

1 9 6 6

RENCONTRE DE MORIOND  
SUR LES INTERACTIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

---

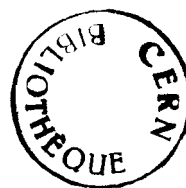
7 - 14 JANVIER 1966

*Sous le patronage de :*

LABORATOIRE DE L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE  
LABORATOIRE DE PHYSIQUE THÉORIQUE  
ET DES HAUTES ÉNERGIES

COMPTES RENDUS

Vol. II



*Comité d'organisation :*

B. GROSSETÊTE  
F. M. RENARD  
J. TRAN THANH VAN

1411-1

TABLE DES MATIERES

1er TOME

I - <u>PHOTOPRODUCTION ET ELECTROPRODUCTION</u>		1
M. GOURDIN	Some applications of the Algebra of Current to Electromagnetic Interactions	2
J. PEREZ-Y-JORBA	Spectromètre à triple focalisation de la Salle du GeV à Orsay	20
J. PEREZ-Y-JORBA	Photoproduction des $\pi^+$ et des $\pi^-$ à Orsay	23
P. LEHMANN	Double Photoproduction sur le Proton	27
J. LEFRANÇOIS	Photoproduction du $\pi^0$ sur le Proton	40
J. PEREZ-Y-JORBA	Mesure de la Polarisation du Proton de Recul dans la Photoproduction du $\pi_0$ sur le Proton entre 500 et 950 MeV	45
J. LEFRANÇOIS	Photoproduction de $K^+$ sur le Deutérium	48
P. LEHMANN	Photoproduction Cohérente des Mésons $\pi^0$ sur $D_2$ et $He^4$	54
G. MENNESSIER	Le Renversement du Temps en Photoproduction	58
J.P. LOUBATON	Pion Electroproduction	63
II - <u>PROBLEMES AVEC LE DEUTERON</u>		70
J. TRAN THANH VAN	Sur la Fonction d'Onde du Deutéron	71
D. SCHIFF	Photodésintégration du Deutéron et Rôle du N dans des Réactions comportant le Deutéron	81
B. GROSSETÊTE	Diffusion Electron Deutéron	93
Y. RENARD	Diffusion Elastique Electron Deutéron	99
F.M. RENARD	Etat des Connaissances Actuelles sur la Diffusion Inélastique Electron Deutéron	108

2ème TOME

III -	<u>EXPERIENCES SUR LES ANNEAUX DE COLLISIONS</u>	II9
	J. HAISSINSKI      Expériences auprès des Anneaux de Collisions à Electrons et Positrons	I20
IV -	<u>ECHANGE DE PLUSIEURS PHOTONS</u>	I38
	M. GOURDIN      Quelques Aspects Théoriques de l'Echange de Plusieurs Photons	I39
	B. GROSSETÊTE      Expériences Positrons	143
V -	<u>SUJETS THEORIQUES DIVERS</u>	I52
	F.M. RENARD      Interaction dans l'Etat Final à deux Particules	I53
	J. MICHELI      Vertex Electromagnétiques Elastiques et Inélastiques	I6I
	G. MENNESSIER      Les Nouvelles Résonances Pion Nucléon	I73
	F. GUERIN      Structure Hyperfine de l'Hydrogène	I80
	C. DE CALAN      Corrections Radiatives	I9I
VI -	<u>SUJETS EXPERIMENTAUX DIVERS</u>	203
	G. WEBER      Experiments at DESY	204
	C. SCHAERF      Experiments at Frascati	222
	P. BOUNIN      Possibilités d'Expériences avec une cible de Protons Polarisés	228
	P. BOUNIN      Expérience de Coïncidences sur un Accé- lérateur d'Electrons	23I

III. EXPERIENCES SUR LES ANNEAUX DE COLLISION

---

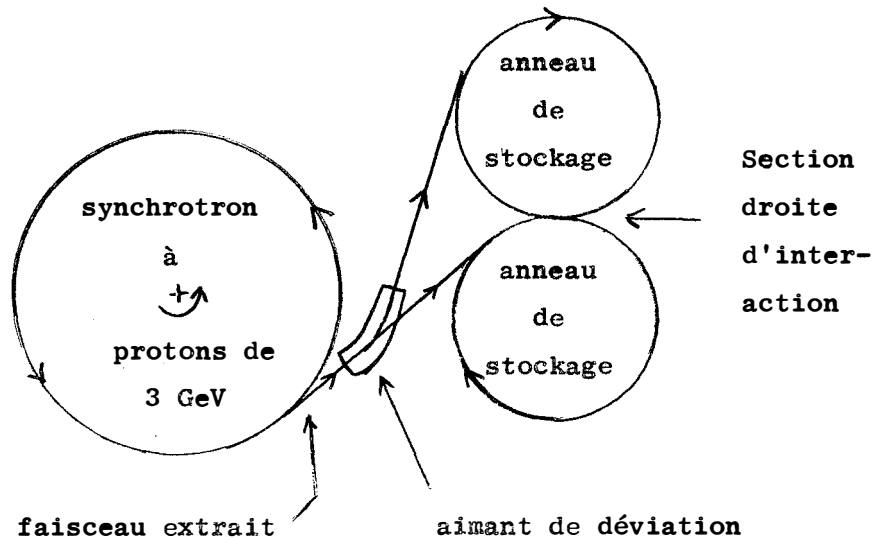
EXPERIENCES AUPRES DES ANNEAUX DE COLLISIONS A ELECTRONS ET POSITRONS

J. HAISSINSKI.

I. LES FAISCEAUX CROISES. PLACE PARTICULIERE DES ANNEAUX A ELECTRONS

Il y a dix ans qu'un groupe de physiciens du MURA<sup>(1)</sup> aux U.S.A. et V.A. Petoukhov<sup>(2)</sup> en U.R.S.S. ont estimé que les intensités des faisceaux que l'on peut accélérer dans une machine circulaire du type F.F.A.G. sont suffisantes pour que le taux de collisions entre deux faisceaux allant à la rencontre l'un de l'autre puisse permettre d'étudier les réactions proton-proton à très haute énergie. Quelques mois plus tard, G. O'Neill<sup>(3)</sup> propose de séparer la fonction "d'accélérateur" de celle "d'anneaux de stockage" des particules de haute énergie.

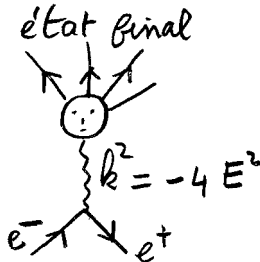
Schéma du premier projet  
O'Neill :



En fait, les premiers anneaux de collisions construits ont été des machines à électrons. Le rayonnement synchrotron de ces particules est en effet très favorable : (1) le théorème de Liouville ne s'applique plus, d'où la possibilité d'accumuler beaucoup de particules dans un espace de phases réduit; (2) pour une structure magnétique convenable, ce rayonnement amortit toutes les oscillations, d'où la définition en énergie extrêmement bonne des machines à électrons, les dimensions transverses

très réduites des faisceaux stockés et leur faible divergence angulaire. Pour la machine d'Orsay<sup>(4)</sup> par exemple : la section transverse des faisceaux est de l'ordre de  $1 \text{ mm}^2$  ; la divergence angulaire des faisceaux est inférieure à 1 milliradian et  $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-6} E_{(\text{MEV})}$ .

Les machines à  $e^+e^-$  présentent de plus le très grand avantage suivant : la plupart des réactions se font par l'intermédiaire de la voie à un photon virtuel d'où la possibilité de créer des paires de toutes particules interagissant



avec le électro-champ magnétique, soit par leur charge, soit par leur moment magnétique (ou tout autre moment électrique ou magnétique) et la possibilité d'étudier leurs facteurs de forme électromagnétiques dans le domaine des transferts du type temps. L'invariance de conjugaison de charge fait que le terme d'interférence entre le diagramme d'échange de 1 photon avec celui de 2 photons est nul chaque fois que le système de détection ne différencie pas les charges + et - . Par contre, toute asymétrie détectée dans les distributions angulaires de particules de charges opposées met en évidence le rôle non négligeable de l'échange de 2 photons.

## II. STRUCTURE GENERALE ET DEFINITION DE LA LUMINOSITE

Dans les premiers anneaux construits, la focalisation des faisceaux était obtenue en donnant aux aimants qui assurent la courbure de l'orbite un faible gradient de champ magnétique. On a construit ensuite des machines à gradients alternés ("focalisation forte") et à fonctions séparées, c'est-à-dire dans lesquelles la courbure de l'orbite est créée par des aimants à gradients faibles alors que la focalisation est assurée pour l'essentiel par des quadrupôles. On doit signaler aussi que les physiciens du CEA<sup>(5)</sup> (U.S.A.) proposent un anneau de structure magnétique plus complexe qui comprend des aimants à gradients forts en plus d'aimants à champ uniforme et de quadrupôles. Le caractère particulier des structures magnétiques qui peuvent être utilisées pour faire un anneau

de stockage est qu'elles doivent assurer l'amortissement de toute oscillation qui peut prendre naissance, ce qui n'est pas le cas des accélérateurs du type "synchrotron" conventionnels. La figure 1 donne les éléments essentiels de l'anneau d'Orsay. Il est clair que plus le taux de collisions entre les deux faisceaux stockés est élevé, plus l'anneau est intéressant du point de vue de la physique des hautes énergies. Ce taux de collisions est quantitativement défini à l'aide de la "luminosité" de la machine :

$\dot{n}$  = nombre de collisions conduisant à un état final  $f$  donné, par  
unité de temps =  $L\sigma$

où  $\sigma$  est la section efficace de la réaction  $e^+ + e^- \rightarrow f$  considérée.  $L$  a donc la dimension  $[L^{-2} T^{-1}]$  et s'écrit, dans le cas de collisions frontales :

$$L = f \frac{N_1 N_2}{k S}$$

où  $f$  est la fréquence de rotation des particules,  $N_1$  et  $N_2$  les nombres de particules stockées dans chacun des faisceaux,  $S$  l'aire de la section transverse des faisceaux (supposée ici égale pour les deux),  $k$  le nombre de paquets de chacun des faisceaux (\*).

### III. DIFFICULTES ET LIMITATIONS

Plus de sept ans se sont écoulés entre la première proposition détaillée<sup>(6)</sup> de construction d'anneaux de collisions et le premier rapport d'expérience<sup>(7)</sup> mettant en jeu de très hauts transferts d'énergie-impulsion. Les difficultés expérimentales rencontrées ont été nombreuses. Les principales sont :

- a) les remontées de pression dans les chambres à ultravide dues au dégazage des parois métalliques sous l'effet (indirect) du rayonnement synchrotron;
- b) la limitation sur les durées de vie des faisceaux stockés due aux diffusions coulombiennes entre particules appartenant à un même paquet, diffusions qui peuvent entraîner des variations d'énergie telles que les particules sont éliminées des faisceaux;
- c) des instabilités cohérentes d'un faisceau seul, dues à l'interaction de

---

(\*) Pour compenser les pertes d'énergie dues au rayonnement synchrotron, on place sur l'orbite une ou plusieurs cavités résonnantes dont le champ électrique oscillant à la fréquence  $\Omega = kf$  accélère les particules. Seules sont stockées les particules qui traversent la cavité avec une phase moyenne convenable, d'où le groupement des particules de chaque faisceau en  $k$  paquets.

son champ électromagnétique avec les parois métalliques de la chambre à vide dans laquelle circulent les faisceaux.

d) des instabilités verticales cohérentes des deux faisceaux qui effectuent des oscillations couplées par leur interaction dans les sections où ils se croisent; ces instabilités sont liées, elles aussi, à la conductibilité finie des parois métalliques de la chambre à vide;

e) l'effet des non-linéarités très prononcées du champ de force qu'exerce chaque faisceau sur chacune des particules de l'autre faisceau dans la ou les sections d'interaction, non-linéarités qui font que les particules ont tendance à éviter le faisceau opposé : elles passent tantôt au dessus, tantôt au dessous, si bien que l'un des faisceaux peut former dans certaines conditions un halo autour de l'autre faisceau, ce qui réduit énormément la luminosité. On considère que tous ces effets sont bien compris actuellement, sauf le dernier qui peut cependant être reproduit par des calculs sur ordinateur, calculs simulant le mouvement d'une particule d'un faisceau en présence d'un deuxième faisceau de grande intensité.

Les principaux remèdes apportés à ces divers effets sont respectivement pour : (a) traitement convenable des parois de la chambre à vide + vitesse de pompage accrue; (b) augmentation de la section des faisceaux et choix convenable de divers paramètres de l'anneau; (c) introduction de non-linéarités dans le champ magnétique de guidage des faisceaux ou (et) contre-réaction; (d) séparation des fréquences d'oscillations verticales naturelles des deux faisceaux, ou (et) contre-réaction. Quant à l'effet (e), il semble introduire une limitation fondamentale.

$$\Delta \gamma = \frac{N_{1,2} r_e L}{\pi^2 k \sigma_z (\sigma_r + \sigma_z) \gamma (\gamma_z)} \lesssim 0,1$$

où L est la longueur de l'orbite,  $r_e$  le rayon classique de l'électron,  $\sigma_z$  ( $\sigma_r$ ) l'écart type de la distribution verticale (radiale) des particules dans chaque faisceau,  $\gamma_z \times f$ , la fréquence des oscillations bêta-troniques verticales, et  $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$ . On déduit de cette inégalité :

$$\frac{N_{1,2}}{k S} \lesssim \frac{1}{2} 10^{+13} \text{ cm}^{-2} \quad \text{et par suite} \quad L = f \frac{N_+ N_-}{k S} \lesssim 10^{36} \text{ h}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

en prenant  $f \sim 10^7$ ;  $k \sim 10$ ;  $S \sim 10^{-1} \text{ cm}^2$ .



Une autre limitation pratique provient évidemment des puissances énormes rayonnées par les électrons : 1,3 Mégawatts pour 2 x 1 ampères stockés à 3 GeV dans le futur anneau du SLAC (Stanford).

IV. COMPARAISON DES PRINCIPAUX ANNEAUX EXISTANTS OU FUTURS.

(Voir Tableau I).

V. RESULTATS OBTENUS A STANFORD

Il s'agit de l'étude des diffusions  $e^-e^-$  à (300 + 300)MeV. 360 heures d'expériences avec des faisceaux de 30 à 50 mA dont l'intensité diminuait d'un facteur 2 en 25 minutes environ ont conduit à la prise de 30 000 photographies contenant 428 événements colinéaires provenant de la région d'interaction des 2 faisceaux. Les angles de diffusion observés sont :  $40^\circ < \theta < 90^\circ$ . Le bruit de fond provient uniquement de rayons cosmiques et ne représente que 13 événements. Les corrections radiatives sont d'environ 5 % (calcul de Tsai<sup>(8)</sup>). On introduit un facteur de forme dans la section efficace  $F = \frac{1}{1 + \frac{q^2}{\Lambda^2}}$

où  $\frac{1}{\Lambda^2} = \frac{1}{\Lambda_\gamma^2} + \frac{2}{\Lambda_{e\gamma}^2}$



$\Lambda_\gamma$  représente un "cut-off" possible dans le propagateur du photon virtuel échangé, et

$\Lambda_{e\gamma}$  représente un "cut-off" possible dans la fonction de vertex électron-photon

Pour chaque valeur de  $\Lambda^2$ , on recherche la luminosité qui minimise  $\chi^2$  et l'on peut affirmer :

avec 65 % de probabilité :

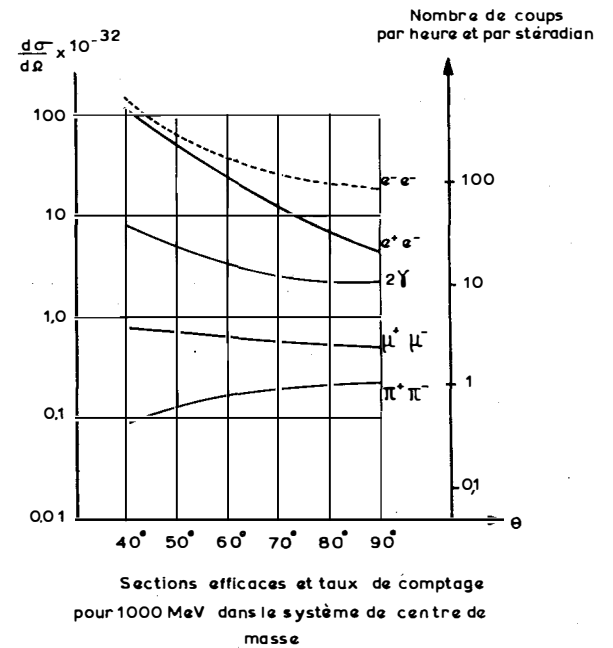
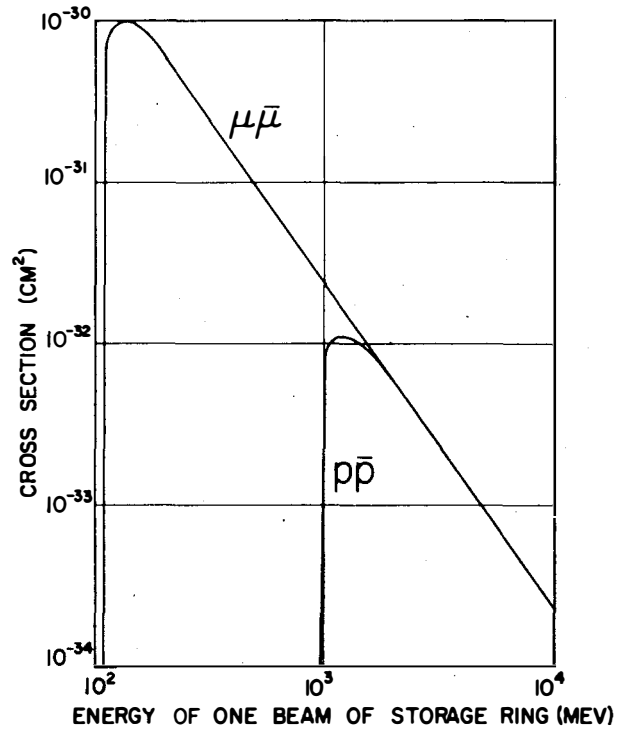
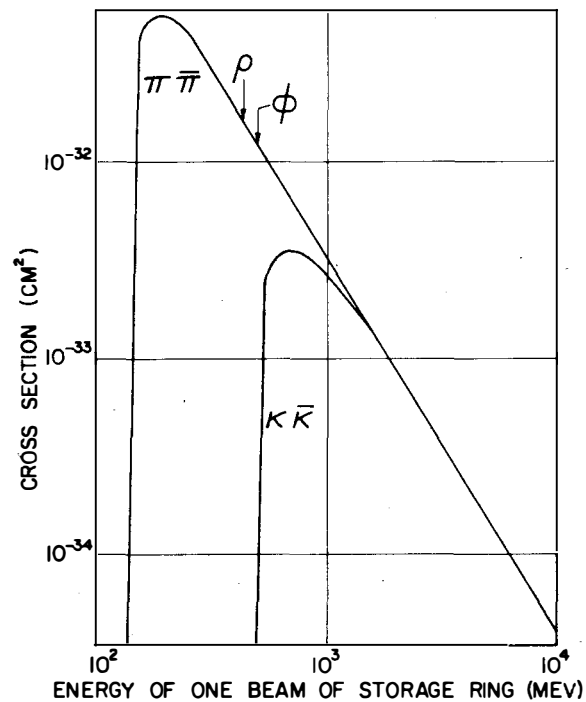
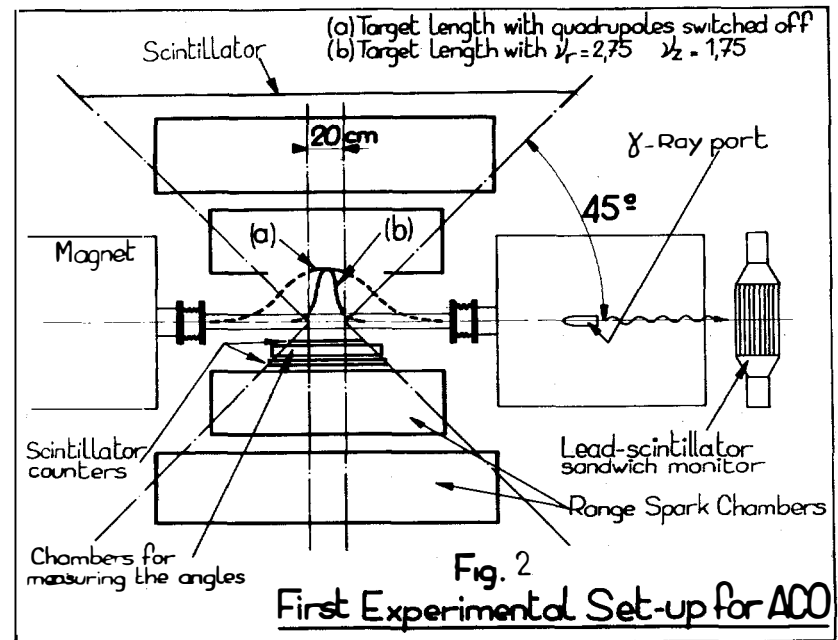
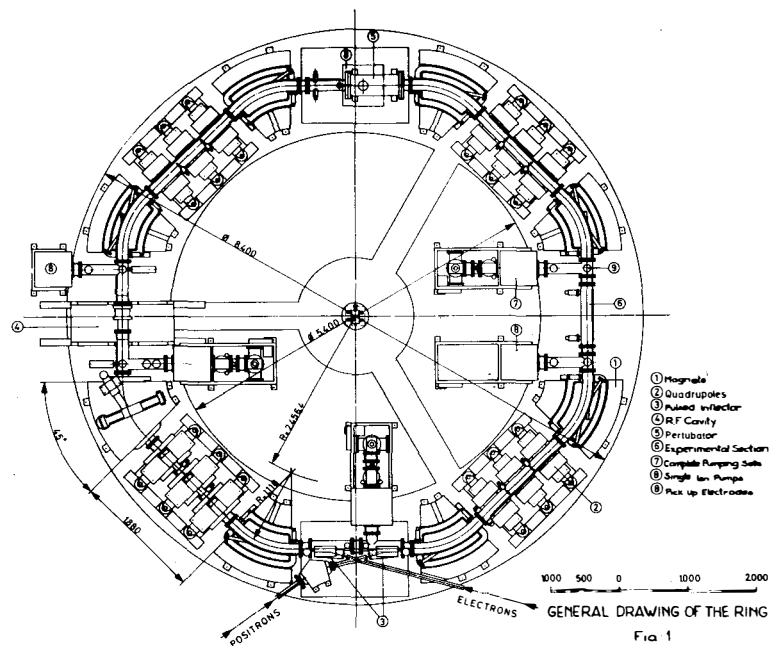
$\Lambda^2$  est  $> 0$  et  $\Lambda \geq 0,77 \text{ GeV/c}$  [ $\Lambda^{-1} < 0,26 \text{ fermi}$ ] (métrique +++-)

avec 95 % de probabilité :

