

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1-82-276

В.Г.Аблеев,¹ Г.Г.Воробьев, С.А.Запорожец,
А.А.Номофиллов, Д.К.Никитин,² Н.М.Пискунов,
И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов,
А.Филипповски,³ В.И.Шаров

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА ПРОТОНОВ-СПЕКТАТОРОВ
ПОД НУЛЕВЫМ УГЛОМ ВЫЛЕТА В РЕАКЦИИ
СТРИППИНГА ДЕЙТРОНОВ НА УГЛЕРОДЕ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 8,9 ГэВ/с

¹ ИИЯФ МГУ, Москва.

² ФТИ, Душанбе.

³ ИЯИ, Варшава.

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами^{/3/} мы ранее выполнили подробные измерения^{/2/} инвариантных сечений реакции



Для нормировки этих данных нами был проведен специальный эксперимент, о котором сообщается в данной работе. Измерялось инвариантное сечение реакции /1/ при импульсе регистрируемого протона $\frac{1}{2}P_d$ вблизи угла вылета 0° . Полученные данные имеют самостоятельное значение в связи с проблемой ортогонализации волновых функций начального дейтрона и (np)-системы, возникающей в результате его развала в реакции стриппинга. Эта проблема обсуждалась, например, в работах Бертокки и Трелеани^{/8/} и Ниссен-Мейера^{/4/}. Ниже приводится описание эксперимента /п.2/, процедуры обработки данных /п.3/ и полученные результаты /п.4/.

2. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент был выполнен на пучке дейтронов с импульсом $P_d = 8,9$ ГэВ/с и интенсивностью $/3 \div 7/ \cdot 10^6$ частиц/с, который выводился из синхрофазотрона за время $/0,3 \div 0,4/$ с.

Магнитный спектрометр "АЛЬФА", схема которого показана на рис.1, работал на линии с ЭВМ ЕС-1010 и содержал многопровольные пропорциональные камеры и сцинтилляционные счетчики. Подробное описание его работы приведено в^{/1а/}.

Совпадениями $M = S_2 \wedge S_3 \wedge S_4 \wedge \bar{A} \wedge \{ "1" \}$ в ПК1, где $\{ "1" \}$ в ПК1 - условие срабатывания в каждой из плоскостей камер ПК1, ПК2 одной и только одной сигнальной проволоочки, выделялись мониторные частицы.

В основном режиме работы передача информации из установки в ЭВМ происходила при совпадении сигнала от счетчика S_5 , расположенного за анализирующим магнитом, с сигналом M о регистрации мониторной частицы. Магнитное поле в МА устанавливалось так, чтобы в счетчик S_5 , размером 25×30 см², попадали протоны со средним импульсом $4,45$ ГэВ/с. Магнит был прокалиброван методом нити с током; величина магнитного поля в нем контролировалась с точностью $0,1\%$ датчиком Холла.

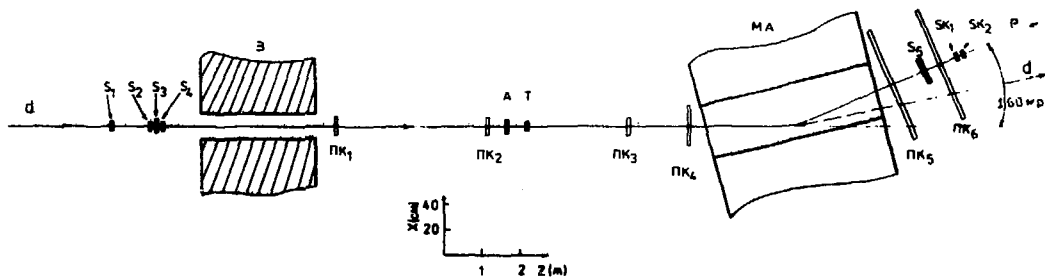


Рис.1. Схема спектрометра, с помощью которого проводились измерения; S, SK, A - сцинтилляционные счетчики, ПК - пропорциональные камеры, Т - мишень, МА - анализирующий магнит, З - защита. За магнитом МА показаны направления пучка регистрируемых протонов (р) и дейтронов (d).

