_{i,\bar{i}}^M \cdot \Theta(r - r_c) \quad (3)$$

описывает внутреннее движение в кластерах - $H_{i(\bar{i})}$, взаимодействие кварков в центральной области конфигурационного пространства $H_{i,\bar{i}}^{\psi}$ и взаимодействие во внешней области - $H_{i,\bar{i}}^M$, которое естественно отождествить с потенциалом однобозонного обмена V^M . В потенциальных кварковых моделях $H_{i(\bar{i})} = H_{i,\bar{i}}^{\psi}$. H_i - есть суммы эффективных $q\bar{q}$ - взаимодействий /9/ вида:

$$H_i = \sum_{i,j=1}^4 \lambda_i^a \lambda_j^a v_{ij}, \quad v_{ij} = v^c(\vec{r}_{ij}) + \vec{c}_i \cdot \vec{c}_j v^s(\vec{r}_{ij}). \quad (4)$$

Используя (2)-(4), получаем амплитуду перехода

$$\langle f | H_{int} | i \rangle = \hat{A}_{i,\bar{i}} \langle f_{i,\bar{i}} | H_{int} | i \rangle = 10 \langle f_{i,\bar{i}} | (V^M - \sum_{i \in I, \bar{i} \in \bar{I}} \lambda_i^a \lambda_{\bar{i}}^a v_{ij}) \Theta(r - r_c) | i \rangle. \quad (5)$$

Для расчета (5) зададим ψ и φ в виде:

$$\psi(\xi) = \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^{3/4} \exp(-\Omega(\xi_1^2 + \xi_2^2)), \quad \xi = \xi_1 \eta; \quad \varphi_i = \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^{3/4} \exp(-\Omega r^2/8), \quad \varphi_3 = e^{i\vec{p}\vec{r}}. \quad (6)$$

Координаты Якоби ξ, η, \vec{r} связаны с координатами кварков \vec{r}_i соотношениями $\vec{r}_1 = \vec{r}/2 - 2\vec{\xi}_1$, $\vec{r}_{2,3} = \vec{r}/2 + \vec{\xi}_1 \mp \sqrt{3}\vec{\xi}_2$, $\vec{r}_4 = -\vec{r}/2 - 2\vec{\eta}_1$, $\vec{r}_{5,6} = -\vec{r}/2 + \vec{\eta}_1 \mp \sqrt{3}\vec{\eta}_2$.

Нормировочные константы в (2) равны $N_i = 10/3$; $N_{\bar{i}} = \sqrt{10(1+\alpha_p)}$.

$\alpha_p = \frac{3\sqrt{5}}{25} \exp(-8p^2/5\Omega) \ll 1$. Параметр Ω определяется кварковым радиусом нуклона $r_N \approx 2/\sqrt{\Omega}$.

Расчет (5) приводит к результату:

$$\langle \frac{1}{2} | H_{int} | i \rangle = 10/N_c K_4 \cdot (L^M I^M + L^{CS} I^{CS}),$$

$$I^a(r, \Omega, \Delta) = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) \varphi_a(r) V^a(r) r^2 dr; \quad \Delta = M_D - 2M_N; \quad \Omega = m, CS, \quad (7)$$

где r_c - динамический параметр, по порядку величины равный удвоенному радиусу нуклона $r_c = 2r_N \approx 4/\sqrt{\Omega}$, $L^{n,CS}$ - цветные спин-изоспиновые матричные элементы: $L^M = 10/9$, $L^{CS} = 560/27$. Если γ^{CS} выбрать из условия описания расщепления N - Δ масс ($\gamma^{CS} \approx -19$ МэВ), то из отношения $L^M/L^{CS} \approx 4 \cdot 10^{-2}$ следует, что вкладом первого слагаемого в (7) можно пренебречь. В нашем случае взаимодействие γ^{CS} не дает вклада в (7) из-за взаимной ортогональности спин-изоспиновых функций бесцветных и цветовых октетных состояний барионов.

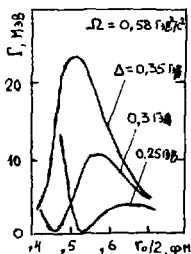


Рис. I.

Ширина распада дибариона

$$|q_6^6\rangle \rightarrow |NN\rangle.$$

На рис. I приведен расчет ширины Γ как функции "радиуса взаимодействия" r_0 с параметрами, характерными для потенциальной кварковой модели /10-11/: $\Omega = 0.58$ (ГэВ/с)² ($r_N \approx 0.52$ фм) и $\Delta = 0.2 \div 0.4$ ГэВ. В целом из расчета следует, что для указанных значений Δ и $\Omega \approx 0.3 \div 1$ (ГэВ/с)² ширина ограничена сверху значением 40 МэВ. Этот расчет подтверждается оценками других работ /12-13/ и дает представление о порядке величины ширины распада дибариона.

3. Рассмотрим в качестве примера реакцию $pp \rightarrow pp\bar{p}$, где были обнаружены пики в спектрах эффективных масс pp -системы /2/. Предположим, что наряду с "прямым" фоновым процессом $d\sigma_d/dM$ в сечении дает вклад резонансный член возбуждения дибарионов $d\sigma_r/dM$, а также их интерференция - $d\sigma_{int}/dM$:

$$d\sigma/dM = d\sigma_d/dM + d\sigma_r/dM + d\sigma_{int}/dM. \quad (8)$$

Здесь M - инвариантная масса двухнуклонной системы, а $d\sigma_r/dM$ имеет вид

$$d\sigma_r/dM = \sum_{\alpha\beta} |A_{\alpha\beta}^{31}(M)|^2 \cdot R(M)/4\mathcal{J}_0, \quad (9)$$

где \mathcal{J}_0 - начальный поток, $R(M) = \pi(\mathcal{J} - M^2)\sqrt{M^2 - 4M_N^2}/8\mathcal{J}$ - эффективный

фазовый объем, λ - квадрат полной энергии в системе центра масс. Амплитуда $A_r^{\text{эл}}$ определяется как сумма "парциальных" амплитуд

$$A_r^{\beta} = \sum_j y_j^{\beta} / (M_j^{\beta} - M - i\Gamma/2), \quad y_j^{\beta} = \Gamma_j^{\beta} \cdot \chi_j^{\beta}, \quad (10)$$

которые являются произведением амплитуды образования Γ_j^{β} и распада χ_j^{β} дибарионного резонанса $|j, \beta\rangle$. При сильном перекрывании уровней можно считать амплитуды $y_j = |y_j| e^{i\varphi}$ стохастическими, тогда, учитывая, что $d\sigma_{\text{int}} \sim \sum_r A_r^{\beta}$, интерференцией в (8) можно пренебречь.

Соотношения (9), (10) позволяют сделать определенные предсказания, характерные для статистической теории. Рассмотрим два из них: распределение сечений $P(z)$ и корреляционную функцию $C(\epsilon)$. Из-за фактора $R(M)$ в (9) удобнее рассматривать распределение величины $\omega = (d\sigma/dM)/R(M)$. Амплитуды y_j в (10) являются комплексными числами, поэтому распределение $P(z = \omega/\bar{\omega})$ в пределе $\Gamma/D \gg 1$ является χ^2 -распределением с $2n$ - степенями свободы

$$P(z) = P_{2n}(z) = n(nz)^{n-1} / n! \cdot \exp(-nz). \quad (11)$$

Здесь n - число каналов, то есть число парциальных волн, в которых возбуждаются дибарионные резонансы.

Корреляционная функция определяется следующим образом ^{/8/}:

$$C(\epsilon) = (\langle \omega(\epsilon) \omega(\epsilon + \epsilon) \rangle - \langle \omega(\epsilon) \rangle^2) / (\langle \omega(\epsilon) \rangle)^2, \quad (12)$$

и в пределе $\Gamma/D \gg 1$

$$C(\epsilon) = n^{-1} \cdot \Gamma^2 / (\Gamma^2 + \epsilon^2). \quad (13)$$

На рис. 2 приведены распределения $P(z)$ и корреляционные функции $C(\epsilon)$, полученные из обработки экспериментальных данных в реакциях $n p \rightarrow p p \pi^-$ ^{/2/} при $P_{\text{ла}} = 1,25$ ГэВ/с (I), $P_{\text{ла}} = 1,43$ ГэВ/с (II) и $d p \rightarrow p p \pi^-$ ^{/14/} при $P_{\text{ла}} = 3,3$ ГэВ/с для $n p$ - (III) и $p p$ - системы (IV). Из теоретических оценок ^{/6,7/} следует, что наибольшая плотность дибарионных состояний должна проявиться в $^3P_{2,12}$ - волнах, что соответствует $n = \sum (2j+1) = 1+8$. Однако, поскольку спектр эффективных масс измерен в интервале $1,88 \div 2,3$ ГэВ/с², который ниже характерной области проявления P - каналов, то параметр каналов может быть меньше: $n = 1 - 3$. Теоретические кривые рассчитаны по формулам (11) и (13) для значений $n = 1, 2, 3$ и $\Gamma = 10, 15$ МэВ. Видно, что основные качественные закономерности в ходе энергетических корреляционных функций

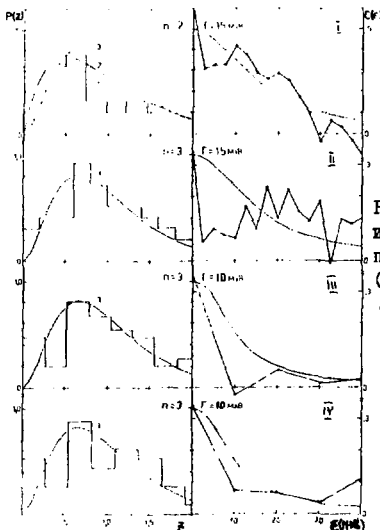


Рис. 2.
Распределение сечений $P(z=\omega/\omega_0)$ и корреляционные функции $C(\epsilon)$, полученные из реакций $n p \rightarrow p p \pi^-$ ($p_n \approx 1,25; 1,43$ ГэВ/с) и $d p \rightarrow p p \pi$ ($p_d \approx 3,3$ ГэВ/с).

не противоречит предположению о сильном перекрывании дибарзионных резонансов и стохастической картине наблюдаемых сечений. При этом ширина дибарзона по порядку величины оказывается равной $\Gamma = 10 \div 15$ МэВ, что соответствует расчетам и оценке $\Gamma \approx 18$ МэВ, полученной из анализа данных ^{12/} по формуле для одноканального случая $\Gamma \approx 0,55 \cdot \Delta E / \nu^{1/8}$, где ν - характерное число пиков на интервале ΔE .

Итак, можно заключить, что наблюдаемые "пики" в спектрах эффективных масс двухнуклонных систем вполне могут быть следствием флуктуаций эффективных сечений и указывают на существование широкой области перекрывающихся дибарзионных резонансов с характерной шириной $\Gamma \approx 15$ МэВ.

4. Можно ли наблюдать подобные флуктуации в pp -рассеянии? Исследуем полное сечение упругого pp -рассеяния

$$\sigma_{tot}^e = \frac{\pi}{k^2} \sum_j (2j+1) (|R_{j,0}|^2 + |R_{j,1}|^2 + |R_{j,2}|^2 + |R_{j,3}|^2 + |R_{j,4}|^2) \quad (14)$$

и разности продольных сечений с антипараллельными и параллельными спинами протонов:

$$\Delta \sigma_L^e = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp} = \frac{2\pi}{k^2} \text{Re} \left\{ \sum_j (2j+1) (R_{j,0} - R_{j,2}) - \sum_j (R_{j,1,3} - R_{j,3,1}) + 4 \sum_j \sqrt{j(j+1)} R_{j,2}^2 \right\} \quad (15)$$

Здесь спинные парциальные амплитуды определяются заданием соответствующих фаз рассеяния δ , коэффициентов неупругости η и параметров смешивания ξ и ϕ :

$$\text{Синглет: } R_{\mathcal{J}} = \eta_{\mathcal{J}} \exp(2i\delta_{\mathcal{J}}) - 1, \quad \mathcal{J} = 0, 2, 4 \dots \quad (16)$$

$$\text{Триплет: } R_{\mathcal{J}\mathcal{J}} = \eta_{\mathcal{J}\mathcal{J}} \exp(2i\delta_{\mathcal{J}\mathcal{J}}) - 1, \quad \mathcal{J} = 1, 3, 5 \dots; \quad (17)$$

$$R_{\mathcal{J}\pm 1, \mathcal{J}} = (\eta_{\mp}^2 - \eta_{\mathcal{J}} \eta_{\mathcal{J}\pm 1})^{1/2} \exp(2i\delta_{\mp}) - 1, \quad \mathcal{J} = \begin{cases} 2, 4, \dots (-) \\ 0, 2, 4 \dots (+) \end{cases}$$

$$R^{\pm} = i g_0 \sqrt{\eta_{\mp}} \exp(i(\delta_{-} + \delta_{+} + \phi_{\mathcal{J}})),$$

$$\eta_{\mp} \equiv \eta_{\mathcal{J}\pm 1, \mathcal{J}}, \quad \delta_{\mp} \equiv \delta_{\mathcal{J}\pm 1, \mathcal{J}}.$$

При наличии резонанса соответствующая парциальная амплитуда будет состоять из двух слагаемых:

$$R_{\alpha} = R_{\alpha 0} + R_{\alpha r}, \quad \alpha = \mathcal{J}, \mathcal{J}\mathcal{J}, \mathcal{J}\pm 1, \mathcal{J}. \quad (18)$$

Здесь $R_{\alpha 0}$ - парциальная амплитуда "потенциального" рассеяния, которая определяется соотношениями (16), (17). Расчет $R_{\alpha 0}$ для $E \approx 3$ Гэв сталкивается с известными трудностями, поскольку современные теоретические "мезоннообменные" потенциалы определены в области $E \leq 2$ ГэВ. Поэтому в дальнейшем, в качестве δ_{α} , η_{α} , g_0 и $\phi_{\mathcal{J}}$, нами использовались значения, полученные в результате плавной аппроксимации данных фазового анализа работы /15/. Учитывались синглетные 1S_0 , 1D_2 , 1G_4 , 1I_6 и триплетные 3P_1 , 3P_2 , 3P_0 , 3F_2 , 3F_4 , 3F_3 , 3H_4 , 3I_4 парциальные волны.

Резонансная часть амплитуды представляется в виде суммы

$$R_{\alpha r} = \eta_{\alpha} e^{2i\delta_{\alpha}} \sum_{\lambda} x_{\lambda}^{\alpha} \Gamma / (M_{\lambda}^{\alpha} - E - i\Gamma/2), \quad (19)$$

где M_{λ}^{α} и Γ - соответственно положение и полная ширина резонанса, x_{λ}^{α} - приведенные парциальные амплитуды резонанса, которые ввиду их большого числа считаются независимыми и стохастическими, E - полная энергия в системе центра масс. Вместо (19) можно использовать другое представление для резонансной амплитуды /16/, явно учитывающее унитарность S -матрицы. Поскольку, однако, при этом конечная флуктуационная картина не меняется, то мы будем использовать более привычную модель (19). На рис. 3 приведены расчеты $\sigma_{\text{tot}}^{\text{el}}$ и $\Delta \sigma_L$ с резонансами в ${}^3P_{0,1,2}$ - волнах. Амплитуды x_{λ}^{α} в (19) $x_{\lambda}^{\alpha} = \xi_{\lambda}^{\alpha} \exp(i\phi_{\lambda}^{\alpha})$ выбирались стохастическими с $\xi_{\lambda}^{\alpha} \leq \chi_{\lambda}$ и $0 \leq \phi_{\lambda}^{\alpha} \leq 2\pi$. Максимальная "упругость" χ_{α} бралась равной 0,05. Приведем также разности

$$\Delta_{\text{tot}}^{\text{el}} \equiv \sigma_{\text{tot}}^{\text{el}} - \sigma_{\text{tot}}^{\text{el}}(x_{\alpha} = 0), \quad \Delta_L \equiv \Delta \sigma_L(x_{\alpha}) - \Delta \sigma_L(x_{\alpha} = 0),$$

которые иллюстрируют абсолютную величину флуктуаций. Рисунки I-III соответствуют разным наборам случайных чисел $\{\xi_{\lambda}^{\alpha}, \phi_{\lambda}^{\alpha}\}$. Расчеты показывают, что флуктуации проявляются в виде небольших особенностей в сечениях на фоне сильного "потенциального" рассеяния. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют пока сделать однозначных выводов о вкладе флуктуаций. Тем не менее, уже сейчас можно констатировать, что:

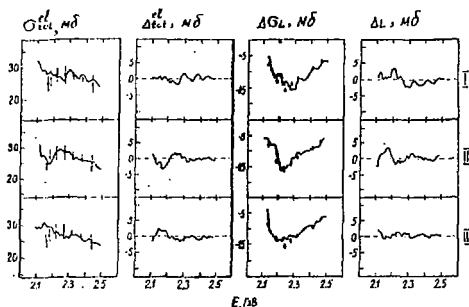


Рис. 3.

Флуктуации сечений с резонансами в $^3P_{0,2}$ -волнах.
 $\Gamma = 20$ МэВ, $\chi_d = 0,05$, $D = 15$ МэВ.

1. В принципе предположение о флуктуационной картине не противоречит эксперименту.

2. Лучше всего соответствуют имеющемуся эксперименту кривые, рассчитанные с $\chi_d \leq 0,05$ и полной шириной дибарионных резонансов $\Gamma \leq 20$ МэВ.

3. Флуктуационные особенности - пики в сечениях имеют примерно такую же энергетическую ширину ($\Gamma \sim 15-20$ МэВ), как и наблюдаемые узкие пики в спектрах эффективных масс ряда реакций.

4. Для более однозначных выводов о характере флуктуаций необходимы прецизионные измерения как упругих, так и поляризационных сечений, проведенные с малым шагом по энергии.

Литература

1. Tatischeff B. et al. Phys. Rev., 1987, C36, 1985.
2. Троян Ю.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 13-85, Дубна, 1985, с 12.
3. Hoshizaki N. - Progr. Theor. Phys., 1978, 60, 1796; 1979, 61, 129.
4. Грач И.Л., Народецкий И.М., Шматиков М.Х. - ЯЭ, 1984, т. 39, В1, 91; З. Phys. С., 1984, 21, 229.
5. Баланский И.И., Лукьянов В.К., Титов А.И. - ЯЭ, 1988, т. 47, с. 1106
6. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И. - ЯЭ, 1982, т. 36, В5(II), 1244.
7. Aerts A.T.M. et al. - Phys. Rev., 1980, D21, 2663.
8. Briesen T., Mayer-Kuckuk T. Ann. Rev. of Nucl. Scien., 1966, v. 16, 183.

9. Liberman D.A. *Phys. Rev.*, 1977, D16, 1542.
10. Maltman K., Isgur N. *Phys. Rev.*, 1984, D29, 952.
11. Калашникова Ю.С., Народецкий И.М., Симонов Ю.А. ЯФ, 1987, В4(10), 1181.
12. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. *Z. Phys. A*, 1984, 316, 331.
13. Матвеев В.А. В кн: Труды У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978. ОИЯИ, Л1, 2-12036, Дубна, 1978, с. 137.
14. Dolidze M.C. et al. *Z. Phys. A*, 1986, 325, 391.
15. Hoshisaki N. *Progr. Theor. Phys.*, 1978, 60, 1796; 1979, 61, 129.
16. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1976, 24, 214.

FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC DEUTERONS
AND DEUTERON WAVE FUNCTION AT LIGHT FRONT

I. A. Zhigarev, L. A. Ignatenko, V. V. Ivanov, Yu. A. Kozhevnikov,
A. S. Kuznetsov, S. V. Razin, G. D. Stoletov, I. K. Vzorov, V. N. Zhmyrov,
P. V. Zrelov, N. P. Yudin^{*)}

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

1. Considerable experimental data on the momentum spectra of protons emitted with large transversal momenta ($p_T \sim 0.5 - 1$ GeV/c) in the reactions of the fragmentation of relativistic deuterons (with initial momenta near 9 GeV/c) on nuclei are stored at present. The study of reactions $A(d, p)X$ with relativistic deuterons, on the one hand, is of interest to clear up the mechanism of the interaction of the simplest relativistic objects - the deuterons - with nuclei; on the other hand, the internal structure of a relativistic deuteron has to become apparent in such processes, and it can shed light on the questions of the conservation of the nucleon individuality at the short distances in a deuteron, of the role of sixquark configurations in the deuteron wave function and so forth.

The study of a nuclear structure by means of the beams of relativistic nuclei in certain cases has the advantage over the experiments where the explored nuclei are in the rest. In particular, in studying the fragmentation of the accelerated nuclei an accessible to investigation domain of the intranuclear momenta of fragments is broadened. Because of the Lorentz dilation, one succeeds in measuring the momentum distributions with the better accuracy.^{1/}

We present here new data on the momentum spectra of protons arising with the large transversal momenta in reactions $A(d, p)X$ at 9 GeV/c, and give the results of the theoretical analysis of the data.

2. The measurements of the spectra of protons from reactions

^{*)} Moscow State University

$(d,p)X$ have been performed at the JBM synchrotron by means of a magnetic spectrometer with wire chambers on-line with a computer. The apparatus of the spectrometer and the experimental procedure have been described previously^{/2/}. The experiments have been carried out in the extracted deuteron beam with a momentum of 9 GeV/c. The measurements have been made at angles of 0.103 and 0.139 rad, corresponding to the transversal momentum regions of 0.45 - 0.57 and 0.60 - 1.00 GeV/c. The results of the measurements at an angle of 0.139 rad have already been published^{/2/}.

Preliminary data on the spectra of protons emitted in the collisions of 9 GeV/c deuterons with ^1H , ^2H , and ^{12}C nuclei at an angle of 0.103 rad are shown in Fig.1. The solid curves are the

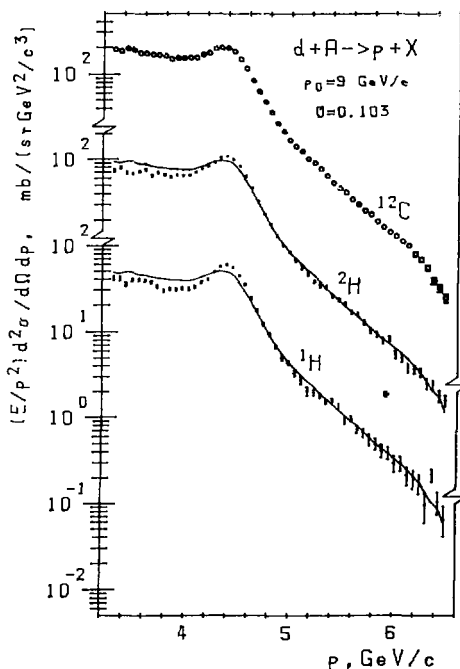


Fig.1. Momentum spectra of protons detected at an angle of 0.103 rad in the interactions of 9 GeV/c deuterons with ^1H , ^2H and ^{12}C nuclei. Solid curves are the result of a spline-interpolation of the carbon data superimposed on spectra for the deuterium and hydrogen targets.

result of a spline-interpolation of the carbon data superimposed on spectra for the deuterium and hydrogen targets. It is seen that the new data reaffirm the made before conclusion^{/2/} that the high momentum parts of the spectra of protons emitted with large transversal momenta in the fragmentation of the relativistic deuterons on nuclei are universal, i.e., their shape does not depend on target nucleus.

3. The estimation shows that the protons detected in reaction $^1\text{H}(d,p)X$ at angles 0.103 and 0.139 rad **cannot be spectators**. The simplest mechanism that could cause protons to fall into the considered kinematic domain is shown in Fig.2. Here B is an incident

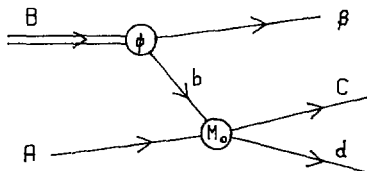


Fig.2. The basic hard scattering model diagram.

deuteron, A is a target proton, β and b are spectator and off-shell nucleons, respectively, C is a detected proton. The mechanism of Fig.2 to be supplemented with a parameterization of the deuteron vertex in the infinite momentum frame (IPF) forms the content of the hard scattering model^{/3-5/}. The invariant differential cross section for the process described by the diagram of Fig.2 is

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \left| \mathcal{M}(B \rightarrow b\beta) \right|^2 \frac{I(b,A)}{I(B,A)} \frac{d\vec{\beta}}{E_\beta} E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}}(bA \rightarrow CX). \quad (1)$$

Here E_c and E_β are the total energies of particles C and β with 3-momenta \vec{c} and $\vec{\beta}$, $\mathcal{M}(B \rightarrow b\beta)$ is the invariant amplitude of a dissociation of the deuteron to two nucleons, $I(B,A)$ and $I(b,A)$ are the invariant fluxes of colliding particles, e.g.

$$I(b,A) = \sqrt{(\ell \cdot A)^2 - \ell^2 A^2}, \quad (2)$$

where ℓ and A are 4-momenta of the particles ℓ and A . An invariant under boosts along the three-axis

$$y = \frac{\ell_0 + \ell_3}{B_0 + B_3} \quad (3)$$

is the fraction of the total longitudinal momentum of B carried away by ℓ . The mass squared ℓ^2 of this off-shell fragment is defined by energy conservation in the deuteron dissociation vertex,

$$\ell^2 = \frac{y(1-y)B^2 - y\beta^2 - \vec{\ell}_T^2}{1-y}, \quad (4)$$

where $\vec{\ell}_T$ is the transversal momentum of fragment ℓ .

A further concretization of the hard scattering model is closely associated with quantity $\mathcal{M}(B \rightarrow \ell\beta)/(\ell^2 - m^2)$. Namely, there is a relation in ME^2 ,

$$\frac{\mathcal{M}(B \rightarrow \ell\beta)}{\ell^2 - m^2} = \frac{\psi(y, \vec{\ell}_T)}{y}, \quad (5)$$

where $\psi(y, \vec{\ell}_T)$ has the meaning of a wave function with the normalization

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int |\psi(y, \vec{\ell}_T)|^2 \frac{dy d\vec{\ell}_T}{2y(1-y)} = 1. \quad (6)$$

By introducing the structure function

$$G_{\ell/B}(y, \vec{\ell}_T) = \frac{1}{2(2\pi)^3} |\psi(y, \vec{\ell}_T)|^2 \frac{1}{y(1-y)}, \quad (7)$$

the invariant cross section can be written in the form

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{\ell}} = \int dy d\vec{\ell}_T G_{\ell/B}(y, \vec{\ell}_T) \frac{1/B, A}{y I(B, A)} E_c \frac{d\sigma}{d\vec{\ell}}(\ell A \rightarrow [X]). \quad (8)$$

The structure function is normalized by conditions

$$\sum_{\ell} \int G_{\ell/B}(y, \vec{\ell}_T) dy d\vec{\ell}_T = N, \quad \sum_{\ell} \int G_{\ell/B}(y, \vec{\ell}_T) y dy d\vec{\ell}_T = 1, \quad (9)$$

where N is the number of constituents in a nucleus, and the second condition expresses the momentum conservation.

One assumes that $\Psi(y, \vec{\ell}_T)$ in Eqs. (5) and (6) is the function of two independent variables y and $\vec{\ell}_T$. At present, however, this question is not clear enough. In the Feynman diagram technique the vertex function of the deuteron break-up and, consequently, $\Psi(y, \vec{\ell}_T)$ depends on single variable ℓ^2 (see also [6]). In another technique developed in paper [1], the wave function of the relativistic deuteron depends on two variables y and $\vec{\ell}_T$. When carrying out the exact considerations the results obtained by both techniques should be in agreement. However, when approximate consideration has been made, it is not clear beforehand what technique should be favoured. Therefore, the different variants of the structure function were examined while analysing the experimental data.

In such a situation the use of the phenomenological structure function determined immediately from the experimental data seems to be most natural. For practical purposes we have determined the structure function within the scope of the parameterizations suggested in [5]:

$$G_{E2}(y, \vec{\ell}_T) = N_0 \frac{[y(1-y)]^g}{[M^2(y) + \vec{\ell}_T^2]^2 [1 + \vec{\ell}_T^2 / (\delta^2 + M^2(y))]^g} \quad (10)$$

where

$$M^2(y) = (1-y)\ell^2 + y\delta^2 - y(1-y)B^2, \quad (11)$$

N_0 is the normalization factor, g and δ^2 are adjusted parameters.

Another way to determine the structure function reduces to the definition of the transformation of the momentum distribution $|\Psi(\vec{k})|^2$ in transition from the rest frame to IMF. In general, this transformation is rather complicated since the Lorentz transformation operator contains an interaction Hamiltonian. Commonly, the momentum distribution is assumed to transform purely kinematically. Again there is no unambiguous correlation between the momentum of the internal motion \vec{k} and variables $y, \vec{\ell}_T$.