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Si } \Lambda^2 \text{ est } > 0 \text{ alors } \Lambda \geq 0,55 \text{ GeV/c} \left[ \Lambda^{-1} < 0,36 \text{ fermi} \right] \\ \text{Si } \Lambda^2 \text{ est } < 0 \text{ alors } |\Lambda| \geq 0,98 \text{ GeV/c} \left[ |\Lambda|^{-1} < 0,2 \text{ fermi} \right] \end{array} \right.$

Lieu	Energie de chacun des faisceaux (MeV)	Rayon physique $R = \frac{L}{2\pi}$ (mètres)	Luminosité obtenue ou escomptée $\text{cm}^{-2} \text{h}^{-1}$	Type de focalication	Nombre de sections réservées à l'expérimentation.	Longueur des sections réservées à l'expérimentation (mètres)	Source de $e^+$	Durée prévue pour l'injection	Etat d'avancement
Stanford	500	1,30	$\bar{L} = 3 \cdot 10^{31}$ pendant 25'	faible	1	0,60		$\sim 1'$	40 mA x 40 mA amélioration de la section expérimentale.
AdA Frascati Orsay	250	0,64	$\sim 5 \cdot 10^{28}$	faible	1	0,18	Synchrotron de Frascati. Linac d'Orsay	des heures	en réserve
VEP1 Novosibirsk	130	0,43	$3,6 \cdot 10^{30}$	faible	1	0	Synchrotron	Quelques minutes	Etude des instabilités. Diffusion élastique à petits angles.
VEPP2 Novosibirsk	100 à 700	1,60	obtenue : quelques $10^{29}$ espérée : quelques $10^{31}$	faible	1	0,60	Synchrotron	?	Amélioration du faisceau de $e^+$
ACO Orsay	$\sim 30$ $\sim 500$	3,41	Quelques $10^{32}$	forte, fonctions séparées $O/2, B Q_F Q_D Q_F B O/2$	1 (peut-être 2)	1,80	Linac	$< \frac{1}{2}$ heure	Etude de l'injection.
Adone Frascati	350 à 1500	16,2	$7 \cdot 10^{32}$	forte, fonctions séparées $O/2 Q_F Q_D B Q_D Q_F O/2$	4	2,50	Linac Varian	$< \frac{1}{2}$ heure	Démarrage : Automne 1966
SLAC Stanford	3000	32	$10^{34}$	forte, fonctions séparées $O/2 Q_F O' B O' Q_D O/2$	2	4,75	Monstre	0,5 s	Tests finaux 1971
CEA Cambridge	3000	27	$3,6 \cdot 10^{33}$	Forte, gradients alternés $Q, B, +AG, -AG, +AG, -AG, B, Q$	2	5,4	Linac + synchrotron	1 minute	Projet 5 ans à construire à partir d'une éventuelle obtention des crédits.

TABLEAU 1.



Alors que les diffusions e-p donnent :  $\frac{1}{\Lambda_{\gamma}^2} + \frac{1}{\Lambda_{e\gamma}^2} \leq \frac{1}{(0,6 \text{ GeV}/c)^2}$ ,

que la comparaison des diffusions e-p avec les diffusions  $\mu$ -p montre que :

$$\frac{1}{\Lambda_{\mu\gamma}^2} - \frac{1}{\Lambda_{e\gamma}^2} \leq \frac{1}{(2,9 \text{ GeV}/c)^2} \quad \left[ \text{et que l'étude de créations de paires } \mu^+ \mu^- \right]$$

et les expériences G-2 indiquent que la structure du  $\mu$  ne présente pas d'anomalie pour  $|\Lambda_{\mu}| \leq 1 \text{ GeV}/c$  ], on rappelle que Pipkin et al<sup>(9)</sup> ont déduit de leurs expériences de créations de paires  $e^+e^-$  :

$$\frac{1}{\Lambda_e^2} + \frac{2}{\Lambda_{e\gamma}^2} = \frac{1}{(0,438 \pm 0,016 \text{ GeV}/c)^2}$$

## VI. REACTIONS DE MONITORAGE

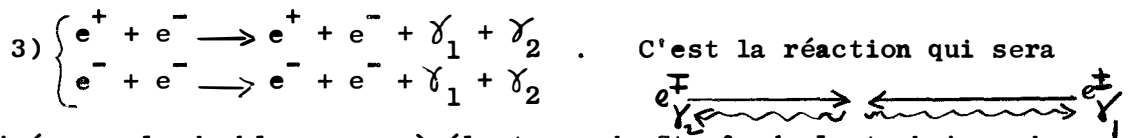
La luminosité  $\bar{L}$  contient des facteurs très difficiles à mesurer directement et ne peut être déduite avec précision que de la mesure du taux de comptage d'une réaction dont la section efficace  $\sigma$  est bien connue, c'est-à-dire une réaction ne faisant intervenir que l'électrodynamique avec de très faibles transferts. Une mesure indépendante précise de L est très souhaitable, en particulier lors de l'étude de l'électrodynamique aux faibles distances : par exemple, une anomalie dans la structure des  $\mu$  ne peut pas être mise en évidence dans l'analyse de leur distribution angulaire, mais seulement par la mesure du taux de comptage total, et implique une mesure indépendante de L.

Pour optimiser, contrôler et mesurer le taux d'interaction entre les 2 faisceaux stockés, on peut exploiter l'une ou l'autre des réactions suivantes :

1)  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ . Cette réaction a été exploitée à Novosibirsk. Comme  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \rightarrow \infty$  lorsque  $\theta \rightarrow 0$ , il faut une géométrie très rigoureuse du système de détection. De plus, comme la chambre à ultravide entoure la région d'interaction, il n'est pas facile de placer des détecteurs pour  $\theta$  voisin de  $0^\circ$ .

2)  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ . Réaction exploitée sur AdA parce que sa section efficace est élevée. Deux difficultés : (1) comme le spectre des  $\gamma$  émis est continu, il faut connaître avec précision le pouvoir de résolution

du système de détection des  $\gamma$ , disposer d'un étalonnage précis et stable de sa réponse en fonction de  $E_\gamma$ , ce qui présente des difficultés pour des rayons  $\gamma$  de haute énergie; (2). Les  $\gamma$  émis ne peuvent pas être distingués de ceux provenant du rayonnement de freinage sur le gaz résiduel, d'où une soustraction à faire - Dans le cas d'ACO, avec les paramètres suivants  $S = 1 \text{ mm}^2$ ,  $N_+ = N_- = 10^{10}$ , on a  $L = 2,5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ h}^{-1}$ , et la traversée d'un paquet par une particule du faisceau opposé est équivalente à celle d'une cible contenant  $\frac{1}{2} \cdot 10^{12}$  particules/cm<sup>2</sup>. Si la section droite expérimentale contient des molécules diatomiques à la pression  $10^{-9}$  Torr, elle représente une épaisseur de cible de  $1,5 \cdot 10^{10}$  atomes/cm<sup>2</sup>. Si l'on tient compte du fait que  $\sigma \propto Z^2$  on voit immédiatement que dans ces conditions, le bruit de fond sera du même ordre de grandeur que le signal.



utilisée sur le double anneau à électrons de Stanford. La technique des coïncidences permet de réduire le bruit de fond à un niveau qui ne soit pas gênant : avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour la réaction (2) on prévoit :

$$\frac{\text{signal (coïncidences réelles)}}{\text{bruit (coïncidences fortuites de } \gamma \text{ sur le gaz résiduel)}} = \frac{10^5}{2,25(Z^2)^2}$$

Cependant l'utilisation de cette réaction présente comme la précédente, des difficultés expérimentales liées à la définition du seuil vu que les énergies des rayons  $\gamma$  forment deux spectres continus;

4)  $e^+ + e^- \longrightarrow 2 \gamma$ . La section efficace de cette réaction diminue rapidement lorsque E augmente :  $\sigma_{\text{Tot.}} \propto \gamma^{-2} \text{Log } \gamma$ . Il s'ensuit qu'à haute énergie, le mauvais pouvoir de résolution des détecteurs de rayons  $\gamma$  (autres que les spectromètres de paires) rend délicate l'évaluation du taux de comptage parasite provenant de la réaction (3). Par ailleurs, la distribution angulaire de cette réaction n'est pas très piquée vers l'avant :  $\int_0^\theta d\sigma \propto \text{Lg}(1 + \theta^2 \gamma^2)$ . Il s'ensuit que lorsque les détecteurs de  $\gamma$  sont assez loin de la région d'interaction - ce qui est pratiquement

inévitabile - on risque de perdre une fraction importante des photons d'annihilation. Soient  $r_1$  et  $r_2$  les pouvoirs de résolution des 2 détecteurs de  $\gamma$  (largeurs relatives des pics à mi-hauteur),  $f$  l'efficacité de détection de ces détecteurs pour les  $\gamma$  d'annihilation, on a :

$$\frac{\text{signal (coïncidences de } \gamma \text{ d'annihilation)}}{\text{bruit (coïncidences de } \gamma \text{ de double bremsstrahlung } e^+e^-)} \approx 0,8 \cdot 10^5 \frac{f}{r_1 r_2} \frac{\text{Log } \gamma}{\gamma^2}$$

Par exemple, pour  $E = 500 \text{ MeV}$ ,  $r_1 = r_2 = 20 \%$ ,  $f = 0,3$ , ce rapport est voisin de 4.

Avec les mêmes valeurs numériques pour <sup>les</sup> divers paramètres, on a :

$$\frac{\text{signal (coïncidences de } \gamma \text{ d'annihilation)}}{\text{bruit (coïncidences fortuites de } \gamma \text{ sur le gaz résiduel)}} = 3 \cdot 10^9 \frac{f}{r_1 r_2 (Z^2)^2} \frac{\text{Log } \gamma}{\gamma^2}$$

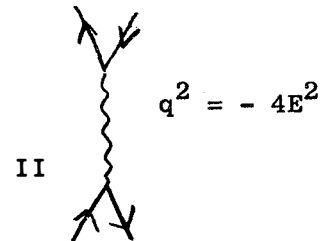
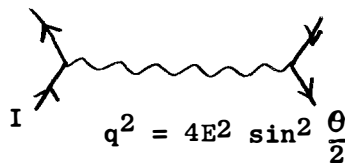
$$\approx 1,5 \frac{10^5}{(Z^2)^2}$$

On pourrait augmenter encore ces rapports en prenant pour l'un des détecteurs de  $\gamma$  un spectromètre de paires de résolution  $r \approx 5 \%$  mais le dispositif expérimental devient alors beaucoup plus complexe.

## VII. PRINCIPALES EXPERIENCES AUPRES DES ANNEAUX $e^+ - e^-$

### A - ELECTRODYNAMIQUE

a) diffusions élastiques :



On teste  $P_\gamma \times V_{e\gamma}^2$  pour des valeurs de  $q^2 > 0$  et  $< 0$ .

Le diagramme II ne joue un rôle sensible que vers l'arrière :

$$\int_{\theta > 90^\circ} d\sigma_{II} \approx 0,30 \int_{\theta > 90^\circ} d\sigma_{(I + II)}$$

A  $90^\circ$  on a :

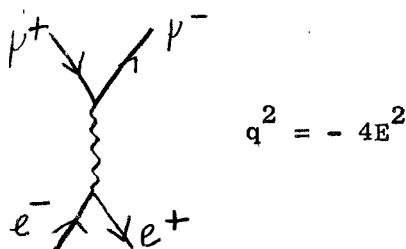
$$\left. \frac{d\sigma_{II}}{d\Omega} \right|_{90^\circ} \approx 0,15 \left. \frac{d\sigma_{I + II}}{d\Omega} \right|_{90^\circ}$$

b) annihilations :  On teste (\*)  $P_e \times V_{e\gamma}^2$

Pour ces deux réactions, une mesure du rapport

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{90^\circ} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta \approx 0^\circ}$  avec une précision relative  $\mu$  permet de mettre en évidence des facteurs de forme  $\left( \frac{1}{1 + \frac{q^2}{\Lambda^2}} \right)$  pour  $\|\Lambda\| \leq \frac{\sqrt{2} E}{\sqrt{\mu}}$  avec un niveau de confiance au moins égal à 95%.

c) structure des muons :



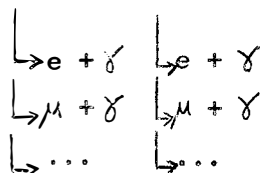
On mesure :  $V_{\mu\gamma} V_{e\gamma} P_\gamma = F$ . La distribution angulaire des  $\mu$  est indépendante de F.

Une mesure de  $\sigma_{tot}$  avec la précision  $\mu$  à l'énergie  $E_+ = E_- = E$  permet de sonder la structure du  $\mu$  jusqu'à la distance  $\Lambda^{-1} = \frac{\sqrt{\mu}}{2E} = 10^{+2} \frac{\sqrt{\mu}}{E(\text{MeV})}$  F. avec un niveau de confiance au moins

égal à 95 %.

d) recherche systématique d'électrons lourds :

$$e^+ + e^- \longrightarrow e^{*+} + e^{*-} \quad \text{Pour } E \gg m_{e^*} \quad \text{on a } \sigma_{Tot.} \approx \frac{2,2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2}{E_{\text{GeV}}^2}$$

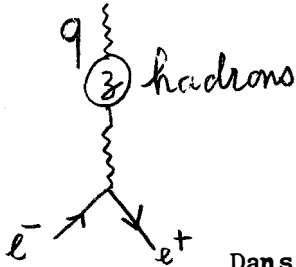


e) corrections radiatives.

Les corrections radiatives de la réaction c) ont été calculées par Furlan et al<sup>(10)</sup>, celles de la réaction b) par Tsai<sup>(11)</sup> pour un dispositif expérimental très différent de celui utilisé auprès d'un anneau de collisions, celles de la réaction a) n'ont pas encore été faites complètement (cf. Tsai<sup>(8)</sup>).

(\*) L'identité de Ward entraîne  $P_e \times V_{e\gamma} = 1$ .

On remarque que les corrections radiatives des réactions a) et c) font intervenir les interactions fortes de façon sensible par l'intermédiaire des diagrammes de polarisation du vide; on peut donc dire que seule l'étude de la réaction b) est un test de l'électrodynamique pure. Gatto(12) a étudié l'influence des diagrammes qui peut devenir sensible lorsque  $q^2$  est



du type temps. La section efficace de toute réaction  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma_{\text{virtuel}} \rightarrow \text{état final f}$  est multipliée par

$$A = \left| 1 - 4E^2 \int_0^\infty \frac{da \pi(-a)}{a(-4E^2 + a - i\xi)} \right|^2 .$$

Dans l'intégrale,  $\pi(-a)$  est une somme de contributions de tous les états intermédiaires virtuels  $z$  et  $\pi_z(-4E^2) = \frac{E^2}{\pi^2 \alpha} \sigma_z(E)$  où  $\sigma_z(E)$  est la section efficace de la réaction  $e^+ + e^- \rightarrow z$ . Par exemple, pour  $z = \omega$ , en

admettant que  $\frac{\omega \rightarrow e^+ + e^-}{\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0} = 10^{-4}$ , Gatto trouve que  $A = 1,05$  au sommet de la résonance ( $E = \frac{783}{2}$  MeV).

B - ETUDE DES BOSONS VECTORIELS P = - 1, C = - 1, S = 0

Les lois de conservation font que l'on met en évidence les résonances isoscalaires (vs. isovectorielles) en détectant les états finaux à 3 (vs. 2)  $\pi$ . G. Altarelli et E. Celeghini(12) ont calculé les taux de production de  $\rho_0, \varphi, \omega$  et  $\pi^0 + \gamma$ .

a)  $e^+ + e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ .

En partant d'une formule du type Breit et Wigner (voir plus loin) et en utilisant les résultats expérimentaux de Zdanis et al<sup>(13)</sup>, on prévoit :

$$\sigma_{\text{Résonance}} = \frac{12\pi}{m_\rho^2} \frac{\Gamma_{\rho \rightarrow e^+ + e^-}}{\Gamma_\rho} ;$$

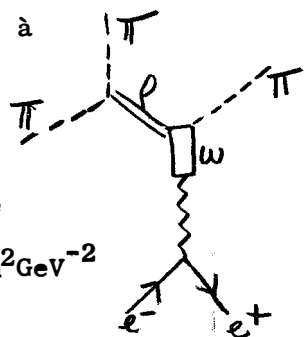
$$\frac{\rho \rightarrow e^+ + e^-}{\rho \rightarrow 2\pi} = \begin{pmatrix} 0,5 & + 0,6 \\ & - 0,3 \end{pmatrix} 10^{-4} \implies 0,4 \cdot 10^{-30} < \sigma_R < 2,5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 .$$



Autre approche, purement théorique! Gell-Mann et Zachariasen<sup>(14)</sup> et Dashen et Sharp<sup>(15)</sup> ont montré que les constantes de couplage  $g_{\rho\gamma}$  du  $\rho$  au  $\gamma$  et celle  $g_\rho$  du  $\rho$  à  $\pi^+ + \pi^-$  sont liées par :  $g_{\rho\gamma} = \frac{e m_\rho^2}{2 g_\rho}$ . Selon ce résultat, la section efficace de  $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  à la résonance devient indépendante de  $g_\rho$  et  $g_{\rho\gamma}$  et  $\sigma_R = \frac{\pi \alpha^2}{3} \beta_\pi^3 \frac{1}{f_\rho^2} = 1,6 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ , prédiction qui n'est pas en désaccord avec la précédente.

b)  $e^+ + e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  :

La formule de Breit Wigner et le résultat expérimental de Zdanis et al<sup>(13)</sup>  $\frac{\omega \rightarrow e^+ + e^-}{\omega \rightarrow 3\pi} = \left( \begin{matrix} 1,0 & + & 1,2 \\ & & - & 0,8 \end{matrix} \right) 10^{-4}$  conduisent à  $0,4 \cdot 10^{-30} < \sigma_{R \text{ Tot.}} < 4,7 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ .