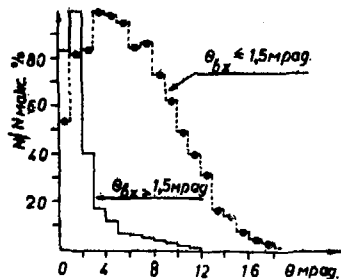


Рис.2. Распределения по углу вылета регистрируемых протонов из мишени для мониторных частиц с пространственным углом входа $\theta_{вх} > 1,5$ мрад /сплошная линия/ и $\theta_{вх} \leq 1,5$ мрад /пунктир/. Видно, что частицы с $\theta_{вх} > 1,5$ мрад испытывают в мишени преимущественно многократное кулоновское рассеяние /наиболее вероятный угол рассеяния ~ 1 мрад/.

В ЭВМ передавалась координатная информация от пропорциональных камер, сигналы о срабатывании счетчиков установки, информация о потоке мониторных частиц и информация от датчиков Холла.

С целью контроля за качеством работы установки, определения ее характеристик и необходимых при восстановлении треков констант около 10% от общего числа событий накапливалось без отбора стриппинговых протонов, т.е. по сигналу М /режим специальных измерений/.

Переключение режимов выполнялось автоматически, по командам от ЭВМ, с достаточно коротким периодом /10 циклов ускорителя/. Это обеспечивало корректный учет эффективности спектрометра при возможных изменениях условий эксперимента.

Использовались углеродные мишени разной толщины: $3,013 \pm 0,006$ г/см² и $5,965 \pm 0,008$ г/см².

Для протонов с импульсом около 4,5 ГэВ/с установка имела разрешение: по углу θ вылета из мишени $-\sigma_\theta = 0,8$ мр, по импульсу $-\sigma_p/p = 0,5\%$, по z -координате точки взаимодействия $-\sigma_z = 2,5/\theta$ для "тонкой" мишени и $\sigma_z = 3,0/\theta$ - для "толстой" мишени /здесь σ_z измеряется в метрах, θ - в миллирадианах/. Эти характеристики приводятся для "пустой" мишени.

3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обработка накопленной информации проводилась на ЭВМ ЕС-1040 в основном аналогично процедуре, применявшейся ранее^{/16/}. Отличия от нее сводились к следующему.

Во-первых, в этом эксперименте пучок дейтронов малой интенсивности формировался коллиматорами. Поэтому в мониторном пучке содержалась примесь / ~3% / протонов от фрагментации дейтрона на трассе пучка. Для исключения событий, вызванных регистрацией таких протонов, величина пространственного угла между траекторией мониторной частицы и осью установки ограничивалась условием $\theta_{вх} < 1,5$ мрад /см. рис.2/. Это приводило к выбраковке около 27% событий, накопленных в основном режиме при облучении углеродных мишеней, и около 35% событий, накопленных в том же режиме при облучении пустой мишени. При этом отношение эффекта пустой мишени к эффекту полной составило ~35% и ~50% для "толстой" и "тонкой" мишеней соответственно.

Во-вторых, измерения проводились в области очень малых углов рассеяния, поэтому нужно было учесть эффекты "неаддитивности" измерений с полной и пустой мишенями, обусловленные конечным угловым разрешением установки. Для этого параметры (θ, z) событий, зарегистрированных при облучении пустой мишени, приводились к условиям соответствующей полной мишени следующим образом.

Измеренные в плоскости (X, Y) проекции θ_x, θ_y угла вылета заменялись на $\theta'_x = \theta_x + \delta\theta_x, \theta'_y = \theta_y + \delta\theta_y$, где $\delta\theta_{x,y}$ - случайные числа, разыгранные по нормальному закону с параметром σ , соответствующим величине угла многократного кулоновского рассеяния дейтрона в веществе полной мишени. Затем вычислялись величины θ' и z' и проводился отбор событий по условиям:

- z - координата точки взаимодействия находится в районе мишени, т.е. $|z - z_T| \leq 3\sigma_z(\theta)$;
 - трек частицы проходит через рабочую область счетчика S_6 .
- В результате отношение эффекта пустой мишени к эффекту полной составило $\sim 8\%$ и $\sim 13\%$ для толстой и тонкой мишеней соответственно.

Число событий рассеяния на ядрах мишени вычислялось /после проведения описанной выше процедуры/ вычитанием эффекта пустой мишени из эффекта полной. Оно поправлялось на геометрическую эффективность установки, зависящую от угла вылета протона и его импульса.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные инвариантные сечения $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}(\theta)$ при среднем импульсе протонов $\bar{p} = 4,45$ ГэВ/с в зависимости от угла их вылета были поправлены на эффекты двойного ядерного рассеяния / $\sim 5\%$ для тонкой и $\sim 10\%$ для толстой мишеней/. После этого результаты, полученные на тонкой и толстой мишенях, отличались друг от друга не более чем на 10% , что можно принять за верхнюю границу величины систематической погрешности нормировки сечений. Усредненные по обеим мишеням данные приведены на рис.3. Указанные погрешности включают статистические ошибки измерения и ошибки, обусловленные дискретным характером координатной информации от ПК.