The following ratio between the variables [8],

$$y = \frac{b_0 + b_3}{B_0 + B_T} = \frac{\sqrt{\ell^2 + \vec{k}^2} + k_3}{M_d}, \quad \vec{\ell}_T = \vec{k}_T, \quad (12)$$

gives

$$G_{E2}(y, \vec{\ell}_T) = \frac{M_d k_0}{k_0 - k_3} |\Psi(\vec{k})|^2, \quad k_0 = \sqrt{m^2 + k^2}. \quad (13)$$

Another ratio between \vec{k} and $y, \vec{\ell}_T$ proposed in ^{/9/}

$$y = \frac{\sqrt{m^2 + \ell_T^2 + \vec{\ell}_T^2}}{B_0 + B_3} = \frac{\sqrt{m^2 + \vec{k}^2}}{2k_0} + k_3, \quad \vec{\ell}_T = \vec{k}_T \quad (14)$$

reduces to the structure function

$$G_{E/B}(y, \vec{\ell}_T) = \frac{2k_0^3}{m^2 + \vec{k}_T^2} |\varphi(\vec{k})|^2. \quad (15)$$

4. Once the structure function has been defined, the invariant differential cross section is determined by the cross section of a process $ba \rightarrow Ca$. The elastic p-p scattering gives the main contribution to the kinematic domain under consideration. Some contribution can result from reactions $np \rightarrow pn$, $np \rightarrow p\Delta$, and other inelastic processes. For a twobody reaction $ba \rightarrow Cd$ the invariant cross section has the form

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{C}}(bA \rightarrow CX) = \frac{21(b, A)}{\pi} \delta(m_X^2 - m_d^2) \frac{d\sigma}{dt'}(bA \rightarrow Cd), \quad (16)$$

where $d\sigma(ba \rightarrow Cd)/dt'$ is the differential cross section, and $s' = (b + a)^2$, $t' = (b - C)^2$ are the usual invariants for this reaction. The parameterization of the differential cross sections $d\sigma/dt'$ and the calculation procedure are given in ^{/10/}.

The results of the analysis of the momentum spectra of protons detected at an angle of 0.139 rad are described in ^{/10/}. The calculations of proton spectrum made with the structure function (10) and the parameter values found in ^{/10/} are compared with the new experimental data for an angle of 0.103 rad in Fig. 3.

The following conclusions can be made on the basis of the results obtained.

1) The relativistic hard scattering model, on the whole, satisfactorily describes the experimental data on the reaction $^1H(d, p)\Delta$ when the structure function is being properly chosen.

2) We fail to describe the experimental data with the structure functions obtained from the nonrelativistic momentum distributions of nucleons in the deuteron by means of the simple kinematic transition from the rest frame to 1H . This fact may be regarded as an indication that the structure function $G_{E/B}(y, \vec{\ell}_T)$ should be a function of the independent variables y and $\vec{\ell}_T$.

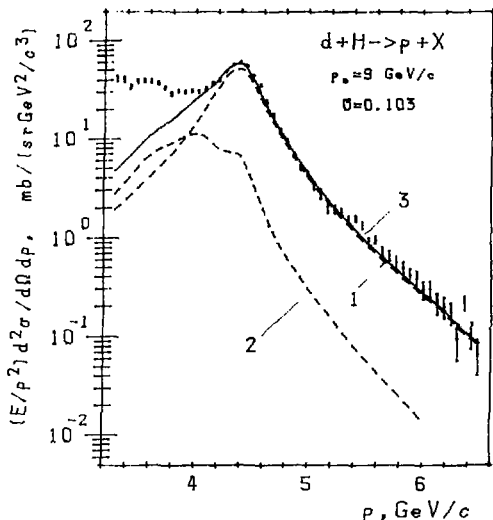


Fig.3. The momentum spectrum of protons emitted at the angle of 0.103 rad in reaction ${}^1\text{H}(d,p)\Lambda$ at 9 GeV/c. Curve 3 is the result of calculations in the hard scattering model, curves 1 and 2 correspond to the contributions of elastic and inelastic scatterings at the lower vertex of the diagram of Fig.2.

5. We have attempted to derive the momentum distribution of nucleons in the rest frame from the deuteron phenomenological structure function. Assuming again that this transition can be carried out by means of the purely kinematic transformation one obtains

$$|y(\vec{k})|^2 = \frac{1}{2} \int_0^\pi G_{E/B}(y(\vec{k}), \vec{\ell}_T) J(y(\vec{k}), \vec{\ell}_T) \sin \theta d\theta, \quad (1)$$

where

$$|\vec{\ell}_T| = |\vec{k}_T| = k \sin \theta, \quad k_T = k \cos \theta,$$

$J(y, \vec{\ell}_T) = |\partial y / \partial k_T|$ is the Jacobian of the transition from variables $y, \vec{\ell}_T$ to \vec{k} . The derived momentum distribution (which does

not practically depend on the way of the transition) is shown in Fig.4 :

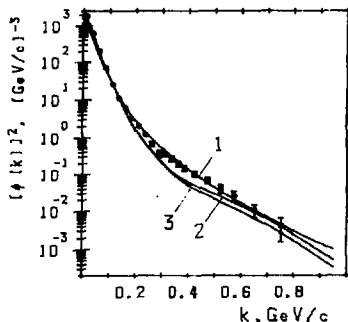


Fig.4 . The values of the deuteron wave function squared obtained from the data on reaction ${}^2\text{H}(e,e')X$ (circles), from the data of the present paper on reaction ${}^1\text{H}(d,p)X$ (curve), from the Reid potential (curve 2), and from the Paris potential (curve 3).

Though the obtained result should not be overestimated because of the above uncertainty of the correspondence between IMF and the rest frame, nevertheless it is of interest to note that the $|\varphi(\vec{k})|^2$ calculated for function (10) reproducing our data coincides in a broad range of values \vec{k} with the momentum distribution obtained from the data on reaction ${}^2\text{H}(e,e')X$ ^{11/}. This result is in agreement with the distribution extracted from data on reaction ${}^1\text{H}(d,p(0^\circ))X$ ^{12/} too, but differs from distributions given by the routine potential models of N-N interactions.

6. .. satisfactory description of the proton momentum spectra by means of a structure function with adjusted parameters can be in fact achieved owing to an effective account of the contributions of mechanisms different from one shown in Fig.2 . In this connection we have calculated the contribution of diagrams with the excitation of the pion degrees of freedom shown in Fig.5 to the reaction ${}^1\text{H}(d,p)X$.

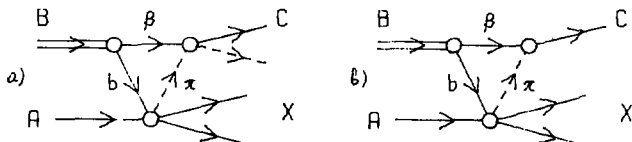


Fig.5 . The mechanisms of the reaction ${}^1\text{H}(d,p)X$ with the excitation of the pion degrees of freedom.

The results of calculations of the invariant cross section of this reaction for the incident deuteron momentum of 9 GeV/c and the proton emission angle of 0.139 rad ^{/13/} are compared with the experimental data in Fig.6. Here dashed curve 2 shows the contribution of the diagram of Fig.2 calculated with the

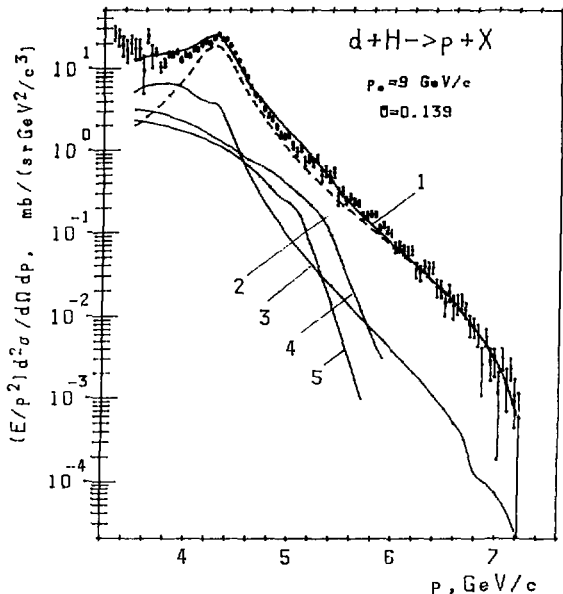


Fig.6. The momentum spectrum of protons emitted at the angle of 0.139 rad in reaction $^1\text{H}(d,p)\text{K}$ at 9 GeV/c. Curves 2 and 3 correspond to the contributions of the elastic and inelastic scattering at the lower vertex of the diagram of Fig.2, calculated with the phenomenological structure function (10), curves 4 and 5 correspond to the contributions of the diagrams of Figs. 5a and 5b, curve 1 represents the sum of all the contributions.

phenomenological function (10) on the assumption that at the lower vertex of the diagram only the elastic p-p scattering takes place, curve 3 shows the contribution of the inelastic processes at this

vertex^{/10/}, the curves 4 and 5 show the contributions of the diagrams of Figs. 5a and 5b, respectively, and curve 1 shows the sum of all the contributions.

These calculations led us to the following results^{/13/}.

1) The contribution of the diagrams taking account of the excitation of the pion degrees of freedom is on the whole small and comparable with the contribution of the pion production processes at the lower vertex of the diagram of Fig.2. Its maximal value is 37% at 5.1 MeV/c, and it is in excess of 30% in the narrow momentum interval from 4.8 to 5.4 MeV/c.

2) None of the calculation variants with the structure functions obtained from the nonrelativistic deuteron wave functions in the rest frame reproduces the high momentum part of the proton spectrum in the case of adding the contributions of diagrams with the excitation of the pion degrees of freedom either. Moreover these variants differ from one another (we have compared the wave functions for the Reid soft core and Paris potentials). Therefore, the attempts to adjust the results by adding the contribution of "6q-component" should lead to a strong dependence of this contribution upon the specific form of a wave function used.

7. The experimental data considered and their analysis have led us to the following conclusions.

1) The new experimental data on the momentum spectra of protons emitted at an angle of 0.103 rad in reactions $(d,p)_n$ at 9 MeV confirm the universality of the high momentum parts of these spectra, i.e., their independence on the target nucleus, that has been recently revealed^{/2/}. This fact proves that the spectra investigated depend on the internal structure of deuteron to the decisive degree.

2) The hard scattering model connects these spectra with the deuteron structure function, i.e., with the deuteron wave function in the infinite momentum frame. Therefore, measurements of the momentum spectra of protons with the large transversal momenta from reaction $(d,p)_n$ become an effective method to determine this wave function.

3) The structure function doubtless contains a valuable information on the short-distance structure of a deuteron. The "spatial" interpretation of this information however has substantial difficulty owing to a complexity of the transformation of the wave function from IMF to the rest frame. If this transformation is done purely kinematically, then the momentum distribution of nucleons in deuteron following from our data is in good agreement with the distribution obtained from the data on the electrodisintegration of the

deuteron and disagrees with the distributions corresponding to the nonrelativistic potentials of π -N interaction.

4) In spite of that the momentum spectra under investigation have to depend on deuteron properties at distances of the order of 0.3 fm, no peculiarities have been observed that show an entry of the quark-gluon degrees of freedom into the play. This question has been considered, for example, in /14,15 /.

References

1. Anderson L. et al. Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1224.
2. Azhgirey L.S. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1987, v.46, p.1134.
3. Schmidt L.A., Blankenbecler R. Phys. Rev. D, 1977, v.15, p.3321.
4. Wong Ch.-Y., Blankenbecler R. Phys. Rev. C, 1980, v.22, p.2433.
5. Chemtob M. Nucl. Phys., 1979, v.A314, p.387.
6. Terentjev M.V. Sov. J. Nucl. Phys., 1976, v.24, p.207.
7. Karmanov V.A. Nucl. Phys., 1981, v.A362, p.331.
8. Bertocchi L., Treleani D. Nuovo Cim., 1976, v.36A, p.1.
9. Karmanov V.A. JETP, 1976, v.71, p.399.
10. Azhgirey L.S., Kazin G.V., Yudin N.P. Sov. J. Nucl. Phys., 1987, v.46, p.1657.
11. Bosted P. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, v.49, p.1330.
12. Zaporozhetsk S.A. et al. JINR D1,2-86-668, Dubna, 1987, p.341.
13. Azhgirey L.S. et al. JINR preprint P2-87-417, Dubna, 1987.
14. Kondratyuk L.A., Terentjev M.V. Sov. J. Nucl. Phys., 1980, v.31, p.1087.
15. Obuchovskii I.T., Kuseinov A.M. Sov. J. Nucl. Phys., 1983, v.47, p.494.

DEUTERON FRAGMENTATION AT RELATIVISTIC ENERGIES

H. Müller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, 8051 Dresden, GDR

1. Introduction

In recent years the fragmentation of deuterons has been intensively studied with the aim to get information about the high-momentum component of the deuteron wave function. In this connection the experiment of ref.^{/1/} is of special interest, because the proton spectrum at 0° from the reaction $C(d,p)X$ at 9 GeV/c has been measured almost until the kinematical limit. Around 300 MeV/c proton momentum (in the deuteron rest frame) the spectrum shows a characteristic enhancement. In this region the cross section is up to a factor of three larger than that calculated^{/1/} on the basis of Glauber theory using conventional deuteron wave functions. Therefore, in ref.^{/1/} the existence of a six-quark admixture in the deuteron wave function was supposed to explain the data. It is interesting that the same type of enhancement around 300 MeV/c has also been found in a more recent measurement of the reaction $p(d,p)X$ ^{/2/} (see fig. 2). In the following a description of this reaction is proposed taking into account the quasi-elastic scattering as well as the quasi-free inelastic channels. As shown later, phase space constraints become important in the high-momentum part of the spectrum, and thus the enhancement can be explained as a kinematical effect without introducing a six-quark admixture.

Further interesting information about the deuteron wave function has been obtained from the measurement^{/3/} of the 8° proton spectrum arising from the same reaction (see fig. 3). According to ref.^{/3/} the momentum distribution of the nucleons in the deuteron extracted from the 8° spectrum agrees with that derived from the 0° spectrum^{/2/}, but differs from those predicted by the Reid or Paris nucleon-nucleon (NN) potential. In contrast, the approach to be presented here allows us to reproduce the 0° as well as the 8° spectrum fairly well with a conventional deuteron wave function.

2. The model

The differential cross section is calculated in the framework of the impulse approximation. One nucleon (the participant) is assumed to interact with the target proton, while the momentum distribution of the other one (the spectator) remains unchanged. The differential cross

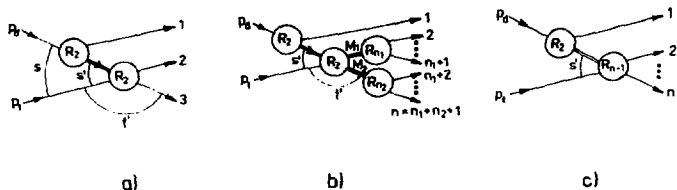


Fig. 1. Phase space decomposition for quasi-elastic d+p scattering a), quasi-free inelastic interaction with the formation of two excited nucleons b) and of a single excited cluster c). Particle 1 represents the spectator, p_d and p_t are the four-momenta of the deuteron and the target proton, s' is the square of the c.m. energy of the NN subsystem, and t' denotes the corresponding four-momentum transfer squared.

section is splitted into contributions arising from elastic and inelastic NN collisions

$$d\sigma = 14mb \cdot dR_3^{el} / R_3^{el} + 28mb \sum_{\alpha} dR_n^{\alpha} / \sum_{\alpha} R_n^{\alpha}. \quad (1)$$

Here, the two processes are separately normalized to the corresponding integrated NN cross sections. The quantities R_n^{α} represent the Lorentz-invariant phase space factor times the square of the reaction matrix element containing the deuteron wave function ψ_d and a term A^{α} describing the NN interaction:

$$dR_n^{\alpha} = d(p - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n (d^3 p_i / 2p_{i0}) \psi_d^2 A^{\alpha}. \quad (2)$$

A channel α is defined by the masses of the n final particles, whose four-momenta are denoted by $p_i = (p_{i0}, \vec{p}_i)$. The relativistic deuteron wave function ψ_d is taken in the usual form

$$\psi_d(\vec{q}^2) = q_0^{1/2} \varphi_d(\vec{q}^2), \quad (3)$$

where the non-relativistic deuteron wave function φ_d is calculated^{4/} by using the Paris NN-potential, and $q = (q_0, \vec{q})$ is the spectator momentum in the deuteron rest frame. In fig. 1 a schematic representation of the phase space decomposition for the processes under consideration is shown. The incoming deuteron with four-momentum p_d fragments into the

spectator 1 and the participant. Thereby, the momentum distribution of the spectator is governed by the deuteron wave function. For a given spectator momentum p_1 (in any frame) the momentum of the participant results from

$$p_p = p_d - p_1. \quad (4)$$

The c.m. energy $\sqrt{s'}$ of the interaction between the target proton and the participant is related to the spectator momentum p_1 via

$$s' = (p_t + p_p)^2 = (p_t + p_d - p_1)^2. \quad (5)$$

In the case of elastic NN scattering the angular distribution is parametrized according to

$$A^{el} \propto \exp(b(s') \cdot t') \quad (6)$$

as a function of the four-momentum transfer

$$t' = (p_t - p_p)^2 = (p_p - p_2)^2 \quad (7)$$

with the slope parameter b depending on s' (see ref.^{15/}).

For the calculation of inelastic NN interactions a model^{16/} is used which has been successfully applied to the description of hadron-hadron interactions up to 100 GeV/c. It is assumed that during an inelastic NN interaction translational energy is transformed into internal excitation energy of the two interacting nucleons, which decay afterwards independently of each other (see fig. 1b). The excitation of a nucleon proceeds either via quark-rearrangement resulting in the creation of a baryon resonance or via the production of additional quark-antiquark pairs with subsequent random combination of quarks into hadrons. The probability of the decay into a certain channel is assumed to be proportional to the corresponding statistical weight. These weights, however, are modified in accordance with the actual population of the phase space by using the following expression for the square of the reaction matrix element:

$$A^2 \propto \exp(b \cdot t') \left(\frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \right)^{n-2} \prod_{i=1}^n (2m_i (2S_i + 1)) \prod_{j=1}^2 ((M_j/\theta) K_1(M_j/\theta)). \quad (8)$$

Here, the first term describes the angular distribution of the two excited nucleons with the slope parameter $b=2 \text{ GeV}^{-2}$. The factors $(2S_i+1)$ are the number of spin states and the volume V results from integration over coordinate space. \hbar is taken as a parameter which determines the number of particles produced and the value $R=1 \text{ fm}$ is used for its radius. With K_1 standing for the modified Hankel function the terms $(M_j/\theta) K_1(M_j/\theta)$ determine the amount of energy transformed into internal excitation energy of the nucleons by restricting their invariant masses M_j . The expression $M_j K_1(M_j/\theta)$ is the kernel of the so-called

K transformation and is usually applied to transform a microcanonical phase space distribution into a canonical distribution characterized by a temperature θ (cf. ref. /7/). With regard to the small number of particles involved the quantity $\theta \approx 240$ MeV is simply considered here as a parameter which determines the mean kinetic energy of the particles arising from the decay of the excited nucleons.

The borderline case where the whole energy of the two interacting nucleons is transformed into excitation energy becomes important especially at low energies \sqrt{s} . With no energy left for the relative motion of the two excited nucleons they form a single excited cluster (see fig. 1c). Instead of eq. (8) the expression

$$A^{\alpha} \propto \left(\frac{V}{2\pi\hbar} \right)^{n-2} \prod_{i=2}^n (2m_i (2\epsilon_i + 1)) (\sqrt{s}/\theta) K_1(\sqrt{s}/\theta) \quad (9)$$

is used, that means the cluster is treated in the same way as an excited nucleon. Only the minimum number of quarks to be combined into hadrons is now six instead of three, because the cluster contains the valence quarks of two nucleons.

The values of the parameters b , R and θ are adopted to proton-proton data, and so the calculation of the $d+p$ interaction is performed without adjustable parameters.

3. Results and discussion

In fig. 2 the 0^+ proton spectrum^{/2/} is compared with the results of model calculations. It can be seen that the overall description of the spectrum is quite satisfactory. Around the peak at zero momentum the spectators clearly dominate and the sum of the inelastic channels gives the largest contribution. Up to momenta of about 200 MeV/c the deuteron wave function determines the momentum dependence of the cross section, because in this region the phase space is a rather smooth function. The spectator momentum and the invariant mass $\sqrt{s'}$ of the NN subsystem are connected with each other according to eq. (5) with the maximum momentum limited by the minimum mass. For a certain NN channel the minimum invariant mass is given by the sum over the masses of all final state particles. Therefore, particle production lowers the maximum spectator momentum and results in a faster decrease of the inelastic contributions compared with the elastic channel. Due to the different momentum dependence of these two partial spectra their sum reproduces quite well the enhancement around 300 MeV/c. At high momenta the cross section is no longer predominantly determined by the deuteron wave function, but is modified by the phase space factors which rapidly decrease in the vicinity of kinematical limits. Since the limits of the various channels are different, we are confronted with a complicated superposition of functions whose momentum dependence differs from channel to channel.

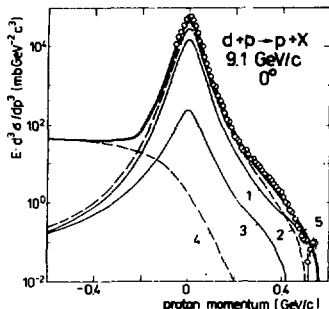


Fig. 2. Invariant cross section versus proton momentum in the deuteron rest frame. Curve 1 (2) represents spectator, curve 3 (4) participant contributions arising from quasi-elastic (quasi-free inelastic) collisions. Curve 5 is the sum of all partial spectra. Data are from ref. /2/.

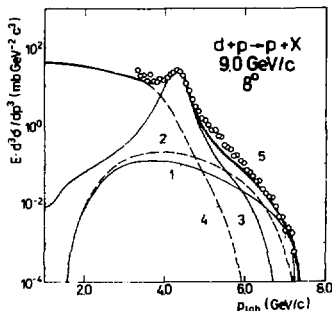


Fig. 3. Invariant cross section versus proton momentum in the laboratory system. For curves 1...5 see fig. 2. Data are from ref. /3/.

Comparing fig. 2 with fig. 3 we see that the relative importance of the various contributions to the spectra changes considerably in going from 0° to 8° (compare curves 1...4 in the two figures). The peak around 4.3 GeV/c laboratory momentum in the 8° spectrum is due to participants arising from quasi-elastic scattering. In the region between 5 and 6 GeV/c the cross section is somewhat larger than the result of the calculations. This may be caused by more complicated processes which are not described by the impulse approximation. The high-momentum part of the 8° spectrum is governed by spectator contributions and the difference in the momentum dependence between the elastic channel and the sum of the inelastic channels has the same origin as discussed above in connection with the 0° spectrum. So we see that also the 8° spectrum represents a superposition of various contributions and this makes it extremely difficult to extract the deuteron wave function from an inclusive measurement.

The inelastic channels influence the high-momentum parts of the spectra via the kinematical relation between the spectator and the invariant mass of the interacting nucleons. Therefore, it is necessary to

test the modelling of the inelastic interactions very carefully, before reliable conclusions concerning the deuteron wave function can be drawn. A measurement of those parts of the spectra originating predominantly from inelastic collisions would be a direct check on the treatment of the inelastic channels proposed here. In the case of the spectra under discussion the model calculations predict a plateau on the left of the peak in the 0° spectrum (see fig. 2) and in the low-momentum part of the 8° spectrum an increase of the cross section with decreasing momentum (see fig. 3). Moreover, for elucidating the reaction mechanism a direct comparison of spectra of different particle types from proton-proton and deuteron-proton interactions would be of great benefit.

Another way of investigating the deuteron wave function consists in performing coincidence experiments in order to exclude the channels with particle production. This would simplify the analysis considerably and provide a better basis for investigating the importance of more complicated reaction mechanism as e.g. the creation of a pion in an intermediate state (cf. refs. ^{/8,9,10,11/}). The other problem to be dealt with is the open question whether a nonrelativistic wave function is still adequate at high energies. Alternative descriptions of the deuteron discussed in the literature are the use of structure functions (e.g. refs. ^{/10,12,13/}) or of light cone dynamics (e.g. refs. ^{/1,2,10,11,13,14/}).

4. Summary

The interaction of deuterons with protons at relativistic energies is described in the framework of the impulse approximation. We use a conventional deuteron wave function for calculating the momentum distribution of spectators and a model of NN interactions for taking into account elastic as well as inelastic participant-(target) proton collisions. It turns out that the kinematical relation between the spectator momentum and the c.m. energy of the NN subprocess is important for the correct reproduction of the data. Because of the complexity of the various processes contributing to the inclusive spectra a more thorough check on the modelling of the reaction mechanism seems to be necessary, before reliable information about the deuteron wave function can be obtained. The results achieved here do not contradict the application of conventional deuteron wave functions for interpreting the proton spectra measured at 9 GeV/c deuteron momentum.

References

- /1/ V.G. Ableev et al., Nucl. Phys. A393 (1983) 491
- /2/ S.A. Zaporozhets et al., Proceedings of the VIII Int. Sem. on High Energy Physics Problems, Dubna, 1986, JINR report D1,2-86-668, v. I, p. 341
- /3/ L.S. Azhgirey et al., JINR preprint P1-86-728, Dubna, 1986
- /4/ M. Lacombe et al., Phys. Lett. 101B (1981) 139
- /5/ J. Cugnon et al., Nucl. Phys. A352 (1981) 505
- /6/ H.W. Barz, H. Müller, H. Schulz, NBI Preprint NBI-87-34, Copenhagen, 1987
H. Müller, H.W. Barz, H. Schulz, Proceedings of the VIII Int. Sem. on High Energy Physics Problems, Dubna, 1986, JINR report D1,2-86-668, v. II, p. 196
- /7/ E. Byckling, K. Kajantie, Particle Kinematics, Wiley, London, 1973
- /8/ M.A. Braun, V.V. Vechernin, Yad. Fiz. 43 (1986) 1579
- /9/ M.A. Ignatenko, G.I. Lykasov, JINR preprint, P2-86-629, Dubna, 1986
- /10/ L.S. Azhgirey et al., JINR preprint, P2-87-417, Dubna, 1987
- /11/ L.L. Frankfurt, M.I. Strikman, Phys. Rep. 76 (1981) 215
- /12/ Ch.-Y. Wong, R. Blankenbecler, Phys. Rev. C22 (1980) 2433
- /13/ L.S. Azhgirey et al., JINR preprint, P1-86-729, Dubna, 1986
- /14/ V.A. Kermionov, Nucl. Phys. A362 (1981) 331

INTERPENETRATING NUCLEI

H.W. Barz^a, B. Kämpfer^{a,b}, B. Lukács^c and Gy. Wolf^{c,d}

a, ZfK, Rossendorf, DDR

b, JINR, Dubna

c, KFKI, Budapest, Hungary

d, Present address: Justus-Liebig-Universität,
Giessen, BRD

Introduction

A great deal of experimental effort is devoted to studying nuclear matter with the help of heavy ion collisions (HIC). Important aims of these studies are to determine the nuclear equation of state (EOS) and to look for phase transitions (liquid-gas, hadronic matter-quark plasma, etc). To extract these basic properties of matter from experimental data one needs dynamical models using the notion of EOS.

The standard hydrodynamics is probably not adequate description for HIC even at bombarding energies of GeV range, because at least at the first stage of the collisions the systems are not in local equilibrium (incomplete stopping) [1]. At higher bombarding energies this effect is expected to be more significant.

One possibility is to apply multi-fluid theories [2], however, such models have several shortcomings. There is no smooth transition from multi-fluid to one-fluid, so these models are unnatural for stopped states. The couplings of the fluids are ad hoc forms. There is no clear way to formulate the phase equilibrium conditions (e.g. for deconfinement).

Extended thermo-hydrodynamics

In our twofluid model we avoid these conceptual problems. In this model the system is a single and indivisible interacting unit. Although the system is a single unit two fluids can be seen in it with different flow vectors. This means that the local state can be characterized by one particle flux and a relative momentum. So two fundamental vector fields are attached to the continuum namely the hydrodynamical velocity, u^μ , belonging to the total particle flow (Eckart's definition) and a space-like vector field t^ν , describing the momentum-space anisotropy. In the local rest frame the three-vector part of t^ν describes the magnitude, (which will be defined later,) and the direction of the anisotropy, the zeroth component has no clear physical meaning, therefore we set it to be zero. It means we choose t^ν to be orthogonal to u^ν : $t^\nu u_\nu = 0$.

a. Extended thermodynamics

Obviously two systems with the same standard extensive densities (particle density n , and energy density, e), but with different momentum-space anisotropy macroscopically differ. We postulate that such an anisotropic system can be described by thermodynamics, and postulate that

$$\text{where } q = n \cdot t, \quad (1)$$

$$t = \sqrt{-t^\nu t_\nu}$$

is an extensive density measuring the momentum-space anisotropy, assuming that the entropy density, s , as a thermodynamical potential depend on n , e , and q .