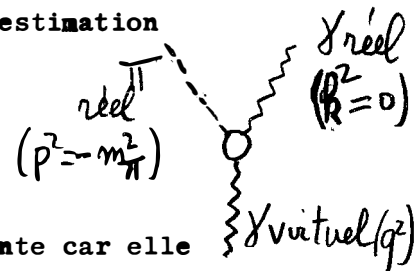


L'approche complètement théorique partant du modèle conduit à  $\sigma_{R \text{ Tot.}} = 1,7 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$  et  $\frac{d\sigma_R}{d\omega_+ d\omega_-} = 0,7 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-2}$

lorsque les quantités de mouvement des  $3\pi$  forment un triangle équilatéral (état final le plus probable).

c)  $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^+ + K^-$ .

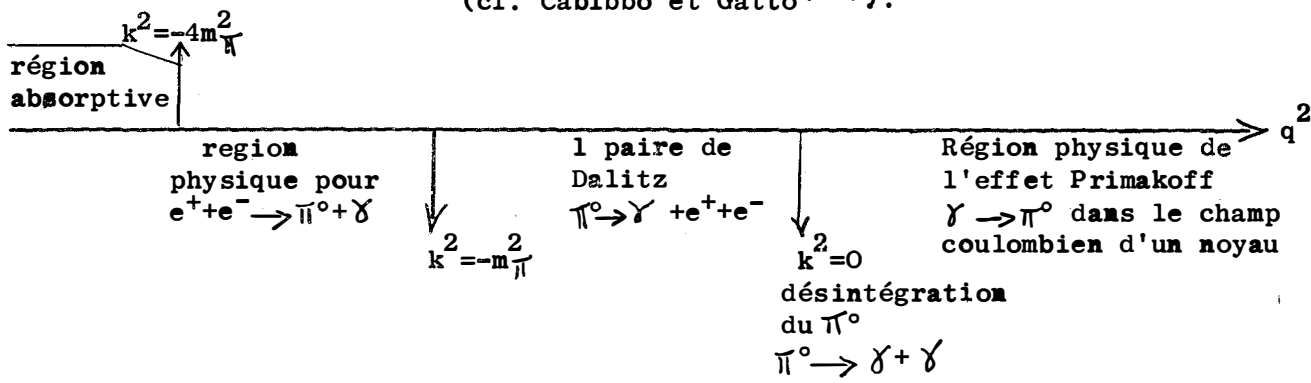
$SU_3$  et le mélange  $\omega - \phi$  conduisent à une estimation purement théorique :  $\sigma_R = 0,5 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$ .



d)  $e^+ + e^- \rightarrow \phi$  ou  $\omega$  ou  $\phi \rightarrow \pi^0 + \gamma$ .

L'étude de cette réaction est très intéressante car elle détermine la fonction de vertex  $G(q^2, 0 - m_\pi^2)$  pour  $q^2 = -4E^2 < m_\pi^2$

alors que d'autres expériences permettent de mesurer  $G$  dans d'autres domaines de valeurs de  $q^2$ ; (cf. Cabibbo et Gatto<sup>(16)</sup>).



désintégration du  $\pi^0$   
 $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

Exploitant les résultats de Dashen et Sharp<sup>(15)</sup> sur les constantes de couplage  $f_{\rho\pi\gamma}$ ,  $f_{\omega\pi\gamma}$  et  $f_{\varphi\pi\gamma}$  G. Altarelli et E. Celeghini<sup>(12)</sup> prévoient :

- (1) sur la résonance  $\rho_0$  :  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma} \approx 7,5 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$ ;
- (2) sur la résonance  $\omega$  :  $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$ ;
- (3) sur la résonance  $\varphi$  :  $\sigma \approx 0,85 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$ .

e) détection des résonances et formules de Breit-Wigner.

On considère la production d'un état final  $f$  via un état résonnant  $B$  :  $e^+ + e^- \rightarrow B \rightarrow \text{état final } f$  ( $E_+ = E_- = E$ )  
 ↑  
 état résonnant de masse  $M$ , largeur totale  $\Gamma$ , spin  $J$ , nombre d'étrangeté  $0$  et nombre baryonique  $0$ .

On peut appliquer une formule de Breit et Wigner  $\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{(e^+ + e^- \rightarrow B \rightarrow f)} = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{4} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(2E-M)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \end{array} \right.$

où  $B_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma}$  et  $B_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma}$  sont les rapports de branchement de la désintégration de  $B$  en  $e^+$  et  $e^-$  et  $f$  respectivement et  $\lambda = \frac{hc}{E}$ .

Les faisceaux stockés contenant toutes les énergies dans une bande  $\Delta E$ , on mesure, à la résonance ( $2E = M$ ) :

$$\overline{\sigma}_R = \frac{1}{\Delta E} \int_{\frac{1}{2}(M-\Delta E)}^{\frac{1}{2}(M+\Delta E)} \sigma(E) dE \begin{array}{l} \xrightarrow{(1) \text{ résonance très étroite : } \Gamma \ll 2\Delta E; \overline{\sigma}_R = 2\pi \lambda^2 \left(\frac{\pi}{4}\right) \frac{(2J+1) B_i B_f \Gamma}{2\Delta E}} \\ \xrightarrow{(2) \text{ résonance assez large : } \Gamma \gg 2\Delta E; \sigma(2M) = \pi \lambda^2 (2J+1) B_i B_f.} \end{array}$$

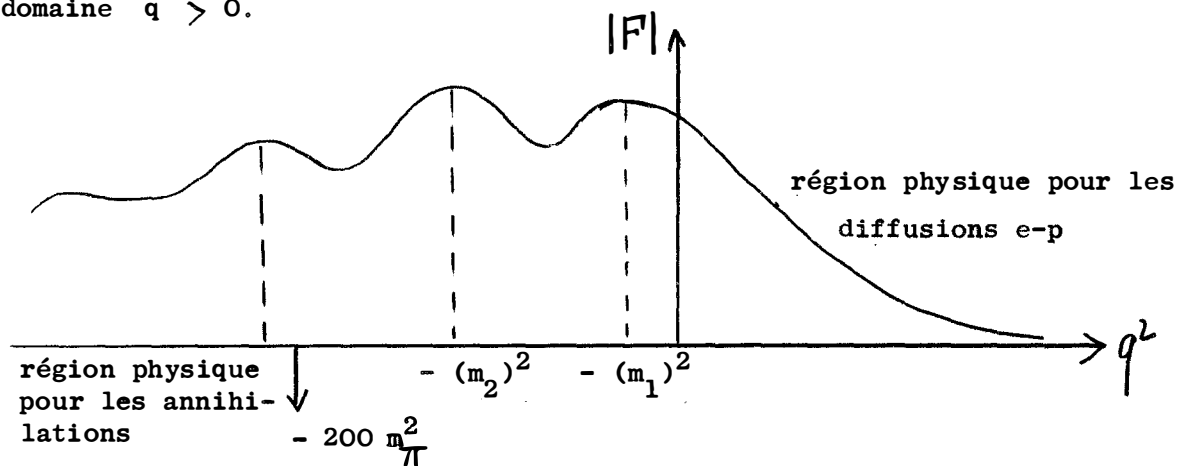
Vu l'excellente définition en énergie des faisceaux ( $\Delta E$  très petit) dans un anneau de collisions à  $e^+ - e^-$ , le cas (2) est le plus probable.

C - FACTEURS DE FORME DES BARYONS

L'étude des annihilations  $e^+ - e^-$  en paires de baryon - antibaryon permet de mesurer les facteurs de forme de ces particules pour des transferts du type temps. Si l'on admet que la structure de ces facteurs est dominée par des résonances (forme de Clementel-Villi :

$$F = a_0 + \sum_i \frac{a_i q^2}{m_i^2 + q^2 + im_i \Gamma_i} \quad ) \text{ on peut observer des structures}$$

bien marquées pour  $q^2 < 0$  alors que les expériences de diffusion e-p ne permettent d'atteindre que la queue assez régulière de F dans le domaine  $q^2 > 0$ .



On peut espérer mesurer les facteurs de forme des divers membres de multiplets baryoniques et leur comparaison doit fournir d'excellents tests sur les symétries supérieures ( $SU_3$  et autres).

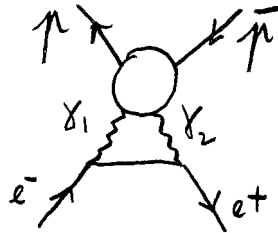
On note que, dans le domaine physique des annihilations,  $F_1$  et  $F_2$  sont imaginaires : par conséquent, on peut observer des polarisations perpendiculairement au plan de production et cela à l'ordre le plus bas des interactions électromagnétiques (échange d'un seul photon) alors que ce n'est pas le cas dans les expériences de diffusion e-p. Les prédictions des taux de comptage sont très hasardeuses car il faut extrapoler les facteurs de forme très loin du domaine où ils ont été mesurés jusqu'à aujourd'hui.

Par exemple : 
$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{16} \frac{\beta}{\gamma^2} \left[ \left| G_M(q^2) \right|^2 (1 + \cos^2\theta) + \frac{M_p^2}{E^2} \left| G_E(q^2) \right|^2 \sin^2\theta \right]$$

(1) Hypothèse de Wu and Yang<sup>(17)</sup> :  $G(q^2) \sim B \exp \frac{-\sqrt{q^2} (\text{GeV}/c)^2}{0,6} \rightarrow \sigma_{\text{Tot}} \mu^+\mu^- \sim 10^{-31} \text{ cm}^2$   
pour E = 3 GeV

(2) Extrapolation des formules J.R. Dunning et al<sup>(18)(\*)</sup> :  $G_M(q^2) = 2,79 G_E = \frac{2,79}{\left(1 + \frac{q^2 (\text{GeV}/c)^2}{0,72}\right)^2} \rightarrow \sigma_{\text{Tot}} \mu^+\mu^- \sim 10^{-39} \text{ cm}^2$   
pour E = 3 GeV

On rappelle que l'étude d'une asymétrie avant-arrière dans la distribution des charges de l'état final permet de déterminer l'importance de l'échange de 2 photons



D - RECHERCHE DU BOSON INTERMÉDIAIRE W DES INTERACTIONS FAIBLES

Les anneaux à  $e^+e^-$  fournissent des moyens de recherche du W particulièrement efficaces puisque ce boson, s'il existe, serait couplé au champ électromagnétique par sa charge et peut-être par son moment magnétique et son moment quadrupolaire électrique. En ne tenant compte que de sa charge,

( $G_E = 1, G_M = 0, G_Q = 0$ ) on prévoit : 
$$\sigma_{WW} = \frac{2,2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2}{m_W^2 (\text{GeV})^2} \left[ 1 - \left( \frac{m_W}{E} \right)^2 \right]^{3/2} \left[ 1 + \frac{3}{4} \left( \frac{m_W}{E} \right)^2 \right]$$

(\*) On note que ces formules ne sont certainement déjà plus valables pour  $q^2 = -4 M_p^2$  puisqu'elles prédisent  $G_E \neq G_M$ , cependant des arguments fondés sur les propriétés d'analyticité des G montrent que si  $G(q^2) \propto \frac{1}{(q^2)^2}$  pour  $q^2 \rightarrow +\infty$ , alors il en est de même lorsque  $q^2 \rightarrow -\infty$ .

On remarque que cette section efficace, contrairement à celles rencontrées plus haut, ne tend pas vers zéro quand  $E \rightarrow \infty$ . Une bonne façon de mettre les paires de W en évidence serait de rechercher les réactions  $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$  car les autres réactions qui conduisent à une paire  $e^+, \mu^-$  (ou  $e^-, \mu^+$ ) ont des sections efficaces extrêmement réduites.

### VIII. PREMIER DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TAUX DE COMPTAGE SUR ACO

La figure 2 représente le premier dispositif expérimental qui sera mis en place auprès d'ACO. Il permet de détecter les particules partant dans un cône de demi-angle au sommet  $45^\circ$ , cône dont l'axe est perpendiculaire à l'orbite d'équilibre dans la section d'interaction. L'angle solide total sous-tendu par ce détecteur est  $\Omega = 2 \times 2$  stéradians. Les 2 chambres à étincelles les plus proches de la région d'interaction déterminent les angles d'émission des particules chargées avec une précision d'environ  $2^\circ$ . Les autres chambres servent à déterminer la nature des particules. Des mesures préliminaires faites par J.E. Augustin et al<sup>(19)</sup> montrent que, pour  $E_+ = E_- = 425$  MeV, au plus 6 % des paires de  $\pi$  risquent d'être confondues avec une paire de  $\mu$  et au plus 3 % de paires de  $\mu$  risquent d'être prises pour des paires de  $\pi$ .

Les taux de comptage (Tableau 2) ont été calculés à partir des hypothèses suivantes :  $I_+ = I_- = 30$  mA,  $S = 1$  mm<sup>2</sup>, d'où  $L = 4,65 \cdot 10^{32}$  cm<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup>, et l'angle solide de détection défini plus haut.

E(MeV)	Nombre de coups par heure					$\rho$ 381	$\omega$ 391,4	$\varphi$ 509,75
	80	100	125	200	300			
$e^+e^-$ $\theta^{(*)} < 45^\circ$	12000	7550	4850	1900	840		500	290
$e^+e^-$ $\theta < 10^\circ$	163	104	66,5	26	11,5		7	4
$2\gamma$ $\theta < 45^\circ$	835	535	340	135	60		36	20
$2\gamma$ $\theta < 10^\circ$	35	23	14,5	5,75	2,5		1,5	0,8
$\mu^+ + \mu^-$			130	60	26		17	9
$\pi^+ + \pi^-$						70 à 450		
$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$							production totale : 200 à 2000	
$\pi^0 + \gamma$						1	30	10
$K^+ + K^-$								900
$K_{o1} + K_{o2}$								600

TABEAU 2.

(\*)  $\theta$  est l'angle des deux particules émises dans l'état final avec l'axe de symétrie du système de détection, axe qui est perpendiculaire à l'orbite des faisceaux stockés.

REFERENCES

- (1) D.W. Kerst et al. Phys. Rev. 102, 590 (1956).
  - (2) V.A. Petoukhov. J. Exp. Theor. Phys. (USSR) 32, 379 (1957).
  - (3) G.K. O'Neill Phys. Rev. 102, 1418 (1956).
  - (4) Groupe "Anneaux de Stockage" du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay, International Conference on High Energy Accelerators, Dubna, page 288 (1963).
  - (5) "New Proposal for a 3 GeV  $e^- - e^+$  Storage Ring at the CEA" MIT et Harvard (1965).
  - (6) G.K. O'Neill et al. H.E.P.L. Stanford University (1958).
  - (7) W.C. Barber et al. Conférence d'Oxford sur les Particules Élémentaires, 1965.
  - (8) Y.T. Tsai, Phys. Rev. 120, 269 (1960).  
et Y.T. Tsai, Conférence de Hambourg sur les Interactions Electron-Photon aux Hautes Energies (8-12 Juin 1965).
  - (9) R.B. Blumenthal et al. Phys. Rev. Let. 14, 660 (1965).
  - (10) G. Furlan et al. Phys. Let., 12, 262 (1964).
  - (11) Y.T. Tsai, Phys. Rev. 137, 730 (1965).
  - (12) R. Gatto, Conférence de Hambourg sur les Interactions Electron-Photon aux Hautes Energies (8-12 Juin 1965).
  - (13) R.A. Zdanis et al. Phys. Rev. Let. 14, 721 (1965).
  - (14) M. Gell-Mann et F. Zachariasen, Phys. Rev. 124, 965 (1961).
  - (15) R. Dashen et D. Sharp, Phys. Rev. 133, 1585 (1964).
  - (16) N. Cabibbo et R. Gatto, Phys. Rev., 124, 1577 (1961).
  - (17) T.T. Wu et C.N. Yang, Phys. Rev. 137, B 708 (1965).
  - (18) J.R. Dunning et al. Phys. Rev. Let., 13, 631 (1964).
  - (19) J.E. Augustin et al. Nucl. Instr. & Meth. 36, 213 (1965).
- Autre référence utilisée : "Proposal for a High-Energy  $e^- - e^+$  Colliding Beam Storage Ring at SLAC" (1965).

✱

✱ ✱

✱

IV. ECHANGE DE PLUSIEURS PHOTONS

---



Notes prises lors de l'exposé de M. Gourdin

QUELQUES ASPECTS THEORIQUES  
DE L'ECHANGE DE PLUSIEURS PHOTONS

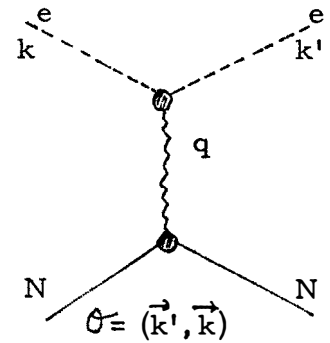
L'interprétation des expériences de diffusion des électrons, en particulier en vue de la détermination des facteurs de forme, nécessite la connaissance de l'importance des termes d'échange de plusieurs photons.

L'échange d'un seul photon conduit à la section efficace :

$$d\sigma = d\sigma_{\text{Mott}} \left\{ A(q^2) + B(q^2) \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

Les fonctions  $A(q^2)$  et  $B(q^2)$  dépendent des facteurs de forme ; la condition  $|F_{\text{CH}}|^2 \geq 0$  impose la restriction :

$$\frac{B(q^2)}{A(q^2)} \leq 2(1 + \eta) \quad \text{où } \eta = \frac{q^2}{4m^2}$$



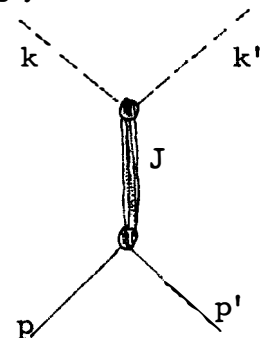
Cette condition est actuellement largement satisfaite par les résultats expérimentaux.

Nous allons chercher quelles seraient les modifications apportées à l'expression de la section efficace par l'échange d'états déterminés de spin et de parité.

1) L'échange d'un état de spin  $J$  conduit à la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_{\text{Mott}}} = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=2J} C_{\lambda}(q^2) (k^0 + k'^0)^{\lambda}$$

$$\text{où } (k^0 + k'^0)^2 = q^2(1+\eta) + q^2 \cotg^2 \frac{\theta}{2}$$



- 2) La conjugaison de charge (qui, appliquée à une amplitude à  $n$  photons, multiplie celle-ci par  $(-1)^n$ ), implique :
- Une fonction  $C_\lambda(q^2)$  formée de l'interférence d'un terme à  $n_1$  photons avec un terme à  $n_2$  photons, doit satisfaire  $\lambda = n_1 + n_2$ .
  - On peut vérifier que la formule pour l'échange d'un seul photon satisfait ces conditions.
  - L'échange de 2 photons dans un état  $J \leq 1$  introduit un 3ème terme de la forme  $C(q^2)(k^0 + k'^0)$ . En notant que  $A+B \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$  peut s'écrire  $A'+B'(k^0 + k'^0)^2$ , on remarquera que ce 3ème terme ne se verra pas à grande énergie, étant masqué par le terme en  $B'$ .
  - L'échange de 2 photons dans un état  $J > 1$  conduit à des termes supplémentaires de la forme  $C(q^2)(k+k')^{2J}$ , d'où une forte dépendance en énergie de la section efficace. Si l'on veut exclure une telle divergence de la section efficace, il faut rejeter les termes à  $J > 1$ , ou considérer une série infinie en  $J$  de termes qui se regroupent et se compensent à haute énergie.