Для определения величины $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}(\theta = 0)$ при импульсе стриппинговых протонов $4,45 \pm 0,075$ ГэВ/с данные /рис.3/ аппроксимировались зависимостью, полученной из волновой функции Хюльтена в импульсном представлении:

$$f(\theta) = \frac{A}{(\alpha^2 + p_1^{*2} + p_{||}^{*2})^2 (\beta^2 + p_1^{*2} + p_{||}^{*2})^2}, \quad /2/$$

где A - свободный параметр, $p_1^* = p\theta$, $\alpha = 45,6$ МэВ/с, $\beta = 270$ МэВ/с /звездочка отмечает величины, взятые в системе покоя дейтрона/. Значения параметров α и β взяты из работ^{/5/}. В результате было найдено, что

with fractional momentum z ; p_T is transverse momentum of hadron $C(D)$; $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$; $z = x_T/x$; $\langle k_T^2 \rangle \approx (0.4 \text{ GeV}/c)^2$ is the constituent transverse momentum squared in the initial hadrons A and B ; $\langle q_T^2 \rangle \approx (0.25 \text{ GeV}/c)^2$ is the mean transverse momentum squared of the particle $C(D)$ relative to the direction of motion of the constituent $c(d)$; $d\sigma/d\hat{t}$ is the cross section of subprocess $ab \rightarrow cd$.

We parameterize the functions G and D as follows:

$$G \frac{x^\alpha (1-x)^\beta}{B(1+\alpha, 1+\beta)}. \quad (2)$$

Parameters α and β are equal to:

for valence quarks in proton

$$u_V(x): \quad C = 2, \quad \alpha = -1/2, \quad \beta = 3$$

$$d_V(x): \quad C = 1, \quad \alpha = -1/2, \quad \beta = 4$$

$$\text{for sea quarks } u_S(x) = \bar{u}_S(x) = d_S(x) = \bar{d}_S(x) = 3s_S(x) = 3\bar{s}_S(x):$$

$$C = 0.3, \quad \alpha = -1, \quad \beta = 7$$

$$\text{and for the quark} \rightarrow \text{meson fragmentation functions } D_\pi^u(x) = D_\pi^d(x) = 3D_K^u(x) = 3D_K^d(x):$$

$$C = 3/4, \quad \alpha = -1, \quad \beta = 2.$$

If the role of constituents a and b is played by the quarks, then [12]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{qq} = -\frac{\lambda}{s\hat{t}^3}, \quad (3)$$

where $\lambda = 2300 \text{ mb GeV}^6$; \hat{s}, \hat{t} and \hat{u} are the Mandelstam variables for the subprocess.

In the case of baryon production one should add subprocesses with diquarks (pair of valence quarks). The corresponding parameters are fixed [13] by the experimental data and the quark counting rules:

for scalar ud -diquark distribution in nucleon

$$C = 6, \quad \alpha = 1, \quad \beta = 1.$$

for the diquark \rightarrow nucleon fragmentation function

$$C = 3/4, \quad \alpha = -1, \quad \beta = 2,$$

and for the quark-diquark and for the diquark-diquark subprocess cross sections

$$(d\sigma/d\hat{t})_{q(qq)} = (d\sigma/d\hat{t})_{qq} f^2(Q^2)$$

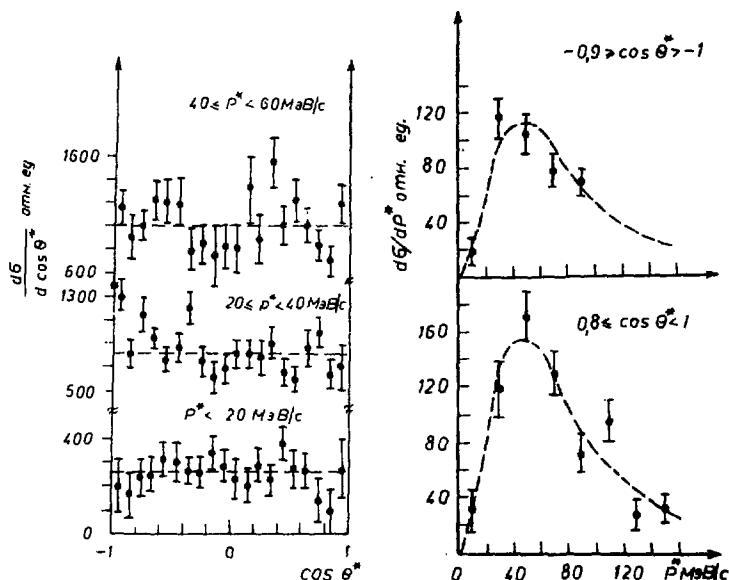


Рис.4. а/ Распределения протонов-спектаторов по величине $\cos \theta^*$ для разных интервалов p^* . Линии - среднее значение $d\sigma/d\cos \theta^*$. б/ Распределения протонов-спектаторов по величине p^* при фиксированных $\cos \theta^*$. Линиями показан вид распределений, следующий из волновой функции Хюлтена в импульсном представлении.

Авторы благодарны В.В.Глаголеву за полезные обсуждения наших результатов, З.П.Мотиной и Р.Н.Петровой за большую помощь на всех этапах выполнения данной работы.

Авторы признательны коллективам отделов Лаборатории высоких энергий ОИЯИ за обеспечение хорошей работы ЭВМ и синхрофазотрона, руководству Лаборатории - за поддержку и обеспечение возможностей проведения эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. а/ Аблеев В.Г. и др. ПТЭ, 1978, 2, с.63.
б/ Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, 13-81-782, Дубна, 1981.
2. Ableev V.G. et al. In: Abstracts of the Contr.Papers, 9 ICONEPANS 91191, 6-10 Jullet 1981, Gif-sur-Yvette, Cedex, 1981, p. A70.
3. Bertocci L., Treleani D. Nuovo Cim., 1976, 36A, p.1.
4. Nissen-Meyer S. Nucl.Phys., 1978, A306, p. 499.
5. Hulthen L., Sugavara M. Handbuch der Phys., 1957, 39, p.1;
Moravcsik M. Nucl.Phys., 1958, 7, p.113;
Danburg J.S. UCRL-19275, Berkeley, 1969.
6. Aladashvili B.S. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1975, 1, p. 913.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований



Аблеев В.Г. и др. Измерение выхода протонов-
 спектаторов под нулевым углом вылета в реакции стриппинга
 дейтронов на углеороде при импульсе 8,9 ГэВ/с

1-82-276

При импульсе дейтронов 8,9 ГэВ/с измерено инвариантное
 сечение реакции стриппинга дейтрона на углеродной мишени.
 Получено значение сечения под нулевым углом регистрации стрип-
 пингового протона

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} (\theta = 0, p = \frac{1}{2} p_d) = (281 \pm 9) \frac{6 \cdot \text{ГэВ}}{\text{ср} \cdot (\text{ГэВ}/c)^3},$$

которое согласуется со значением, полученным из расчета по мо-
 дели Бертокки-Трелеани для фрагментации дейтрона. Такой же
 расчет с использованием метода ортогонализации Ниссен-Мейера
 для волновых функций начального дейтрона и (np)-системы, воз-
 никающей в результате его развала, дает значение сечения,
 которое в 1,4 раза превышает измеренное.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Ableev V.G. et al. Measurement of the Proton- 1-82-276
 Spectator Yield in the Reaction of Deuteron Stripping on
 Carbon at 8.9 GeV/c Momentum

The invariant cross section of the reaction of deuteron
 stripping on carbon target has been measured at a deuteron
 momentum of 8.9 GeV/c. The cross section is obtained at a zero
 detection angle of the stripping proton:

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} (\theta = 0, p = \frac{1}{2} p_d) = (281 \pm 9) \frac{b \cdot \text{GeV}}{\text{sr} \cdot (\text{GeV}/c)^3}.$$

This value is consistent with the one calculated in the
 framework of the Bertocci-Treleani model of deuteron fragmen-
 tation. When the method of Nissen-Meyer is used for orthogona-
 lization of the wave functions of primary deuteron and the
 (np) -system, resulting from its disintegration, a similar
 calculation gives the result, which is 1.4 times larger than
 the measured value.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Редактор Б.В. Колесова. Макет Н.А. Киселевой.
Набор Н.П. Сергеевой, Е.М. Граменицкой.

Подписано в печать 21.05.82.

Формат 61x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 0,74.

Тираж 320. Заказ 31318.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.