According to our approach the thermodynamical potential, $s(n, e, q)$ defines the intensives by

$$\frac{1}{T} = s_e, \quad \frac{\mu}{T} = -s_n, \quad \frac{v}{T} = -s_q, \quad p = T s - e + \mu n + v q. \quad (2)$$

where T , μ and p are the familiar intensives, namely the temperature, chemical potential and the pressure, and v regards to the relative velocity of the fluids [3,5]. In the case of two phase medium the equality of the four intensives gives the phase equilibrium condition (generalized Gibbs condition). To describe the thermodynamical behavior of a certain anisotropic system the entropy function, $s(n, e, q)$ is needed. In [3] the standard, isotropic entropy function was extended phenomenologically for anisotropic systems, in [4] an anisotropic distribution function and a Skyrme interaction were used to get an anisotropic EOS.

b. Extended hydrodynamics

We restrict ourselves to slab geometry. (This is a technical simplification, what makes the formulae and the calculations simpler. The full calculations can be done. this symmetry assumption neglects the currents perpendicular to the beam direction, which are now not important for our purpose.)

In slab geometry the energy-momentum tensor and the entropy current can be decomposed, as

$$T^{\mu\nu} = e \cdot u^\mu u^\nu + p (u^\mu t^\nu + t^\mu u^\nu) - \gamma t^\mu t^\nu + p (u^\mu u^\nu - \frac{1}{t^2} t^\mu t^\nu - g^{\mu\nu}), \quad (3)$$

$$s^\mu = s u^\mu + s t^\mu.$$

Let us define q , the anisotropy, as the difference of the eigenvalues of the stress tensor in the direction of t^μ and perpendicular to it:

$$q = \gamma t^\mu t_\mu - p.$$

The standard hydrodynamics comes from the baryon and the energy-momentum conservations,

$$N^\nu{}_{;\nu} = 0, \quad (4)$$

$$T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0, \quad (5)$$

where N^μ is the baryon current, and " $;$ " is the covariant derivation. We need one more equation, namely a balance equation for q . The form of this balance equation is restricted by the requirement that

$$s^\nu{}_{;\nu} \geq 0 \quad (6)$$

must hold identically. Decomposing eq.(5) into two parts one gets the relativistic energy and momentum conservation, which give the evolution equations for e and u^ν , (4) gives the evolution equation for n :

$$\partial n + n u^\nu{}_{;\nu} = 0, \quad (4')$$

$$u_\mu T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0,$$

$$\partial e + (e + p) u^\nu{}_{;\nu} - \frac{2}{t^2} t^\nu t^\mu u_{\nu;\mu} + (\partial t^\nu)_{;\nu} - \partial t^\nu \partial u_\nu = 0. \quad (5a')$$

$$(g^\lambda{}_\nu - u^\lambda u_\nu) T^{\nu\mu}{}_{;\mu} = 0, \quad (5b')$$

where we used the notation " ∂ " for the comoving time derivative: " $;$ " u^ν ". (6), using (4') and (5a'), can be written as

$$\begin{aligned} & (s - s_n n - s_e(e + p) - s_q q) u^\nu{}_{;\nu} + s_q \partial q + s_q q u^\nu{}_{;\nu} + s_e \partial e + s_e e u^\nu{}_{;\nu} \\ & + s_e \frac{2}{t^2} t^\nu t^\mu u_{\nu;\mu} + (s - s_e \partial) t^\nu{}_{;\nu} + (s_\nu - s_e \partial_\nu) t^\nu \geq 0. \end{aligned} \quad (7)$$

(7) must hold for arbitrary u^ν and t^ν , so in ∂q only such terms can appear what can kill out in (7) the terms with indefinite sign. So let us assume that

$$\partial q = -\eta n q + \nu (I_{;\mu} + I \partial u_\mu) t^\mu + \theta t^\nu t^\mu u_{\nu;\mu} + u t^\nu{}_{;\nu}, \quad (8)$$

where η , ν , θ and u are transport coefficients. In (8) the first term is responsible for the dissipation of anisotropy, the form comes from kinetic theory [6], we can have, and may expect terms linear and quadratic in t^ν , which have to be coupled to a

vector and to a tensor. We assume that the vector is the heat flow, the tensor is the deformation tensor. The first term in (7) is zero coming from (2). Substituting (8) into (7) we get the meaning of the coefficients appearing in (3), and (8):

$$\begin{aligned} \beta &= -\nu' \frac{s}{s_e} \eta \tau, \\ \alpha &= -s_q \eta (\nu \tau + \mu), \\ \theta &= \frac{s_e}{s} \frac{\eta}{q}. \end{aligned} \quad (9)$$

We get for the entropy production:

$$s^{\mu}_{;\nu} = \eta \eta q s_q.$$

This is positive, because η is positive [6] and s_q negative [3-5], so the model is selfconsistent. The unknown coefficients, η , ν and μ , can be calculated in kinetic theory, as was done in [6] for η .

Results

In [3] and [4] we studied the deconfinement phase transition in anisotropic matter, using different EOS for nuclear matter. We found strong and nontrivial effect on the phase diagram by the relative velocity of the interpenetrating nuclear systems. In these calculations with increasing relative velocity it becomes easier to enter the mixture region, however, the difference of the densities of the two phases also increases, so barrier penetration problems may prevent the development of the phase equilibrium.

To describe the evolution of an anisotropic system (3)-(4) and (7) equations have to be solved with given transport coefficients η , ν and μ , and with a specified EOS. At the first attempt for the sake of simplicity we set ν and μ to be zero, and instead of solving the eq. (1b') we approximate the velocity field by

$$\begin{aligned} u^{\mu} &= \left[\sqrt{1 + v^2}, 0, 0, v \right], \\ v &= -v_r \left[\frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{z}{v_0 t} \right] \right]^2, \end{aligned}$$

where $v_0 = 0.6$, $v_s = 0.3$, z is the third coordinate and t is the time. This velocity field simulates a collision between two slabs touching each other at $t = 0$ with initial velocity v_0 , and a thermalization spreading out from the center with the velocity v_s . If the velocity field is given the partial differential equation system reduces in the

comoving frame to an ordinary differential equation system, what makes the calculations very simple. The numerical results are reasonable. The baryon density, temperature and the entropy monotonously increase asymptotically to constant values, while the anisotropy has a maximum, then goes to zero indicating stopping and thermalization.

The next studies will include the full dynamics, (include eq.(4b')), the equation of motion for the velocity field) and will be three dimensional (not including the assumption of plane symmetry). That model would be a useful tool for studying deconfinement phase transition.

References

- 1) R. Stock, Phys. Rep. 135, 259 (1986)
- 2) H.W. Barz et al., Nucl. Phys. A465, 743 (1987)
L.P. Csernai et al., Phys. Rev. C26, 149 (1982)
- 3) H.W. Barz et al., Phys. Lett. 194B, 15 (1987)
- 4) B. Kämpfer, B. Lukács and Gy. Wolf, KFKI-1988-30
- 5) L.W. Neise, H. Stöcker and W. Greiner, J. Phys. G13, L181 (1987)
- 6) I. Lovas, Gy. Wolf and N.L. Balázs, Phys. Rev. C35, 141 (1987)

ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Н. С. Амелин, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Введение

Открывшаяся недавно в ЦЕРНе возможность ускорения ядер кислорода и серы до ультррелятивистской энергии 200 ГэВ/нуклон явилась важным практическим шагом на пути создания в конечном объеме ядерной материи экстремальной плотности энергии, необходимой для предсказываемого теорией перехода адронов в новую фазу высвобожденных кварков и глюонов. Ожидается, что процесс образования такой кварк-глюонной плазмы должен сопровождаться рядом сигналов, которые возможно наблюдать экспериментально [1,2]. Неравновесный характер и многоступенчатость процесса взаимодействия ядер не позволяют надеяться, что эти сигналы будут достаточно яркими. Но даже успешное детектирование отдельного сигнала вряд ли сможет служить убедительным доказательством образования кварк-глюонной фазы из-за сложности самого физического явления, наличия многих конкурирующих фоновых процессов, приближенного характера исходных теоретических оценок. В этих условиях необходим систематический и всесторонний анализ новых данных с целью поиска необычных, аномальных явлений, что предполагает понимание динамики ядерного взаимодействия и необходимость разработки неэкзотических, "стандартных" моделей для описания основных свойств релятивистских ядро-ядерных столкновений.

Отличительной особенностью обсуждаемой области энергий является "размораживание" кварковых степеней свободы. Обмен кварками и глюонами в адрон-адронных взаимодействиях приводит к образованию цветowych струн, которые затем фрагментируют в наблюдаемое адронное состояние. Такого же типа процессы будут, конечно, происходить и в ядерных столкновениях. Более того, возможно проявление новых физических эффектов, связанных с влиянием ядерного окружения на развитие струны, со взаимодействием между образовавшимися струнами, а при достаточно высоких плотностях - с образованием состояния кварк-глюонной плазмы. В данной работе мы ограничимся простейшим приближением для рассмотрения ядро-ядерных столкно-

вений - моделью независимых кварк-глюонных струн. Формирование струн в адронных столкновениях и их последующий распад описываются в рамках дуально-топологической партонной модели. Динамика ядерного взаимодействия основывается на релятивистских кинетических уравнениях Больцмановского типа, при этом эволюция состояния, образованного в результате адрон-адронного столкновения, учтена в приближении времени формирования.

Сформулированная модель применена к анализу возникающей в системе плотности энергии, характеризующей близость состояния к критическому, и его возможному проявлению в экспериментально измеряемых величинах.

Базисные уравнения

В случае столкновения релятивистских ядер начальное и конечное состояния системы являются адронными, а в промежуточном состоянии кварковые степени свободы, безусловно, разморожены. Поэтому фундаментальная теория должна описывать как эволюцию состояния адронной и кварковой фазы, так и переход конфайнмент-деконфайнмент и процесс адронизации кварковой фазы. Понятно, что сколько-нибудь полная реализация этой программы сейчас невозможна. Мы рассмотрим процесс ядерного взаимодействия в приближении независимых кварк-глюонных струн, что отвечает минимальному учету кварковой динамики. Последнее означает, что основные кинетические уравнения записаны на адронном уровне, а кварковая динамика учтена явно в моделировании адронных столкновений (модель кварк-глюонных струн) и эффективно - в прохождении этих струн через ядерное вещество (приближение зоны формирования).

Математическую основу модели составляет система релятивистских кинетических уравнений Больцмановского типа для смеси стабильных и короткоживущих адронов

$$p^\mu \partial_\mu f_i(p, x) = \sum_j C_{coll}(f_i, f_j) + \sum_R R_i(f_R) \quad (1)$$

Как видно, здесь мы пренебрегли эффектами среднего поля. Первый член в правой части уравнения (1) отвечает двухчастичным столкновениям, а второй обусловлен распадом резонансов, приводящих к образованию частицы i , характеризуемой 4-импульсом p и 4-координатой x . Конкретизируя систему (1), удобно отделить уравнения для нуклонов ядра-снаряда (P) и мишени (T) от системы уравнений для рожденных каскадных частиц, состоящих из стабильных частиц (S) и возбужденных адронов - резонансов (R). Система принимает следующий вид:

для нуклонов-спектаторов ядра-мишени

$$p^\mu \partial_\mu f_T(x, p) = -f_T(x, p) \left[\sum_{j=S,R} \int d\omega_j f_j(x, p) Q_{Sj} \sigma^{Sj} + \int d\omega_P f_P(x, p) Q_{TP} \sigma^{TP} \right] \quad (2a)$$

и симметричным образом для ядра-снаряда с заменой $P \leftrightarrow T, T \leftrightarrow P$;
для стабильных адронно-участников

$$\begin{aligned} p^\mu \partial_\mu f_S^j(x, p) = & - f_S^j(x, p) \sum_{j=P, T, R, S} \int d\omega_j f_j^j(x, p_j) Q_{Sj} \sigma^j + \\ & + \sum_{j=P, T} \sum_{k=R, S} \int d\omega_j d\omega_k \Phi(p_j, p_k | x, p, \tau_f) + \int d\omega_P d\omega_T \Phi(p_P, p_T | x, p, \tau_f) + \\ & + \sum_{j=R, S} \sum_{k=R', S'} \int d\omega_j d\omega_k \Phi(p_j, p_k | x, p, \tau_f) + \\ & + \int d\omega_S d\omega_R f_R^j(x, p_R) \Gamma^{R \leftrightarrow S+S'} \delta(p_R - p - p_{S'}) \end{aligned} \quad (26)$$

и аналогично для резонансов-участников.

Здесь величина $Q_{ij} = \left[(p_i p_j)^2 - p_i^2 p_j^2 \right]^{1/2}$ связана с относительной скоростью сталкивающихся частиц $|\vec{v}_i - \vec{v}_j| = Q_{ij} / E_i E_j$, $d\omega = d^3 p^3 / E$ есть элемент инвариантного фазового объема. Скорость образования частиц с импульсом p в точке x , если взаимодействие произошло между частицами i и k ,

$\Phi(p_j, p_k | x, p, \tau_f) = \int dx' f_j(x', p_j) f_k(x', p_k) Q_{jk} \sigma^j \alpha(x' | x, p, \tau_f)$,
выражается через эволюционную функцию $\Phi(x' | x, p, \tau_f)$, характеризующую вероятность (в единицу времени) формирования адрона с импульсом p в точке x , если столкновение произошло в точке x' . Через τ_f обозначена совокупность параметров, определяющих эволюцию кварковой системы (струны) и ее последующую адронизацию. В общем случае функция Φ должна находиться из решения эволюционных уравнений, учитывающих влияние ядерного окружения и взаимодействие с другими струнами. Воспользовавшись приближением конечного времени формирования адронов, представим эволюционную функцию в виде

$$\Phi(x' | x, p, \tau_f) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\omega} \delta(l - l' - \tau_f) \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}' - \frac{\vec{p}}{E} l') \quad (3)$$

Соотношение (3) показывает, что выход адронов на массовую поверхность в точке $x \equiv (\vec{x}, l)$ происходит с временной задержкой τ_f , а за это время "приготовленный" адрон движется без взаимодействия (в соответствии с принципом асимптотической свободы). Величину τ_f можно выразить через время τ^0 формирования адрона (массы m) в собственной системе координат, $\tau_f = (E/m) \tau^0$, и рассматривать τ^0 как свободный параметр, точное значение которого фиксировать из условия наилучшего описания адрон-ядерных данных. Следует отметить, что в пределе $\tau^0 \rightarrow 0$ система (2) переходит в классические релятивистские уравнения Больцмана.

Входящее в (3) спектральное распределение $d\sigma/d\omega$ частиц, рожденных в адрон-адронных столкновениях, будем рассчитывать в рамках модели кварк-глюонных струн.

Моделирование адрон-адронных взаимодействий

Мы предполагаем, что основной вклад в неупругие взаимодействия дают мягкие столкновения адронов. Для их описания мы используем дуальную партонную модель /3/ и ее интуитивную интерпретацию в терминах кварк-глюонных струн /4/. В основе модели лежит $1/N_c$ -разложение амплитуды бинарных процессов, где N_c - число ароматов или цветов кварков. Диаграммы, сопоставляемые отдельным членам $1/N_c$ -разложения, можно классифицировать по их топологическим свойствам, причем главный вклад дают планарные (порядка $1/N_c$) и цилиндрические ($1/N_c$) диаграммы, отвечающие соответственно обмену в t -канале полюсами Редже и помероном /4/. Разрезанным в t -канале топологическим диаграммам можно сопоставить определенный пространственно-временной механизм образования и распада кварк-глюонных струн.

В обсуждаемой области энергий до нескольких сотен ГэВ мы ограничились рассмотрением цилиндрических и планарных диаграмм, пренебрегая диаграммами с многопомеронным обменом, а также учли диаграммы дифракционного типа. Все учтенные процессы на примере π -N взаимодействия приведены на рис. 1.

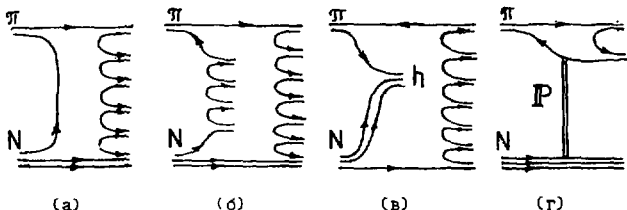


Рис. 1 Диаграммы π -N взаимодействия, учтенные в данных расчетах: (а) - планарная, (б) - цилиндрическая, (в) - неразвитого цилиндра, (г) - дифракционная

Вклад этих диаграмм в полное сечение дается выражением

$$\sigma_{tot} = \sigma_{pl} + \sigma_{cyl} + \sigma_{uncyl} + \sigma_{dif} + \sigma_{el} \quad (4)$$

Здесь сечение

$$\sigma_{pl} = 16\pi \gamma_R (S/S_0)^{\alpha_R(0) - 1} \quad (5)$$

отвечает процессу, представленному планарной диаграммой 1а, когда при столкновении ядер происходит аннигиляция двух медленных валентных кварков с образованием одной кварк-глюонной струны. В формуле (5) $\gamma_R = 0,663 \text{ ГэВ}^{-2}$ - вычет реджона, а $\alpha_R(0) = 0,5$ - интерсепт реджонной траектории, $S_0 = 2 \text{ ГэВ}^2$. Сечение процесса, которому сопоставляется диаграмма "неразвитого" цилиндра 1в, определяется как /5/:

$$\sigma_{\text{uncyl}} = 8\pi \gamma_R \sqrt{\gamma_P / 4 \lambda_R} (S/S_0)^{\alpha_R(0)-1} e^{\xi \Delta/2},$$

где γ_P - вычет померона, $\Delta = \alpha_P(0)-1$ есть превышение интерсепта померона над единицей, λ_R - параметр, характеризующий зависимость амплитуды реджонной траектории от передаваемого импульса

$$\lambda_R = R^2 + \alpha_R^2 \ln(S/S_0)$$

с наклоном траектории $\alpha_R^2 = 0,25 \text{ ГэВ}^2$ и $R^2 = 1,695 \text{ ГэВ}^{-1}$.

Сечение процесса 1г дифракционного рождения частиц принято равным $\sigma_{\text{dif}} = 0,5 \sigma_{\text{el}}$. Основной вклад в обсуждаемую область энергий дает процесс, описываемый цилиндрической диаграммой 1б, отвечающий цветовой перезарядке с образованием двух струн. Его сечение определяется из соотношения (4), если для σ_{tot} и σ_{el} использовать соответствующие экспериментальные значения.

Процесс образования и разрыва кварк-глюонных струн моделируется методом Монте-Карло. Масса и импульс струны определяются кварковым составом и импульсным распределением валентных кварков. В частности, для процессов 1б и 1в использовалось следующее распределение по доле импульса x адронов, уносимой кварками,

$$u_B(x) \sim \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^2 \quad (5a)$$

$$u_H(x) \sim \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^{-1/2} \quad (5b)$$

Асимптотика этих распределений при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$ следует из реджевского анализа планарных диаграмм 1б/. Собственный поперечный импульс кварков находился из распределения

$$W(p_{\perp}^2) = \frac{1}{\sqrt{\ln \sigma_1^2}} \exp(-p_{\perp}^2 / \sigma_1^2) \quad (6)$$

В случае дифракционной диссоциации импульс кварка в возбужденном адроне складывался из поперечного импульса отдачи невозбужденного адрона, описываемого распределением

$$W(p_{\perp}^2) = \frac{A d^2 p_{\perp}}{(1+b p_{\perp}^2)^4} \sim \exp(-b p_{\perp}^2) d^2 p_{\perp} \quad (7)$$

со значением $b = 6 \text{ ГэВ}^{-2}$, и собственного поперечного импульса согласно (5). Распределение по x для кварков в процессах дифракционной диссоциации выбиралось в форме (5а), при этом массы кварков и дикуарков полагались равными нулю. Параметры в распределениях (6), (7) подбирались таким образом, чтобы описать пик в распределении по дифракционной массе M_{dif} в области резонанса $N^{*}(1470)$, а при больших значениях M_{dif} само распределение спадало бы как $1/M_{\text{dif}}^3$, что соответствует трехреджонному поведению.

При моделировании процессов фрагментации кварков, антикварков и ди-кварков использовался метод, предложенный в работе /6/. Функции фрагментации выбирались в следующем виде:

$$f_{q \rightarrow M}(z) = 1 - \alpha + 2\alpha (1 - z)^1, \quad \alpha = 0,71,$$

$$f_{qq \rightarrow B}(z) = 0,4 + 0,6 \exp[-20(1-z)] / [1 + \exp(-20)],$$

$$f_{qq \rightarrow M}(z) = 3\alpha (1-z)^2,$$

где $z = (E_q + |p_z|)/E_q$ - доля переменной светового фронта кварка, которую унесет адрон. Выбор функции $f_{qq \rightarrow B}$ продиктован необходимостью учета эффекта лидирования. Поперечный импульс вакуумной пары считался равным нулю, а импульс отдельного кварка находился из распределения (6) с $\sigma_{\perp} = 0,51$ ГэВ/с.

В модели учтены u, d и s кварки. В зависимости от аромата $q\bar{q}$ - пары рождаются с относительными вероятностями

$$P_{u\bar{u}} : P_{d\bar{d}} : P_{s\bar{s}} = 1 : 1 : 0,38.$$

Для π^0 -, ρ^0 -, ω^0 -, η^0 - и η'^0 - мезонов учтено смешивание. Предполагалось, что сталкивающиеся и рождающиеся адроны принадлежат основным состояниям 35- и 56- мультиплетам группы $SU(6)$, что конкретизирует число входящих в систему (26) уравнений для стабильных адронов (S) и резонансов (R).

Сравнение с экспериментом показало, что модель кварк-глюонных струн достаточно надежно воспроизводит основные характеристики адрон-адронных взаимодействий.

Концепция времени формирования адронов

Неопределенными параметрами модели остались еще времена формирования адронов τ^0 (см. систему уравнений (2)). Строго говоря, понятие времени формирования применимо к образованию бесструктурных частиц, для которых принцип неопределенности дает естественную шкалу

$$\tau^0 = \hbar / m_f \quad (8)$$

или, соответственно, "длину формирования" адрона

$$l_f = \tau^0 \gamma v \approx p / m_f^2 \quad (9)$$

В партонных моделях адрон-ядерного взаимодействия согласие с экспериментом достигается при выборе $m_f^2 = 0,5$ ГэВ² /7/, т.е. быстрые адроны формируются вне ядра. Однако для составных частиц, каковыми являются адроны, время формирования не есть величина однозначно определенная. Она будет зависеть от механизма или принятой модели адронизации. В частности, в модели цветовой трубки было впервые показано /8/, что в области фрагментации ($x \rightarrow 1$) илетающей частицы длина формирования

$$l_f = p_0 (1 - x) / x,$$

где $\kappa \approx 1$ ГэВ/фм - константа натяжения струны, p_0 - импульс первичного адрона, может быть существенно меньше оценки (9). Таким образом, хотя асимптотическая волновая функция высокоэнергетического адрона формируется на расстояниях порядка (9), его "приготовление" составлявшие могут с большой вероятностью испытать ядерное взаимодействие. Этот вывод был подтвержден недавно детальными расчетами распределения по времени формирования, выполненными в рамках лундской модели адронизации [9].

В связи со сказанным выше мы выделим эффективное время формирования лидирующего адрона $\tau^0 \equiv \tau_{LID}$, а для всех остальных частиц положим $\tau^0 \equiv \tau_M$. Конкретные значения этих двух параметров зафиксируем условием наилучшего описания неупругих адрон-ядерных взаимодействий по реакции $p + Xe$ (200 ГэВ/с). Из проведенного анализа следует, что всегда необходимо, чтобы $\tau_{LID} \ll \tau_M$, при этом наилучшее согласие с опытом достигается для значений $\tau_{LID} \approx 0,005$ фм/с и $\tau_M \approx 1$ фм/с. Учитывая ограниченность экспериментального материала, использованного для обоснования выбора τ^0 , в данной работе мы приведем основные результаты расчетов релятивистских ядро-ядерных взаимодействий для случая $\tau_{LID} = 0$ и $\tau_M \rightarrow \infty$, т.е. будем пренебрегать размножением (каскадированием) медленных мезонов в ядерном веществе. Кроме того, для начала мы упростим исходную систему уравнений, опустив полностью третий член и два слагаемых в первом члене правой части уравнения (26) с $j=R, S'$, что отвечает линейной экстраполяции механизма адрон-ядерных взаимодействий на случай ядро-ядерных столкновений. Влияние нелинейных эффектов мы рассмотрим в заключительной части работы.

Анализ динамических характеристик взаимодействия

Монте-карловское решение системы уравнений (2) дает одночастичную функцию распределения $f(x, p)$. Путем усреднения различных сохраняющихся величин по этой функции распределения можно для любого момента времени взаимодействия исследовать, например, плотности энергии ϵ , барионного числа n_B , странности s и т.п. Для определения локальных значений этих величин вся область взаимодействия разбивается на ячейки, которые в общем случае движутся с некоторой скоростью относительно системы наблюдателя. В качестве системы наблюдателя мы выбрали систему равных скоростей. С этой же системой наблюдателя связаны моменты взаимодействия и сетка разбиения. Приводимые ниже значения относятся к собственной системе выделенного элемента объема (подробнее см. в [10]).

Эволюция поля плотностей энергии и барионного числа для центрального столкновения $^{16}O + ^{197}Au$ (200 ГэВ/нуклон) представлена на рис. 2. Ядра сталкиваются вдоль оси Z . Приведено время "моментального снимка" в фм/с. Стрелками указаны положения в данный момент центров сталкивающихся ядер, если бы ядра продолжали двигаться с неизменной начальной скоростью. Как

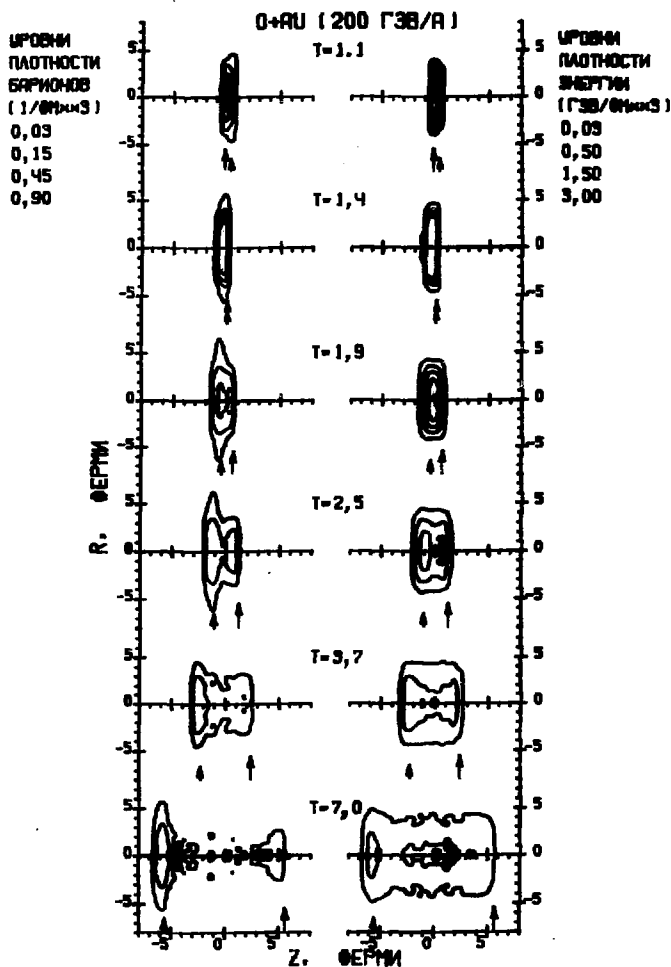


Рис. 2 Эволюция плотности энергии (справа) и барионного числа в центральном $O+Au$ -столкновении при энергии 200 ГэВ/А (см. текст)

видно из представленных результатов, максимальное локальное значение ϵ достигается в момент времени, отвечающий максимальному сближению центров сталкивавшихся ядер, при этом абсолютная величина ϵ заметно превышает $\epsilon_{cr} \approx 3 \text{ ГэВ/фм}^3$ в пространственной области объемом порядка 50 фм^3 . Следует отметить наличие больших градиентов ϵ и n_B , что свидетельствует о существенно неравновесном характере процесса.