#### Echange de termes $J \leq 1$

Outre le terme à un photon  $1^-$ , les états possibles sont les suivants :

- $0^+$  (couplé à un méson scalaire par exemple)
- $0^-$  (couplé à un méson pseudoscalaire ; ex :  $\pi^0$ )
- $1^+$  (couplé à un méson pseudovectoriel).

La conservation de l'hélicité au vertex des électrons (pour  $m_e \simeq 0$ ) supprime les interférences entre les états ( $0^+$ ,  $1^-$ ).

Une interférence entre les états ( $0^-$ ,  $1^-$ ), par exemple due au terme du  $\pi^0$ , ne fait que modifier le contenu des constantes  $A(q^2)$  et  $B(q^2)$ , sans modifier la linéarité ni fournir une différence entre les sections efficaces d'électrons et de positrons.

Seul le terme  $1^+$  introduit une modification qui s'écrit :

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{d\sigma_{\text{Mott}}} = A(q^2) + B(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \pm C(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{1+\eta} \operatorname{cotg}^2 \frac{\theta}{2} \right\}^{1/2}$$

Déviaton à la linéarité :

$\frac{d\sigma^{\pm}}{d\sigma_{\text{Mott}}}$  est alors une fonction hyperbolique de  $\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$  (voir figure).

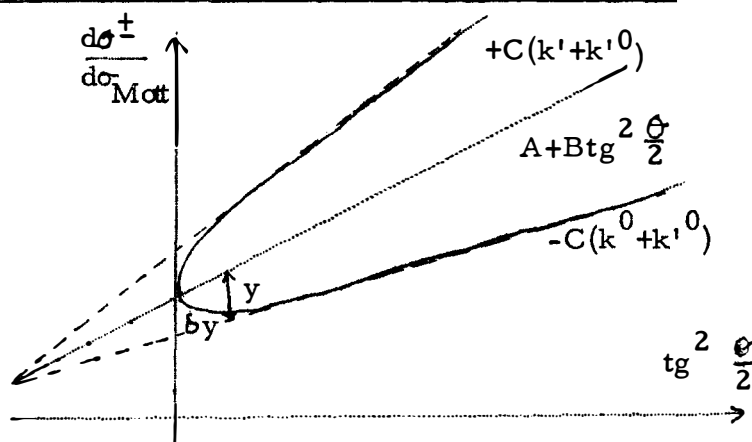
Un demi-arc correspond à la diffusion  $e^- - p$ , l'autre à la diffusion  $e^+ - p$ .

La non-linéarité apparaît particulièrement marquée aux petits angles

A titre d'exemple :

$$\text{pour } \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \approx 1 \quad \frac{\delta y}{y} < 5 \%$$

$$\text{pour } \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \approx 2 \quad \frac{\delta y}{y} < 2 \%$$



Une telle non-linéarité n'a pas encore été observée.

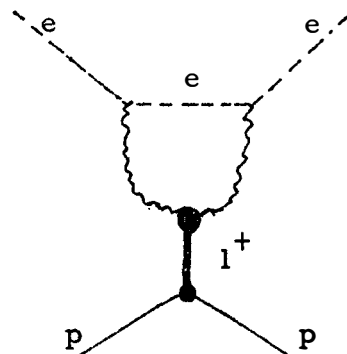
Comparaison des sections efficaces  $e^+ . p$  et  $e^- . p$  :

La différence entre ces deux sections efficaces serait d'autant plus marquée que l'on observe des angles plus grands.

Une telle différence n'a pas encore été vue expérimentalement.

Candidat éventuel pour coupler les deux photons :

Les états mésiques  $1^+$  actuellement connus sont les mésons du type  $A_1$  ( $T=1$ ) ou  $T=0$  ayant  $C=+1$ . Leur désintégration en 2 photons réels est donc interdite. Le couplage  $(1^+, 2\gamma)$  ne peut donc être déterminé que par des expériences indépendantes.



Remarque sur les conséquences sur la polarisation :

Un terme à deux photons peut être visible dans la section efficace, mais ne pas l'être dans la polarisation du proton (ou réciproquement) vu que l'une fait intervenir des interférences dans la partie réelle et l'autre dans la partie imaginaire.

REFERENCES

M. Gourdin, A. Martin : CERN, TH.4804 (1962),

M. Gourdin : Diffusion des Electrons de Haute Energie,  
Masson 1966, chap. 8.

EXPERIENCES POSITRONSINTRODUCTION

L'intérêt de faire des expériences de diffusion de positrons sera souligné dans la session théorique.

Utiliser les  $e^+$ , en plus des  $\gamma$  et des  $e^-$ , donne un paramètre expérimental supplémentaire qui peut être utile dans les expériences d'électrodynamique pure, comme nous le verrons dans la diffusion  $e^+ e^-$ . L'avantage que nous retiendrons aussi est que la comparaison de la diffusion des électrons et des positrons permet de faire apparaître les termes à plusieurs photons. Un exemple frappant est celui de la diffusion des électrons et des positrons sur des noyaux lourds. Nous savons bien qu'avec de tels noyaux l'approximation de Born n'est pas du tout valable et, effectivement, le comportement des positrons et des électrons est très différent.

La figure 1 représente les résultats expérimentaux de la diffusion des positrons et des électrons sur le Bismuth.

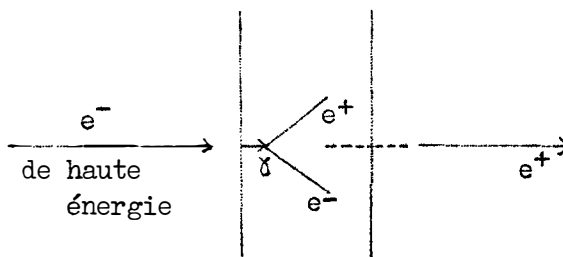
La courbe  $R = f(\theta) = \frac{\sigma^- - \sigma^+}{\sigma^+ + \sigma^-}$  présente des maximum et minimum très prononcés. L'effet est donc très apparent sur les noyaux lourds; nous verrons que sur le proton, il est difficile à mettre en évidence.

Faisceau de positrons

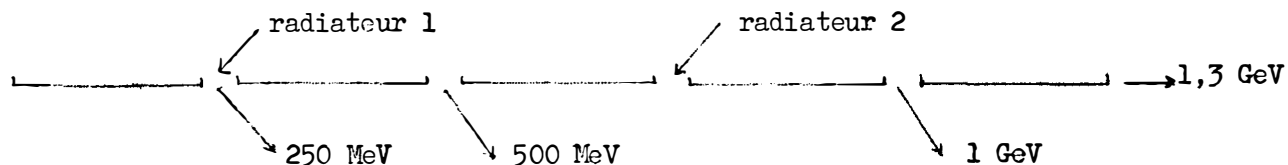
Nous donnons ici quelques indications sur la description et les performances d'un faisceau de positrons. Nous pensons qu'il est nécessaire d'insister sur ce point. Le fait que l'intensité du faisceau de positrons est de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à l'intensité du faisceau d'électrons peut rendre certaines expériences impossibles.

Comment obtenir un faisceau de positrons ?

Un faisceau d'électron de haute énergie est envoyé sur une cible de matériau lourd (W, Au, Pt) dont l'épaisseur est de une à plusieurs longueurs de radiation et dans laquelle se développe une gerbe de  $\gamma$ ,  $e^+$ ,  $e^-$ . Une partie des positrons de la gerbe est récupérée et est accélérée par l'accélérateur jusqu'à la bonne énergie



L'accélérateur possède 5 tranches de 4 ou 5 sections



Le radiateur est placé à la fin de la 1ère tranche (250 MeV) ou de la 3ème (750 MeV) et des positrons émis par le radiateur sont accélérés dans le reste de l'accélérateur. Les positrons ont aussi :

1,3 GeV - 250 MeV maxi                    dans la salle 1,3 GeV  
ou 1,3 GeV - 750 MeV maxi

Le rendement du radiateur + accélérateur n'est pas très bon. Les positrons sont émis sur tout un spectre dont on ne prend qu'une partie et à des angles qui peuvent être très grands. A l'entrée de la 1ère section après le radiateur, l'accélérateur possède un système de focalisation afin de prendre les positrons dans le plus grand angle solide possible.

Le système de focalisation consiste en un solénoïde de 6 m de longueur précédé d'une lentille magnétique.

Avec ce système, on a obtenu un faisceau de  $3 \times 10^7 e^+$ /impulsion 750 MeV dans 3 % dans la salle 1 GeV, avec 2 kA environ incident et une énergie des électrons incidents égale à 200 MeV sur le radiateur positrons situé à la fin de la 1ère tranche.

Les méthodes expérimentales avec les positrons sont les mêmes qu'avec les électrons, à deux exceptions :

1/ L'intensité est beaucoup plus faible. Pour mesurer l'intensité des électrons, on utilise la cage de Faraday ou les MES. Lorsque le courant de positrons est de l'ordre de  $10^6$  à  $10^7$ , on peut utiliser la cage de Faraday ou la chambre à ionisation. Pour les courants de positrons plus faibles, seule la chambre à ionisation est utilisable.

2/ Les positrons s'annihilent en vol ; cependant c'est un phénomène peu probable dont il faut cependant tenir compte quelquefois. Avec des cibles et des épaisseurs de l'ordre de  $1/10 X_0$ , l'effet est seulement de quelques 1/1000.

Expérience  $e^+ e^-$  : diffusion de  $e^+$  sur les électrons atomiques en détectant les électrons.

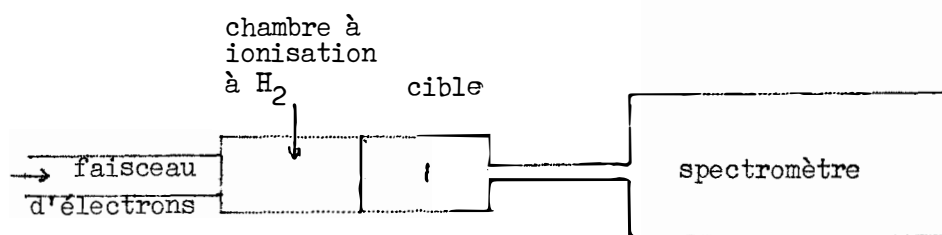
Même à cause du faible transfert, cette expérience était très utile à faire :

1/ parce que c'est une expérience de vérification de l'électrodynamique quantique.

- 2/ qu'elle peut être faite avec une très bonne précision,
- 3/ à défaut d'une vérification des phénomènes élémentaires de l'électrodynamique quantique, cette expérience peut être une vérification des calculs de corrections radiatives.

La cinématique de la réaction est telle que la plupart des électrons de recul sont émis vers l'avant dans un angle solide petit devant l'angle solide d'un spectromètre ( $\Omega = 10^{-2}$ ).

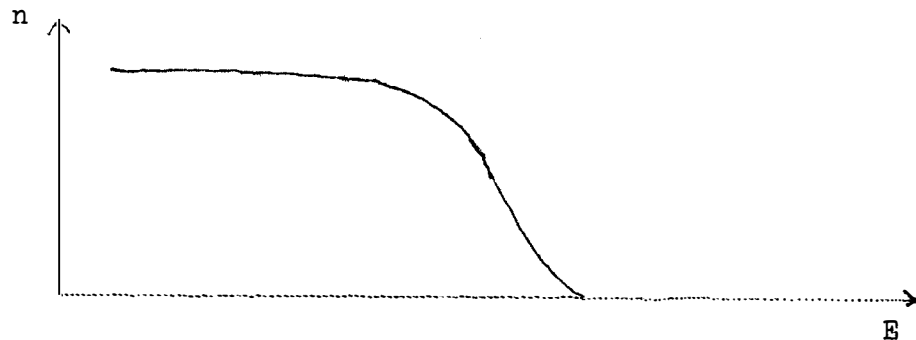
Le montage expérimental est représenté sur la figure suivante :



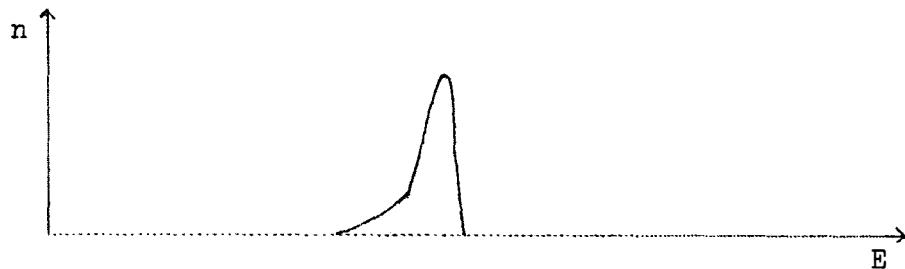
Le spectromètre à  $0^\circ$  détecte les électrons de recul. Ceux-ci proviennent, soit de la chambre à ionisation (qui sert à mesurer le courant de positrons incidents), soit de la cible, sont recueillis par le spectromètre qui analyse leur quantité de mouvement et sont comptés par des compteurs à scintillation placés à la sortie du spectromètre.



Le spectre de  $e^-$  a la forme suivante :



On ne voit pas de pic apparent comme pour  $e + p \rightarrow e + p$



Chaque point du spectre correspond à un angle donné ; on mesure une section efficace en  $\frac{d\sigma^-}{dE}$ , l'intérêt de mesurer les  $e^-$  est de ne pas être gêné par la diffusion sur le proton.

La ~~nombre à ionisation~~ cible était très mince et d'épaisseur connue en Al et  $H_2$  ; la cible en  $CH_2$  ou Bi ou vide. Le phénomène doit être indépendant du type de cible puisque l'on diffuse sur les électrons atomiques ; les cibles ne diffèrent qu'en ce qui concerne les effets parasites

- (production de paire
- ( Bremsstrahlung

On peut ainsi vérifier que les calculs de correction sont corrects d'autant plus que la production de paire peut être vérifiée expérimentalement par le processus  $e^- \xrightarrow{\gamma} e^+ + e^-$  si l'on détecte les  $e^+$ . C'est un phénomène symétrique il suffit de faire diffuser des électrons au lieu de positrons ; là section efficace est la même et est déterminée par le nombre de positrons émis.

Nous avons fait nos mesures depuis  $E \rightarrow E - 5\%$  où les trois phénomènes  $\left\{ \begin{array}{l} \text{production de paire} \\ \text{Bremsstrahlung} \\ \text{corrections radiatives} \end{array} \right\}$  sont les plus faibles.

Les expériences ont été faites pour deux énergies 200 MeV et 500 MeV. Nous avons réalisé d'abord des mesures précises à  $E - 3\%$  avec les corrections radiatives qu'à calculées Yennie. Les résultats sont sur le tableau I ; ils sont plutôt en accord avec  $e^{\delta}$ .

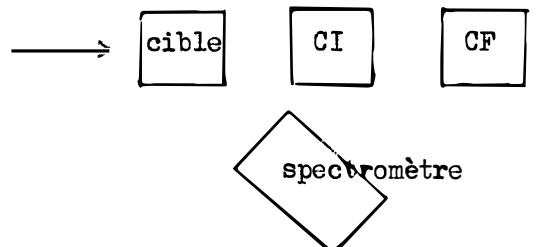
Pour déterminer plus particulièrement si la forme  $(1 + \delta)$  ou  $e^{\delta}$  était valable, nous avons mesuré la portion du spectre en  $E_{\max}$  et  $E_{\max} - \text{quelques } \%$  et trouvé que c'était la forme  $1 + \delta$  qui était favorisée ; ceci se voit bien sur le spectre à forte résolution pris à 200 MeV, (figs 2 et 3).

### Expérience $e^+ p$

C'est actuellement l'expérience qui nous intéresse le plus. On sait que la comparaison de la diffusion  $e^+ p$  et  $e^- p$  permet de savoir jusqu'à quel degré l'approximation à un seul photon est valable. C'est une expérience qui intéresse beaucoup de laboratoires ; le premier fut le laboratoire de Stanford, puis Harvard, puis Cornell, et maintenant Orsay. Précisons que les expériences de Harvard et de Cornell sont de type différent de celles entreprises à Orsay. Dans ces laboratoires, l'expérience est réalisée pour des angles à l'avant et utilise des ~~chambres à étincelles~~ **chambres à étincelles** qui sont bien adaptées au bon taux d'occupation de ces accélérateurs. Le temps de dépouillement de ces expériences est très long (6 mois). Au contraire, Orsay est bien équipé en spectromètres. On y fait des expériences de compteurs à la fois à l'avant et à l'arrière.

Les premières expériences réalisées à Stanford (fig 4) ont montré la possibilité d'un effet  $\frac{\sigma^+}{\sigma^-}$  serait  $> 1$  alors que l'approximation à 1 photon donnerait l'égalité.

A Orsay, nous avons donc entrepris de faire cette expérience, tout d'abord en détectant la réaction par l'électron ou le positron diffusé. L'expérience est une expérience de diffusion classique. Le spectromètre magnétique à la sortie duquel est placé un Cerenkov à gaz détecte les  $\left| \begin{array}{l} e^+ \\ e^- \end{array} \right.$  et non les  $\pi$  et autres particules plus lourdes.



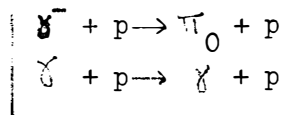
Nous avons travaillé à 650 MeV, à l'avant 40° et à l'arrière (tableau II) 130°.

Le point à l'avant a une bonne statistique, quelques 10000 ; on a trouvé  $\frac{\sigma^+}{\sigma^-} \approx 1$ .  
Le point à l'arrière n'a que 600 événements, la section efficace est tellement faible que l'on avait 30 ev/heure, On a trouvé aussi  $\frac{\sigma^+}{\sigma^-} \approx 1$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{avec } \Omega = 10^{-2} \\ \text{largeur effective de la cible 10 cm} \\ i = 3 \times 10^7 / \text{pulse d'accélérateur} \end{array} \right.$$

Si l'on veut monter plus haut en transfert à l'arrière, ce qui est possible, la machine permet d'avoir 1 BeV, donc  $q^2 = 33F^{-2}$ , il nous faut détecter le proton dont la section efficace est plus élevée, 16 fois plus élevée.

Malheureusement, on est en présence de bruits de fond de réactions parasites telles que



dont la cinématique est très voisine (1% de  $\Delta p/p$ ).

Il faut donc signer le proton ; en détectant en coïncidence l'électron à l'aide d'un spectromètre de très grand angle solide (nous en avons un en projet de  $7 \cdot 10^{-2}$ ) mais dont les autres caractéristiques sont plus faibles (il nous suffit de 350 MeV/c, peu de dispersion, aberrations sans importance, etc...) C'est l'expérience que nous avons mise en chantier dans la salle 1,3 GeV.

Le problème des corrections radiatives est délicat puisque les seuls calculs ont été faits pour  $\left\{ \begin{array}{l} e^- \text{ seul} \\ p \text{ seul} \end{array} \right.$ ,  $e^-$  en coïncidence avec p, mais  $e^-$  dans tous les  $\Delta p/p$ . Il va falloir calculer les corrections dans notre cas particulier.

Une autre expérience est d'étudier la même chose pour le neutron, donc on est amené à étudier la réaction  $e^- + D \rightarrow n + p + e^-$ . Pour avoir la même section efficace que pour le proton, il faut prendre la moitié du pic quasi élastique. Ce problème est à étudier théoriquement

- du point de vue des corrections radiatives
- de ce qu'il faut mesurer

Expérimentalement, seule l'expérience avec détection de l'électron est faisable. On est limité alors à  $q^2 = 17^{-2}$ . Cette expérience peut se faire en même temps que pour le proton, car on peut utiliser le même appareillage.