Эволюцию системы удобно проследить по динамическим траекториям ее состояния в переменных $\langle \epsilon \rangle - \langle n_B \rangle$ (см. рис. 3). Каждая точка на этой фазовой траектории отвечает некоторому фиксированному моменту времени и получена усреднением пары распределений типа тех, что показаны на рис. 2. Видно, что возбужденная система очень быстро достигает значений $\langle \epsilon \rangle$ выше ϵ_{cr} , а затем наступает более медленная стадия распада. Однако столь высокие плотности энергии достигаются лишь на очень короткое время $\approx 0,5 \text{ фм/с}$. Естественно, что с переходом к меньшим энергиям столкновения "пиковые" значения $\langle \epsilon \rangle$ понижатся. Более того, полученные зна-

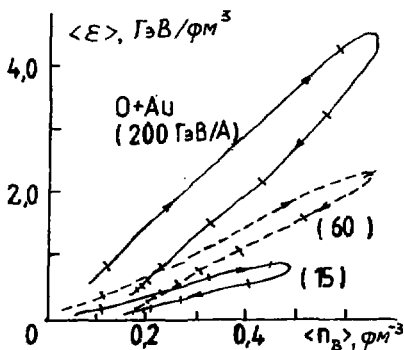


Рис. 3 Динамические траектории в фазовом пространстве $\langle \epsilon \rangle - \langle n_B \rangle$ для центрального соударения $^{16}\text{O}+\text{Au}$ при трех указанных энергиях столкновения. Расстояние между "засечками" на кривых соответствует интервалу времени $0,3 \text{ фм/с}$ (система равных скоростей).

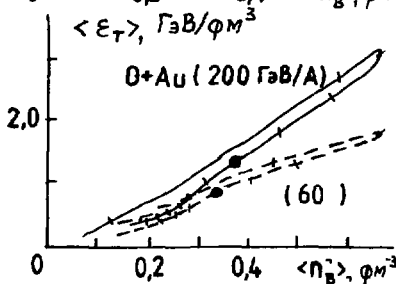


Рис. 4 Динамические траектории в пространстве $\langle \epsilon_T \rangle - \langle n_B \rangle$. Все обозначения - как на рис. 3. Заштрихованным кружком указано состояние системы в момент времени, отвечающий оценке ϵ_T , сделанной в работе Бьеркена [11/

чения $\langle \epsilon \rangle$ не связаны непосредственно с энергией, необходимой для фазового перехода адронов в кварк-глюонную плазму, поскольку состояние является сильно неравновесным. Для характеристики термализованной части энергии более соответствует энергия в некотором достаточно узком интервале быстрой или поперечная составляющая энергии $\langle \epsilon_T \rangle$. Как следует из результатов, представленных на рис. 4, "пиковые" значения достигнутых плотностей энергии заметно понижаются. На основе метода Бьёркена /11/ в работе /12/ получены оценки максимальных значений $\epsilon_T^{\max} \approx 2,7$ и $1,3$ ГэВ/фм³ для центральных $O+Au$ -столкновений при энергии 200 и 60 ГэВ/нуклон соответственно. Если попытаться сравнить эти оценки с результатами расчета, то возникает вопрос: какому моменту времени их надо сопоставить. Если принять, что возбужденная система сформировалась к моменту достижения ее максимальной плотности, а время распада положить равным 1 фм/с (это значение было использовано в /12/ при бьёркеновской оценке ϵ_T^{\max}), то соответствующие теоретические значения $\langle \epsilon_T \rangle$ оказываются почти вдвое ниже экспериментальных (см. рис. 4). Следует подчеркнуть, что рассчитаны средние величины ϵ_T , а "измерены" - максимальные. Принимая во внимание большую дисперсию D_ϵ теоретического распределения по ϵ_T , $D_\epsilon \approx \langle \epsilon_T \rangle$, и неопределенности в выборе начального момента образования возбужденной

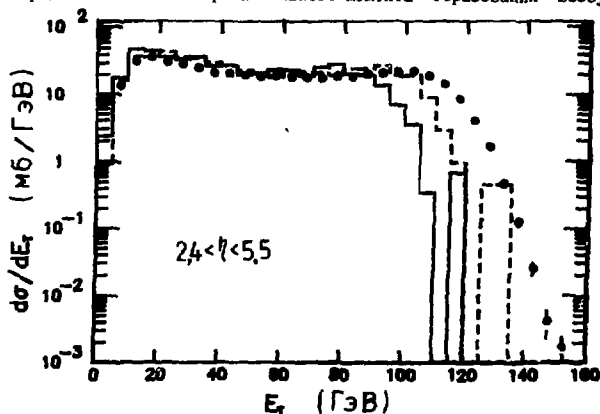


Рис. 5 Распределение по поперечной энергии в указанном интервале псевдобыстрот $\eta = -\ln \lg (\theta/2)$ для частиц, рожденных в реакции $^{16}O+^{197}Au$ при энергии 200 ГэВ/нуклон. Гистограммы - результаты расчета с учетом (пунктир) и без учета столкновений между барионами-участниками. Экспериментальные точки - из работы /13/.

системы, можно сказать, что полученные теоретические оценки не противостоят экспериментальным данным. Для более определенных выводов необходимо прямое сопоставление измеренных и рассчитанных характеристик.

На рис. 5 дан пример такого сравнения распределений по поперечной энергии E_T рожденных частиц для рассматриваемой реакции. Модель качественно правильно воспроизводит распределение по E_T , но предсказывает существенно меньшие максимальные значения. Интересно отметить, что переход к модели с конечным временем формирования мезонов τ_M , т.е. включение эффекта каскадирования мезонов в ядерном веществе (второй член в уравнении (26)), не улучшает согласия результатов расчета с опытом. Однако учет взаимодействия между барионами-участниками, что отвечает существенно нелинейному механизму взаимодействия (см. третий член в уравнении (26)), как видно из рис. 5, приводит к заметному усилению со-
бытий с большими значениями E_T .

Заключение

Предложена кинетическая модель ядро-ядерных столкновений при релятивистских энергиях, учитывающая образование и распад независимых кварк-глюонных струн и специфику пространственно-временной картины взаимодействия адронов. Показано, что локальная плотность энергии в области объемом в несколько десятков fm^3 может существенно превысить критическое значение $\epsilon_{\text{кр}}$, но при этом процесс взаимодействия является сильно неравновесным, а время пребывания системы в этом состоянии невелико.

Показано, что простейший (квази)линейный вариант модели качественно согласуется с экспериментом по одной из наиболее важных характеристик, несущей информацию о близости возбужденного состояния к критическому. Отмечена важность нелинейных эффектов для достижения количественного согласия предсказаний модели с опытом.

Литература

1. Quark Matter '86, Proceedings of the 5th Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Eds. L.S. Schröder, M. Gyulassy. Nucl. Phys., A461 (1987) No. 1,2.
2. В.Д. Тонеев, Х.Шульц, К.К. Гудима, Г.Рёнке. ЭЧАЯ, 17 (1986) 1093.
3. A. Capella, U.P. Sukhatme, J. Tran Thanh Van. Z. Phys. C3 (1980) 329; A. Capella. Proceedings of Europhysics Study Conf., Erice, Italy, 1981, p.199.
4. А.Б. Кайдалов. Десятая школа физики ИТЭФ, М., Энергоатомиздат, 1983, вып. 2, с. 3.
5. П.Е. Волковицкий. ЯФ 44 (1986) 729.
6. R.D. Field, R.P. Feynman. Nucl. Phys., B136 (1978) 1.

7. Н.Н.Николаев. ЭЧАЯ 12 (1981) 162.
8. B.Z.Kopeliovich, L.I.Lapidus. Proceedings of the 6th Balaton Conf. on Nuclear Reactions, Balatonf red, 1983, p.73.
9. A.Bialas, M.Gyulassy. Nucl. Phys. B291 (1987) 793.
10. V.D.Toneev, K.K.Gudima. Nucl. Phys. A400 (1983) 90c.
11. D.Bjorken. Phys. Rev. D27 (1983) 140.
12. R.Albrecht et al. Phys. Lett. B197 (1987) 285.
13. R.Albrecht et al. Phys. Lett. B202 (1988) 596.

**ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ И ПИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ**
И.Н. Мишустин, В.Н. Русских, Л.М. Сатаров
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние два года для физики тяжелых ионов ознаменовались выходом в новую область энергий – появились пучки ионов ^{16}O и ^{32}S с энергией 60 и 200 ГэВ/нукл в ЦЕРНе^{1/} и пучок ^{16}O с энергией 13,6 ГэВ/нукл в Брукхейвене^{2/}. Основная цель нового этапа исследований – получение в лабораторных условиях кварк-глюонной плазмы. Для образования этой фазы требуется высокая плотность энергии, по оценкам, выше 2 ГэВ/фм³. Поэтому один из наиболее важных вопросов касается степени взаимной прозрачности ядер или тормозной способности ядерного вещества. Чем больше тормозная способность, тем выше максимальная плотность энергии вещества, которая может быть достигнута в процессе взаимодействия ядер. Эксперименты в ЦЕРНе показали^{3/}, что степень термализации адронного вещества, а следовательно, и тормозная способность ядер при энергиях столкновения ~ 100 ГэВ/нукл выше, чем ожидалось на основе экстраполяции протон-ядерных данных.

Для описания ядерных столкновений в области ультрарелятивистских энергий требуются модели, в которых явно учитывается частичная прозрачность ядер и интенсивное рождение вторичных частиц, в основном пионов. Подходящей моделью такого типа является двухжидкостная гидродинамическая модель (ДЖМ), предложенная в работе^{4/}. В ней при вычислении силы трения между взаимодействующими жидкостями снаряда и мишени учитываются как упругие столкновения нуклонов, так и неупругие каналы пионорождения. При этом предполагается, что рожденные пионы свободно покидают систему в виде пионного излучения, унося с собой часть энергии и импульса. Пренебрежение перерассеянием пионов на нуклонах может быть оправдано малостью сечения nN -рассеяния вне области Δ -резонанса и большим временем формирования пионов (~ 1 фм/с).

2. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

При высоких энергиях столкновения дифференциальное сечение NN -взаимодействия характеризуется большой анизотропией вперед-назад, т.е. в процессе взаимодействия нуклоны слабо отклоняются от начального направления. Это приводит к тому, что при столкновении релятивистских ядер осуществляется двухпоточковый режим. В процессе

взаимопроникновения нуклонные потоки снаряда и мишени тормозятся и нагреваются. В этой ситуации локальную функцию распределения нуклонов (барионов) можно представить в виде

$$f_N(x, p) = f_N^{(p)}(x, p) + f_N^{(t)}(x, p), \quad (1)$$

где индексы p и t относятся к барионам снаряда и мишени соответственно. Эволюция функции распределения описывается релятивистским кинетическим уравнением со столкновительным членом, содержащим как межпотоковые, так и внутрипотоковые столкновения нуклонов. Мы предполагаем, что внутри каждого потока из-за небольшой относительной скорости частиц функция распределения быстро релаксирует к равновесному (максвелловскому) распределению

$$f_N^{(\alpha)}(x, p) = \frac{n_\alpha \exp[-(p \cdot U_\alpha)/T_\alpha]}{4 \cdot \pi \cdot m_N^2 \cdot T_\alpha \cdot K_2(m_N/T_\alpha)}, \quad \alpha = p, t \quad (2)$$

где $K_2(z)$ - функция Макдональда. Здесь n_α - плотность барионов в собственной системе отсчета. U_α^i - гидродинамическая 4-скорость и T_α - температура в потоке α . С учетом того, что функции распределения вида (2) зануляют внутрипотоковые интегралы столкновений, исходные кинетические уравнения можно разбить на два уравнения, описывающие эволюцию $f_N^{(p)}$ и $f_N^{(t)}$ за счет столкновений барионов из разных потоков^{5/}. Далее, учитывая малоугловой характер NN-рассеяния при высоких энергиях и используя стандартный метод моментов, приходим к уравнениям двухжидкостной гидродинамики:

$$\sigma_1(n_\alpha U_\alpha^i) = 0, \quad i = 0, 1, 2, 3; \quad (3)$$

$$\partial_k T_\alpha^{ik} = F_\alpha^i, \quad \alpha, \beta = p, t, \quad (4)$$

где T_α^{ik} - тензор энергии-импульса в потоке α , F_α^i - сила трения, обусловленная столкновениями нуклонов из потока α с нуклонами из противоположного потока.

Кинетический подход^{5/} позволяет получить явное выражение для силы межпотокового трения F_α^i . Она выражается через два момента инвариантного сечения инклюзивного процесса $NN \rightarrow NX$:

$$F_\alpha^i = \frac{1}{2} n_p n_t \langle v_{rel} [(p_\beta - p_\alpha)^i \cdot \sigma_p(s) - (p_\beta + p_\alpha)^i \cdot \sigma_E(s)] \rangle. \quad (5)$$

Здесь p_α и p_β - 4-импульсы нуклонов из α и β потоков ($\alpha \neq \beta$), $s = (p_\alpha + p_\beta)^2$, $v_{rel} = [s(1 - 4m_N^2/s)]^{1/2}/2m_N^2$ - относительная скорость пары нуклонов. Угловые скобки означают усреднение по функциям распределения частиц. Входящие в (5) моменты инвариантного сечения $\sigma_{NN \rightarrow NX}$ даются выражениями:

$$\sigma_p(s) = \int d\sigma_{NN \rightarrow NX} (1 - \tilde{P}_{all} / \tilde{P}_{all}), \quad (6)$$

$$\sigma_E(s) = \int d\sigma_{NN \rightarrow NX} (1 - \tilde{E}'_\alpha / \tilde{E}_\alpha), \quad (7)$$

где введено обозначение $d\sigma_{NN \rightarrow NX} = d^3p \cdot (d^3p_{NN \rightarrow NX} / d^3p)$, \tilde{P}_α , \tilde{E}_α и \tilde{P}'_α , \tilde{E}'_α

- импульс и энергия нуклонов до и после столкновения в их с.ц.м. По определению нуклоны относятся к p и t потокам, если после NN -столкновения они движутся соответственно в переднюю и заднюю полусферу углов в с.ц.м. Поэтому интегрирование в выражениях (6), (7) ведется лишь по передней ($\alpha=p$) или задней ($\alpha=t$) полусфере углов в с.ц.м. пары нуклонов. При этом предполагается, что в силу малоуглового характера NN -взаимодействия при высоких энергиях, импульсы центров масс различных пар нуклонов мало отклоняются от направления пучка.

Наряду с σ_p и σ_E полезно ввести транспортное сечение σ_t , характеризующее среднюю передачу 4-импульса $t=(p_\alpha - p'_\alpha)^2$ в процессе NN -взаимодействия. Используя простые кинематические соотношения, получаем

$$\sigma_t(s) = \frac{2}{s-4m_N^2} \cdot \int d\sigma_{NN \rightarrow NX} \cdot (-t) = \sigma_p(s) - \frac{s}{s-4m_N^2} \cdot \sigma_E(s). \quad (8)$$

Из выражения (7) видно, что для упругих каналов величина σ_E обращается в ноль и, следовательно, ее поведение определяется неупругими процессами. Мы считаем, что основной вклад в σ_E вносят процессы пионорождения $NN \rightarrow \pi X$, при этом

$$\sigma_E(s) = s^{-1/2} \cdot \int d\sigma_{NN \rightarrow \pi X} \cdot \tilde{E}_\pi, \quad (9)$$

где \tilde{E}_π - энергия пиона в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов.

Важное предположение нашей модели состоит в том, что покидают систему без перерасеяния на барионах. Уносимые энергия и импульс определяются членом силы трения, пропорциональным σ_E . Таким образом, в процессе торможения лишь часть по кинетической энергии потоков идет на повышение их внутренней энергии (разогрев и сжатие). Другая часть расходуется на пионное излучение. Наличие пионного излучения и более сложная структура силы трения составляют главное отличие нашего подхода от других вариантов $dN/dx^{6-8/}$. Для расчета $\sigma_E(s)$ использовались экспериментальные данные для реакции $NN \rightarrow N\pi$ в области энергий E_{lab} от порога (0,3 ГэВ) до ~ 100 ГэВ^{9/}. Расчет $\sigma_p(s)$ проводился на основе аппроксимации^{10/} сечений $\sigma_{NN \rightarrow NX}$ в диапазоне энергий от 4 до 10^3 ГэВ (подробнее см. в^{5/}). При больших s σ_E и σ_p сближаются и выходят на режим слабого логарифмического роста, связанного с ростом множественности пионов.

Расчет $\sigma_t(s)$ представляет собой более трудную задачу, т.к. при больших s оно стремится к нулю. Прямой расчет по формуле (8) с использованием аппроксимации^{10/} приводит при больших s к зависимости типа $s^{-0.63/5/}$. Это несколько медленнее, чем закон $(s-4m_N^2)^{-1}$, который получается, если использовать известную параметризацию дифференциального сечения вида $d\sigma/dt \sim e^{Bt}$, где $B = 7 + 8 \text{ ГэВ}^{-2}$ очень

слабо зависит от s . В этом случае $\sigma_t(s)$ удобно представить в виде

$$\sigma_t(s) = \{n_0 \lambda_0 (s/4m_N^2 - 1)\}^{-1}, \quad (10)$$

где $n_0 = 0.17 \text{ фм}^{-3}$ — нормальная ядерная плотность, λ_0 — эффективная длина депозиции энергии в мишени (см. ниже). Такое поведение хорошо согласуется с эмпирической зависимостью, полученной в работах^{11,12/} из анализа протон-ядерных и ядро-ядерных данных при энергиях 1–5 ГэВ/нуклон. В частности, она позволяет объяснить универсальность инклюзивных протонных спектров в области фрагментации мишени^{13/}.

Как показали численные расчеты^{5/}, в области энергий выше 1 ГэВ $\sigma_E(s)$ и $\sigma_p(s)$ являются плавными функциями s и поэтому могут быть вынесены из-под знака усреднения при $s = s_* = m_N^2 (U_p + U_t)^2$. После усреднения оставшихся множителей получается окончательное выражение для F_α^i , приведенное в работе^{4/}. При вычислении температурных поправок учитывались лишь члены наименьшего порядка по T_α/m_N . Эти поправки становятся существенными лишь при малых относительных скоростях потоков и обеспечивают выравнивание их температур.

Для замкнутости системы гидродинамических уравнений необходимо задать уравнение состояния ядерного вещества. Здесь мы берем уравнение состояния, использованное ранее в одножидкостной гидродинамической модели^{14/}.

Полученное выражение для силы трения может быть использовано для изучения вопроса о торможении быстрого нуклона в ядерном веществе. Уравнение, описывающее торможение нуклона, можно получить путем интегрирования уравнения гидродинамики (4) по объему снаряда^{5/}. Средняя потеря энергии лидирующего нуклона на единицу его пробега z в ядерном веществе плотности n_t выражается в виде

$$\frac{dE_p}{dz} = n_t \left[\frac{1}{2} v_t + \frac{E_p + m_N}{E_p - m_N} \sigma_E \right] (E_p - m_N) = - \frac{E_p - m_N}{\lambda_{eff}}, \quad (11)$$

где E_p — энергия нуклона в системе покоя среды (л.с.), λ_{eff} — эффективная длина изменения энергии нуклона. При выводе этой формулы предполагалось, что нуклон движется прямолинейно вдоль оси z и что дисперсиями продольного и поперечного импульсов можно пренебречь. Отсюда видно, что полное изменение энергии снаряда складывается из двух частей. Член, пропорциональный σ_t , учитывает депозицию энергии в мишени (отдача нуклонов мишени), причем параметризация (10) обеспечивает постоянство депозиционных потерь на единицу пробега: $(dE_p/dz)_{dep} = - m_N/\lambda_0$. Второй член связан с изменением энергии снаряда за счет рождения новых частиц. При больших энергиях этот вклад растет пропорционально E_p . Величина $|dE_p/dz|$, характеризующая тормозную способность ядерного вещества, показана на рис.1 как

функция кинетической энергии налетающего нуклона. Там же представлены зависимости $|dE_p/dz|$, которые получаются при параметризации силы трения, использованных в работах^{/7,8/}. По существу они учитывают лишь первый член формулы (5), что приводит к значительной недооценке $|dE_p/dz|$ по сравнению с нашей моделью.

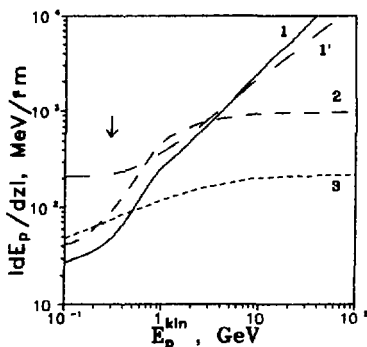


Рис.1 Тормозная способность $|dE_p/dz|$ для нуклона, движущегося по ядерному веществу плотности $\rho_0 = 0,17 \text{ Фм}^{-3}$. Кривая 1 - расчет по формулам (6);(7);(11); 1' - аналогичный расчет с использованием параметризации (10) для σ_t с $\lambda_0 = 5 \text{ Фм}$. Кривые 2,3 - расчет по данным работ^{/7,8/}, соответственно. Стрелкой показано пороговое значение энергии для канала $NN \rightarrow N\bar{N}\pi$.

Для проверки предложенной модели нуклон-ядерного столкновения были сделаны оценки энергетических потерь протона при прохождении различных ядер. Предполагалось, что протон в среднем проходит толщину ядерного вещества $4/3 \cdot R$, где R -радиус ядра. В таблице приведено сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными работы^{/15/}. В этой работе были выделены три источника вторичных частиц: медленные нуклоны, пионы и быстрые нуклоны и исследована энергетика этих источников. Из таблицы видно, что модель качественно правильно описывает энергетику протон-ядерного взаимодействия.

Средние энергии частиц (в ГэВ) на событие в реакции $p + A \rightarrow \{P_{\pi}^{\pm}\} + X$, E_p - конечная энергия снаряда, E_t - энергия, затраченная на возбуждение ядра, $E_{\pi} = E_{lab} - E_p - E_t$ - энергия пионов.

E_{lab}	E_p (теор.)	Пионы (экс.)	E_t (теор.)	"Медленные" нуклоны (экс.)	E_p (теор.)	"Быстрые" нуклоны (экс.)
2,2	0,73	$0,6 \pm 0,2$	0,35	$0,3 \pm 0,1$	0,92	$0,7 \pm 0,2$
3,2	1.26	$1,1 \pm 0,2$	0,64	$0,4 \pm 0,1$	1,30	$0,9 \pm 0,2$

В предположении, что $E_p = \pi_k \cdot \text{ch}(y)$, уравнение (II) позволяет оценить средний сдвиг быстроты Δy лидирующего нуклона при взаимодействии с различными ядрами. Для протонов с энергией 100 ГэВ, взаимодействующих с ядрами Рb, он оказался равным $\Delta y=2,1$, что неплохо согласуется с оценками других авторов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ОСНОВЕ ДВУХЖИДКОСТНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Моделирование релятивистских ядерных столкновений на основе уравнений ДГМ (3),(4) с силой трения в форме (5) сопряжено со значительными вычислительными трудностями. В предыдущей работе^{4/} были представлены результаты расчетов в рамках одномерной версии модели (столкновение слоев). В данной работе представлены результаты моделирования столкновения сферических ядер в трехмерной геометрии.

Прежде всего, были выполнены расчеты реакции $C+C$ и $C+Pb$ при энергии дубненского синхрофазотрона (около 3,6 ГэВ/нукл.), которые хорошо (по крайней мере $C+Pb$) описываются в рамках одножидкостной гидродинамической модели^{14/}. Оказалось, что переход к ДГМ слабо сказывается на форме инклюзивных протонных спектров в области фрагментации мишени, где ожидается слабая модельная чувствительность^{12/}. Некоторое предпочтение для $C+C$ имеет вариант ДГМ с параметром $\lambda_0 = 5 \text{ фм}$. Более благоприятная ситуация имеет место в центральной области быстрот, экспериментальные данные в которой были получены лишь недавно с помощью пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ^{16/}. Соответствующие интегральные быстротные спектры протонов в реакции $C+C$ при энергии 3,36 ГэВ/нукл. представлены на рис.2 вместе с предсказаниями ДГМ. Из рисунка видно, что хорошее описание спектров в центральной области быстрот возможно при $\lambda_0 = 5 \text{ фм}$. Режим одножидкостной гидродинамики и режим сильной прозрачности ($\lambda_0 = 10 \text{ фм}$) резко расходятся с экспериментом. На основании этого анализа во всех дальнейших расчетах используется $\lambda_0 = 5 \text{ фм}$.

Важным достоинством трехмерной модели является то, что она дает полную пространственно-временную картину процесса столкновения ядер. На рис.3 показана серия мгновенных "фотографий" различных стадий центрального столкновения ядер $O+Au$ при энергии 13,6 ГэВ/нукл. Эта реакция выбрана потому, что, с одной стороны, при более высокой, чем 3,6 ГэВ/нукл, энергии возрастает роль эффектов взаимной прозрачности ядер, а с другой - потому, что она экспериментально изучается в Брукхейвене. На рисунке пунктирными кривыми показаны контуры сталкивающихся ядер в системе равных скоростей в различные

$C+C \rightarrow p+X$, 3.6 GeV/nucleon.

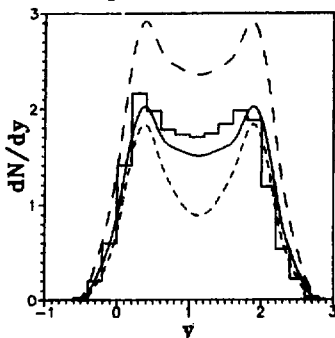


Рис.2 Быстротные распределения "первичных" ^{12/} протонов в реакции $^{12}C+^{12}C \rightarrow p+X$ при $E_{lab} = 3,6$ ГэВ/нукл. Верхняя штриховая кривая - расчет в рамках одножидкостной гидродинамической модели ^{14/}. Сплошная и нижняя штриховая кривые - результат расчета в рамках ДГМ при $\lambda_0 = 5$ и 10 fm соответственно. Гистограмма - экспериментальные данные ^{16/} для той же реакции при $E_{lab} = 3,36$ ГэВ/нукл. В экспериментальных и расчетных спектрах вычтен вклад медленных ($p_{lab} < 0,3$ ГэВ/с) и быстрых ($p_{lab} > 3$ ГэВ/с, $\theta_{lab} < 4^\circ$) протонов.

моменты времени. Сплошные и штриховые кривые соответствуют уровням постоянной температуры с шагом 40 МэВ в плоскости реакции, слева - для ядра-снаряда, справа - для ядра-мишени. Изотерма 40 МэВ помечена крестиками. Из рисунка видно, что на начальной стадии реакции осуществляется режим взаимопроникновения ядер. Снаряд довольно быстро разогревается до температур выше 200 МэВ. В ядре-мишени отчетливо видна коническая волна сжатия. На более поздних стадиях процесса значительная часть снаряда затормаживается в мишени, образуя область термализованного адронного вещества с $u_p = u_t$, $T_p = T_t = 160$ МэВ. В эту область попадает около 60 нуклонов при центральном ударе и около 30 в периферическом. Волна сжатия, распространяясь по спектаторной области ядра-мишени, довольно быстро теряет свою коническую форму и распадается. При этом в центральном столкновении (рис.3) вся спектаторная область прогревается до $T > 40$ МэВ. В периферическом столкновении остается холодный кусок ядра-мишени, хотя горячий след за налетающим ядром и в этом случае оказывается значительно шире области перекрытия ядер - виден переходной горячий слой с $T = 40 + 80$ МэВ. В результате взаимодействия ядер возникают коллективные потоки вещества: в центральном столкновении ядро-мишень "расплевкивается" в бока, в периферическом столкновении часть высоковозбужденного адронного вещества приобретает перпендикулярную составляющую коллективной скорости (side splash). Этот эффект хорошо известен в одножидкостной гидродинамической модели при меньших энергиях столкновения ^{17/}.