TABLEAU I

$E_l$	$\sigma_{th} (1 + \delta)$	$\sigma_{th exp}$	$\sigma_{exper}$	exper/theory (1 + $\delta$ )	exper/theory exp $\delta$
500 MeV	$0,9222 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$	$0,9363 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$	$0,9485 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$	$1,029 \pm 0,011$	$1,013 \pm 0,011$
200 MeV	$2,303 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$	$2,333 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$	$2,338 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$	$1,015 \pm 0,009$	$1,002 \pm 0,009$

T A B L E A U II

Section efficace  $e + P \rightarrow e + p$

$\theta$	$E_{\max}$	$\frac{q^2}{F^2}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e^-}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}$	$E_3$	$P_4$
40°	650 MeV	4,37	0,388 - 30	0,422 - 30	559 MeV	422
130°	650	17	1,8 - 33	1,6 - 32	304	877
60°	200	0,9	0,13 - 29	0,25 - 29	181	191
	1000	16,8	0,95 - 32	0,23 - 31	652	879
	1400	28,9	0,19 - 32	0,54 - 32	802	1217
	1700	39,0		0,20 - 32	892	1473
180°	100	0,85	0,51 - 31	0,25 - 30	82	182
	1000	32,8	0,16 - 33	0,28 - 32	319	1319
	1650	62,0	0,61 - 35	0,19 - 33	365	2015

$E$  énergie des électrons incidents  
 $E_3$  énergie des électrons diffusés  
 $P_4$  quantité de mouvements des protons diffusés

$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}$  section efficace en détectant le proton

$\frac{d\sigma}{d\Omega_e}$  section efficace en détectant l'électron

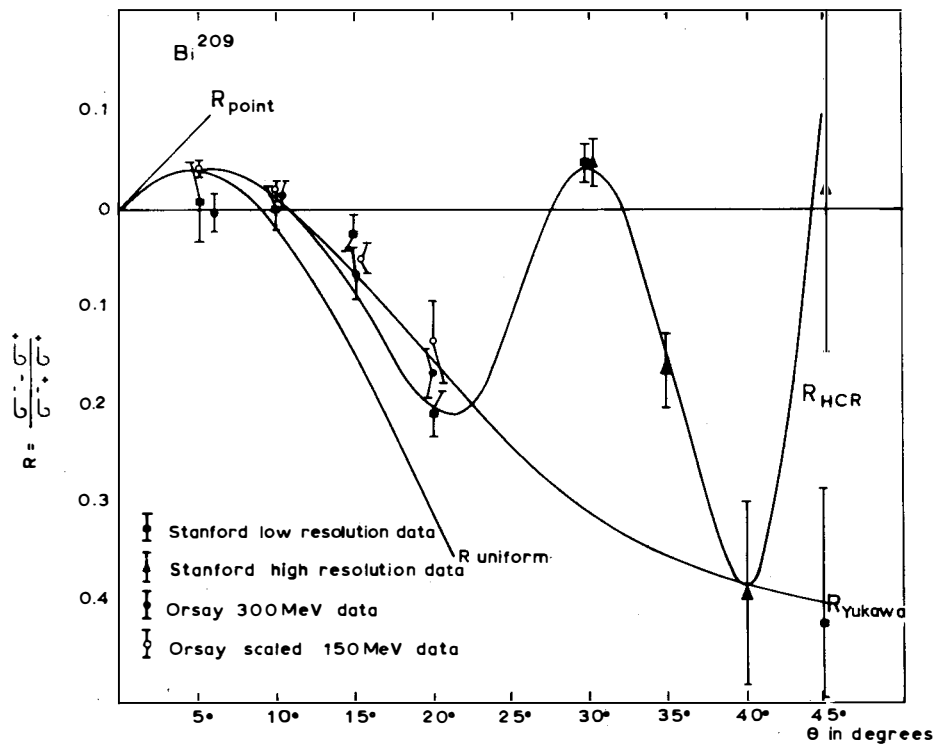


Fig-1

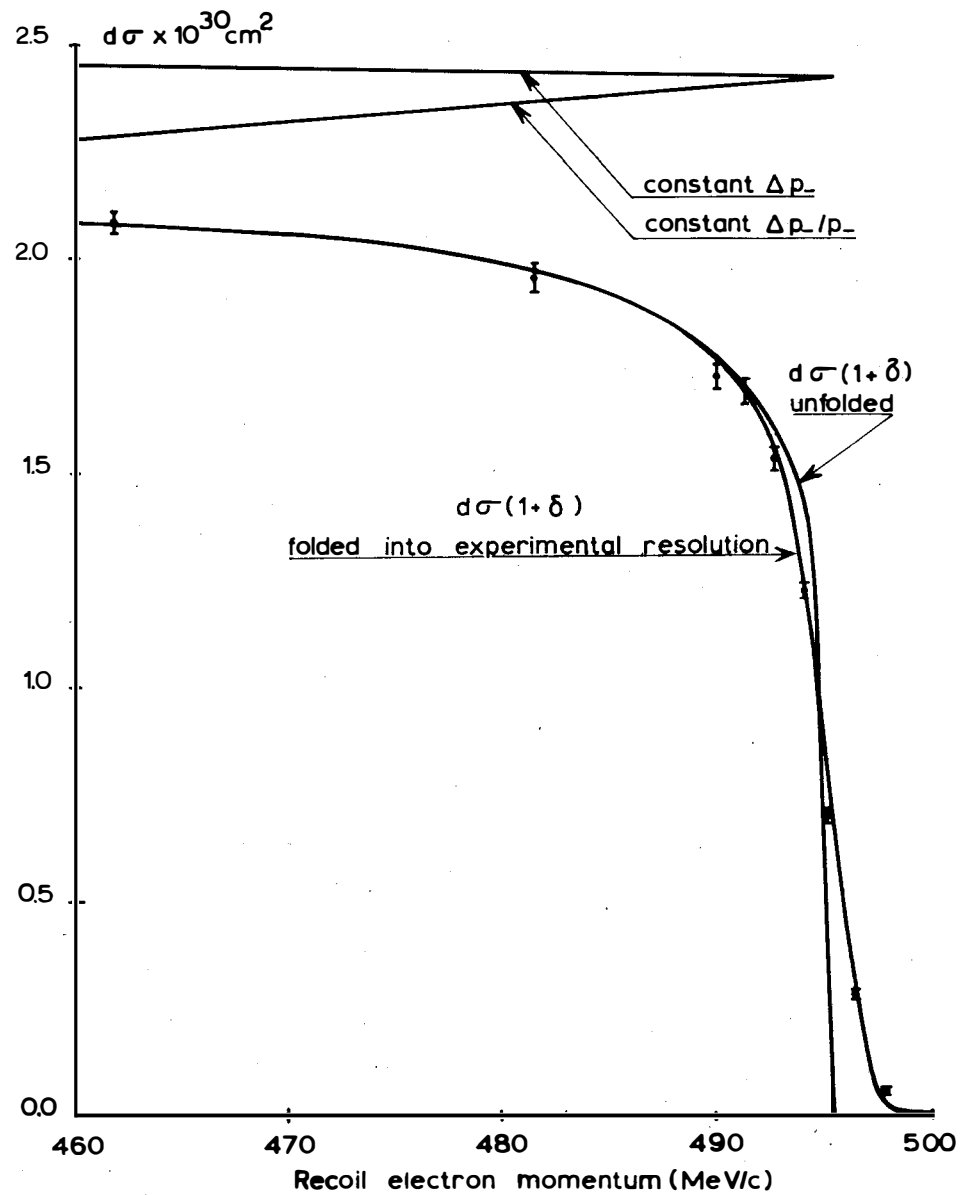


Fig. 2

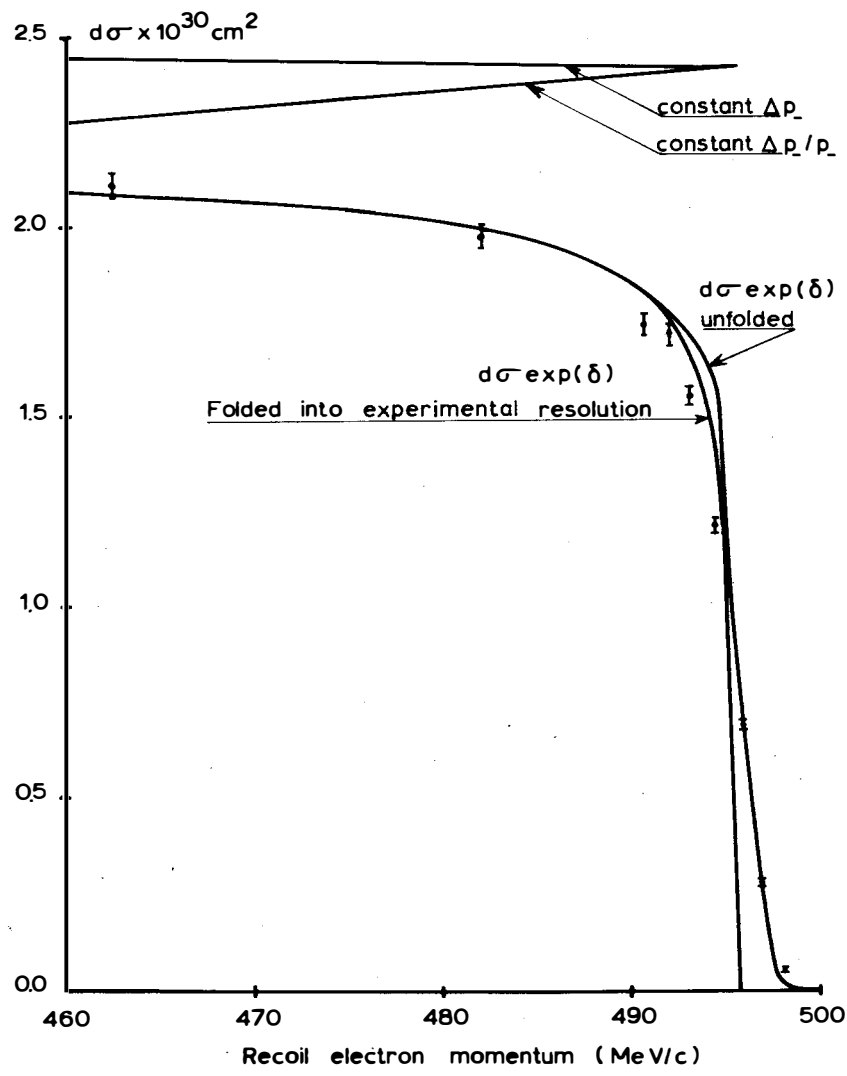


Fig-3

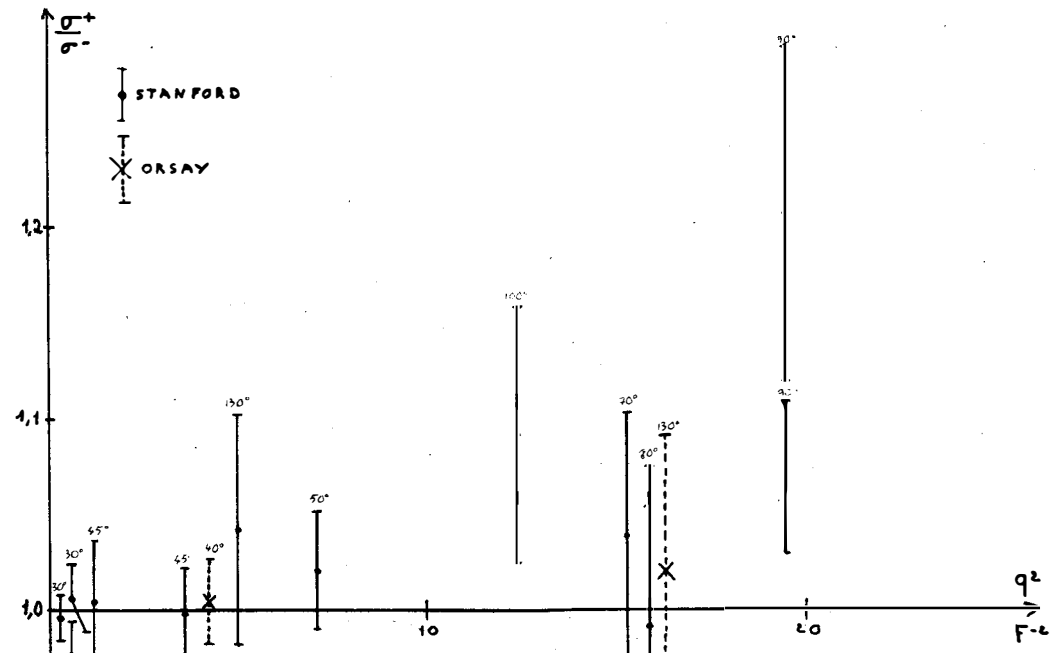


Fig-4

V. SUJETS THEORIQUES DIVERS



INTERACTION DANS L'ETAT FINAL A DEUX PARTICULES

Introduction

Notre but dans cet exposé est de passer en revue les méthodes de traitement de l'interaction dans l'état final à deux particules. La définition même de cette interaction ne nous semble claire que dans deux formalismes bien distincts :

Le formalisme hamiltonien où l'on peut écrire l'interaction totale comme une somme d'interactions séparées. Les travaux de Watson<sup>(1)</sup> recouvrent parfaitement ce sujet.

Le formalisme de la matrice S basé sur les principes d'analyticité et d'unitarité (Chew<sup>(2)</sup>), où la rediffusion finale apparaît comme une singularité particulière. La séparation des différentes contributions aux amplitudes, sous forme de quantités physiques, nous semble ici plus explicite. Nous montrerons également, avec de nombreuses applications à l'appui, que les méthodes de calcul sont également très simples.

I - FORMALISME HAMILTONIEN

Supposons que l'interaction puisse s'écrire comme une superposition d'une interaction primaire  $H_p$  et d'une interaction finale  $V_F : H_I = H_p + V_F$   
 $H = H_0 + H_I$  ( $H_0$  : hamiltonien libre). L'amplitude de transition s'écrit de plusieurs façons possibles :

$$T_{fi} = \langle \bar{\Phi}_f | H_I | \Psi_i^+ \rangle = \langle \bar{\Psi}_f^- | H_I | \bar{\Phi}_i \rangle = \langle \bar{\Phi}_f^{F-} | H_p | \Psi_i^+ \rangle$$

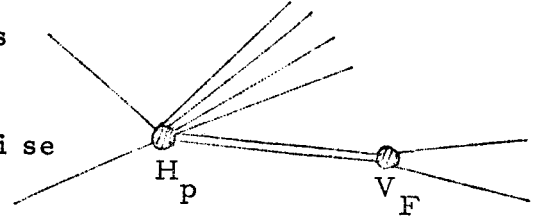
où :  $\bar{\Phi}_i$  et  $\bar{\Phi}_f$  sont les états libres (propres de  $H_0$ )

$$\Psi_i^+ = \bar{\Phi}_i + \frac{1}{E - H_0} H_I \Psi_i^+ \quad H_I \Psi_i^+ = \bar{\Phi}_i + \frac{1}{E - H} H_I \bar{\Phi}_i$$

$$\bar{\Phi}_f^{F-} = \bar{\Phi}_f + \frac{1}{E - H_0} V_F \bar{\Phi}_f^{F-} \quad \bar{\Phi}_f^{F-} = \bar{\Phi}_f + \frac{1}{E - H_0 - V_F} V_F \bar{\Phi}_f$$

Approximation de séparation des interactions finales (Watson<sup>(1)</sup>) :

On suppose que les interactions  $H_p$  et  $V_F$  n'interfèrent pas :  
 $H_p$  crée les particules finales, celles-ci se propagent et interagissent par  $V_F$  en oubliant  $H_p$ .



On écrit alors l'amplitude :  $T_{fi} = \langle \Phi_F^- | H_p | \Psi_i^+ \rangle \approx \langle \Phi_F^- | H_p | \Psi_i^{P+} \rangle$   
 où :  $\Psi_i^{P+} = \Phi_i + \frac{1}{E-H_0} H_p \Psi_i^{P+} = \Phi_i + \frac{1}{E-H_0-H_p} H_p \Phi_i$ .

Deux exemples limites, où cette approximation est justifiée :

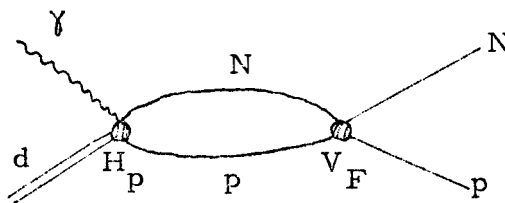
- 1)  $H_p$  est une interaction très forte à courte portée ; les particules sont immédiatement hors de portée de  $H_p$  et n'interagissent plus que par  $V_f$ .
- 2)  $H_p$  est une interaction relativement plus faible que  $V_f$ , que l'on peut traiter en perturbation ; dans certains cas, on écrit même :

$$T_{fi} \approx \langle \Phi_f^{F-} | H_p | \Phi_i \rangle \quad (\text{exemple interaction électromagnétique})$$

Méthodes de calcul

Les conditions de séparation des interactions étant remplies, connaissant les formes de chacune d'elles, il suffit de savoir résoudre séparément les équations de diffusion pour calculer les fonctions d'onde  $\Phi_f^{F-}$  et  $\Psi_i^{P+}$  pour calculer  $T_{fi}$  à cette approximation.

Prenons l'exemple de la photodésintégration du deutéron :



$$T_{fi} \approx \int d_3 \vec{r} \Phi_i(\vec{r}) H_p \Phi_f^{F-}(\vec{r})$$

Référence : calcul de Partovi<sup>(3)</sup>

avec les fonctions d'ondes numériques de Hamada.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_i = \Phi_d(r) \text{ fonction d'onde du deutéron} \\ H_p = e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}} \vec{j} \cdot \vec{\epsilon} \\ \Phi_f^{F-}(r) : \text{ fonction d'onde diffusée par le} \\ \text{potentiel d'interaction n-p} \end{array} \right.$$

Approximation des fonctions d'ondes asymptotiques :

On connaît généralement mal la structure des potentiels, mais hors de sa portée :

$$\Phi_f^{F-}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}} + \sum_e (2\ell+1) e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell P_\ell(\cos \theta) \frac{e^{ik_f r}}{k_f r}$$

$\delta_\ell$  : déphasage expérimental.

Une approximation consiste à prendre cette forme, que l'on coupe à une distance  $r_0$  (pour éviter la divergence à l'origine) ; quelquefois, on remplace la contribution de 0 à  $r_0$  par celle donnée par un simple potentiel carré :

$j_\ell(Kr)$   $K^2 = 2m(E-V)$ . D'où :

$$T_{fi} \approx \int d_3 \vec{r} e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}} H_p \Phi_i(r) + \sum_e (2\ell+1) \frac{e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell}{k_f} \int_{r_0}^{\infty} d_3 \vec{r} P_\ell(\cos \theta) \frac{e^{ik_f r}}{r} H_p \Phi_i(r)$$

Référence : Calculs de Durand III<sup>(4)</sup>.

Défauts de ce formalisme :

- Tous les défauts du formalisme non relativiste pour les hautes énergies.
- Justification difficile de la forme  $\langle \Phi_f^{F-} | H_p | \Psi_i^{P+} \rangle$  lorsqu'on ne se trouve plus dans les cas limites ci-dessus ; la séparation des interactions n'est plus toujours claire.
- Nécessité de connaître la structure précise des potentiels après celle de leur choix et de leurs paramètres.

Etude des propriétés analytiques

Par là, on espère pouvoir relier certaines inconnues à des quantités physiquement mesurables, telles que les déphasages (sans faire d'aussi brutales approximations). On distingue dans l'amplitude  $T_{fi}$  :

- Les singularités dues à l'interaction primaire dans l'état initial (celles de  $\langle \bar{\Phi}_f | H_p | \Psi_i^{P^+} \rangle$ ) : coupure correspondant aux forces créant l'état final et à la rediffusion initiale . Exemple :  $\langle \bar{\Phi}_f | H_p | \bar{\Phi}_d \rangle$  contient les singularités de l'impulse sur la fonction d'onde du deutéron.
- Les singularités dues à l'interaction finale (celles de  $\langle \bar{\Phi}_f^{F^-} | \bar{\Phi}_f \rangle$ ) : coupures dues aux échanges créant les forces de l'interaction finale et à la rediffusion finale, celle-ci s'exprimant en fonction des déphasages par unitarité.

Si l'on est capable de calculer toutes ces singularités, il suffit d'écrire une relation de dispersion.

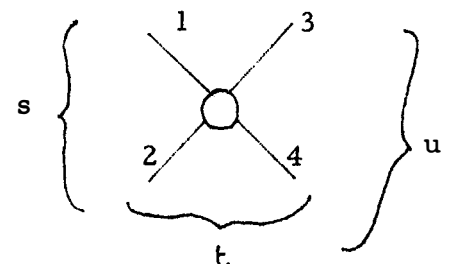
Les défauts du formalisme non relativiste et la nécessité de connaître la structure des potentiels pour calculer les coupures subsistent encore. Pourtant la rediffusion s'exprime entièrement en fonction des déphasages expérimentaux ; Bosco<sup>(5)</sup>, par exemple, remplace phénoménologiquement les autres coupures (de gauche) par des constantes arbitraires pour chaque onde partielle et applique cette méthode à la photodésintégration à basse énergie.