$O + Au$, $E_{lab}=13.6$ GeV/nucleon, $b=0$ Fm

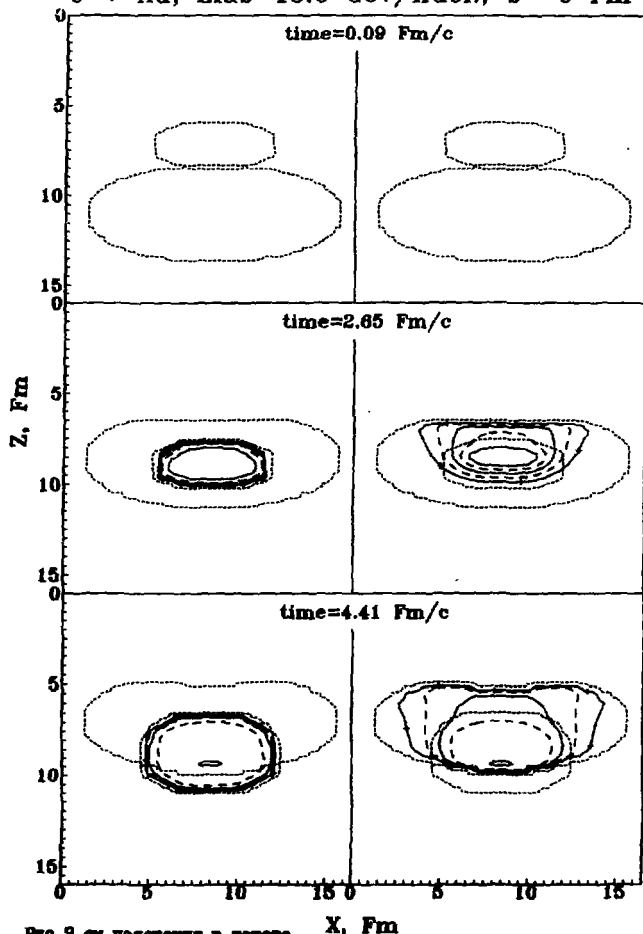


Рис.3 См.поперечный срез в момент

На рис.4 представлены аналогичные расчеты для реакции $0+Au$ при энергии 200 ГэВ/нукл - максимальной доступной сейчас энергии, при которой ведутся эксперименты в ЦЕРНе. Естественно, что при этой энергии значительно возрастает степень прозрачности ядер и вещество снаряда практически не смешивается с веществом мишени. Из сравнения с рис.3 видно, что с увеличением энергии более сильно разогревается снаряд и горячий канал в ядре-мишени. Заметим, что возбуждение спектаторных областей мишени до температур ~ 100 МэВ в центральных столкновениях $0+Au$ согласуется с экспериментальными данными коллаборации WA-80, изучавшей фрагментацию ядра-мишени^{18/}. Авторы образно сформулировали результат словами: "При энергии ЦЕРНа спектаторы имеют такую же температуру, как участники при энергии Беркли". Возможно, однако, что при столь высоких энергиях требуется модификация модели, в частности, учет конечности длины формирования адронс.

На рис.5 представлены траектории барионной материи на плоскости: барионная плотность - температура в центральных столкновениях $0+Au$ при энергиях 13,6, 60 и 200 ГэВ/нукл. Приведенные значения плотности и температуры получены усреднением по объему вещества снаряда. Цифры на кривых указывают время от начала столкновения в единицах fm/c в системе равных скоростей. Треугольники, квадратики и кружочки на кривых расположены через равные промежутки времени. Из рисунка следует, что процесс распадается на быструю стадию сжатия и сравнительно медленную стадию разрежения. При переходе от 13,6 ГэВ/нукл к 200 ГэВ/нукл максимальное сжатие возрастает с 3 до $7n_0$, а температура с 200 до 280 МэВ. В конце стадии расширения при $n \leq n_0$ температура барионного вещества падает до значений около 120, 140 и 160 МэВ при трех рассмотренных энергиях столкновения. Штриховкой на рис.5 показана область ожидаемого фазового перехода в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП). Видно, что во всех случаях возможно достижение параметров, необходимых для этого фазового перехода. Однако время пребывания системы в этой области составляет всего несколько fm/c , что может оказаться недостаточным для фазового перехода. Более адекватной величиной, характеризующей переход в состояние КГП, является плотность энергии ϵ . На рис.6а и 6б для тех же реакций показаны временные зависимости максимальной плотности энергии барионной и средней плотности энергии пийонной компонент. Последняя рассчитывалась путем интегрирования по времени энергии пийонного излучения и деления ее на мгновенный объем области, занимаемый пийонным облаком. В этой оценке не учитывался разлет

0 + Au, Elab= 200 GeV/nuc1, b= 0 Fm

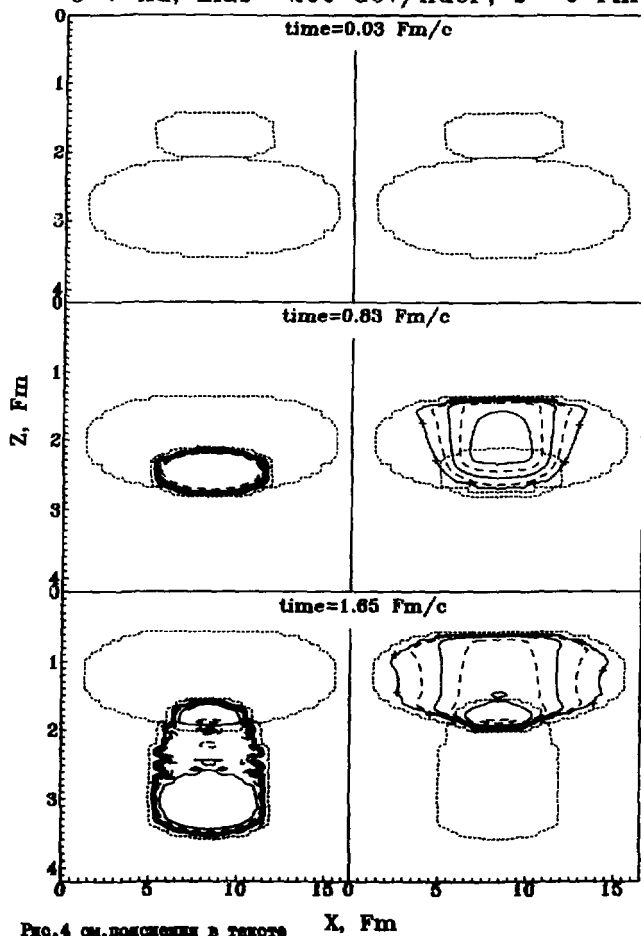


Рис.4 см.рассеяния в течениях X, Fm

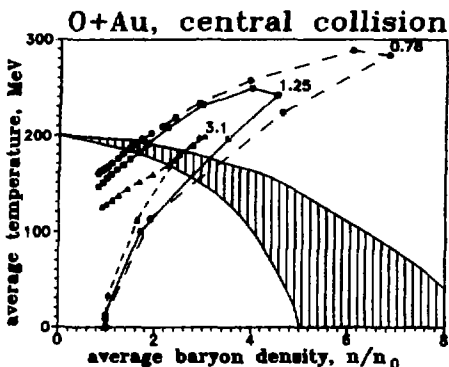


Рис.5 Эволюция вещества снаряда в процессе центрального столкновения $O+Au$ на плоскости, температура T - барионная плотность n . Значения T и n усреднены по объему снаряда в каждый момент времени t с начала столкновения. Кривые, помеченные треугольниками, квадратами и кружочками, отвечают значениям энергии столкновения 13,6, 60 и 200 ГэВ/нукл соответственно. Цифры на кривых обозначают значения t в Фм/с. Штриховка показана предполагаемая область кварк-глюонного фазового перехода.

пионного облака, который будет существенным на поздних стадиях процесса. Из рисунков видно, что в процессе реакции достигаются значения $\epsilon > 2$ ГэВ/Фм³, необходимые для начала фазового перехода. При этом необходимые условия для образования барионно-обогащенной КГП реализуются, начиная с энергии столкновения 10-20 ГэВ/нукл, что уже отмечалось ранее^{4/}. При дальнейшем увеличении энергии столкновения возрастает прозрачность ядер, и плотность энергии барионной материи растет очень медленно. Напротив, плотность энергии, заключенной в пионном облаке, быстро растет с энергией, и при энергии 60 ГэВ/нукл уже превышает критическое значение для образования барионно-нейтральной КГП, а при 200 ГэВ/нукл достигает 8 ГэВ/Фм³. Для дальнейшего решения вопроса о возможности фазового перехода требуется явное включение в рассмотрение кварк-глюонной фазы с обязательным учетом эффектов запаздывания^{8/} и разлета пионного облака.

Помимо временной шкалы процесса очень существенным является объем области с высокой плотностью энергии. Мы проанализировали пространственное распределение барионной плотности энергии при трех значениях начальной энергии: 13,6; 60 и 200 ГэВ/нукл. Для каждой энергии были выбраны моменты времени, отвечающие точкам поворота на фазовых траекториях (рис.5). При энергии 13,6 ГэВ/нукл максимальное значение ϵ едва достигает значения 2 ГэВ/Фм³, причем в это состояние попадает всего около 3 нуклонов, в состояние с $\epsilon > 1$ ГэВ/Фм³ попадает примерно 20 нуклонов. При энергии 60 ГэВ/нукл эти числа равны соответственно 7 и 30, а при 200 ГэВ/нукл - 13 и 26. При энергиях 60 и 200 ГэВ/нукл вещество снаряда практически не

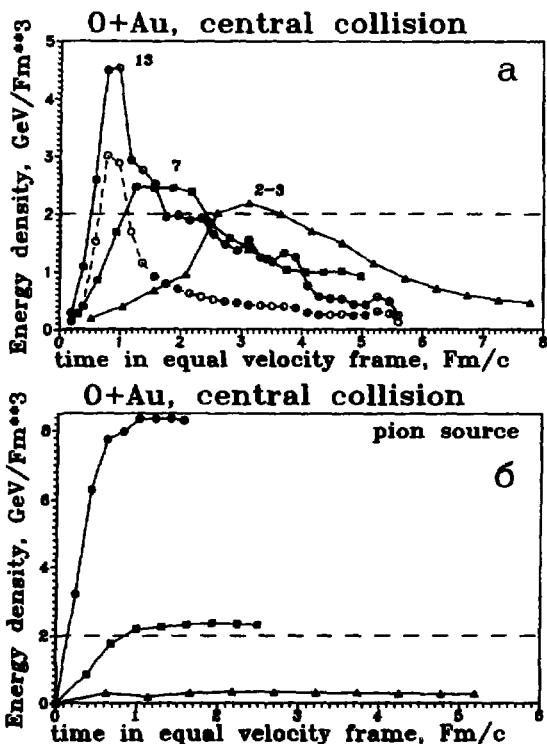


Рис. 6 Зависимость от времени максимальных — сплошные кривые и средних — штриховая (по объему вещества снаряда) значения плотностей энергии ε барминов (а) и средних значений плотностей энергии псионного облака (б) в центральных столкновениях O+Au при энергии столкновения 13,6 (кривые помечены треугольниками), 60 (квадратиками) и 200 ГэВ/нукл (кружочками). Цифры на (а) указывают число нуклонов в областях с $\varepsilon > 2$ ГэВ/Фм³.
 застывает в мишени и наблюдается интересный эффект — наличие высоких плотностей энергии в снаряде, соответственно выше 2 и 2,5 ГэВ/Фм³, при сравнительно низкой плотности энергии в мишени (соответственно

1,5-2,0 и 1,0 ГэВ/см³). Это связано с тем, что сравнительно небольшой снаряд поглощает за счет трения ту же энергию возбуждения, что и гораздо более протяженная область ядра-мишени, по которой он прошел (эффект "спички", который впервые обсуждался в работе^{/12/}).

Развитая модель позволяет провести расчет инклюзивных и эксклюзивных характеристик вторичных частиц. В качестве примера мы приводим здесь результат расчета быстротных распределений медленных нуклонов и легких ядерных фрагментов, вылетающих под большими углами. Эти распределения были измерены в ЦЕРНе коллаборацией WA-80 с помощью пластикового шара^{/18/}. Как следует из нашего анализа, эти частицы происходят из спектаторных областей ядра-мишени. Их распределение характеризует эффективность передачи энергии и импульса снаряда веществу ядра-мишени. На рис. 7а и 7б приведены расчетные распределения dn/du в реакции $O+Au$ при энергиях 60 и 200 ГэВ/нукл, а также соответствующие экспериментальные данные из работы^{/18/}. Расчет проведен с учетом экспериментального критерия отбора центральных событий (20% событий с наибольшей поперечной энергией). ДГМ хорошо воспроизводит экспериментальные данные по "сносу" ядра-мишени. К сожалению, эксперимент ограничен малыми значениями u , при которых еще не проявляется максимум в быстротном распределении. По нему можно было бы более надежно судить о степени увлечения снарядом ядра-мишени. Но уже из этих данных видно, что снос ядра-мишени, по крайней мере, при энергии 200 ГэВ/нукл значительно меньше, чем предсказывает одножидкостная гидродинамическая модель^{/19/} (рис. 7). Это свидетельствует о значительной прозрачности ядер.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе развита новая версия двухжидкостной гидродинамической модели, в которой наряду со взаимным торможением потоков учитывается пионное излучение. По сравнению с расчетами других авторов наш подход приводит к более высокой тормозной способности ядерного вещества, что согласуется с новыми экспериментальными данными по столкновениям ультрарелятивистских ядер.

Для описания столкновений ультрарелятивистских ядер проведено численное решение уравнений ДГМ в трехмерной геометрии. На примере реакции $O+Au$ при энергиях 13,6, 60 и 200 ГэВ/нукл исследована пространственно-временная картина процесса и свойства образующегося высоковозбужденного адронного вещества. Расчеты показали, что при энергии 13,6 ГэВ/нукл в центральных столкновениях происходит объединение (взаимная остановка) значительной части ядра-снаряда и соответствующей области ядра-мишени. При этом достигаются значения

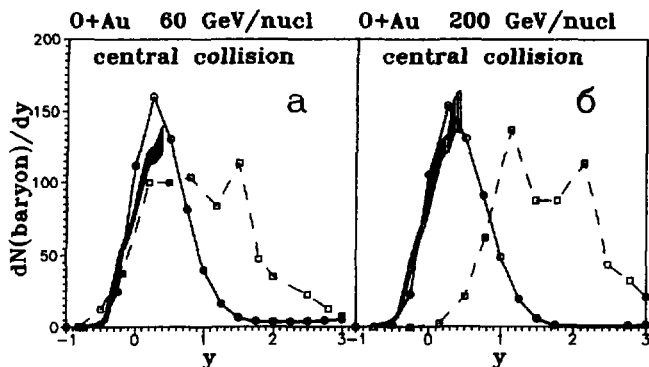


Рис. 7 Быстротные распределения барионов в центральных столкновениях O+Au при $E_{\text{lab}} = 60$ ГэВ/нукл (а) и 200 ГэВ/нукл (б). Сплошные кривые — расчет в рамках ДГМ, штриховые — расчет по одножидкостной гидродинамической модели [19]. Заштрихованная область — экспериментальные данные [18]. При энергиях 60 и 200 ГэВ/нукл область взаимной остановки практически не возникает, ядро-снаряд возбуждается значительно сильнее, чем горячая зона ядра-мишени.

При увеличении энергии столкновения быстро нарастает число образующихся пионов. При энергиях 60 и особенно 200 ГэВ/нукл плотность энергии в пионном облаке становится достаточной для перехода в состояние КГП. Однако время жизни состояния с высокой плотностью энергии очень мало (по крайней мере для барионной подсистемы), порядка 1 фм/с. Возможность фазового перехода в таких условиях является проблематичной и требует специального исследования. Но даже если термодинамически-равновесное описание этого фазового перехода невозможно, в наиболее плотной фазе должно происходить "разрушение" адронов и хотя бы частичное обобществление кварков (смешанная фаза). Эти явления могут сопровождаться специфическими сигналами, которые не возникают в чисто адронной фазе.

Нами были проведены расчеты глобальных характеристик распределений вторичных частиц, которые допускают сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Предсказания модели неплохо согласуются с экспериментальными данными. Это позволяет надеяться,

что она качественно правильно воспроизводит картину столкновения ультрарелятивистских ядер.

Наиболее важными задачами, которые предстоит решить в будущем, мы считаем: явное включение в рассмотрение кварк-глюонной фазы, динамическое описание пионной жидкости и введение конечного времени формирования адронов.

В заключение авторы выражают благодарность С.Т.Беляеву, Ю.Б.Иванову и В.Д.Тонееву за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bamberger A. et.al., Phys.Lett., 1987, B184, p.271.
2. Abbott T. et.al., Phys.Lett., 1987, B197, p.285.
3. WA-collaboration, Schmidt H.R. et.al., Preprint GSI-87-64, 1987.
4. Mishustin I.N., Russkikh V.N., Satarov L.M., Proc. 8 Int.Conf. on Nuclear Physics, Balatonfüred, 1987, p.116; ЯФ, 1988, 48, с.711.
5. Сатаров Л.М., Препринт ИАЭ-4562/2, Москва, 1988.
6. Amsden A.A., Goldhaber A.S., Harlow F.H., Nix J.R., Phys.Rev., 1978, C17, p.2080.
7. Clare R.B., Strottman D., Phys.Rep., 1986, 141, p.178.
8. Bartz H.W., Kämpfer B., Csernai L.P., Lucacs B., Nucl.Phys., 1987, A465, p.743.
9. Tan L.C., Ng L.K., J.Phys., 1983, C9, p.1289.
10. Барашенков В.С., Славин Н.В., ЭЧАЯ, 1984, 15, с.997.
11. Ivanov Yu.B., Satarov L.M., Nucl.Phys., 1985, A446, p.727.
12. Gudima K.K., Ivanov Yu.B., Mishustin I.N., Russkikh V.N., Satarov L.M., Nucl.Phys., 1987, A467, p.759.
13. Adyasevich B.P. et.al., Phys.Lett., 1984, B142, p.245; Phys.Lett., 1985, B161, p.55.
14. Русских В.Н., ЯФ, 1986, 44, с.1476.
15. Nakai K., Phys.Rev., 1985, C32, p.1215.
16. Агакишев Г.И. и др., ЯФ, 1983, 38, с.152.
17. Buchwald G. et.al., Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.1594.
18. WA-collaboration, Schmidt H.R. et.al., Preprint GSI-88-10, 1988.
19. Rentzsch T. et.al., Mod.Phys.Lett., 1987, A2, p.193.

СМЕШАННАЯ ФАЗА КХД МАТЕРИИ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

М.И.Горенштейн

Институт теоретической физики АН УССР, Киев

Изучение уравнения состояния сильно взаимодействующей материи является одним из важнейших направлений в экспериментальных исследованиях релятивистских соударений тяжелых ионов. Особый интерес вызывают сегодня проблема формирования кварк-глюонной плазмы и анализ её возможных экспериментальных сигналов (см., например, ^{/1/}). Трудность обнаружения таких сигналов состоит в том, что кварк-глюонная плазма занимает слишком малую область пространства-времени (если вообще формируется) даже при максимальных энергиях ЦЕРН $E_{\text{яд}}/A = 200$ ГэВ/нукл, и ее вклады в различные наблюдаемые не удастся, как правило, выделить на фоне вкладов от всей последующей эволюции. С другой стороны, существуют серьезные аргументы в пользу того, что деконфайнмент является фазовым переходом I-го рода с большой величиной (~ 2 ГэВ/фм³) "скрытой теплоты". В этом случае должна существовать смешанная кварк-адронная фаза, пространственная область и время существования которой в релятивистских ядерных ударах могут быть уже достаточно большими. Тем самым становится перспективным изучение сигналов кварковой компоненты смешанной фазы ^{/2/}, а также специфических проявлений самого фазового перехода.

Цель настоящего доклада - обсудить возможности формирования и экспериментального изучения смешанной фазы КХД материи в релятивистских ядерных соударениях при промежуточных энергиях $1 \text{ ГэВ/нукл} < E_{\text{яд}} < 10 \text{ ГэВ/нукл}$. Именно в такой области энергий планируются эксперименты с тяжелыми ионами на дубненском ускорителе в ближайшие годы.

В первом разделе доклада рассматривается фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи, а во втором представлены результаты численных ударных адиабат сжатия в релятивистских ядерных соударе-

ниях^{/3/}. В третьем разделе обсуждаются возможные экспериментальные сигналы смешанной фазы.

I. Уравнение состояния ядерной материи и фазовый переход деконфайнмента

В релятивистской теории среднего поля, которая берет свое начало с работы Валежки^{/4/}, взаимодействие нуклонов описывается с помощью скалярного Ψ и векторного U^μ полей. Члены барион-мезонного взаимодействия в лагранжиане имеют вид $g_s \bar{\Psi} \Psi$ и $g_v \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi U_\mu$. Для однородной и равновесной ядерной материи мезонные поля считаются постоянными классическими величинами ($\dot{U}=0$), численные значения которых определяются из системы уравнений. Взаимодействие со скалярным полем описывает эффекты притяжения и отвечает сдвигу массы нуклона $M \rightarrow M^* = M - g_s \Psi$ (M - масса нуклона в вакууме), а взаимодействие с векторным полем описывает нуклон-нуклонное отталкивание и меняет энергию нуклона на величину $U \equiv U_0$ ($-U$ для антинуклона). В простейшем случае^{/4,5/} в полном лагранжиане кроме этих членов взаимодействия содержатся только свободные части полей $\Psi, \bar{\Psi}, U^\mu$. В более сложных вариантах теории поля учитывается их самодействие (см., например,^{/6,7/}).

Анализ показывает, что в приближении среднего поля для лагранжиана общего вида термодинамические величины - плотность барионного числа n , давление P и плотность энергии \mathcal{E} - могут быть представлены как функции температуры T и химического (барионного) потенциала μ следующим образом (γ - число спин-изоспиновых состояний нуклона, равное 4 для симметричной ядерной материи):

$$n(T, \mu) = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3k (n^+ - n^-) \quad (1)$$

$$P(T, \mu) = \frac{\gamma}{3(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{(\vec{k}^2 + M^{*2})^{1/2}} (n^+ + n^-) + P(M^*) + P_1(n) \quad (2)$$

$$\mathcal{E}(T, \mu) = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3k (\vec{k}^2 + M^{*2})^{1/2} (n^+ + n^-) + nU - P(M^*) - P_2(n) \quad (3)$$

где n^+, n^- - функции распределения числа нуклонов (антинуклонов)

$$n^\pm(\vec{k}; T, \mu) = \frac{1}{\exp\left[\frac{(\vec{k}^2 + M^{*2})^{1/2} \mp \mu \pm U(n)}{T}\right] + 1} \quad (4)$$

Зависимость M^* от T, μ определяется условием экстремальности термодинамического потенциала (максимум давления)

$$\left(\frac{\delta P}{\delta M^*} \right)_{T, \mu} = 0. \quad (5)$$

Из (1) и (4) следует, что импульсное распределение нуклонов (антинуклонов) имеет вид распределений идеального газа квазичастиц с массой M^* во "внешнем" поле $U(n)$ ($-U(n)$ для антинуклонов). Очень существенно, однако, что в (2) и (3) возникают дополнительные слагаемые, связанные с давлением и энергией самих бозонных полей.

Можно показать, что в подходе среднего поля автоматически возникает связь между $P_1(n)$ и $U(n)$

$$P_1(n) = n U(n) - \int_0^n dn' U(n'), \quad (6)$$

которая представляет собой условие термодинамической совместности (уравнение типа (6) как следствие термодинамической совместности было впервые получено в [8]).

Формулы (1-6) определяют класс термодинамически самосогласованных уравнений состояния ядерной материи. Конкретная модель из этого класса фиксируется заданием функций $U(n)$ и $P(M^*)$ (в теории среднего поля эти функции однозначно находят из явного вида нуклон-мезонного лагранжиана). Уравнение (5) может быть с учетом (6) переписано в виде

$$\frac{dP(M^*)}{dM^*} = - \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{(k^2 + M^{*2})^{1/2}} (n^+ + n^-). \quad (7)$$

Рассматривая (1-6) как феноменологическое обобщение теории среднего поля, мы сталкиваемся прежде всего с вопросом о характере общих физических ограничений на вид функций $U(n)$ и $P(M^*)$. Из термодинамических тождеств очевидно, что плотность барионного числа должна быть нечетной функцией μ . Это ведет к равенству

$$U(-n) = -U(n). \quad (8)$$

Из условия причинности $C_s^2 \leq 1$ (C_s - скорость звука) получаем ограничения на скорость роста функции

$$U(n) \sim n^a, \quad n \rightarrow \infty, \quad a \leq 1. \quad (9)$$

Рассмотрим теперь ограничения на функцию $P(M^*)$, представив ее в виде

$$P(M^*) = \sum_{\kappa \geq 0} a_{\kappa} (M - M^*)^{\kappa} \quad (10)$$

Из естественного физического требования $\rho \rightarrow 0, M^* \rightarrow M$ при $T \rightarrow 0, \mu \rightarrow 0$ с помощью (2) и (7) находим, что $a_0 = a_1 = 0$, а знак величины $M^* - M$ при $M^* \approx M$ определяется знаком коэффициента a_2 .

Приведенные выше условия носили совершенно общий характер. Дополнительные ограничения на вид функций $U(n)$ и $P(M^*)$ следуют из требования, чтобы модель (I-6) воспроизводила свойства нормальной ядерной материи, которые известны экспериментально из самого факта существования атомных ядер. А именно, требуется, чтобы при нормальной ядерной плотности $n = n_0$ и $T = 0$ (мы используем далее $n_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$) функция $W(n) \equiv (\epsilon/n)_{T=0} - M$ имела минимум (т.е. $\rho = \rho_0 = 0$), значение в котором равно $W(n_0) = -16 \text{ МэВ}$. Еще одним численным параметром для нормальной ядерной материи является коэффициент сжимаемости

$$K = 9n^2 \frac{d^2 W(n)}{dn^2} \Big|_{n=n_0},$$

численное значение которого находится в пределах (200 + 300) МэВ.

Покажем сейчас, что многие известные в литературе модели сводятся к частному выбору функций $U(n)$ и $P(M^*)$ в (I-6).

А) Простейший лагранжиан нуклон-мезонного взаимодействия в модели Валежки^{14,51} соответствует

$$U(n) = C_v^2 n, \quad P(M^*) = -\frac{1}{2C_s^2} (M - M^*)^2 \quad (11)$$

Наличие двух параметров C_v^2, C_s^2 позволяет получить требуемые численные значения величин $n_0, W(n_0)$. Параметр K в этой модели оказывается слишком большим ($K \approx 540 \text{ МэВ}$). Недостатком модели является также, по-видимому, слишком малое значение M^* в нормальной ядерной материи.

В) Обобщение модели Валежки в работах^{17/} с помощью включения членов самодействия ψ^3 и ψ^4 скалярного поля эквивалентно учету двух дополнительных членов разложения в (10). Тогда имеется четыре параметра $C_v^2, a_2 \equiv -1/2C_s^2, a_3, a_4$, которые могут быть определены заданием численных значений величин $n_0, W(n_0), K, M^*(n=n_0, T=0)$.

С) В недавней работе Зимани и др.^{18/} рассматривалась модель с $M^* = M$ (и, следовательно, $P(M^*) \equiv 0$), но с более сложным поведением $U(n)$:

$$U(n) = Y(n) - X(n), \quad (12)$$

где $Y(n) = C_v^2 n$, а $X(n)$, определяемое из решения уравнения $X + \theta^2 X^3 = n$, описывает эффекты притяжения. Модель содержит таким образом три параметра C_v^2 , a^2 , θ^2 , что дает возможность получить требуемые значения величин n_0 , $W(n_0)$, K .

Д) Для функции $W(n)$ известны феноменологические подгонки

$$W(n) = \frac{K_1}{18} \frac{(n-n_0)^2}{n n_0}$$

$$W(n) = \frac{K_2}{18} \frac{(n-n_0)^2}{n_0^2} \quad (13)$$

Используя (13), можно представить простейшее уравнение состояния нуклонной материи, которое часто используется в гидродинамических расчетах в виде

$$\varepsilon = M n + \frac{3}{2} n T + n W(n). \quad (14)$$

Первые два слагаемых в (14) получаются в приближении нерелятивистской Больцмановской статистики идеального газа нуклонов, а третье описывает энергию сжатия холодной ядерной материи. В работе [9] рассматривалось релятивистское ферми-распределение нуклонов, что позволило учесть вклад ферми-движения в плотность энергии. Авторы работ [10] отметили необходимость согласовать выбор потенциала $U(n)$ в импульсном ферми-распределении нуклонов с видом функции $W(n)$ (13). Подход, использованный в [10], оказывается, однако, термодинамически несогласованным, так как в формулах типа (1), (3) (рассматривался случай $M^* = M$) не учитывался вклад $-P_1(n)$.

При $T \rightarrow 0$ в (3) находим

$$U(n) = M + W(n) + n \frac{dW(n)}{dn} - [M^{*2} + (\frac{3}{2} n)^{2/3}]^{1/2}. \quad (15)$$

Если $M^* = M$, то (15) дает искомую связь между $U(n)$ и $W(n)$.

Если же задана функция $P(M^*) \neq 0$, то необходимо учитывать, что M^* в (15) зависит от n и от вида функции $U(n)$ по формуле (7).

Рассмотренные выше примеры уравнений состояния нормируются на

одни и те же величины n_0 и $W(n_0)$. Термодинамические функции в этих моделях отличаются, однако, друг от друга при конечных T и $n \neq n_0$. Получение сведений об уравнении состояния ядерной материи является одной из важнейших задач экспериментальных исследований по релятивистским столкновениям тяжелых ионов. Для построения фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи мы рассмотрим описание адронной фазы с помощью моделей Валежки ^{/4/} (подобные расчеты проводились ранее в работах ^{/11,12/}) и Зимани и др. ^{/8/} (для краткости, далее модели А и С). В термодинамические функции (1-3) мы добавим только вклады идеального релятивистского бозе-газа π -мезонов, пренебрегая вкладами барионных и мезонных резонансов. Модели А и С представляют собой два предельных случая в способе учета притяжения между нуклонами: в модели А притяжение описывается только за счет уменьшения массы M^* нуклона в ядерной среде, в модели С вводится потенциал притяжения в $U(n)$ и при этом $M^* \equiv M$.