Pourquoi ne pas tenter de relier toutes les contributions à des quantités physiquement observables ; c'est le but du formalisme qui suit.

II - FORMALISME DE LA MATRICE S

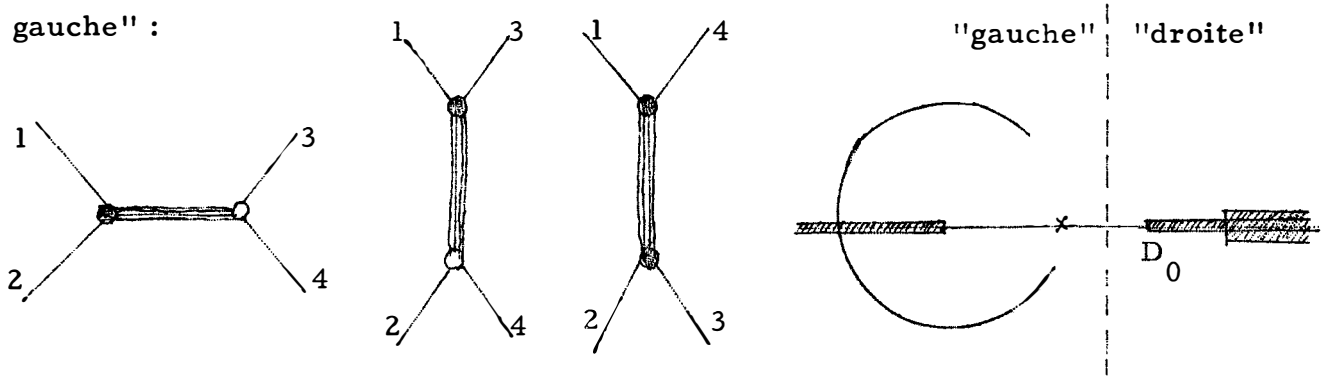
Suivant les principes de Chew<sup>(2)</sup>, on part de la représentation de Mandelstam ; toute la dynamique est fixée par les états intermédiaires physiques présents dans les 3 voies. Pour faire apparaître la rediffusion dans la voie s, il suffit de projeter sur les ondes partielles :

$$S_{fi} = (2\pi)^4 \delta(P_f - P_i) \mathcal{N}_f \mathcal{N}_i \sum_{l_{sj}} C_{l_{sj}} D_{l_{sj}}^j(\theta, \varphi) M_{l_{sj}}(s)$$



$\mathcal{N}_f$  et  $\mathcal{N}_i$  : normalisations des états initiaux et finals ;  $C_{\ell s j}$  : coefficients de Clebsh-Gordan ;  $\mathcal{D}^j(\theta, \phi)$  matrices de rotation ou Polynôme de Legendre ;  $M_{\ell s j}$  : emplitude partielle.

Les états intermédiaires physiques dans la voie s, conduisent évidemment à la coupure physique (singularités "de droite" dans la région physique). Les échanges dans les voies t et u, conduisent à des singularités "de gauche" :



On écrit alors une relation de dispersion pour chaque onde partielle :

$$M(s) = \frac{1}{\pi} \int_G \frac{G(s')}{s'-s} ds' + \frac{1}{\pi} \int \frac{D(s')}{s'-s} ds'$$

Connaissant les couplages pour les échanges correspondant aux plus proches singularités, on peut calculer  $G(s)$  ; soit  $g_1(s) = \frac{1}{\pi} \int_G \frac{G(s')}{s'-s} ds'$

$$\begin{aligned} \text{Par unitarité : } D(s) = \text{Im } M(s) &= \langle f | M^\dagger | M | i \rangle = \sum_n \langle f | M^\dagger | n \rangle \langle n | M | i \rangle \\ &= \langle f | M^\dagger | f \rangle \langle f | M | i \rangle + \sum_{n' \neq f} \langle f | M^\dagger | n' \rangle \langle n' | M | i \rangle \end{aligned}$$

Il apparaît : la rediffusion finale  $\langle f | M^\dagger | f \rangle = e^{-i\delta} \sin \delta$  (dans le cas non couplé ; ex : N-N  $^1S_0$ )

$$\text{l'amplitude } \langle f | M | i \rangle \equiv M(s)$$

Les contributions inélastiques :  $g_2(s) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\sum_{n' \neq f} \langle f | M^\dagger | n' \rangle \langle n' | M | i \rangle}{s'-s} ds'$

que l'on peut évaluer en fonction des transitions inélastiques (ex :  $NN | M^\dagger | NN+k\pi \rangle$  et  $\langle NN+k\pi | M | \delta d \rangle$ ) . D'où l'équation :

$$M(s) = g(s) + \frac{1}{\pi} \int_{D_0}^{D_1} \frac{e^{-i\delta(s')} \sin \delta(s') M(s')}{s' - s} ds'$$

où  $g(s) = g_1(s) + g_2(s)$  ; c'est une équation intégrale d'Omnès<sup>(6)</sup> dont la solution physique est la suivante :

$$M(s) = g(s) \cos \delta(s) e^{i\delta(s)} + \frac{1}{\pi} e^{\rho(s) + i\delta(s)} Q_\lambda(s) \int_{D_0}^{D_1} \frac{e^{-\rho(s')} \sin \delta(s') g(s')}{Q_\lambda(s') (s' - s)} ds' + e^{\rho(s) + i\delta(s)} Q_\lambda(s) P_{\chi-1}(s)$$

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \int_{D_0}^{D_1} \frac{\delta(s')}{s' - s} ds'$$

$$Q_\lambda(s) = (s - D_0)^{\lambda_0} (s - D_1)^{\lambda_1} \quad \text{où} \quad \begin{cases} \lambda_0 = \frac{1}{\pi} \delta(D_0) \\ \lambda_1 = -\frac{1}{\pi} \delta(D_1) \end{cases}$$

$P_{\chi-1}(s)$  : polynôme arbitraire de degré  $(\chi-1)$   
 $(P_{-1} \equiv 0)$  avec  $\chi = \lambda_0 - \lambda_1$

Exemples de solutions :

- Cas d'une diffusion sans état lié ni résonance (N-N <sup>1</sup>S<sub>0</sub>)  
 au seuil  $D_0 = 4m^2$  :  $\delta(D_0) = 0$      $\delta(D_1) \approx \delta(\infty) = 0$      $\lambda_1 = \lambda_2 = \chi = 0$

$$Q_\lambda = 1 \quad P_{-1} \equiv 0$$

c'est la solution simple.

- Cas d'une diffusion avec un état lié (N-N <sup>3</sup>S<sub>1</sub>)  
 au seuil  $\delta(D_0) = \pi$      $\delta(D_1) = 0$      $\lambda_1 = 1$      $\lambda_2 = 0$      $\chi = 1$      $Q_\lambda = s - 4m^2$   
 $P_0 = C$

c'est une solution avec soustraction.

Remarques générales

- si  $g(s)$  est réelle,  $M(s)$  a la phase de l'interaction finale  $\delta(s)$ .

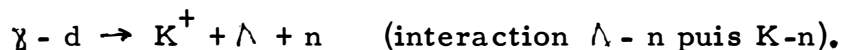
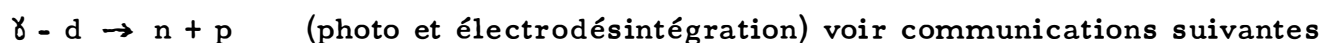
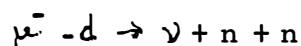
exemple :  $g(s)$  est une approximation de Born (termes de pôles, périphérisme);  
 ce n'est plus le cas si on met les termes inélastiques.

- si  $\delta$  est faible :  $M(s) \simeq g(s) e^{i\delta(s)}$
- si  $\delta$  est très fort :  $M(s) \simeq h(s) e^{\rho(s)+i\delta(s)}$   
 exemple : pour une résonance  $e^{\rho}$  donne la forme piquée, on retrouve le modèle de Watson.
- si on néglige toute la coupure de gauche :  $g(s) \equiv 0$   

$$M(s) = C_{\lambda}(s) P_{\lambda-1}(s) e^{\rho+i\delta}$$
 exemple : interaction faible sans dépendance des transferts ( $\Lambda \rightarrow \pi+p$ )  
 $M(s) = G e^{\rho+i\delta}$        $G$  : constante de désintégration.
- si l'on connaît une forme analytique de  $\delta$  (ex : formule de portée effective près du seuil ou formule de Breit-Wigner pour une résonance) les intégrales s'effectuent analytiquement.
- certains états de diffusion peuvent être couplés par l'unitarité ; exemple pour N-N :  ${}^3P_2$  et  ${}^3F_2$        $\langle {}^3P_2 | M | {}^3P_2 \rangle$  et  $\langle {}^3P_2 | M | {}^3F_2 \rangle$  s'expriment en fonction de  $\delta(s)$  et du couplage  $\xi(s)$ . D'où deux équations intégrales couplées. Il n'existe pas de solutions analytiques ; une méthode d'itération par rapport à  $\delta$  ou à  $\xi$  fournit souvent les solutions (la convergence est même rapide dans le cas N-N).
- Pour un état final à plusieurs particules, avec interaction entre deux particules, on écrit la relation de dispersion en la variable  $x = (p_1 + p_2)^2$ . S'il y a interaction deux à deux entre plusieurs particules, le cas général n'est pas résolu ; pourtant si les forces des interactions sont différentes, un traitement par perturbation peut s'appliquer ; les modèles isobariques couvrent également beaucoup de cas.

Quelques exemples d'applications explicites :

De nombreuses réactions sur le deutéron :



REFERENCES

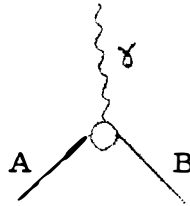
- (1) Watson K.M., Phys. Rev. 88, 1163 (1952)
  - (2) Chew G.F.: S-Matrix theory of strong Interactions (Benjamin)
  - (3) Partovi, Annals of Physics 27, 79 (1964)
  - (4) Durand III L. Phys. Rev. 115, 1020 (1959) et 123, 1393 (1961)
  - (5) Bosco B., N.C. 23, 1028 (1962)
  - (6) Omnès R. N.C. 8, 316 (1958)
- Mushkelishvili, Singular Integral Equations.



## VERTEX ELECTROMAGNETIQUES ELASTIQUES ET INELASTIQUES

### Introduction

Il s'agit d'étudier le vertex suivant :



où A et B sont deux particules de spin quelconque sur leurs couches de masse et  $\gamma$  est un photon virtuel.

Dans l'hypothèse de l'approximation à 1 photon, la connaissance de ce vertex suffit pour décrire les réactions de diffusion d'électrons, de photoproduction et photodésintégration.

La structure du vertex est donnée par la structure des éléments de matrice du courant électromagnétique entre A et B. Il y a essentiellement deux méthodes pour déterminer la forme la plus générale de ce courant :

a/ une méthode covariante, utilisée par Glaser et Jacksic<sup>(1)</sup> dans le cas des spins 1 et  $\frac{3}{2}$ , qui consiste à chercher la forme la plus générale du courant dans un référentiel quelconque en utilisant les propriétés de transformation du courant par rotation de Lorentz, parité et renversement du temps,

b/ une méthode non covariante, étudiée par Yennie, Lévy, Ravenhall<sup>(2)</sup> et Ernst, Sachs, Wali<sup>(3)</sup> dans le cas du spin  $\frac{1}{2}$  et par Gourdin<sup>(4)</sup> dans le cas du spin 1. Celle-ci consiste à choisir un référentiel particulièrement commode. Outre sa simplicité, cette méthode a l'avantage de définir des facteurs de forme directement liés à des quantités physiques.

Nous serons donc amenés à séparer l'étude en deux cas :

- le cas élastique, les quantités physiques intéressantes étant alors les moments multipolaires des densités de charge et de magnétisme,
- le cas inélastique où les quantités physiques sont les moments multipolaires de transition.

1) Cas élastique

Avant de passer au cas des facteurs de forme physiques, donnons un bref aperçu sur la méthode covariante dans le cas élastique <sup>(5)</sup>.

C'est une simple généralisation des cas des spins 1 et  $\frac{1}{2}$ .

Soient K et K' les impulsions respectives de A et B et posons  $P = K' + K$ ,  $q = K' - K$ . On sait alors que, pour le spin  $\frac{1}{2}$ , les formes covariantes linéairement indépendantes sont au nombre de 2. On peut choisir par exemple  $\delta_\mu$  et  $P_\mu$  ou bien  $\delta_\mu$  et  $[\delta_\mu, \not{P}]$ . Pour le spin 1, les formes indépendantes sont au nombre de 3 : ce sont, par exemple,  $P_\mu g^{\rho\sigma}$ ,  $P_\mu q^\rho q^\sigma$  et  $I_{\nu\mu}^{\rho\sigma} q^\nu$  où  $\rho$  et  $\sigma$  sont les indices contractés avec ceux des quadrivecteurs représentant les particules incidentes et finales et où  $I_{\nu\mu}^{\rho\sigma} = \delta_\nu^\rho \delta_\mu^\sigma - \delta_\nu^\sigma \delta_\mu^\rho$ .

La généralisation se fait de la façon suivante :

Spin entier n : on utilise le formalisme de Fierz et Pauli <sup>(6)</sup>

dans lequel la particule est représentée par un tenseur d'ordre n

$e_{\rho_1 \dots \rho_n}(\vec{K}, \lambda)$  complètement symétrique de divergence et de trace nulles ( $K^{\rho_1} e_{\rho_1 \dots \rho_n} = 0$ ,  $g^{\rho_1 \rho_2} e_{\rho_1 \dots \rho_n} = 0$ ). Désignant par

$T_{\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n}$  la quantité covariante liant les tenseurs  $e_{\rho_1 \dots \rho_n}^*$  et  $e_{\sigma_1 \dots \sigma_n}$  représentant les particules finales et incidentes, on trouve que  $T_{\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n}$  est une combinaison linéaire de  $2n + 1$  formes indépendantes, à savoir :

$$\begin{aligned}
 &V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} (0 \leq j \leq n) \text{ et } q^\nu W_{j, \nu\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} (0 \leq j \leq n-1) \text{ où} \\
 &V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} = \sum_{\text{SYM}} \frac{q^{\rho_1} \dots q^{\rho_j} q^{\sigma_1} \dots q^{\sigma_j}}{(2M^2)^j} g^{\rho_{j+1} \sigma_{j+1}} \dots g^{\rho_n \sigma_n} \\
 &W_{j, \nu\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} = \sum_{\text{SYM}} \frac{q^{\rho_1} \dots q^{\rho_j} q^{\sigma_1} \dots q^{\sigma_j}}{(2M^2)^j} g^{\rho_{j+1} \sigma_{j+1}} \dots I_{\nu\mu}^{\rho_n \sigma_n}
 \end{aligned}$$

$\sum_{\text{SYM}}$  désigne une somme sur toutes les permutations de  $\rho_1 \dots \rho_n$  et de  $\sigma_1 \dots \sigma_n$ . On définit alors les facteurs de forme  $F_L(q^2)$  par :

$$T_{\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} = P_{\mu} \sum_{j=0}^n F_{2j}(q^2) V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} + \sum_{j=0}^{n-1} F_{2j+1}(q^2) W_{j, \nu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} q^{\nu}$$

Spin demi entier  $n + \frac{1}{2}$ : la description des spins demi entiers a été étudiée par Fierz et Pauli<sup>(6)</sup> et par Rarita et Schwinger<sup>(7)</sup>. On les décrira en prenant le produit tensoriel des tenseurs précédents par les spineurs de Dirac et en ajoutant, outre l'équation de Dirac la condition supplémentaire suivante :  $\gamma^{\rho_1} e$

$T_{\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} \rho_1 \dots \rho_n = 0$ .  
est alors une combinaison linéaire de  $2n + 2$  formes indépendantes à savoir  $P_{\mu} V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n}$  et  $\gamma_{\mu} V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n}$ .

On peut alors définir les facteurs de forme  $F_j$  et  $H_j$  par :

$$T_{\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} = \sum_{j=0}^n (F_j(q^2) \gamma_{\mu} V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} + H_j(q^2) \frac{P_{\mu}}{2M} V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n})$$

où encore :

$$T_{\mu}^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} = \frac{1}{1+\eta} \frac{P_{\mu}}{2M} \sum_{j=0}^n g_{2j}(q^2) V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n} + \frac{1}{1+\eta} \frac{i}{8M^2} (\delta_{\mu}^{\rho_1} \delta^{\rho_2} - \delta^{\rho_1} \delta_{\mu}^{\rho_2}) \sum_{j=0}^n g_{2j+1}(q^2) V_j^{\rho_1 \dots \rho_n, \sigma_1 \dots \sigma_n}$$

Passons maintenant au cas des facteurs de forme physiques dans le cas élastique<sup>(8)</sup>. On se place dans le système de Breit (impulsions des particules initiales et finales opposées) pour la raison suivante<sup>(9)</sup>. Posons :

$$M_{\alpha\beta\gamma;\mu} = \int x^{\alpha} y^{\beta} z^{\gamma} \langle \lambda' | j_{\mu}(x) | \lambda \rangle_{\text{repos}} d_3 \vec{r} \quad \text{où } \langle \lambda' | j_{\mu}(x) | \lambda \rangle$$

représente l'élément de matrice de  $j_{\mu}(x)$  entre 2 états au repos de projection du spin selon Oz  $\lambda$  et  $\lambda'$  ; Sachs a montré qu'on peut alors écrire :

$$M_{\alpha\beta\gamma;\mu} = (-i)^{\alpha+\beta+\gamma} \int \frac{\delta^{\alpha+\beta+\gamma}}{q^{\alpha+\beta+\gamma}} \delta_{q_x^{\alpha}} \delta_{q_y^{\beta}} \delta_{q_z^{\gamma}} \left[ \frac{\sqrt{1+\eta}}{N} \langle \frac{q}{2}, \lambda' | j_{\mu}(0) | -\frac{q}{2}, -\lambda \rangle \right]$$

où  $N = M$  pour les fermions et  $\frac{1}{2}$  pour les bosons. Les propriétés de transformation de  $j_{\mu}(0)$  par rotation autour de  $Oz$ , parité et renversement du sens du temps imposent alors la forme suivante des éléments de matrice dans le système de Breit :

$$\begin{cases} \langle \frac{\vec{q}}{2}, \lambda' | j^0(0) | -\frac{\vec{q}}{2}, \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} \sum_{\ell=0}^j (-\eta)^{\ell} a_{2\ell} G_{2\ell}(q^2) \langle \lambda' | T_{2\ell}^0 | -\lambda \rangle \\ \langle \frac{\vec{q}}{2}, \lambda' | j^{\pm}(0) | -\frac{\vec{q}}{2}, \lambda \rangle = \frac{\pm 1}{\sqrt{1+\eta}} \frac{|\vec{q}|}{2M} \sum_{\ell=0}^{j-\frac{1}{2}} (-\eta)^{\ell} a_{2\ell+1} G_{2\ell+1}(q^2) \langle \lambda' | T_{2\ell+1}^{\pm 1} | -\lambda \rangle \end{cases}$$

où les opérateurs tensoriels  $T_L^M$  sont définis par :

$$\langle j, m' | T_L^M | j, m \rangle = (-1)^{j-m'} \frac{\begin{pmatrix} j & L & j \\ -m' & M & m \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} j & L & j \\ -j & 0 & j \end{pmatrix}} = \frac{\langle j, L, m, M | j, m' \rangle}{\langle j, L, j, 0 | j, j \rangle}$$

et où les  $a_L$  sont des coefficients donnés par :

$$a_{2\ell} = 2^{(4\ell)} \frac{(2\ell)!}{(4\ell)!}, \quad a_{2\ell+1} = 2^{(4\ell+1)} \frac{[(2\ell+1)!]^2}{(2\ell)!(4\ell+2)!}$$

et sont choisis de façon à ce que les  $G_L(q^2)$  satisfassent les conditions de normalisation données ci-dessous.