Для описания кварк-глюонной фазы мы используем уравнение состояния модели мешков с безмассовыми u, d -кварками

$$\begin{aligned} P_q(T, \mu) &= \frac{3\pi^2}{90} T^4 + \frac{1}{9} \mu^2 T^2 + \frac{1}{162\pi^2} \mu^4 - B \\ \varepsilon_q(T, \mu) &= 3 P_q(T, \mu) + 4 B \\ n_q(T, \mu) &= \frac{2}{9} \mu \left(T^2 + \frac{1}{9\pi^2} \mu^2 \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где вакуумное давление B примем равным $(235 \text{ МэВ})^4$.

Фазовый переход I-го рода между адронной и кварк-глюонной материей происходит на кривой в T - μ плоскости, определяемой из критерия Гиббса уравнением (см. рис.1)

$$P_h(T_c, \mu_c) = P_q(T_c, \mu_c). \quad (17)$$

Каждой точке T_c, μ_c на этой кривой отвечает множество состояний (смесь фаз), для которых термодинамические функции

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_q(T_c, \mu_c) \delta + \varepsilon_h(T_c, \mu_c) (1 - \delta) \\ n &= n_q(T_c, \mu_c) \delta + n_h(T_c, \mu_c) (1 - \delta) \end{aligned} \quad (18)$$

параметризуются величиной δ — относительной долей кварковой компоненты ($0 \leq \delta \leq 1$) внутри смешанной фазы.

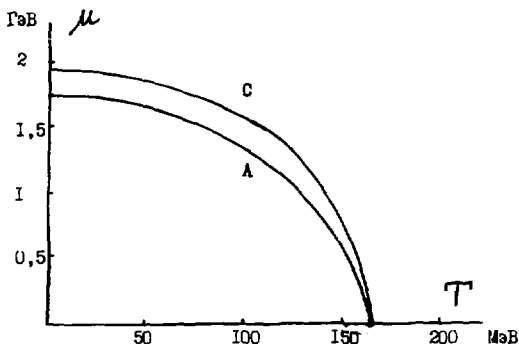


Рис.1. Кривая фазового перехода между адронной и кварк-глюонной материей в T - μ плоскости для моделей А и С.

II. Ударные волны сжатия в релятивистских ядерных соударениях

Центральные соударения тяжелых атомных ядер мы рассмотрим в приближении одномерной ударной волны сжатия [12,13]. Такая картина А+А соударений может быть, по-видимому, близка к реальности при не очень больших начальных энергиях $E_{\text{лаб}} \lesssim 10$ ГэВ/нукл. В результате прохождения волн сжатия при столкновении атомных ядер формируется плотная нагретая материя, термодинамические параметры которой связаны уравнением ударной адиабаты

$$n^2 = n_0^2 \frac{(\varepsilon + p)(\varepsilon_0 + p_0)}{(\varepsilon_0 + p)(\varepsilon + p_0)}, \quad (19)$$

где величины n_0 , $\varepsilon_0 = W(n_0)n_0 + M n_0$, $p_0 = 0$ соответствуют нормальной ядерной материи и определяют центр ударной адиабаты. Конкретная точка на ударной адиабате (19) фиксируется соотношением

$$\frac{E_{\text{лаб}}}{A} = M \left[2 \frac{(\varepsilon + p_0)(\varepsilon_0 + p)}{(\varepsilon + p)(\varepsilon_0 + p_0)} - 1 \right]. \quad (20)$$

Ударные адиабаты сжатия для уравнений А и С показаны в T - n плоскости на рис.2 и 3. Отметим, что область смешанной фазы отвечает интервалу энергий $E_{\text{дв}}/A = (2.3 + 4.4)$ ГэВ/нукл в модели А и $E_{\text{дв}}/A = (3 + 6.5)$ ГэВ/нукл. в модели С.

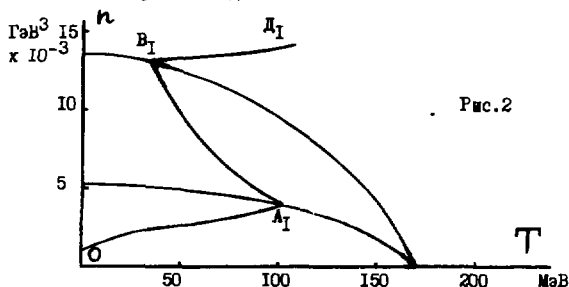


Рис.2

Ударная адиабата сжатия $OA_1B_1D_1$ с центром в точке О для модели А. A_1 - точка входа в смешанную фазу, B_1 - точка входа в кварк-глюонную плазму.

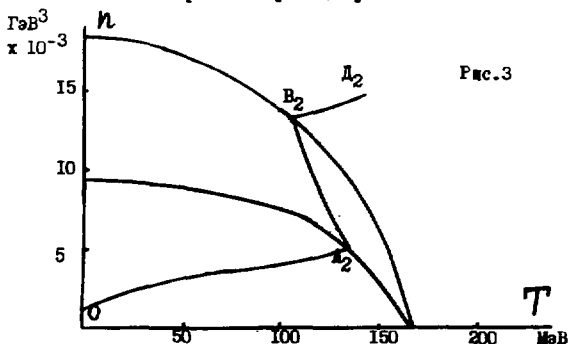


Рис.3

То же, что и на рис.2, но для модели С.

Специальный интерес представляет исследование устойчивости ударных волн. Вопросы термодинамической и механической устойчивости релятивистских ударных волн рассматривались в недавних работах [14-16]. Наиболее просто критерий устойчивости ударной волны может быть сформулирован для ударной адиабаты в терминах функции $p = p(x)$, где $x \equiv (s + p)/n^2$. Ударный переход сжатия (разрежения) $(x_0, p_0) \rightarrow (x, p)$ является устойчивым, если на отрезке между x_0 и x все точки кри-

вой $\rho(x)$ лежат ниже (выше) секущей, проходящей через точки (x_0, ρ_0) и (x, ρ) . На рис.4 показаны ударные адиабаты $\rho(x)$ для моделей А и С. Из рис.4 видно, что в модели С все ударные переходы сжатия являются устойчивыми, тогда как в модели А неустойчивыми являются переходы во все состояния внутри смешанной фазы и в часть состояний кварковой фазы.

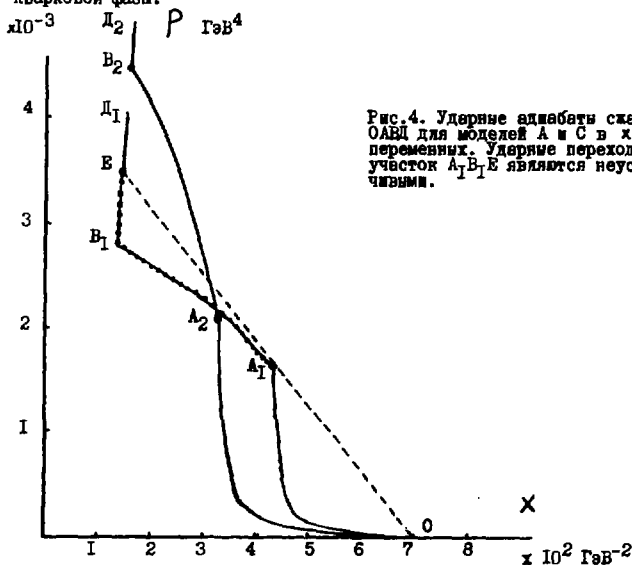


Рис.4. Ударные адиабаты сжатия ОАВД для моделей А и С в x - ρ переменных. Ударные переходы на участок A_1B_1E являются неустойчивыми.

III. Сигналы смешанной фазы

Большое число работ посвящено обсуждению возможных сигналов кварк-глюонной плазмы в релятивистских ядерных соударениях. Эти же экспериментальные сигналы можно ожидать и при формировании смешанной фазы, содержащей кварк-глюонную компоненту с параметрами, принадлежащими кривой фазового перехода (17). Отметим в этой связи процессы эмиссии хентонных пар и фотонов, которые дают информацию как о температуре, так и о кварк-адронном составе излучающей материи, и являются поэтому чувствительными к формированию смешанной фазы ^{12/}. Наряду с этим имеется ряд специфических эффектов при формировании смешанной фазы.

1. Неустойчивость ударной волны сжатия

Мы рассмотрели ударные волны сжатия в релятивистских ядерных соударениях и показали, что их устойчивость при формировании смешанной фазы решаемым образом зависит от уравнения состояния адронной компоненты. В работе ^{/17/}, где для уравнения состояния ядерной материи использовалась формула (14), также был обнаружен неустойчивый участок ударной адиабаты и обсуждалась возможность образования двойной ударной волны. Следует отметить, что неустойчивость ударной волны сжатия прямо связана с наличием области физических параметров, где сильно-взаимодействующая материя является термодинамически аномальной - это и есть как раз область фазового перехода. В общем случае такая неустойчивость означает, что исходный разрыв в начальных условиях распадается на определенную комбинацию ударных волн и автомодельных течений. Последовательный анализ таких ударно-волновых конфигураций в среде с аномальными областями термодинамических параметров и рассмотрение экспериментальных следствий для релятивистских ядерных соударений заслуживает отдельного рассмотрения.

2. Разделение странности и антистранности

Экспериментальные характеристики, связанные со странными частицами, как хорошо известно (см., например, ^{/18/}), важны для поиска сигналов кварковой материи. Внутри смешанной фазы может происходить интересный новый эффект: при полной странности системы, равной нулю, кварковая компонента приобретает отличную от нуля странность, а адронная - антистранность ^{/19,20/}. Такое разделение странности и антистранности происходит только в системе с ненулевым барьонным числом, причем этот результат есть следствие равновесной термодинамики (т.е. предполагается, что время установления "химического" равновесия и время адронизации малы по сравнению с временем существования смешанной фазы).

Пусть $\mu_q = \mu/3$ и μ_s есть химические потенциалы легких u, d и странного S -кварков. Вводя в рассмотрение помимо нуклонов и π -мезонов странные K -мезоны и Λ -барионы в адронной фазе, получаем дополнительные условия равновесия

$$\mu_N = 3\mu_q, \quad \mu_K = \mu_q - \mu_s, \quad \mu_\Lambda = 2\mu_q + \mu_s. \quad (21)$$

Влияние странных частиц на уравнение состояния в обеих фазах и на значения параметров T , μ_q фазового перехода оказывается малым. С другой стороны, само распределение странных частиц внутри смешанной фазы становится неоднородным. В кварк-глюонной плазме с полной странностью ноль $\mu_s = 0$, тогда как равенство нулю полной странности в адронной фазе означает $\mu_s \neq 0$. Физическое объяснение этого результата состоит в том, что в кварк-глюонной плазме S и \bar{S} рождаются только

парами, тогда как в адронной (барионной) фазе существенную роль играет ассоциативное рождение $K\Lambda$ наряду с прямым парным рождением $K\bar{K}$. В смешанной фазе открываются дополнительные каналы для странности. Например, рождение K -мезона в адронном секторе может компенсироваться S -кварком, который остается в кварк-глюонной компоненте смешанной фазы и приводит к ненулевому значению параметра μ_s и ненулевой странности. Накопление S -кварков в уменьшающемся объеме кварковой компоненты в процессе адронизации может, по мнению авторов^{/19/}, привести к образованию (квази)устойчивых кварковых кластеров с большой странностью. Для реализации такой возможности необходимо, чтобы рост температуры системы в процессе адронизации (из-за выделения "скрытой теплоты") компенсировался излучением адронов из смешанной фазы. Если в этом излучении есть K -мезоны, уносящие антистранность, то оставшаяся кварк-адронная система становится заряженной странностью, что усиливает эффект накопления S -кварков в кварковых кластерах.

3. Флуктуации

Если процесс адронизации является фазовым переходом 1-го рода, то важную роль в смешанной фазе могут играть метастабильные состояния и неравновесные механизмы. Последовательное рассмотрение кинетики различных сценариев адронизации в рамках модели мешков с учетом поверхностного натяжения проведено в работе^{/21/}. Реализация одного из сценариев (равновесная смешанная фаза или взрывной рост пузырьков) зависит в подходе^{/21/} как от величины поверхностного натяжения, так и от начальных условий. В некоторой области физических переменных возможна конкуренция между различными сценариями, что должно приводить к сильным флуктуациям наблюдаемых величин. В этой связи представляет интерес детальная информация об отдельных событиях ядро-ядерных соударений, для которых распределение частиц по быстротам и средний поперечный импульс могут сильно отличаться от их средних значений по ансамблю событий.

Основные выводы доклада состоят в следующем.

В центральных соударениях тяжелых ядер с энергиями $E_{\text{ядо}}/A = (3\div 7)$ ГэВ/нукл можно ожидать формирование смешанной фазы КХД материи.

Специфическими сигналами ее формирования могут служить неустойчивость режима ударного сжатия, образование кварковых кластеров с большой странностью и сильные флуктуации наблюдаемых характеристик вторичных адронов в отдельных событиях.

Я благодарен К.А.Бугаеву за сотрудничество, а также В.И.Афанасову, Г.М.Зиновьеву, Б.Кэмпферу, О.А.Могилевскому и О.П.Павленко за полезные обсуждения.

Литература

1. E.V.Shuryak. Phys.Rep., 1980, 61, p.71. J.Cleymans, R.V.Gavai, E.Suhonen. Phys.Rep., 1986, 130, p.217. H.W.Barz, B.Kampfer, B.Lukacs. Particles & Nuclei, 1987, 18, p.1234.
2. M.I.Gorenstein, O.P.Pavlenko. Z.Phys., 1988, C37, p.611.
3. K.A.Bugaev, M.I.Gorenstein. Preprint ITP-88-78E, Kiev, 1988.
4. J.D.Walecka. Ann.Phys., 1974, 83, p.491.
5. J.D.Walecka. Phys.Lett., 1975, 59, p.109.
6. B.D.Serot, J.D.Walecka. Phys.Lett. 1979, B87, p.172. J.Boguta. Phys.Lett., 1981, B106, p.245.
7. J.Boguta, A.R.Bodmer. Nucl.Phys., 1977, A292, p.413. J.Boguta, H.Stocker. Phys.Lett., 1983, B120, p.289.
8. J.Zimanyi et al. Preprint KFKI-1987-52/A, Hungary, 1987.
9. M.Sano, et al. Phys.Lett., 1985, B156, p.27.
10. D.Hahn, H.Stocker. Nucl.Phys., 1986, A452, p.723 and 1988, A476, p.718.
11. J.Kuti et al. Phys.Lett., 1980, B95, p.75.
12. B.Kampfer. J.Phys., 1983, G9, p.1487.
13. V.M.Galitskiy, I.N.Mishustin. Phys.Lett, 1978, B72, p.285. H.W.Barz et al. Phys.Rev., 1985, D32, p.115. R.B.Clare, D.Strottman. Phys.Rep., 1986, 141, p.177.
14. M.I.Gorenstein, V.I.Zhdanov. Z.Phys., 1987, C34, p.79. K.A.Bugaev, M.I.Gorenstein. J.Phys., 1987, G13, p.1231. K.A.Bugaev, M.I.Gorenstein, V.I.Zhdanov. Preprint ITP-87-84E, Kiev, 1987.
15. J.P.Blaizot, J.Y.Ollitrault. Phys.Rev. 1987, D36, p.916.
16. P.Danielewicz, P.V.Ruuskanen. Phys.Rev., 1987, D35, p.344.
17. B.Kampfer, H.W.Barz, L.P.Csernai. RHIC Workshop. Experiments for a relativistic heavy ion collider, USA, 15-19 April 1985, p.329.
18. P.Koch, B.Mueller, J.Rafelski. Phys.Rep., 1986, 142, p.167.
19. C.Greiner, P.Koch, H.Stocker. Phys.Rev.Lett, 1987, 58, p.1825.
20. B.Lukacs, J.Zimanyi, N.L.Balasz. Phys.Lett., 1987, B183, p.27.
21. О.Д.Чернавская, Д.С.Чернавский. УфН, 1988, 154, стр. 497.

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ В АДРОНЫ

С.П. Баранов, Л.В. Фильков

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва

1. При изучении фазовых переходов кварк-глюонной плазмы (КТП) в адроны важным является рассмотрение всех возможных сценариев таких переходов [1-3]. Различные сценарии перехода могут характеризоваться различными выходами адронов, их температурой и скоростью. Следовательно, и сигналы фазовых переходов зависят от способа их осуществления. В настоящей работе исследуются как неравновесные (дефлаграция, детонация, сверхзвуковая конденсация), так и равновесные (испарение) фазовые переходы КТП в адроны. Изучается динамика образования переохлажденной КТП и различные следствия этого переохлаждения. Вычисляются и сравниваются множественности конечных адронов, образовавшихся при различных сценариях фазового перехода, и их термодинамические характеристики.

2. Для описания неравновесных фазовых переходов воспользуемся условиями непрерывности потоков вещества, импульса и энергии на границе раздела фаз

$$v_1 \gamma_1 / V_1 = v_2 \gamma_2 / V_2, \quad (1)$$

$$\omega_1 v_1^2 \gamma_1^2 + p_1 = \omega_2 v_2^2 \gamma_2^2 + p_2, \quad (2)$$

$$\omega_1 v_1 \gamma_1^2 = \omega_2 v_2 \gamma_2^2, \quad (3)$$

где v_1 и v_2 — скорости начальной (кварковой) и конечной (адронной) фаз относительно фронта перехода (в системе покоя фронта); $\gamma_i = (1 - v_i^2)^{-1/2}$; V_i , p_i и ω_i — объём, давление и плотность энthalпии фазы i в собственной системе покоя.

Для однозначного вычисления образующихся адронных спектров необходимо добавить уравнения сохранения лёгкого и странного ароматов (распределения лёгких u - и d -кварков для простоты полагаются одинаковыми). Считая, что в процессе фазового перехода кварки могут свободно аннигилировать или рождаться парами, запишем для сохранения разности между числом кварков и антикварков

$$[n(q) - n(\bar{q})]_q V_q = [n(q) - n(\bar{q})]_h V_h, \quad (4)$$

где $n(q)$ — концентрация кварков q ($q = u$ или s) в кварковой (q)

(адронной (H)) фазе. Если же переход происходит настолько быстро, что аннигиляция и рождение кварков в течение его не успевают сыграть заметную роль, то вместо (4) запишем

$$n(q)_a V_a = n(q)_H V_H, \quad \bar{n}(q)_a V_a = \bar{n}(q)_H V_H. \quad (5)$$

Используемые нами уравнения состояния КТД и адронного газа основаны на распределениях Ферми и Бозе с ненулевыми массами и химическими потенциалами при конечных температурах и на модели мешков MIT. Взаимодействия между кварками и глюонами учитываются в приближении $O(\alpha_s)$, а взаимодействия между адронами — путем включения резонансов. Рассматривалось образование следующих адронов: $N, \bar{N}, \Lambda, \Sigma, \bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}, \Omega, \pi, K, \bar{K}, \rho, \omega, \eta, \varphi, K^*, \bar{K}^*$.

3. Приведём классификацию неравновесных фазовых переходов согласно [4]. Различным режимам фазового перехода соответствуют различные скорости кварков (v_1) и адронов (v_2) относительно фронта фазового перехода и различные соотношения между объёмами и давлениями начальной и конечной фаз.

1) $v_2 > v_1, v_2 < v_{2s}, v_1 < v_{1s}; V_2 > V_1, P_2 < P_1$ — область дефлаграционных переходов. Здесь v_{is} — скорость звука в фазе i .

2) $v_1 > v_2, v_1 > v_{1s}, v_2 > v_{2s}; V_1 \geq V_2, P_1 < P_2$ — область сверхзвуковой конденсации.

3) $v_1 > v_2, v_1 > v_{1s}, v_2 < v_{2s}; V_1 > V_2, P_1 < P_2$ — область детонационных переходов.

4. Рассмотрим прежде всего переходы дефлаграционного типа [5].

Вычисления показывают, что в этом случае скорость фронта фазового перехода v_1 не может быть выше, чем $\sim 0,1c$. В противном случае оказывается, что $v_2 > v_{2s}$. Переход же с $v_1 < v_{1s}$ и $v_2 > v_{2s}$ не удовлетворяет [4] условию "эволюционности" и поэтому не может соответствовать никакому реальному режиму перехода.

$T(\text{MeB})$

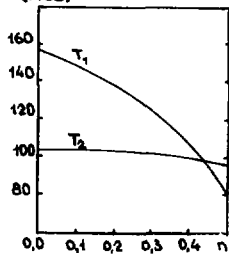


Рис. 1. Зависимость от n_8^{in} температуры КТД T_1 и температуры адронного газа T_2 после фазового перехода путём дефлаграции.

Дефлаграционный переход начинается при давлении $P_1 = P_{1\text{th}}$, соответствующем нулевому приросту энтропии ($\Delta S = 0$), но вследствие расширения КТД быстро переходит в область малых $P_1 \approx 0$ ($\Delta S > 0$). Поэтому результирующий выход

адронов, в основном, происходит из области низких ρ_1 и характеризуется при малых барионных плотностях ρ_B^0 КТП большим выходом π -мезонов. На рис. 1 показаны температуры в КТП в адронном газе в зависимости от ρ_B^0 . Из рисунка видно, что при дефлаграционном переходе образовавшиеся адроны имеют температуру $T_2 > T_1$ для $\rho_B^0 \leq 0,45 \text{ фм}^{-3}$ и $T_2 < T_1$ для $\rho_B^0 \geq 0,45 \text{ фм}^{-3}$.

5. Так как дефлаграционный переход очень медленный, то наиболее вероятным сценарием перехода считается в настоящее время детонационный переход ^{/2/}. При таком переходе кварковая материя сначала сжимается и нагревается в ударной волне, а затем происходит фазовый переход в адроны. Чтобы переход такого типа был возможен, необходимо не только увеличение энтропии конечной фазы по отношению к начальной $S_2 > S_1$, но также и $S_2 > S_1'$, $S_1' > S_1$ (где S_1 , S_1' , S_2 - энтропия исходной, промежуточной (т.е. в ударной волне) и конечной фаз. Численный анализ ^{/6/} системы уравнений (1)-(3), написанных для каждого из двух превращений, с учетом указанного требования необувания энтропии показал, что эта система не имеет решений. Отсутствие решений говорит о невозможности в рамках рассмотренных уравнений состояний детонационных переходов КТП в адроны. Этот результат можно качественно проиллюстрировать следующими рассуждениями.

Система уравнений (1)-(3) для перехода из состояния "1'" в "2" и условие $S_2 > S_1'$ совпадают с условиями для дефлаграционного фазового перехода. В этом случае, как было показано выше, $v_1' \in 0,1c$. С другой стороны, для сжатия кварковой материи в ударной волне имеем

$$\frac{v_1}{c} = \left[\frac{(\rho_1' - \rho_1)(\epsilon_1' + \rho_1)}{(\epsilon_1' - \epsilon_1)(\epsilon_1 + \rho_1')} \right]^{1/2}; \quad \frac{v_1'}{c} = \left[\frac{(\rho_1' - \rho_2)(\epsilon_1 + \rho_1')}{(\epsilon_1' - \epsilon_2)(\epsilon_1' + \rho_2)} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где ϵ_i - плотность энергии в состоянии i . Для уравнений состояния ультрарелятивистского газа, которые для КТП хорошо выполняются, из (6) следует $v_1 v_1' = c^2/3$. Несовместимость с условием $v_1' \in 0,1c$ очевидна: v_1 получается больше скорости света.

С другой стороны, формально решая одно из уравнений (6) относительно ρ_1 , получим, что для осуществления детонационного перехода требуется, чтобы ρ_1 было ниже наименьшего физически допустимого значения: $\rho_1 < -\epsilon$, где ϵ - постоянная модели мешков.

Отличие полученного результата от результатов работ ^{/1-2/} связано с тем, что авторы указанных работ не рассматривали состояние "1'", сравнивая лишь энтропии состояний "1" и "2". Тем самым не учитывался прирост энтропии при переходе в ударной волне от состояния "1" к состоянию "1'", который делает невозможным следующий переход из состояния "1" в состояние "2".

6. Перейдём к рассмотрению сверхзвуковой конденсации /7/. С точки зрения роста энтропии наиболее выгодным является переход при $V_1 = V_2$. В этом случае скорости v_1 и v_2 стремятся к скорости света, а поток вещества обращается в бесконечность. Последнее формально означает, что переход происходит независимо в разных точках капли КП. Для таких быстрых переходов имеет смысл учитывать обе возможные модели как с "разрешенной", так и с "запрещенной" аннигиляцией (и рождением) $q\bar{q}$ -пар в течение фазового перехода. Зависимость от n_b^{in} давления P_1^{th} , ниже которого разрешена сверхзвуковая конденсация, изображена на рис. 2. Как видно из этого рисунка, даже наиболее выгодные среди пере-

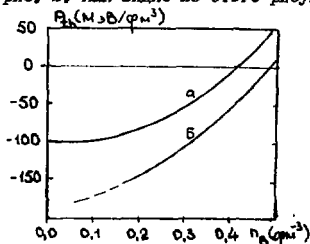


Рис. 2. Зависимость P_1^{th} от n_b^{in} для сверхзвуковой конденсации; а – модель с "разрешенной" аннигиляцией, б – модель с "запрещенной" аннигиляцией.

дов путем сверхзвуковой конденсации оказываются возможными только при отрицательном давлении. Исключение составляют области с очень высокой барионной плотностью: $n_b \geq 0,4 \text{ fm}^{-3}$.

Выходы адронов, образовавшихся при сверхзвуковой конденсации в модели с "разрешенной" аннигиляцией, и сравнение их с выходами при других сценариях переходов, будут даны в п. 10, а здесь мы рассмотрим только некоторые результаты, полученные для модели с "запрещенной" аннигиляцией. В этом случае при всех n_b^{in} фактически отсутствует рождение античастиц. При $n_b^{\text{in}} = 0,2 + 0,35 \text{ fm}^{-3}$ вследствие малого выхода пионов чрезвычайно велико отношение образовавшихся нуклонов к пионам ($N/\pi \approx 15 + 110$). При $n_b^{\text{in}} = 0$ не рождаются и вовсе никакие адроны. Требуемое для фазового перехода в этом случае глубокое переохлаждение приводит к тому, что в КП практически не остается кварков, и лишь немного глюонов. Полученный результат указывает на то, что, по крайней мере для $n_b^{\text{in}} = 0$, конденсационный переход может осуществиться только, если он длится в течение времени, достаточном для рождения и аннигиляции $q\bar{q}$ -пар за время перехода.

7. Остановимся подробнее на состояниях с отрицательным давлением. Применительно к уравнению состояния КП отрицательное давление имеет тот смысл, что вклад в давление, обеспечиваемый кварками и глюонами, оказывается меньшим, чем внешнее вакуумное давление, моделируемое в

"мешочном" подходе константой В. Наименьшее возможное давление равно -В. Ему отвечает нулевая плотность энергии кваркового и глюонного полей.

В переохлажденной плазме с $p < 0$ имеется возможность возникновения вакуумных пузырей ^{/7/}. Так как давление внутри пузыря ($p = 0$) в этих условиях больше, чем давление в окружающей среде, то пузыри будут стремиться к неограниченному росту и смогут разорвать каплю КТП. Однако возникновению и росту пузырей могло бы препятствовать поверхностное натяжение в плазме. Для расширения пузыря необходимо, чтобы сила, обусловленная давлением вакуума на стенки пузыря, была больше силы поверхностного натяжения:

$$B\sigma\alpha + 4\pi r^2 p < 0, \quad (7)$$

то есть

$$r \geq 2\alpha / (-p). \quad (8)$$

Здесь r - радиус пузыря, α - коэффициент поверхностного натяжения. Тогда вероятность образования в результате термодинамической флуктуации пузыря с радиусом $r = 2\alpha / (-p)$ определяется выражением

$$\omega \sim \exp\left(-\frac{2\pi r^3 |p|}{3T}\right) = \exp\left(-\frac{16\pi\alpha^3}{3p^2 T}\right). \quad (9)$$

Из равенства показателя экспоненты единице в точке $p = -\frac{8}{3}B$, где ω достигает максимума (для $n_B = 0$), можно определить характерное значение α : $\alpha = 53,3 \text{ MeV/fm}^2$.