Remarquons que  $\vec{M}(x)$  étant l'opérateur densité de moment magnétique et  $\phi(x)$  la densité de magnétisme, on a <sup>(10)</sup> :

$$\langle \vec{j}(x) \rangle = i \langle \vec{M}(x) \rangle \wedge \vec{q} \quad \text{et} \quad \langle \phi(x) \rangle = i \vec{q} \cdot \vec{M}(x)$$

$\vec{M}(0)$  est donc donné par :

$$\langle \frac{\vec{q}}{2}, \lambda' | M^{\pm}(0) | \frac{\vec{q}}{2}, \lambda \rangle = \frac{1}{2M} \sum_{\ell=0}^{[j-\frac{1}{2}]} (-\eta)^{\ell} a_{2\ell+1} G_{2\ell+1}(q^2) \langle \lambda' | T_{2\ell+1}^{\pm 1} | -\lambda \rangle$$

Les moments multipolaires électriques sont alors définis par :

$$g_{2\ell} = \int r^{2\ell} P_{2\ell}(\cos\theta) \langle j | j^0(x) | j \rangle_{\text{repos}} d_3 \vec{r}$$

et les moments multipolaires magnétiques par :

$$g_{2\ell+1} = \int r^{2\ell+1} P_{2\ell+1}(\cos\theta) \langle j | \rho(x) | j \rangle_{\text{repos}} d_3 \vec{r}$$

Utilisant alors la formule de Sachs, on montre que, étant donné la valeur des coefficients  $a_L$ , les facteurs de forme sont normalisés par

$$G_L(0) = g_L$$

On peut alors, dans le cas de l'approximation à 1 photon, exprimer la section efficace différentielle non polarisée de diffusion des électrons en fonction des facteurs de forme.

On sait que si l'on pose :

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2j+1} K^0 K'^0 \sum_{\lambda, \lambda'} \langle K', \lambda' | j_\mu(0) | \vec{K}, \lambda \rangle \langle \vec{K}, \lambda | j_\nu^*(0) | K', \lambda' \rangle$$

et si la partie effective de  $T_{\mu\nu}$  s'écrit  $A(q^2) K_\mu K_\nu + \frac{1}{2} M^2 B(q^2) g_{\mu\nu}$  la section efficace est donnée par :

$$d\sigma = d\sigma_{\text{Mott}} (A+B \text{tg}^2 \frac{\theta}{2})$$

Nous plaçant dans le système de Breit, on en déduit :

$$d\sigma = d\sigma_{\text{Mott}} \left[ E(q^2) + \eta M(q^2) (1+2(1+\eta) \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}) \right]$$

$$\text{avec } E(q^2) = \langle j^0 j^0 \rangle \quad \text{et} \quad \eta M(q^2) = \frac{1}{2} \langle j^1 j^1 + j^2 j^2 \rangle$$

$$(\text{on a posé } \langle j_\mu j_\nu^* \rangle = \frac{1}{2j+1} \sum_{\lambda, \lambda'} \langle \frac{q}{2}, \lambda' | j_\mu(0) | -\frac{q}{2}, \lambda \rangle \langle -\frac{q}{2}, \lambda | j_\nu^*(0) | \frac{q}{2}, \lambda' \rangle)$$

On en déduit immédiatement :

$$\begin{cases} E(q^2) = \sum_{\ell=0}^{[j]} \alpha_{2\ell} \eta^{2\ell} G_{2\ell}^2(q^2) \\ M(q^2) = \sum_{\ell=0}^{[j-1/2]} \alpha_{2\ell+1} \eta^{2\ell+1} G_{2\ell+1}^2(q^2) \end{cases}$$

où les coefficients  $\alpha_L$  sont donnés par :

$$\alpha_L = \left( \frac{2^{2 \left[ \frac{L}{2} \right]}}{(2 \left[ \frac{L}{2} \right])!} \right)^2 \frac{2^{2L} (L!)^4}{(2L!)^2} \frac{1}{2L+1} \frac{(2j+L+1)!}{(2j+1)!} \frac{(2j-L)!}{(2j)!}$$

Donnons maintenant, dans le cas du spin  $\frac{3}{2}$  pour plus de simplicité, la méthode permettant de trouver les relations entre facteurs de forme physiques et covariants<sup>(5)</sup>.

On a, dans le système de Breit :

$$\langle \frac{\vec{q}}{2}, \lambda' | j_\mu(0) | -\frac{\vec{q}}{2}, \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} u_p^* \left( \frac{\vec{q}}{2}, \lambda' \right) \gamma_4 T_\mu^{\rho\sigma} u \left( -\frac{\vec{q}}{2}, \lambda \right)$$

Soient  $\Lambda_{\pm \vec{q}}$  les transformations spéciales de Lorentz qui font passer du système au repos de la particule au système où son impulsion est  $\pm \frac{\vec{q}}{2}$  et soient  $s(\Lambda_{\pm \vec{q}})$  les représentations de  $\Lambda_{\pm \vec{q}}$  dans l'espace représentant le spin  $\frac{3}{2}$ . On peut alors écrire :

$$\langle \frac{\vec{q}}{2}, \lambda' | j_\mu(0) | -\frac{\vec{q}}{2}, \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} u_p^* (\vec{0}, \lambda') \left[ s^*(\Lambda_{\vec{q}}) \right]_\alpha^\rho \gamma_4 T_\mu^{\alpha\beta} \left[ s(\Lambda_{-\vec{q}}) \right]_\beta^\sigma u_\sigma(\vec{0}, -\lambda)$$

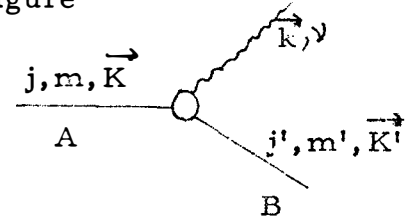
Or, dans  $u_p(\vec{0}, \lambda')$  les petites composantes des spineurs sont nulles ainsi que  $u_0(\vec{0}, \lambda')$ . On est donc ramené à un élément de matrice d'un opérateur agissant dans l'espace habituel des spins. On trouve alors :

$$\begin{cases} G_0(q^2) = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} g_0(q^2) + \frac{2}{3} \eta G_2(q^2) \\ G_2(q^2) = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} \left[ g_0(q^2) + (1+\eta) g_2(q^2) \right] \\ G_1(q^2) = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} g_1(q^2) + \frac{4\sqrt{6}}{5} \eta G_3(q^2) \\ G_3(q^2) = \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} \frac{1}{\sqrt{6}} \left[ g_1(q^2) + (1+\eta) g_3(q^2) \right] \end{cases}$$

2) Cas inélastique

Passons maintenant à l'étude du cas inélastique<sup>(11)</sup>. Les quantités physiques intéressantes étant les moments multipolaires de photodésintégration, nous commençons par donner la cinématique et la décomposition multipolaire de l'amplitude de transition de la photodésintégration.

Les notations étant explicitées sur la figure ci-contre (m et m' sont les projections des spins selon Oz,  $\nu$  la polarisation du  $\gamma$ ), l'élément de matrice S s'écrit :



$$\langle f | S | i \rangle = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta_4(K' + k - K) \sqrt{\frac{N_A N_B}{M_A K'^0}} \frac{1}{\sqrt{2k}} \langle f | T | i \rangle$$

Désignant par  $\Gamma (m \rightarrow m')$  la probabilité de transition d'un état  $(j, m, \vec{0})$  à un état  $(j', m', K_f, \Omega')$  quelle que soit la polarisation du  $\gamma$  ( $K_f = \frac{M_A^2 - M_B^2}{2M_A}$  est l'impulsion de la particule B et  $\Omega'$  sa direction d'émission), on a donc :

$$\Gamma (m \rightarrow m') = \sum_{\nu \text{ transverses}} \int d\Omega' \frac{N_A N_B}{2(2\pi M_2)^2} K_f |\langle f | T | i \rangle|^2$$

Soit alors  $|z, \mathcal{M}; L, \mathcal{D}\rangle$  l'état final où B et  $\gamma$  sont dans un état multipolaire  $(L, \mathcal{D})$  ( $\mathcal{D} = 0$  ou  $1$ ) et où  $(z, \mathcal{M})$  est le moment angulaire total de  $(B, \gamma)$ . On peut alors écrire :

$$\langle z, \mathcal{M}; L, \mathcal{D} | T | j, m, \vec{0} \rangle = \delta_{j, z} \delta_{m, \mathcal{M}} A_L^{\mathcal{D}}$$

et  $\langle f | T | i \rangle$  a donc la décomposition multipolaire suivante :

$$\langle m', K_f, \Omega', \nu | T | m, \vec{0} \rangle = \sum_{\substack{j' - j \leq L \leq j' + j \\ \mathcal{D} = 0, 1}} A_L^{\mathcal{D}} \psi_{LM}^{\mathcal{D}}(\Omega') \cdot \chi_{\nu}^{\mathcal{D}} \langle j', L, m', M | j, m \rangle$$

Les invariances de T par parité et renversement du temps impliquent que : 1/ les constantes  $A_L^{\mathcal{P}}$  sont réelles, 2/  $\mathcal{P}$  étant la parité relative des particules A et B, les  $A_L^{\mathcal{P}}$  ne sont  $\neq 0$  que pour  $L + \mathcal{P} + \pi$  impair.

Pour  $q^2 = 0$ , le courant électromagnétique transverse a donc la forme :

$$\langle j', m', \vec{K}' | \vec{j}(0) | j, m, \vec{0} \rangle_{tr} = \sqrt{\frac{N_A N_B}{K_f^0 M_A}} \sum_{L, M, \mathcal{P}} A_L^{\mathcal{P}} \vec{\psi}_{LM}^{\mathcal{P}}(\vec{K}') \langle j', L, m', M | j, m \rangle$$

Or,  $\Gamma_L^{\mathcal{P}}$  désignant la probabilité de transition par unité de temps à l'état  $(j, m; L, \mathcal{P})$ , les moments multipolaires de transition électriques et magnétiques  $Q_L$  et  $\mathcal{M}_L$  sont définis d'après Blatt et Weisskopf par :

$$\left\{ \begin{aligned} \Gamma_L^1 &= \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} K_f^{2L+1} Q_L^2 \\ \Gamma_L^0 &= \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} K_f^{2L+1} \mathcal{M}_L^2 \end{aligned} \right.$$

Le calcul de  $\Gamma_L^0$  et  $\Gamma_L^1$  montre alors que :

$$\left\{ \begin{aligned} Q_L &= \frac{(2L+1)!!}{8\pi M_A} \sqrt{\frac{N_A N_B}{\pi(L+1)}} \frac{1}{K_f^L} A_L^1 \\ \mathcal{M}_L &= \frac{(2L+1)!!}{8\pi M_A} \sqrt{\frac{N_A N_B}{(L+1)}} \frac{1}{K_f^L} A_L^0 \end{aligned} \right.$$

Il ne reste qu'à généraliser ces résultats pour  $q^2 \neq 0$ . On peut toujours écrire la partie transverse du courant sous la forme suivante :

$$\langle j', m', \vec{K}' | \vec{j}(0) | j, m, \vec{0} \rangle_{tr} = \sqrt{\frac{N_A N_B}{M_A K_f^0}} \sum_{L, M} \langle m | \vec{s}_{LM}(\vec{K}') | m' \rangle$$

où  $\vec{s}_{LM}(\vec{K}')$  représente un ensemble de 3 opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre  $(L, M) \Rightarrow \langle m | \vec{s}_{LM}(\vec{K}') | m' \rangle = \vec{B}_{LM}^{tr}(\vec{K}') \langle j', L, m', M | j, m \rangle$ .



Les propriétés vectorielles de  $\vec{j}(0)$  montrent alors que  $\vec{B}_{LM}^{\text{tr}}(\vec{K}')$  peut se mettre sous la forme :

$$\vec{B}_{LM}^{\text{tr}}(\vec{K}') = A_L^0(q^2) \vec{Y}_{LM}^0(\vec{K}') + A_L^1(q^2) \vec{Y}_{LM}^1(\vec{K}')$$

Les propriétés de transformation de  $j_\mu(0)$  par parité et renversement du temps impliquent que : 1/ les  $A_L^{\mathcal{D}}(q^2)$  sont réels, 2/ ils ne sont  $\neq 0$  que pour  $L + \pi + \mathcal{D}$  impair.

On montre de même que le courant longitudinal s'écrit :

$$\langle j', m', \vec{K}' | \vec{j}(0) | j, m, 0 \rangle_{\text{long.}} = \sqrt{\frac{N_A N_B}{K'^0 M_A}} \sum_{\substack{L, M \\ L + \pi - 1 \text{ impair}}} A_L^{-1}(q^2) \mathcal{Y}_{LM}^{-1}(\Omega') \langle j', L, m; M | j, m \rangle$$

Remarque : On a  $\mathcal{Y}_{00}^0(\Omega') = \mathcal{Y}_{00}^1(\Omega') = 0 \Rightarrow$  il n'y a pas de facteurs de forme  $A_0^0(q^2)$  ni  $A_0^1(q^2)$ .

On peut alors calculer la section efficace inélastique différentielle non polarisée de diffusion des électrons. On sait qu'elle est donnée par<sup>(12)</sup> :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta'}{2}}{4|\vec{k}|^2 \sin^4 \frac{\theta'}{2}} \int \frac{q^2}{|\vec{q}|} \left\{ \sigma_L + \sigma_T \left( 1 + 2 \frac{|\vec{q}|^2}{q} \text{tg}^2 \frac{\theta'}{2} \right) \right\} d k'^0$$

où  $\sigma_L$  et  $\sigma_T$  sont les sections efficaces totales de la réaction  $B + \gamma \rightarrow A$  pour 1 photon polarisé longitudinalement et transversalement. Dans le cas présent  $\sigma_L$  et  $\sigma_T$  contiennent une fonction  $\delta$  et l'intégration sur  $k'^0$  donne :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta'}{2}}{4|\vec{k}|^2 \sin^4 \frac{\theta'}{2}} \frac{q^2}{|\vec{q}|} \left\{ \sigma'_L + \sigma'_T \left( 1 + 2 \frac{|\vec{q}|^2}{q} \text{tg}^2 \frac{\theta'}{2} \right) \right\}$$

Le calcul donne alors:

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma'_L &= \frac{e^2 N_A N_B}{4 M_A K'^0 |\vec{q}|} \sum_L |A_{L}^{-1}|^2 \\ \sigma'_T &= \frac{e^2 N_A N_B}{8 M_A K'^0 |\vec{q}|} \sum_{\omega=0,1} |A_{L}^{\omega}|^2 \end{aligned} \right.$$

Remarque : Dans le cas particulier  $A \equiv B$ , on ne doit avoir que  $2j + 1$  facteurs de forme. En fait, on peut, dans ce cas, tirer une conséquence supplémentaire de l'invariance par renversement du sens du temps :  $A_{2\ell}^1(q^2) \equiv 0$ .

On peut alors, en utilisant une transformation de Lorentz spéciale, montrer que :  $A_{2\ell}^{-1}(q^2)$  et  $G_{2\ell}(q^2)$  sont proportionnels ainsi que  $A_{2\ell+1}^0(q^2)$  et  $G_{2\ell+1}(q^2)$ .

### Conclusion

En résumé, nous avons décrit un formalisme permettant de décrire simplement le comportement des particules dans un champ électromagnétique ainsi que les réactions de diffusion d'électrons, de photo-désintégration et de photoproduction. En fait, en ce qui concerne la diffusion des électrons, nous n'avons considéré que la section efficace non polarisée. Il faudrait encore faire le calcul de la matrice densité de la particule sortante ; en effet, seule la mesure de la polarisation de cette particule nous donnera une connaissance complète des facteurs de forme, la section efficace non polarisée ne donnant qu'une combinaison linéaire des carrés des facteurs de forme. Comme cela a été montré par Gottfried et Jackson, une telle mesure est particulièrement aisée dans le cas où la particule sortante se désintègre en deux particules : la distribution angulaire de ces dernières est alors directement liée à la polarisation cherchée.

Remarquons enfin que, bien que la précédente description du vertex électromagnétique s'applique au cas où A et B sont sur leurs couches de masse, elle peut être utilisée dans le cas où l'une des particules n'intervient pas explicitement. Soit, par exemple, un processus du type  $\gamma + A \rightarrow C + D$  et supposons que B soit une résonance susceptible de se désintégrer en C + D. Appliquant alors une technique de dispersion, on voit que, si l'on suppose que la contribution dominante au deuxième membre de la relation d'unitarité est obtenue pour une particule B intermédiaire, la partie imaginaire de l'amplitude sur la coupure de droite sera déterminée par la forme de l'amplitude  $B \rightarrow C + D$  et du vertex électromagnétique  $\gamma - A - B$ .

R E F E R E N C E S

-----

- (1) Glaser et Jacksic, *Nuovo Cimento*, 5, 197 (1957),
- (2) Yennie, Lévy et Ravenhall, *Rev. Mod. Phys.* 29, 144 (1957),
- (3) Ernst, Sachs et Wali, *Phys. Rev.* 119, 105 (1960),
- (4) Gourdin, *Nuovo Cimento*, 28, 533 (1963),
- (5) Gourdin et Micheli, *Nuovo Cimento*, 40 A, 225 (1965),
- (6) Fierz et Pauli, *Proc. Roy. Soc. A*, 173, 211 (1939),
- (7) Rarita et Schwinger, *Phys. Rev.* 60, 61 (1941),
- (8) Gourdin, *Nuovo Cimento*, 36, 129 (1965),
- (9) Sachs, *Phys. Rev.* 126, 2256 (1962),
- (10) Blatt et Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (London 1952),
- (11) Micheli, Preprint, Orsay TH/117 (à publier),
- (12) Gourdin, *Nuovo Cimento*, 21, 1094 (1961).

LES NOUVELLES RESONANCES PION-NUCLEON

I - Introduction

Les diverses analyses du déphasage de la diffusion élastique pion-nucléon<sup>(1)</sup> ont conduit à la découverte d'un certain nombre de résonances, généralement assez inélastiques. En plus des 4 résonances classiques assez bien connues maintenant, à savoir les résonances<sup>(\*)</sup>

$P_{33}$	$M = 1238 \text{ MeV}$	$\Gamma = 120 \text{ MeV}$
$D_{13}$	1527	100
$F_{15}$	1682	70
$F_{37}$	1920	200

on a trouvé quelques "objets" dans les ondes partielles  $S_{11}$ ,  $S_{31}$ ,  $P_{11}$ ,  $D_{15}$ .

II - Représentation graphique des ondes partielles - Interprétation

Nous nous intéresserons dans toute la suite à des états de nombres quantiques L, I, J déterminés.

A/ Représentation graphique

Les ondes partielles, pour une diffusion élastique, s'écrivent

$$f(s) = \frac{\eta(s) e^{2i\delta(s)} - 1}{2i q(s)}$$

où s est une variable d'énergie du système, q l'impulsion des particules dans le système du centre de masse,  $\delta$  le déphasage et  $\eta$  le paramètre d'absorption ( $\eta \leq 1$ ).

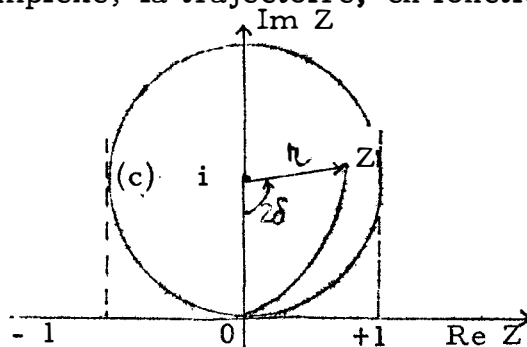
---

(\*) La notation utilisée est  $L_{2I, 2J}$ , L moment relatif  $\pi N$ , I isospin, J spin total.

On représente dans le plan complexe, la trajectoire, en fonction de  $s$ , du point  $Z = 2 q f = i - i \eta e^{2i\delta}$ .

Le point  $Z$  se déplace donc dans le cercle (c) de centre  $i$  et de rayon  $1$ .

Au seuil de la diffusion élastique,  $\eta = 1$  et  $\delta = 0$ , donc la trajectoire part du point  $0$ .