Если α значительно меньше $53,3 \text{ MeV/fm}^2$, то образовавшиеся состояния с отрицательным давлением оказываются крайне неустойчивыми. В КТП будут возникать и расширяться вакуумные пузыри. В результате структура плазмы станет пористой и пенообразной, как и структура, рассматриваемая в модели Ван-Хова ^{/3/}. Представление о плазме как об отдельных сгустках, разделенных большими пространствами вакуумных пузырей, могло бы в принципе служить объяснением аномально больших флуктуаций множественности на интервалы быстрой в распределении по быстрой, наблюдающихся в экспериментах по столкновению высокоэнергетических ядер ^{/8/}.

8. Перейдем к изучению динамики образования переохлажденного состояния ^{/7/}. Рассмотрим сферически симметрично расширяющуюся каплю КТП. Разобьем изучаемую систему на множество достаточно мелких ячеек. Каждую из этих ячеек можно рассматривать как самостоятельную термодинамическую систему. Пренебрегая диффузией и теплопроводностью как

процессами, требующими значительного времени, можно считать каждую из этих термодинамических систем изолированной. Пусть в начальный момент времени известно распределение всех термодинамических величин и гидродинамических скоростей. Изменение скорости каждой из ячеек как целого, спустя время Δt , можно найти с помощью закона сохранения импульса, поскольку нам известна разность давлений, оказываемых на ячейку её внутренним и внешним соседями:

$$\Delta \left(\frac{\epsilon_i v_i}{\sqrt{1-v_i^2}} \right) \cdot \ell_i = (p_+ - p_-) \Delta t, \quad p_{\pm} = \frac{p_{i \pm 1} \ell_{i \pm 1} + p_i \ell_{i \pm 1}}{\ell_i + \ell_{i \pm 1}}, \quad (10)$$

где ϵ_i , p_i , v_i и ℓ_i — плотность энергии, давление, скорость и длина вдоль радиуса i -ой ячейки. Далее, зная разность скоростей движения соседних ячеек, можно вычислить изменение объёма каждой из них:

$$\Delta V_i = 4\pi (r_+^2 - r_-^2) \Delta t, \quad v_{\pm} = \frac{v_{i \pm 1} \ell_{i \pm 1} + v_i \ell_{i \pm 1}}{\ell_i + \ell_{i \pm 1}}, \quad (11)$$

где r_+ и r_- — расстояния от центра капли до внутреннего и внешнего краёв ячейки. Наконец, зная изменившийся объём изолированной системы, можно найти новые значения всех её термодинамических параметров, исходя из сохранения барионного заряда и странности, а также из того, что изменение внутренней энергии равно совершенной над системой работе.

Повторяя описанную процедуру множество раз, мы получаем полную картину эволюции плазмы. В силу предполагаемой изолированности ячеек энтропия каждой из них должна строго сохраняться. Мы использовали сохранение энтропии в расчётах в качестве критерия, контролирующего точность вычислений.

Получающаяся в результате динамика развития КПП отличается от предсказаний модели Бьёркена /9/.

Рассмотрим кварк-глюонную каплю, находящуюся в начальный момент в покое при равномерном распределении давления, температуры и плотности энергии. Расширение капли начинается под действием её собственного давления. Результат моделирования эволюции такой капли с $n_B^{\text{in}} = 0$ для начальной температур $T = 162$ MeV показан на рис. 3 в виде последовательности графиков, относящихся к разным моментам времени. Вначале поверхностные слои расширяются и остывают быстрее, чем слои, расположенные в глубине. Они первыми достигают отрицательного давления, после чего под действием давления со стороны вакуума их расширение и охлаждение замедляется. Расширение и охлаждение внутренних слоёв плазмы происходят теперь быстрее, чем внешних. Эти внутренние слои догоняют внешние и сжимают их, в результате в приповерхностном слое

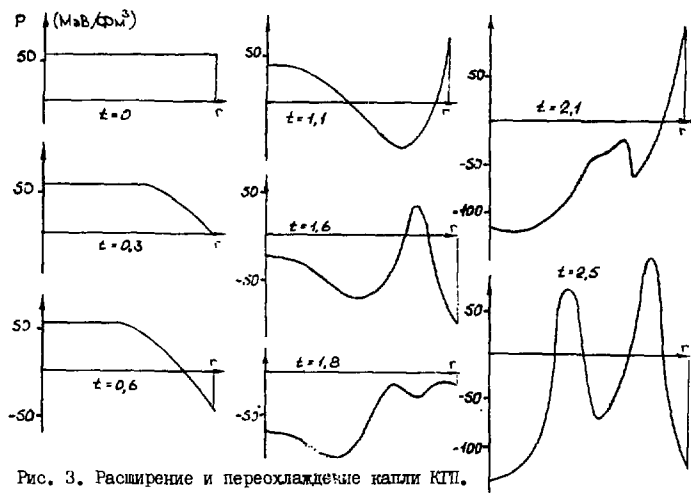


Рис. 3. Расширение и переохлаждение капли КП.

вновь создаётся положительное давление. Это давление замедлит расширение внутренних слоёв и ускорит расширение внешних, приводя к их вторичному переохлаждению. Наблюдается чередование исходящих с поверхности сжатий и разрежений, с течением времени сменяющееся хаотическим волнообразованием. К моменту приблизительно $t = 3 \text{ фм/с}$ расширение всей капли в целом прекращается, и капля начинает сжиматься.

С увеличением начальной температуры капли её расширение на первом этапе становится более однородным.

Если в исследуемой переохлажденной капле КП по каким-либо причинам не произошла сверхзвуковая конденсация, то капля под действием внешнего вакуумного давления начнет в целом сжиматься и нагреваться. Без учёта диссипативных процессов такое колебание размеров и температуры капли КП должно продолжаться до тех пор, пока она тем или иным способом не перейдёт в адроны. Если же мы учтём теплопроводность и диффузию, то это колебание должно через какое-то время прекратиться, и в результате может образоваться переохлажденная "долгоживущая" капля КП с давлением $P \approx 0$ /10/. Основными сценариями перехода в этом случае были бы дефлаграция и испарение.

9. Простейшим предположением о характере фазовых переходов является

предположение о полном тепловом, механическом и химическом равновесии между двумя фазами

$$T_1 = T_2, \quad \mu_1 = \mu_2, \quad (12)$$

$$\mu_N = 3\mu_u, \quad \mu_\Lambda = 2\mu_u + \mu_s, \quad \mu_K = \mu_u - \mu_s, \dots$$

где μ_i — химические потенциалы адронов и кварков. Переходу такого типа соответствует испарение адронов с поверхности КТП /II/. Совместное решение (12) и уравнения сохранения барионного заряда позволяет найти параметры, соответствующие началу фазового перехода.

Допустим, что в начальный момент времени испарилось некоторое (бесконечно малое) количество адронов. Испарение этих адронов приводит к изменению термодинамических параметров оставшейся КТП. Так как испарение происходит достаточно медленно, то предполагается, что изменяющаяся система успевает прийти в состояние равновесия при новых значениях параметров V , μ_u , μ_s , T . Эти значения находятся из законов сохранения барионного числа, странности, полной энергии и сохранения механического равновесия, после чего допускается испарение новой порции адронов, и описанная процедура повторяется.

Проведенные вычисления /II/ показывают, что для $n_B^0 > 0$ химический состав и температура перехода в оставшейся КТП сильно меняется в течение всего времени фазового перехода, а это сказывается на выходах различных адронов. Так, из КТП с большим n_B^0 нуклоны преимущественно излучаются на начальной стадии, приводя к уменьшению n_B . С увеличением времени выход нуклонов уменьшается, а пионов — возрастает. Так как в КТП с большим n_B^0 мало \bar{u} -кварков и, следовательно, подавлено образование \bar{K} — мезонов, то со временем в плазме накапливаются \bar{u} — кварки. Уменьшение в течение фазового перехода n_B ведет к увеличению температуры равновесного перехода, что должно приводить к различным поперечным импульсам адронов одного и того же сорта, но испаренных в разное время и КТП.

10. В заключение проанализируем выходы некоторых адронов, образовавшихся при различных сценариях фазового перехода КТП в адроны. На рис. 4 изображены относительные выходы $K^+/\pi^+(a)$, $K^-/\pi^-(b)$ и $(\Lambda^0 \Sigma^0)/N(b)$ как функции n_B^0 . Кривые "1" на этом рис. соответствуют сверхзвуковой конденсации, "2" — дефлаграционному переходу, "3" — испарению. Кривые "H" соответствуют испарению адронов из адронного кластера с температурой, близкой к температуре равновесного фазового перехода при данном n_B^0 . Пунктирные кривые на рис. 1a и 1б показывают отношения K^+/π^+ , K^-/π^- без учета вклада резонансов, а сплошные кривые — с учетом вклада в K и Σ от распадов ρ^- , ω^- и K^* — мезонов. Этот вклад оказывается существенным для сверхзвуковой конденсации и практически отсутствует для дефлаграционного перехода.

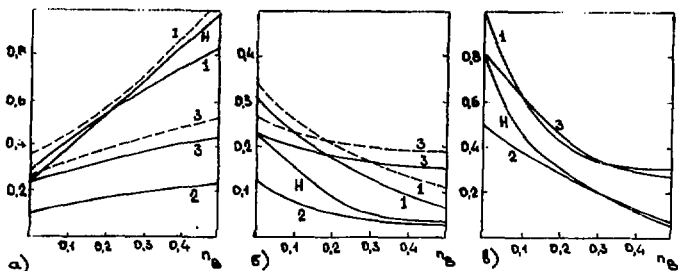


Рис. 4. Относительные выходы адронов при различных сценариях фазового перехода; а) π^+/π^0 , б) π^-/π^0 , в) $(\pi^+\pi^-)/N_B$. "1" - сверхзвуковая конденсация, "2" - дефлаграция, "3" - испарение.

Как видно из рис. 4, зависимости относительных выходов π^+/π^0 , π^-/π^0 и $(\pi^+\pi^-)/N_B$ от N_B/N_M существенно отличаются от того, что ожидается при распаде адронных кластеров, и могут служить как сигналом фазового перехода, так и свидетельствовать в пользу того или иного сценария, по которому он был осуществлен. В первую очередь это относится к отношению $(\pi^+\pi^-)/N_B$. При этом следует учитывать тот факт, что образовавшиеся из КП Λ и Σ - частицы должны обладать нулевой поляризацией в определенных кинематических областях [12].

Литература

1. Gyulassy M. et al. Nucl. Phys. 1984, B 237, p. 477.
Чернавская О.Д., Чернавский Л.С. УФН. 1988, 154, с. 497.
2. Cleymans J., Nukänen E., Suhonen F. Phys. Rev. 1986, D 33, p. 2585
3. Van Hove L. Zeit. Phys. 1985, C 27, p. 135.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. VI "Гидродинамика", М. Наука, 1986.
5. Баранов С.П., Фильков Л.В. Препринт ФИАН № 43, 1988.
6. Баранов С.П., Фильков Л.В. КСФ, ФИАН, 1988 № 6, с. 34.
7. Баранов С.П., Фильков Л.В. Препринт ФИАН № 42, 1988.
8. Barnett et al. Phys. Rev. Lett. 1983, 50, p. 2062.
9. Bjorken J. Phys. Rev. 1982, D 27, p. 140.
10. Шурык Е.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 87-142, 1987.
11. Баранов С.П., Фильков Л.В. ЯФ. 1988, 47, с. 423; Препринт ФИАН № 138, 1987.
12. Баранов С.П., Фильков Л.В. КСФ, ФИАН, 1987, № 1, с. 30.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ДЕКОНФАЙМЕНТА И КОНЕЧНОРАЗМЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ В $SU(2)$ КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ НА РЕШЕТКЕ

О.А.Могилевский

Институт теоретической физики АН УССР, Киев

I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, при высоких температурах ($T \sim 200$ МэВ) неабелевы калибровочные системы претерпевают фазовый переход от низкотемпературной фазы конфайнмента к фазе кварк-глюонной плазмы. Согласно оптимистическим оценкам, условия для осуществления этого перехода могут быть достигнуты на ускорителях последнего поколения. В настоящее время поиски кварк-глюонной фазы адронной материи ведутся в столкновениях тяжелых ионов.

Явление деконфайнмента имеет непертурбативную природу, и для его исследования наиболее естественно использовать решеточный подход, который допускает численную реализацию на ЭВМ. Простейший пример решеточной калибровочной теории, содержащей фазовый переход деконфайнмента, — $SU(2)$ теория без кварков. Именно в силу своей простоты и наглядности решеточная $SU(2)$ теория до настоящего времени является одним из основных объектов для изучения критического поведения калибровочных теорий [1-10].

Численное исследование фазового перехода деконфайнмента в $SU(2)$ калибровочной теории на решетке серьезно затрудняется, однако, тем обстоятельством, что вычисления проводятся на решетках конечных размеров. В частности, параметр порядка теории — статистическое среднее $\langle L \rangle$ от петли Полякова [1, 2], — является таковым только на бесконечной решетке. В этом случае $\langle L \rangle = 0$ в области конфайнмента, в то время как в режиме деконфайнмента существуют два эквивалентных состояния, различающихся знаком $\langle L \rangle$. На конечной же решетке всегда существует отличная от нуля вероятность "туннелирования" между этими двумя состояниями, так, что при большом числе итераций среднее значение $\langle L \rangle$ обращается к нулю во всей области температур. На практике эту проблему решают, используя вместо $\langle L \rangle$ величину $\langle |L| \rangle$. Однако из-за нену-

левых флуктуаций на конечной решетке $\langle III \rangle$ нигде не обращается в нуль и не может быть истинным параметром порядка. Поэтому параметры фазового перехода деконфайнмента, такие, как критическая температура и критические индексы теории, на решетках конечного размера могут быть вычислены лишь приближенно, причем результат зависит как от размеров решетки, так и от способа обработки численных данных.

В настоящей работе предлагается метод вычисления параметров фазового перехода деконфайнмента, основанный на использовании теории конечномерного скейлинга (finite size scaling) ^{/11,12/}. Суть метода состоит в построении универсальной скейлинговой функции на основе численных данных, полученных на конечных решетках различных размеров, и извлечении из нее параметров фазового перехода бесконечной решеточной системы. Метод конечномерного скейлинга был развит применительно к теории спиновых систем. Он хорошо зарекомендовал себя, в частности, при вычислении критических индексов модели Изинга ^{/13/}. Основанием для его применения к решеточным калибровочным теориям служит гипотеза универсальности ^{/14/}, согласно которой критическое поведение $SU(d)$ калибровочных систем на решетке размерности $d+1$ совпадает с критическим поведением d -мерных спиновых систем.

С помощью метода конечномерного скейлинга нами вычислены критический индекс β для петли Полякова и температура деконфайнмента $SU(2)$ решеточной калибровочной теории. Полученное значение находится в прекрасном согласии с критическим индексом намагниченности в трехмерной модели Изинга.

2. КОНЕЧНОРАЗМЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ

Статсумма $SU(2)$ калибровочной теории на $(3+1)$ -мерной евклидовой решетке с числом узлов $N^3 \times N_t$ дается выражением

$$Z = \int \prod_{(u,v)} dU_{\mu,v} \exp(-S(u)), \quad (1)$$

где $U_{\mu,v}$ — матрицы группы $SU(2)$, заданные на ребре (u,v) , $dU_{\mu,v}$ — инвариантная мера на группе. Решеточное действие $S(u)$ имеет вид (вильсоновская форма) ^{/11/}

$$S(u) = \frac{4}{g^2} \sum_P \left(1 - \frac{1}{2} \text{Tr } U_P\right). \quad (2)$$

Здесь U_P — произведение матриц $U_{\mu,v}$ вдоль элементарного квадрата-плакета, $g^2(a)$ — голая константа связи, зависящая от постоянной решетки a . Объем V и температура T даются выражениями $V = (N_t a)^3$, $T = (N_t a)^{-1}$. Предполагаются периодические граничные условия во всех четырех направлениях. Вблизи континуального предела ($a \rightarrow 0$) g^2 выра-

жается через постоянную решетки a с помощью формулы асимптотической свободы

$$\alpha = \frac{1}{\Lambda_L} \left(\frac{11g^2}{24\pi^2} \right)^{-\frac{51}{121}} \exp\left(-\frac{12\pi^2}{11g^2}\right), \quad (3)$$

которая позволяет сопоставить каждому значению g^2 температуру $T = (N_T a)^{-4}$.

Петля Полякова (параметр порядка) на решетке $N_0 \times N_T$ определяется в виде статистического среднего от упорядоченного произведения матриц $U_{\mu, \nu}$ вдоль температурного направления

$$\langle L \rangle = \left\langle \frac{1}{2} T_2 \prod_{n_0=1}^{N_T} U_{\vec{n}, n_0} \right\rangle. \quad (4)$$

В окрестности критической точки параметр порядка $\langle L \rangle$ ведет себя следующим образом:

$$\langle L \rangle = \begin{cases} 0, & 4/g^2 \leq 4/g_c^2 \\ \sim |4/g^2 - 4/g_c^2|^\beta, & 4/g^2 > 4/g_c^2, \end{cases} \quad (5)$$

где $4/g_c^2$ - критическая константа связи, β - критический индекс, аналогичный критическому индексу намагниченности в трехмерной модели Изинга. Если справедлива гипотеза универсальности, β должно быть равно изинговскому значению $0,325/15$.

Вычисление β проводилось в ряде работ^{/6-10/}. Расчеты велись методом Монте-Карло на решетках различных размеров с $N_0 = 7 + 18$, $N_T = 3 + 5$. Полученные значения β варьируются в пределах $0,207 \leq \beta \leq 0,409$. Дальнейшее уточнение значения β требует увеличения размеров решетки, однако мощности современных ЭВМ не позволяют существенно продвинуться в этом направлении.

Основываясь на гипотезе универсальности^{/14/}, мы предлагаем избавиться от эффектов конечного размера решетки с помощью метода конечноразмерного скейлинга^{/12/}, развитого в теории спиновых систем, который позволяет экстраполировать монте-карловские данные для конечных систем к термодинамическому пределу. Согласно этому методу, свободная энергия конечной спиновой системы размера L при температуре T является функцией одной скейлинговой переменной

$$F(L, T) = L^{-d} \tilde{F}(t L^{1/\nu}), \quad (6)$$

где d - размерность системы, ν - критический индекс корреляционной длины, $t = (T - T_c)/T_c$, $T_c = T_c(L = \infty)$. При этом сдвиг критической

температуры конечной системы $T_c(L)$ по отношению к ее истинному значению $T_c(L=\infty)$ описывается формулой

$$T_c(L=\infty) - T_c(L) \sim L^{-1/\nu} \quad (7)$$

Для параметра порядка Φ из (6) получается выражение

$$\Phi = L^{-\beta/\nu} \tilde{M}(tL^{1/\nu}), \quad (8)$$

где $\tilde{M}(x)$ — некая универсальная скейлинговая функция. При $t \rightarrow 0$, $L \rightarrow \infty$ параметр порядка имеет поведение $\Phi(t) = |t|^\beta$, поэтому в этом пределе

$$\tilde{M}(tL^{1/\nu}) \sim |tL^{1/\nu}|^\beta \quad (9)$$

Следует особо подчеркнуть, что в (6)–(9) все критические индексы относятся к термодинамическому пределу.

Формулы (6)–(9) могут быть легко перенесены на случай $SU(2)$ решеточной калибровочной системы, описываемой (1). Для этого необходимо учесть, что фазовый переход деконфайнмента в $SU(2)$ калибровочной теории связан с нарушением глобальной Z_2 симметрии и что "температурой" эффективной трехмерной Z_2 спиновой системы является константа связи $g^2/4$ калибровочной теории. Размер системы определяется числом узлов в пространственном направлении N_σ . Тогда по аналогии с (8) универсальная скейлинговая функция для параметра порядка $\langle L \rangle$ (при фиксированном N_τ) строится следующим образом:

$$M(tN_\sigma^{1/\nu}) = N_\sigma^{\beta/\nu} \langle L \rangle, \quad (10)$$

где $t = |g^2/4 - g_c^2/4|/g_c^2/4$. Формула (10) позволяет вычислить критические параметры β и $g_c^2/4$ бесконечной решеточной системы по монте-карловским данным для петли Полякова $\langle L \rangle$, полученным на решетках с конечным числом узлов N_σ в пространственном направлении.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для построения скейлинговой функции $M(x)$ мы использовали данные монте-карловских расчетов на двух решетках $18^3 \times 4$ и $8^3 \times 4$. Значения $\langle L \rangle$ на решетке $18^3 \times 4$ в интервале $2,28 \leq 4/g^2 \leq 2,475$ взяты нами из работы [9]. Вычисление $\langle L \rangle$ на решетке $8^3 \times 4$ в интервале $2,23 \leq 4/g^2 \leq 2,70$ проводилось методом Метрополиса. Для каждого фиксированного значения $4/g^2$ число итераций составляло 2×10000 . Результат вычислений приведен на рис. 1 вместе с монте-карловскими данными на решетке $18^3 \times 4$. Данные на обеих решетках фитировались с помощью функции

$$\langle L \rangle = A |g^2/4 - g^2/4|^{\beta} (1 + B |g^2/4 - g^2/4|^{0.5}), \quad (II)$$

где A , B , β и $g^2/4$ - свободные параметры. Степенной показатель $0,5$ в поправочном члене, связанном с конечностью решетки, выбран по аналогии с моделью Изинга^{12/}. Значения параметров приведены в таблице 1.

ТАБЛИЦА I

$N_{\sigma}^3 \times N_{\tau}$	$\frac{4}{g^2} \gg$	A	B	$\frac{4}{g^2}$	β	χ^2/N
$8^3 \times 4$	2,28	0,763(7)	-0,328(10)	2,249(06)	0,458(42)	1,70
	2,30	0,691(6)	-0,252(11)	2,261(11)	0,405(56)	1,67
	2,31	0,664(7)	-0,220(11)	2,265(12)	0,385(66)	1,78
$18^3 \times 4$	2,30	0,724(5)	-0,445(12)	2,295(01)	0,365(30)	1,05
	2,302	0,697(6)	-0,405(13)	2,296(02)	0,352(40)	1,16
	2,305	0,766(6)	-0,497(14)	2,294(03)	0,380(40)	1,16

Из таблицы I следует, что значение критического индекса β на решетке $18^3 \times 4$ ближе к изинговскому значению 0,325 по сравнению с решеткой $8^3 \times 4$, однако все еще не достигает его. Ошибка в вычислении β , несмотря на большую статистику (до 60 000 итераций на решетке $18^3 \times 4$), довольно велика и составляет 10%-15% на обеих решетках. Тот факт, что параметр B сравним по величине с амплитудой A лидирующего члена в (II), свидетельствует о том, что эффекты конечного размера велики даже на рекордно большой решетке $18^3 \times 4$. Из таблицы I следует также, что параметры $4/g^2$ и β на одной решетке сильно скоррелированы - слабое изменение величины $4/g^2$ приводит к относительно большому изменению значения β .

Построим теперь универсальную скейлинговую функцию $M(x)$ на основе монте-карловских данных, представленных на рис.1. Выберем для неё параметризацию в виде, аналогичном (II)

$$M(x) = N_{\sigma}^{\beta_{\nu}} \langle L \rangle = A |x|^{\beta} (1 + B |x|^{0.5}), \quad (12)$$

где $x = t N_{\sigma}^{\nu}$, ν - критический индекс для корреляционной длины. Для ν выберем значение $\nu = 0,63$, найденное в 3-мерной модели Изинга^{12/}. Результаты фитирования представлены на рис.2. Мы видим, что монте-

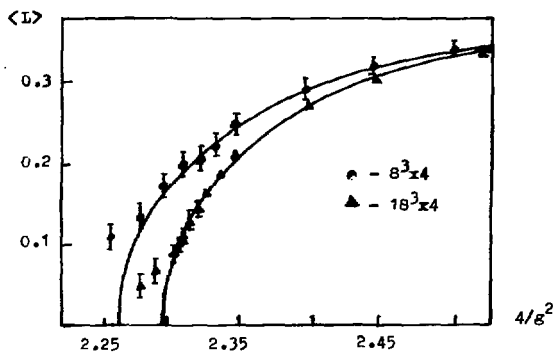


Рис.1. Параметр порядка $\langle L \rangle$.

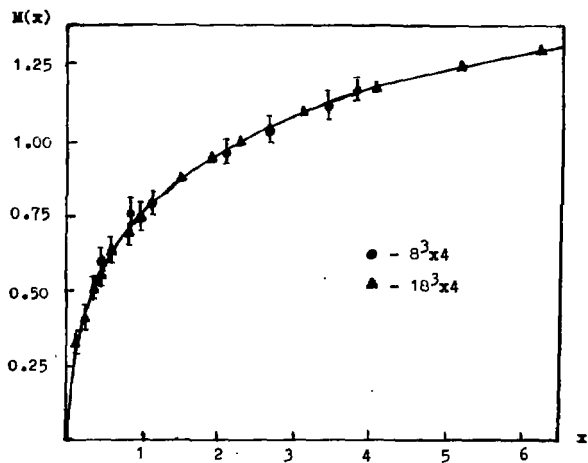


Рис.2. Скейлинговая функция $M(x) = \frac{g}{N_c} \langle L \rangle$.

карловские данные на двух решетках с высокой степенью точности описываются единой скейлинговой кривой. Параметры этой кривой приведены в таблице 2. Обработка монте-карловских данных велась для нескольких наборов начальных точек на обеих решетках. В отличие от таблицы 1, значения параметров не зависят от выбора начальных точек.

ТАБЛИЦА 2

$8^3 \times 4$	$18^3 \times 4$	A	B	$4/g_c^2$	β	χ^2/N
$4/g_c^2$	$4/g_c^2$					
2,335	2,303	0,801(5)	-0,029(3)	2,297(2)	0,316(6)	1,81
	2,305	0,803(7)	-0,029(3)	2,297(1)	0,318(7)	1,81
	2,310	0,802(8)	-0,028(3)	2,297(2)	0,318(9)	1,93
2,350	2,308	0,798(7)	-0,027(3)	2,298(2)	0,317(6)	1,42
	2,310	0,799(7)	-0,027(3)	2,298(2)	0,318(8)	1,67
2,40	2,340	0,783(7)	-0,027(3)	2,300(2)	0,310(15)	1,46

Следует отметить, что амплитуда B поправочного члена в (12) пренебрежимо мала по сравнению с амплитудой лидирующего члена A . Это означает, что поведение скейлинговой функции $M(x)$ с хорошей точностью аппроксимируется зависимостью, характерной для бесконечной системы:

$$M(x) = A |x|^\beta, \quad x \rightarrow 0. \quad (13)$$

Главным результатом данной работы мы считаем вычисление параметров фазового перехода деконфайнмента $4/g_c^2$ и β . Из таблицы 2 и формулы (3) легко найти температуру деконфайнмента

$$T_c/\Lambda_c = 41,9 \pm 0,2 \quad (14)$$

или в физических единицах $T_c = (209,5 \pm 1) \text{ МэВ}$ ($\Lambda_c = 5 \text{ МэВ}$ для группы $SU(2)$). Значение β , представленное в таблице 2, прекрасно согласуется со значением критического индекса намагниченности $\beta = 0,325$ трехмерной модели Изинга, в полном соответствии с гипотезой универсальности.

Таким образом, метод конечноразмерного скейлинга оказался весьма эффективным при вычислении критического индекса параметра порядка в $SU(2)$ калибровочной теории на решетке. Дальнейшая задача состоит в применении этого метода к вычислению критических индексов теплоемкости и восприимчивости, что позволит окончательно решить вопрос о справедливости гипотезы универсальности.

Автор выражает благодарность М.И.Горенштейну, Г.М.Зиновьеву, Е.Л.Фейнбергу за полезные обсуждения, а также В.А.Аверченкову и А.М.Задорожному за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson K.G. Phys. Rev., 1974, D10, p.2445.
2. Polyakov A.M. Phys. Lett., 1978, 72B, p. 477.
3. McLerran L.D., Svetitsky B. Phys. Lett., 1981, 98B, p. 195.
4. Kuti J., Polonyi J., Szlachanyi K. Phys. Lett., 1981, 98B, p. 199.
5. Engels J., Karsch F., Montvay J., Satz H. Nucl. Phys., 1982, 205B, p. 545.
6. McLerran L.D., Svetitsky B. Phys. Rev., 1981, D24, p. 450.
7. Gavai R.V., Satz H. Phys. Lett., 1984, 145B, p. 248.
8. Curci G., Tripiccone R. Phys. Lett., 1985, 151B, p. 145.
9. Engels J., Jersak J., Kanaya K., Laermann E., Lang C.B., Neuhaus T. Satz H. Nucl. Phys., 1987, 280B, p. 577.
10. Engels J., Finberg J., Weber M. Preprint BI-TF/88-6, 1988, Bielefeld.
11. Fisher M.E. Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi", vol.51, p. 1, 1971, Acad. Press, London.
12. Barber N.M. Phase Transition and Critical Phenomena, vol.8, p.145, 1983, Academic, New York.
13. Binder K. Z. Phys. B - Condensed Matter, 1981, 43, p.119.
14. Svetitsky B., Yaffe L.G. Nucl. Phys., 1982, 210B, p. 423.
15. Le Guillou J.C., Zinn-Justin J.J. Physique Lett., 1985, 46, p.1137.

СОСУЩЕСТВОВАНИЕ МУЛЬТИКВАРКОВЫХ КЛАСТЕРОВ И КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЫ

А.А. Шаненко, В.И. Юкалов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Предсказанный А.М. Балдиным и экспериментально обнаруженный культиативный эффект рождения мезонов^{/1/}, а также эксперименты по глубоко-неупругому рассеянию лептонов на ядрах^{/2/} позволили сделать вывод о том, что в ядрах существуют так называемые мультикварковые кластеры — более крупные, чем нуклоны, связанные состояния кварков. Различные мультикварковые кластеры интерпретируются как фазовые состояния кварковой материи. С наступлением деконфайнмента кварки предстают в виде кварковой плазмы (или кварк-глюонной плазмы), которая также является фазовым состоянием кварковой материи. Для изучения условий деконфайнмента было создано множество статистических моделей релятивистской ядерной материи. В рассмотрение, которое производилось только при высоких температурах^{/3/}, включались все возможные мультикварковые кластеры. Они рождались из вакуума и их взаимодействие учитывалось по Ван-дер-Ваальсу, то есть вводился исключенный объем. В результате получалось, что с ростом температуры размеры мультикварков укрупнялись, пока, наконец, не появлялся кластер, занимающий весь объем системы, — то есть происходил переход деконфайнмента. Однако часто при таком подходе вместо фазового перехода в кварковую плазму получались нефизические расходимости^{/4/}.

Помимо перехода деконфайнмента, вызывали интерес фазовые переходы между мультикварковыми состояниями кварковой материи. В частности, в модели "дубненской группы"^{/5/} рассматривались при низких температурах нуклоны, шестикварковые, девятикварковые и двенадцатикварковые кластеры, взаимодействующие по Ван-дер-Ваальсу. Учитывались ядерные реакции слияния и распада кластеров, в результате чего выводились условия сосуществования различных мультикварков. В итоге рассчитывались концентрации мультикварков в зависимости от плотности ядерной материи.

В данной работе формулируется статистическая модель ядерной физики, включающая в себя все виды кварковых кластеров и свободные кварки. Подобно подходу "дубенской группы", учитываются ядерные реакции между кластерами и кварками. Выбираются реалистические потенциалы взаимодействия мультикварков с мультикварками. Кварковая плазма рассматривается так же, как это было сделано в работе Харзеева и Москаленко^{/6/}, причем, если у них химический потенциал свободных кварков был равен 0 (кварки рождались из вакуума), то у нас он определяется условиями сосуществования, что, как и в^{/6/}, не приводит к тривиальному сдвигу химического потенциала.

Формулируемая модель применима при всех температурах и в широком интервале плотностей.

Показывается, что при нормальной ядерной плотности кварков $\rho = \rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3$ и при температуре $\theta = 0$ имеется нуклонная материя с небольшой ($\approx 18\%$) примесью шестикварков. При той же плотности и при $\theta \rightarrow \infty$ кварковая материя асимптотически переходит в свободные кварки. Следовательно, происходит фазовый переход деконфайнмента. Более того, имеется область осуществления мультикварковых кластеров и кварковой плазмы, причем основная часть мультикварков - это нуклоны.

Гамильтониан кварковой материи записываем в виде:

$$\hat{H} = \sum_{\vec{k}, e} (\sqrt{\vec{k}^2 + m_q^2} - \mu) \hat{a}_{q\vec{k}e}^+ \hat{a}_{q\vec{k}e} + U_q + \sum_{\vec{k}, s, n} (\sqrt{\vec{k}^2 + M_n^2} - \mu_n) \hat{a}_{n\vec{k}s}^+ \hat{a}_{n\vec{k}s} + U_n, \quad (1)$$

где $\hat{a}_{q\vec{k}e}^+$, $\hat{a}_{q\vec{k}e}$ - операторы рождения и уничтожения кварка с импульсом \vec{k} и в квантовом состоянии e ; $\hat{a}_{n\vec{k}s}^+$, $\hat{a}_{n\vec{k}s}$ - операторы рождения и уничтожения n - кваркового кластера с импульсом \vec{k} и в спин-изоспиновом состоянии s ; U_q - член, описывающий взаимодействие кварков с системой, U_n - члены, ответственные за взаимодействие n - кварка с мультикварками; m_q - масса кварка, M_n - масса n - кварка; μ - химический потенциал свободных кварков, μ_n - химический потенциал n - кваркового состояния. Вероятность обнаружить систему в каком-либо мультикварковом состоянии выглядит так:

$$w_n = \sum_{\vec{k}, s} \frac{n}{V \rho} \langle \hat{a}_{n\vec{k}s}^+ \hat{a}_{n\vec{k}s} \rangle, \quad (2)$$

где ρ - полная плотность кварков. Аналогична вероятность обнаружить систему в состоянии кварковой плазмы

$$w = \frac{1}{V\rho} \sum_{\vec{k}e} \langle \hat{a}_{q\vec{k}e}^\dagger a_{q\vec{k}e} \rangle, \quad (3)$$

причем выполнено равенство

$$W + \sum_{n=3}^{\infty} W_n = 1. \quad (4)$$

Между свободными кварками и мультикварковыми кластерами идут реакции слияния кварков в мультикварки, меньших мультикварков в большие и, наоборот, реакции распада. Следовательно, условие сохранения барионного числа требует, чтобы:

$$\mu_n = n \cdot \mu. \quad (5)$$

Для дальнейшей конкретизации модели необходимо выбрать потенциалы взаимодействия мультикварковых кластеров. Известно, что в потенциал межнуклонного взаимодействия входят центральные и тензорные члены. Так как нас интересует термодинамика кварковой системы, оперирующая средними величинами, то для нас будет важна средняя потенциальная энергия взаимодействия нуклонов. Выбирая за основу "боннский потенциал"¹⁷, мы усредняем его по спиновым переменным и считаем, что эффективно нуклоны взаимодействуют с помощью такого усредненного "боннского потенциала". При усреднении все слагаемые, содержащие выражения $S_{12} = \left[3 \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^3} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \right]$ и $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$, $\vec{L} \cdot \vec{S}$, дают нулевой вклад, и мы получаем компактный радиальный потенциал:

$$\varphi_{33}(r) = \sum_{\alpha} V_{\alpha}(r); \quad (6)$$

$$V_{1,2}(r) = - \frac{g_{1,2}^2}{4\pi} m_{3,2} \left\{ \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{m_{3,2}}{m} \right)^2 \right] Y(m_{3,2}r) + \right. \\ \left. + \frac{1}{4m^2} \left[\nabla^2 Y(m_{3,2}r) + Y(m_{3,2}r) \nabla^2 \right] \right\}; \quad (7)$$

$$V_{3,4}(r) = \frac{g_{3,4}^2}{4\pi} m_{3,4} \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_{3,4}}{m} \right)^2 \right] Y(m_{3,4}r) - \frac{3}{4m^2} \nabla^2 Y(m_{3,4}r) - \right. \\ \left. - \frac{3}{4m^2} Y(m_{3,4}r) \nabla^2 \right\} + \frac{1}{2} \frac{g_{3,4}^2 \rho_{3,4}}{4\pi} m_{3,4} \left(\frac{m_{3,4}}{m} \right)^2 Y(m_{3,4}r), \quad (8)$$

$$m - \text{масса нуклона}; \nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\vec{L}^2}{r^2}, \vec{L} = -i\vec{r} \times \vec{\nabla}, Y(x) = \frac{e^{-x}}{x}.$$

	$g_\alpha^2/4\pi$	$m_\alpha [MeV]$	f_α	Вид мезона
1. σ -мезон	7,76	550	-	скалярные
2. δ -мезон	2,67	983	-	мезоны
3. ρ -мезон	0,95	769	$6,1 g_3$	векторные
4. ω -мезон	20	782,6	0	мезоны

Наиболее часто интересуются диапазоном плотностей кварковой материи, начиная с нормальной ядерной, когда плотность кварков $\rho = \rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3$, и до $\rho = 10 \rho_0$, что соответствует плотности кварков в центральных областях нейтронной звезды. В этом интервале плотностей среднее расстояние между нуклонами $a_{33} = \sqrt[3]{(\rho_0/\rho)^{1/3}}$ принимает значения от $0,004 \text{ МэВ}^{-1}$ до $0,009 \text{ МэВ}^{-1}$, в то время как радиус кора нуклона $r_c = 0,002 \text{ МэВ}^{-1} = 0,4 \text{ фм}$. Следовательно, при $\rho \in [\rho_0, 10\rho_0]$ волновые функции нуклонов перекрываются слабо, и можно пренебречь нелокальными членами в потенциале взаимодействия. В итоге мы имеем следующий эффективный потенциал взаимодействия двух нуклонов:

$$\mathcal{P}_{33}(r) = \sum_{\alpha} C_{\alpha} m_{\alpha} \mathcal{Y}(m_{\alpha} r), \quad \text{где } C_1 = 16,7 \text{ и } m_1 = m_{\omega}; \quad (9)$$

$$C_2 = 2,7 \text{ и } m_2 = m_{\rho}, \quad C_3 = -7,8 \text{ и } m_3 = m_{\sigma}; \quad C_4 = -2,7 \text{ и } m_4 = m_{\delta}.$$

Теперь с помощью (9) можно получить потенциал взаимодействия любых n - кваркового и n' - кваркового кластеров. Пусть имеются три нуклона, из которых два сливаются в шестикварковый кластер. Закон сохранения энергии в реакции будет выглядеть так:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\vec{K}_1^2 + M_1^2} + \sqrt{\vec{K}_2^2 + M_2^2} + \sqrt{\vec{K}_3^2 + M_3^2} + \mathcal{P}_{33}(z_p) + \mathcal{P}_{33}(z_{13}) + \mathcal{P}_{33}(z_{23}) = \\ & = \sqrt{\vec{K}^2 + M_6^2} + \mathcal{P}_{36}(r) + \sqrt{\vec{K}_4^2 + M_3^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где \vec{K}_1 и \vec{K}_2 - импульсы первого и второго нуклонов, сливающихся в шестикварк; z_p - расстояние, начиная с которого происходит реакция слияния первого и второго нуклонов; z_{13} и z_{23} - расстояния до третьего нуклона соответственно от первого и от второго; \vec{K}_3 и \vec{K}_4 - импульсы третьего нуклона до реакции и после нее, \vec{K} - импульс образовавшегося шестикварка и r - расстояние между шестикварковым

кластером и нуклоном. Если предположить, что $z_f \ll z_{13}, z_{23}$ и, соответственно, $z_f \ll z$, то пара сливающихся нуклонов образует консервативную подсистему, и тогда:

$$\sqrt{\vec{\kappa}_1^2 + M_3^2} + \sqrt{\vec{\kappa}_2^2 + M_3^2} + \mathcal{P}_{33}(z_f) = \sqrt{\vec{\kappa}^2 + M_6^2}, \quad (11)$$

$$\vec{\kappa}_3 = \vec{\kappa}_4, \quad \mathcal{P}_{36}(z) = \mathcal{P}_{33}(z_{13}) + \mathcal{P}_{33}(z_{23}) = 2\mathcal{P}_{33}(z). \quad (12)$$

Так как мы ожидаем, что реакция образования шестикварка происходит при $z_f \approx z_c = 0,4$ фм, а среднее расстояние a_{36} между нуклоном и шестикварком не меньше среднего расстояния между нуклонами, которое при $\rho = \rho_0 = 4 \cdot 10^6$ МэВ³ составляет 1,8 фм, при $\rho = 10\rho_0$ соответственно 0,8 фм, то при таком соотношении между z_f и a_{36} приближение $\mathcal{P}_{36}(z) = 2\mathcal{P}_{33}(z)$ является корректным.

Аналогично можно получить, что потенциал взаимодействия n -кварка и n' -кварка:

$$\mathcal{P}_{nn'}(z) = \frac{n \cdot n'}{9} \mathcal{P}_{33}(z). \quad (13)$$

Энергию овоголоного кварка записываем в виде

$$E_K = \sqrt{\vec{\kappa}^2 + m_q^2} + \frac{B}{\rho}, \quad (14)$$

где ρ — полная плотность кварков в системе, $B^{1/4} = 235$ МэВ, как и в работе [8]. Кварк находится в среднем поле всех остальных кварков, при этом он взаимодействует и с теми кварками, которые заключены в кластерах. Аналогично, кварки внутри кластера также чувствуют это поле, что проявляется в массах мультикварков.

Тогда, с учетом всех конкретизаций гамильтониан нашей модели будет выглядеть так:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\vec{x}} \int d\vec{x} \, \psi_{qe}^{\dagger}(\vec{x}) \left(\sqrt{-\vec{\nabla}^2 + m_q^2} + \frac{B}{\rho} - \mu \right) \psi_{qe}(\vec{x}) + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} \left\{ \sum_{\vec{s}} \int d\vec{x} \, \psi_{ns}^{\dagger}(\vec{x}) \left(\sqrt{-\vec{\nabla}^2 + M_n^2} - \mu_n \right) \psi_{ns}(\vec{x}) + \right. \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\vec{s}} \sum_{\vec{s}'} \iint d\vec{x} d\vec{y} \, \mathcal{P}_{nn}(1\vec{x}-\vec{y}) \psi_{ns}^{\dagger}(\vec{x}) \psi_{ns'}^{\dagger}(\vec{y}) \psi_{ns'}(\vec{y}) \psi_{ns}(\vec{x}) \Big\} + \\ & + \sum_{n>n'} \sum_{\vec{s}} \sum_{\vec{s}'} \iint d\vec{x} d\vec{y} \, \mathcal{P}_{nn'}(1\vec{x}-\vec{y}) \psi_{ns}^{\dagger}(\vec{x}) \psi_{n's'}^{\dagger}(\vec{y}) \psi_{n's'}(\vec{y}) \psi_{ns}(\vec{x}), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\psi_q^+(\vec{x})$, $\psi_q(\vec{x})$ – полные операторы кварков; $\psi_{ns}^+(\vec{x})$, $\psi_{ns}(\vec{x})$ – полные операторы мультикварков (n –кратно трем); \mathcal{S} – набор спин-изоспина соответствующего n – кварка; \mathcal{E} – набор квантовых номеров кварка.

Задачу решаем с помощью метода функций Грина. Рассматриваем последовательно три приближения:

- а) Не учитывается взаимодействие мультикварков с мультикварками.
- б) Приближение Хартри.
- в) Приближение Хартри – Фока.

Договоримся в дальнейшем использовать следующие обозначения:

ρ_{qe} – плотность свободных кварков с данным квантовым номером \mathcal{E} ;
 ρ_q – полная плотность свободных кварков; ρ_{ns} – плотность n – кварковых кластеров с данным квантовым номером \mathcal{S} ; ρ_n – полная плотность n –кварков.

Ниже выписываются плотности кварков и мультикварков, где для последних используется приближение Хартри – Фока (подразумевается, что к случаю хартри-приближения можно перейти путем зануления обменных интегралов в одночастичных спектрах мультикварков, к идеальному случаю – путем зануления еще и хартриевских членов):

$$\rho_{qe} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \kappa^2 \frac{d\kappa}{\exp\left(\frac{\omega_q(\vec{\kappa})}{\Theta}\right) + 1} \quad (I6)$$

$$\omega_q(\vec{\kappa}) = \sqrt{\kappa^2 + m_q^2} + \frac{B}{\mathcal{S}} - \mu, \quad (I7)$$

$$\rho_q = \sum_{\mathcal{E}} \rho_{qe}. \quad (I8)$$

Для n –кварков имеем следующее:

- а) если n – нечетно, то n – кварк является фермионом:

$$\rho_{ns} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \kappa^2 \frac{d\kappa}{\exp\left(\frac{\omega_n(\vec{\kappa})}{\Theta}\right) + 1}, \quad (I9)$$

$$\omega_n(\vec{\kappa}) = \sqrt{\kappa^2 + M_n^2} - \mu_n + \sum_{n'} \int_{\mathcal{S}'} \tilde{\varphi}_{nn'}(\vec{\kappa}) - \frac{1}{E(n)} \int \frac{d\vec{\kappa}'}{(2\pi)^3} \tilde{\varphi}_{nn'}(i\vec{\kappa} + \vec{\kappa}') \rho_n(\vec{\kappa}'). \quad (20)$$

б) если n - чётно, то n - кварк является бозоном:

$$\rho_{ns} = \rho_{ons} + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} k^2 \frac{dk}{\exp\left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{\Theta}\right) - 1}, \quad (21)$$

$$\omega_n(\vec{k}) = \sqrt{\vec{k}^2 + M_n^2} - \mu_n + \sum_{n'} \rho_{n'} \tilde{\Phi}_{nn'}(0) + \frac{1}{E_n} \int \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3} \tilde{\Phi}_{nn'}(\vec{k}, \vec{k}') \rho_{n'}(\vec{k}') \quad (22)$$

В обоих случаях $E(n)$ - число внутренних квантовых степеней свободы,

$$\rho_n = \sum_s \rho_{ns}, \quad \rho_n = \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \rho_n(\vec{k}), \quad \tilde{\Phi}_{nn'}(\vec{k}) = \int d\vec{z} \tilde{\Phi}_{nn'}(i\vec{z}) e^{-i\vec{k}\vec{z}} \quad (23)$$

Через ρ_{ons} мы обозначаем плотность частиц в конденсате. Уравнение, определяющее химический потенциал и плотности частиц в конденсате, следующее:

$$\rho_q + \sum_n n \rho_n = \rho, \quad (24)$$

при этом используется условие сосуществования $n\mu = \mu_n$. Аналитически удается исследовать два предельных случая.

1) $\Theta = 0$, $\rho = \rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3$. Анализ, проведенный "дубненской группой" [5], показал, что при таких параметрах концентрации девятикварков и двенадцатикварков много меньше концентраций нуклонов и шестикварков. Поэтому, анализируя поведение нашей модели при $\Theta = 0$ и $\rho = \rho_0$, из всей совокупности кварковых кластеров ограничимся рассмотрением нуклонов и шестикварков. Для кварков имеются 12 квантовых степеней свободы: 2 аромата, 2 проекции спина, 3 цвета.

Массу кварка m_q выбираем равной 7 МэВ. Для нуклона - две проекции спина, две проекции изоспина, или четыре квантовых степени свободы, $M_3 = 938 \text{ МэВ}$. Для шестикварка - три проекции спина, три изоспина (спин равен 1, изоспин равен 1), или девять степеней свободы, M_6 находится из сравнения концентрации шестикварков в ядерной материи с опытными данными.

Численный анализ показывает, что при $\rho = \rho_0$ и $\Theta = 0$ невозможно осуществление кварковой плазмы с нуклонами и шестикварками. Следовательно, реализуется одна из двух возможностей: либо имеются нуклоны и шестикварки, либо имеются свободные кварки. Вычисляя свободную энергию для каждого случая, выбирая минимальную, мы находим, какая из двух возможностей реализуется.

а) Случай невзаимодействующих нуклонов и шестикварков.

$$w_6 = \rho_6 / \rho = 1 \quad (M_6 \leq 1876 \text{ Мев}), \quad (25)$$

$$w_6 = 1 - \frac{4\sqrt{2}}{\rho_0 \pi^2} (M_3 (\frac{M_6}{2} - M_3))^{\frac{3}{2}} \cdot \left\{ 1 + \frac{9}{10 M_3} (\frac{M_6}{2} - M_3) + \frac{3}{14 M_3^2} (\frac{M_6}{2} - M_3)^2 \right\} \quad (26)$$

$$(1876 \text{ Мев} \leq M_6 \leq 1956 \text{ Мев}),$$

$$w_6 = 0 \quad (M_6 \geq 1956 \text{ Мев}). \quad (27)$$

Если $w_6 = 0,16$, что соответствует оценкам концентрации шестикварков 10^9 , то $M_6 = 1944 \text{ МэВ}$.

б) Нуклоны и шестикварки в приближении Хартри. Результат для $w_6(M_6)$ остается тем же, что и в а), так как имеется соотношение между потенциалами $\tilde{\Phi}_{33}(c) = \frac{1}{2} \tilde{\Phi}_{36}(c) = \frac{1}{4} \tilde{\Phi}_{66}(c)$. (28)

в) Нуклоны и шестикварки в приближении Хартри - Фока:

$$w_6 = 1 \quad (M_6 \leq 1864 \text{ Мев}), \quad (29)$$

$$w_6 = 0,18 \quad (M_6 = 1968 \text{ Мев} \pm 8 \text{ Мев}), \quad (30)$$

$$w_6 = 0 \quad (M_6 \geq 1922 \text{ Мев} \pm 8 \text{ Мев}). \quad (31)$$

Последовательное рассмотрение трех приближений показывает, что результаты незначительно изменяются при переходе от одного приближения к другому, следовательно, ряд приближений имеет тенденцию к сходимости.

При $\Theta = 0$ свободная энергия совпадает с энергией системы. Плотность внутренней энергии нуклонов и шестикварков при $\Theta = 0$ следующая:

$$E_{3,6} = \frac{4\sqrt{2}}{3\pi^2} M_3^{\frac{5}{2}} (\frac{M_6}{2} - M_3)^{\frac{3}{2}} \cdot \left\{ 1 + \frac{3}{2 M_3} (\frac{M_6}{2} - M_3) + \frac{6}{7 M_3^2} (\frac{M_6}{2} - M_3)^2 + \frac{1}{6 M_3^3} (\frac{M_6}{2} - M_3)^3 \right\} + M_6 \rho_6 + \frac{1}{2} \tilde{\Phi}_{33}(c) \rho_3^2 + \tilde{\Phi}_{36}(c) \rho_3 \rho_6 + \frac{1}{2} \tilde{\Phi}_{66}(c) \rho_6^2, \quad (32)$$

где $\rho_6 = \frac{w_6 \rho_0}{6}$, $\rho_3 = \frac{w_3 \rho_0}{3}$. Формула выписана в приближении Хартри. Если $w_6 = 0,16$, то $w_3 = 0,82$, $M_6 = 1944 \text{ МэВ}$. $E_{3,6} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ МэВ}^4$. Плотность энергии в случае Хартри. и невзаимодействующих нуклонов и шестикварков отличается от данной величины на сотые доли.

Для чистой фазы свободных кварков имеем следующую плотность энергии при $\Theta = 0$ и $\rho = \rho_0$:

$$E_q = \frac{4\sqrt{2}}{\pi^2} m_q^{5/2} \left(\mu - m_q - \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{3/2} \left\{ 1 + \frac{3}{2m_q} \left(\mu - m_q - \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{6}{7m_q^2} \left(\mu - m_q - \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \frac{1}{6m_q^3} \left(\mu - m_q - \frac{\rho}{\rho_0} \right)^3 \right\} + B, \quad (33)$$

так как $\mu = 947$ МэВ (из условия $\sum_q \rho_{qe} = \rho_q$), то $E_q = 3,6 \cdot 10^9$ МэВ⁴. Следовательно, свободная энергия нуклонов и шестикварков меньше, чем свободная энергия кварковой плазмы. Тогда при $\Theta = 0$ и $\rho = \rho_0$ в ядерной материи существуют нуклоны и шестикварки, причем $\omega_6 = 0,16$ при $M_6 = 1908$ МэВ ± 6 МэВ.

2) $\Theta \rightarrow +\infty$. При высоких температурах уравнение (24) запишется в следующем виде ($\rho = \rho_0$):

$$\frac{18}{\pi^2} \Theta^3 e^{\mu/\Theta} + \frac{12}{\pi^2} \Theta^3 e^{3\mu/\Theta} + \frac{54}{\pi^2} \Theta^3 e^{6\mu/\Theta} + \sum_{n \geq 3} n \varepsilon(n) \Theta^3 \varphi_n(\Theta) \frac{1}{2\pi^2} e^{-\frac{M_n + A_n}{\Theta}} e^{n\mu/\Theta} = \rho_0, \quad (34)$$

где $\varepsilon(n)$ - число квантовых степеней свободы для n - кварка,

$$A_n = \sum_{n'} \rho_{n'} \tilde{\varphi}_{nn'}(\omega) = \frac{n}{3} \sum_{n'} \rho_{n'} \tilde{\varphi}_{n'3}(\omega) = \frac{n}{3} \cdot \frac{\rho_0}{3} \tilde{\varphi}_{33}(\omega),$$

$$\varphi_n(\Theta) = \int_0^{+\infty} \frac{t^3 e^{-t} dt}{(t^2 + 2t M_{n/\Theta})^{1/2}}, \quad 0 < \varphi_n(\Theta) < 2.$$

Если решение (34) существует, то можно убедиться, что:

- ряд в (34) сходится;
- с ростом температуры $e^{\mu/\Theta}$ убывает к нулю;
- решение единственно;
- сходящийся ряд при достаточно высоких Θ даст вклад существенно меньше, чем предыдущие при слагаемых;
- слагаемое, ответственное за нуклоны (содержащее $e^{3\mu/\Theta}$), будет при некоторых Θ существенно меньше слагаемого, соответствующего свободным кваркам, и существенно больше слагаемого, соответствующего шестикваркам.

Асимптотическая форма уравнения (34) следующая:

$$e^{\mu/\Theta} = \frac{\rho_0 \pi^2}{12 \Theta^3}. \quad (35)$$

Решаем (35), подставляем решение в (34) и, пользуясь спектром Хagedорна^[4] для оценки $\xi(n)$ и формулой для масс мультикварков^[9]

$$\frac{M_n}{M} = \left(\frac{n-1}{2}\right)^{3/4}, \quad \text{где } M = 1000 \text{ МэВ}, \quad (36)$$

получаем:

$$\sum_{n \geq 9} \dots \leq \frac{1}{12} \left[2 \left(\frac{M_9}{M} \right)^{4/3} + 1 \right] \cdot \frac{M \cdot c}{2 M_9^{5/2}} \left(\frac{\rho_0 \pi^2}{12 \Theta^3} \right)^{2 \cdot \frac{M_9}{M}} \cdot \frac{1}{\Theta \left(\frac{12 \Theta^3}{\rho_0 \pi^2} \right)^2} \quad (37)$$

где $c = 6,45 \cdot 10^3 \text{ МэВ}^{3/2}$, $M_9 = 2800 \text{ МэВ}$;

$$\frac{12}{\pi^2} \Theta^3 e^{3\mu/\Theta} = \frac{12}{\pi^2} \Theta^3 \left(\frac{\rho_0 \pi^2}{12 \Theta^3} \right)^3 = \frac{\pi^4 \rho_0^3}{44 \cdot \Theta^6}; \quad (38)$$

$$\frac{54}{\pi^2} \Theta^3 e^{6\mu/\Theta} = \frac{1,8 \cdot 10^{-5} \pi^{10} \rho_0^6}{\Theta^{15}}. \quad (39)$$

Теперь нетрудно убедиться, что асимптотически уравнение (34) при такой подстановке обращается в тождество. Следовательно, решение найдено и оно асимптотически описывает ситуацию, когда выживают только свободные кварки. Проведенный анализ поведения модели при $\rho = \rho_c$ и температурах $\Theta = 0$ и $\Theta \rightarrow +\infty$ показывает, что свободных кварков при температуре, равной нулю, нет, но при $\Theta \rightarrow \infty$ кварковая материя переходит в кварковую плазму. Таким образом, при некоторой промежуточной температуре происходит фазовый переход деконфаймента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М., Гиордэнеску П., Зубарев В.Н. и др. - ЯФ, 1975, 21, с. 1008.
2. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, p. 275.
3. Satz H. Phys. Rep., 1982, 88, p. 349.
4. Hagedorn R. Nuovo Cim. Suppl., 1965, 3, p. 147.
5. Chishov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovskiy A.S., Yukalov V.I. Nucl. Phys., *1986, 449A, p. 660.
6. Москаленко И., Харзеев Д. ЯФ, 1988, 48, с. 325.
7. Machleidt R., Holinde K., Elster C., Phys. Rep., 1987, 149, p. 1.
8. Барц Х.В., Кампфер Б., Лукач Б. ЭЧАЯ, 1987, 16, с. 1234
9. Wong C.W. Phys. Rep., 1986, 136, p. 1.
10. Vary J.P., Nucl. Phys., 1984, 418A, p. 195.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1988 года.

Ответственные за выпуск сборника
В.В.Буров, А.Д.Коваленко, Ю.А.Панебратцев

Редакторы: В.Б.Колесова, Макет Р.Д.Фоминой,
Э.В.Ивашкевич. Т.Е.Попеко.

Подписано в печать 27.12.88.

Формат 60х90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 32,47.

Тираж 400. Заказ 41452.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.