B/ Effet d'un seuil de production inélastique

Considérons une diffusion élastique  $a + b \rightarrow a + b$  au voisinage du seuil d'une réaction inélastique  $a + b \rightarrow c + d$ .

Nous supposons pour simplifier que ce sont les deux seules voies possibles pour les énergies considérées.

Soit  $E_0$  l'énergie du seuil ( $E_0 = \text{masse}(c) + \text{masse}(d) > \text{masse}(a) + \text{masse}(b)$ ), et  $k$  l'impulsion des particules  $c$  et  $d$  dans le système du centre de masse, pour une énergie totale  $E$  du système, voisine de  $E_0$ . Nous caractériserons les réactions par la matrice  $S$ , à 2 voies :

$$S = \begin{pmatrix} e^{2i\Delta_0} & e^{2i\delta} & i a_0 k^{1/2} e^{i\alpha} \\ e^{-i\beta} & \eta e^{-i\gamma} & e^{2i\Gamma_0} e^{2i\chi} \end{pmatrix}$$

$\Delta_0$ ,  $a_0$  et  $b_0$  sont des constantes et donnent la valeur pour  $E = E_0$  des éléments de la matrice  $S$ . Les nombres complexes  $\alpha, \beta, \gamma, \chi$ , et réels  $\eta, \delta$  varient avec l'énergie ( $\alpha, \beta, \gamma, \chi, \delta = 0, \eta = 1$  au seuil).

- Près du seuil, la réaction  $a + b \rightarrow c + d$  a lieu en onde  $S$ , et la transition se comporte comme  $k^{1/2}$ , donc  $a_0 \neq 0$ .

- Au-dessous du seuil, l'unitarité de la matrice  $S$  ne fait intervenir que la voie élastique, et impose donc seulement  $\Delta_0$  réel,  $\eta = 1$ .

Le point Z se déplace donc sur le cercle (c).

- Au-dessus du seuil, la deuxième voie est ouverte. L'unitarité de S conduit aux équations suivantes :

$$(1) \quad \eta^2 + k |a_0|^2 |e^{i\alpha}|^2 = 1$$

$$(2) \quad |e^{2i\Gamma_0}|^2 |e^{2i\gamma}|^2 + k |b_0|^2 |e^{i\beta}|^2 = 1$$

$$(3) \quad (b_0 e^{-i\Delta_0} e^{-i\Gamma_0}) \eta e^{i\beta} e^{-2i\delta} = (a_0 e^{-i\Delta_0} e^{-i\Gamma_0})^* e^{-i\alpha} e^{2i\gamma}$$

(\*) signifie la conjugaison complexe).

Pour  $k = 0$ , on obtient :  $\eta = 1$ ,  $\Gamma_0$  réel,  $b_0 e^{-i\Delta_0} e^{-i\Gamma_0} = (a_0 e^{-i\Delta_0} e^{-i\Gamma_0})^*$

Remarque : l'invariance par renversement du temps impose la symétrie de la matrice S ; on a alors  $a_0 = b_0$ , et  $a_0$  à la phase  $(\Delta_0 + \Gamma_0)$ .

Au premier ordre en  $k$ , on a d'après (1)

$$\eta = 1 - \frac{k}{2} |a_0|^2$$

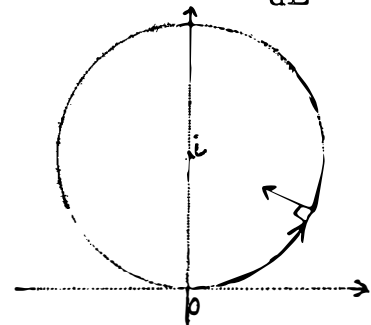
d'où 
$$\frac{d\eta}{dE} = \frac{d\eta}{dk} \frac{dk}{dE} = - \frac{|a_0|^2}{2} \frac{\mu}{k}$$

si  $\mu$  est la masse réduite du système (c) + (d),  $E = E_0 + \frac{k^2}{2\mu}$

Pour  $E = E_0 + \xi$ , on a donc  $\frac{d\eta}{dE} = -\infty$ .

On voit facilement que les autres équations n'imposent rien sur  $\delta$ , qui varie régulièrement avec l'énergie, c'est-à-dire que  $\frac{d\delta}{dE}$  est généralement fini.

Les tangentes à la trajectoire de Z, avant et après  $E_0$ , font donc un angle de  $\frac{\pi}{2}$ .



Remarque : Si dans la voie considérée, la réaction inélastique ne peut avoir lieu qu'en ondes  $\ell \neq 0$ , le comportement en  $k^{1/2}$  devient  $k^{\ell + 1/2}$ . Il n'y a plus de point anguleux, mais une courbure très importante.

C/ Effet d'une résonance

Nous dirons qu'il y a résonance si l'amplitude peut se décomposer en :

bruit de fond + forme de Breit Wigner

$$\text{c'est-à-dire : } 2qf = Z = A(E) + \lambda \frac{\Gamma_{el}}{E_R - E - i \Gamma/2}$$

avec  $|\lambda| = 1$ , A bruit de fond lentement variable en énergie,  $E_R$  masse de la résonance,  $\Gamma$  largeur totale et  $\Gamma_{el}$  largeur élastique de la résonance.

En terme d'analyticité, ceci peut être considéré comme la contribution à l'amplitude de singularités lointaines (bruit de fond) en plus d'un pôle proche dans le 2ème feuillet (résonance).

On peut encore réécrire :

$$Z = A + i\lambda \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} - i\lambda \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} \frac{E_R - E + i \Gamma/2}{E_R - E - i \Gamma/2} = A + ir \lambda - ir \lambda e^{2i\Phi}$$

où  $r = \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma}$  est l'élasticité de la résonance et  $\Phi$  définit par  $\text{tg} \Phi = \frac{\Gamma}{2(E_R - E)}$

On voit que le point Z décrit alors, rapidement et dans le sens trigonométrique, un arc de cercle (1/2 cercle pendant un intervalle d'énergie  $\Gamma$ ) de centre  $A + ir \lambda$  et de rayon r (caractéristique donc de l'élasticité).

III - Résultats des analyses en déphasages

Nous utiliserons les résultats de Bareyre et al (noté B) et de Donnachie et al (noté D) qui vont jusqu'à une énergie  $T_{\pi\pi}$  du pion incident (dans le système du laboratoire) de 1. ou 1.1 GeV. L'analyse de Donnachie a été faite en deux fois : jusqu'à .7 GeV et de .7 à 1.1 GeV, ce qui explique certaines difficultés de raccordement vers .7 GeV. Les courbes sont paramétrées en énergie par  $T_{\pi\pi}$  (MeV), dont la valeur est indiquée en quelques points.



$S_{11}$

fig. 1 et 2

- Le point anguleux vers  $T_{\pi} = 560$  correspond à l'ouverture de la voie  $N_{\eta}$ .
- La boucle trouvée par Bareyre et al semble confirmée par Donnachie et al. De petit rayon, elle indiquerait donc une résonance très inélastique pour  $T_{\pi} \sim 700$ , soit une masse  $M \approx 1550$ .

C'est probablement une résonance  $N_{\eta}$  et devrait donc se voir nettement dans la production du  $\eta$ ,  $\pi p \rightarrow \eta p$  ou  $\gamma p \rightarrow \eta p$ , par exemple.

- Il semble qu'il y ait une variation rapide vers  $T_{\pi} = 900$  MeV, mais l'interprétation en tant que résonance est encore assez peu sûre (masse  $\sim 1690$  MeV).

$S_{31}$

fig. 3 et 4

(2)

- On observe un point anguleux vers 600 MeV, ce qui correspondrait au seuil de production d'une particule X de masse  $\sim 500$  MeV. Pour former un état  $S_{31}$ , la particule X aurait probablement pour nombre quantique :

$$I = 1 \qquad J = 0^- \quad \text{ou} \quad 1^-$$

- La boucle vers  $T_{\pi} = 900$  indique une résonance de masse  $M = 1690$ ,  $\Gamma_{TOT} \sim 200$ . On a proposé de l'interpréter comme une résonance  $N^* \pi$  en onde S principalement. On devrait donc pouvoir la mettre en évidence dans les productions de  $2 \pi$ .

$P_{11}$

fig. 5 et 6

- La boucle amorçée dans l'analyse de Donnachie et al l'est aussi dans celle de Bransden et al, et semble confirmée par Bareyre. On est en présence d'une résonance très inélastique vers  $T_{\pi} = 600$  MeV, soit une masse  $M \sim 1500$ ,  $\Gamma \sim 200$ .

On a d'abord pensé à une résonance  $N^* \pi$  en onde P, mais le mode  $N^{(\pi \pi)} I = J = 0$  semble plus probable d'après l'analyse des réactions à  $2 \pi$ . On a proposé la possibilité de désintégration en  $\eta N$  et  $K \Lambda$ .

D 15

fig. 7 et 8

- Il semble qu'il y ait un effet de seuil vers  $T_{\pi\pi} = 800$  MeV, soit une masse d'environ 1600 MeV.

Si l'on imagine une production en onde S (mais on devrait alors s'attendre à un point anguleux plus net)  $\pi N \rightarrow \gamma N$ , il faut au moins, pour la particule  $\gamma$ , les nombres quantiques  $J = 2^-$ ,  $I = 0$  ou 1.

On peut aussi penser à une production  $\pi N \rightarrow \rho N$  ou  $\pi N \rightarrow K \Lambda$  en onde D. Il devrait alors y avoir même, près du seuil, une assez forte onde D.

- La rapidité de la variation vers 900 MeV fait supposer l'existence d'une résonance de masse  $M = 1680$  MeV,  $\Gamma \sim 70$  MeV.

REFERENCES

- (1) P. Auvil, C. Lovelace, A. Donnachie, A.T. Lea, Phys. Lett. 12, 76 (1964),  
B. H. Bransden, P.J. O'Donnell, R. G. Moorhouse, Phys. Rev. 139 B, 1566 (1965),  
P. Bareyre, C. Bricman, A.V. Stirling, G. Villet, Phys. Lett. 18, 342 (1965),  
L.D. Roger, R.M. Wright, B.T. Feld, Phys. Rev. 138 B, 190 (1965),
- (2) A. Donnachie, A.T. Lea, C. Lovelace, preprint.

F. GUERIN

STRUCTURE HYPERFINE DE L'ATOME D'HYDROGENE  
CORRECTIONS DEPENDANT DE LA MASSE DU PROTON

I - INTRODUCTION

Nous étudions l'atome d'hydrogène dans son état fondamental  $L = 0$ . Entre le proton et l'électron existe le potentiel de Coulomb  $\sim e^2/r$ , la fonction d'onde de l'atome d'hydrogène est  $\Psi(r) \propto a^{-3/2} e^{-r/a}$  où  $a = (\alpha m)^{-1}$ , l'énergie de liaison de l'atome est  $E_1 = -\alpha^2 m/2$ . L'extension de la fonction d'onde est en gros,  $a$ , c'est à dire la quantité de mouvement de l'électron est  $p \sim \alpha m$ . Le potentiel de Coulomb correspond à des photons purement virtuels, encore appelés photons scalaires.

Les moments magnétiques de l'électron et du proton interagissent: l'énergie qui en résulte est proportionnelle à

$$\vec{\mu}_e \cdot \vec{\mu}_p = \frac{e}{m} \vec{\sigma}_e \cdot \frac{e}{M} \vec{\sigma}_p \mu_p \quad (\mu_p = 2,79)$$

La constante de proportionnalité est la probabilité de présence de l'électron et du proton au même point  $|\Psi(0)|^2$ ;

$$E_2 = \frac{2\pi}{3} \frac{\alpha \mu_p}{m M} |\Psi(0)|^2 \vec{\sigma}_e \cdot \vec{\sigma}_p$$

Le proton et l'électron sont soit dans un état singlet  $\vec{\sigma}_e \cdot \vec{\sigma}_p = -3$ , soit dans un état triplet  $\vec{\sigma}_e \cdot \vec{\sigma}_p = 1$ , donc les deux niveaux sont séparés par  $4 E_2$ , l'état singlet est plus bas que l'état triplet. Cette distance entre les deux niveaux s'appelle la structure hyperfine de l'atome d'hydrogène, elle est de 1420 Mc/sec. En terme de diagramme,  $E_2$  correspond à l'échange d'un photon transverse entre l'électron et le proton.

En fait les expériences mesurent la séparation du niveau singlet et du niveau triplet avec une précision de  $10^{-11}$ . Il faut donc évaluer la séparation théorique en tenant compte de la masse du proton, des corrections relativistes.

Il y a plusieurs sortes de corrections :

l'électron peut jouer tout seul avec des photons, ceci va lui donner un petit moment magnétique

anormal (  $\mu_B = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} = 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}$  ) exemple

fig. a et d'autres corrections dues au nuage de photons qui entourent l'électron, exemple fig. b,

et aux paires virtuelles électron positron qui

peuvent se former . Ces corrections donnent des termes en  $\alpha^2$ , en  $\alpha^3(\log \alpha)^2$ ,  $\alpha^3 \log \alpha$

qui ont été calculés (Zwanziger). Tous ces termes

qui viennent de l'électron sont appelés corrections radiatives. Il y a

d'autres corrections, appelées corrections de recul du proton : le proton a été considéré jusqu'à maintenant comme la source du potentiel de Coulomb,

c'est à dire comme une particule infiniment lourde par rapport à l'électron, nous n'avons parlé de sa masse que pour définir son moment magnétique, mais

on peut attribuer à une particule infiniment lourde un moment statique. Le

proton a une masse  $M$ , le problème se traite dans le système du centre de masse (  $e - p$  ), et dans l'équation de Shrödinger, la masse de l'électron

doit être remplacé par la masse réduite  $m_r = m M / (M + m)$ , c'est à dire

remplacer dans les expressions écrites ci-dessus  $m$  par  $m_r$ .  $E_1$  change d'une quantité  $M / (M + m)$ , ce déplacement est le même pour les deux

niveaux hyperfins. Dans l'expression de  $E_2$ ,  $|\Psi(0)|^2$  est propor-

tionnel à  $a^{-3} = \alpha^3 m_r^3$ ,  $E_2$  va être multiplié par  $(\frac{M}{M+m})^3 \sim 1 - \frac{3m}{M}$ ;

on ne garde pas les termes suivant en  $\frac{m}{M}$ , en effet :

$$\frac{m}{M} = \frac{0,51 \text{ Mev}}{938 \text{ Mev}} = 5,4 \times 10^{-4} \quad ; \quad \alpha = \frac{1}{137} = 0,73 \times 10^{-2} \quad :$$

on a gardé les termes en  $\alpha$ ,  $\alpha^2$ ,  $\alpha^3 \log \alpha = 1,7 \times 10^{-6}$ ,

mais on n'a pas encore calculé les termes en  $\alpha^3 = 0,35 \times 10^{-6}$ , donc

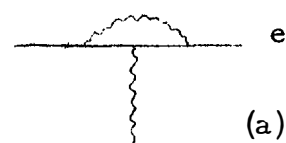
on néglige les termes  $m^2 / M^2 = 0,3 \times 10^{-6}$ . Il y a des termes plus

grands à évaluer, les termes en  $\frac{\alpha m}{M} = 4 \times 10^{-6}$ . Dans les corrections que

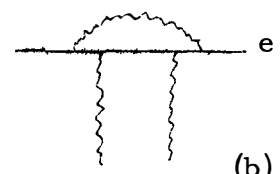
nous allons maintenant établir, on cherchera les termes d'ordre supérieur,

qui sont en

$$\boxed{\frac{\alpha m}{M} E_2 \propto \frac{\alpha^2}{M^2} |\Psi(0)|^2}$$



(a)



(b)

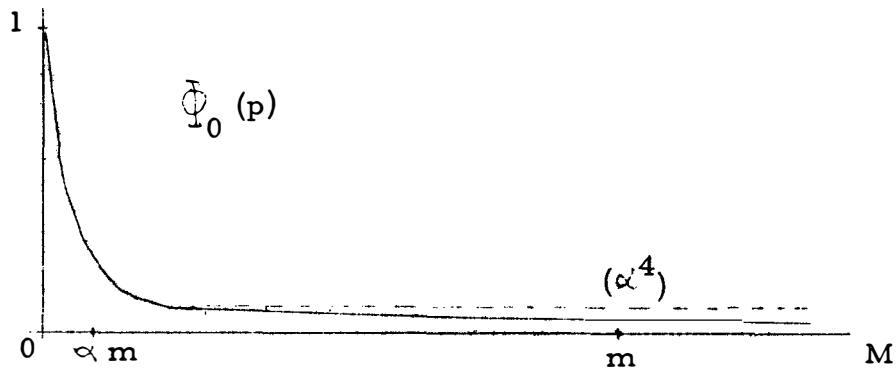
II - EQUATION DE BETHE ET SALPETER

Pour avoir ces corrections, il faut traiter de façon relativiste l'électron et le proton (les corrections dues à l'électron relativiste dans le potentiel de Coulomb sont rangées dans les corrections radiatives) . Il existe une équation exacte pour le problème de deux particules liées par une interaction qui dépend du quadrimoment  $q$  de transfert : l'équation de Bethe et Salpeter .

L'interaction principale dans le cas de l'atome d'hydrogène est l'interaction de Coulomb : on peut résoudre l'équation de B.S. quasi exactement dans le cas où il y a seulement cette interaction de Coulomb : on a une fonction d'onde un peu plus précise que  $e^{-r/a}$  dont nous allons étudier les propriétés.

La transformée de Fourier à 3 dimensions de  $e^{-r/a}$  est :

$$\bar{\Phi}_0(p) = \frac{\alpha^4 m_r^4}{(p^2 + \alpha^2 m_r^2)^2} \quad ; \text{ pour } p \gg \alpha m \quad \bar{\Phi}_0(p) = \alpha^4 \left(\frac{m}{p}\right)^4$$



La fonction d'onde  $\bar{\Phi}_1(p)$  relativiste coïncide avec  $\bar{\Phi}_0(p)$  dans le domaine  $0 < p < \alpha m$  . Ensuite  $\bar{\Phi}_1(p)$  décroît un peu moins vite, comme  $\alpha^4 \left(\frac{m}{p}\right)^3$  .

On a vu que ce qui intervient dans la structure hyperfine, c'est :

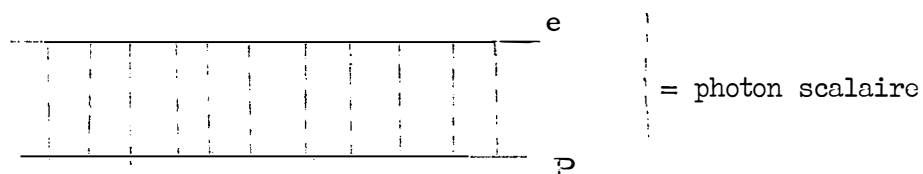
$$\Psi'(0) = \int d^3 p \bar{\Phi}(p) \quad . \text{ Remarquons que :}$$

$$\int_0^{\alpha m} p^2 dp \times 1 \propto \alpha^3 m^3 \quad , \quad \int_m^M p^2 dp \propto \alpha^4 \left(\frac{m}{p}\right)^4 \propto \alpha^4 m^3 \quad \text{et}$$

$$\int_m^M p^2 dp \propto \alpha^4 \left(\frac{m}{p}\right)^3 \propto \alpha^4 m^3 \log \frac{m}{M}$$

Dans l'intégration sur les moments  $p$ , la région  $0 < p < \alpha_m$  donne la structure hyperfine (h.f.s.), la région  $p > m$  donne une contribution de l'ordre de  $\propto$  h.f.s. : puisque  $\Phi_0(p)$  déduite de l'équation de Shrödinger n'est pas exacte dans cette région, l'emploi de  $\Phi_1(p)$  va donner des corrections  $\propto$  h.f.s., que nous allons examiner en détail plus loin .

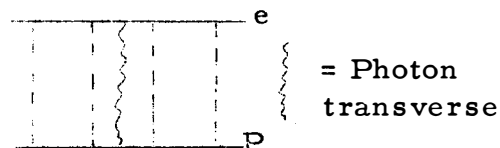
Pour le moment nous avons écrit une bonne fonction d'onde, en terme de diagrammes, nous avons tenu compte de tous les diagrammes du type ci-dessous



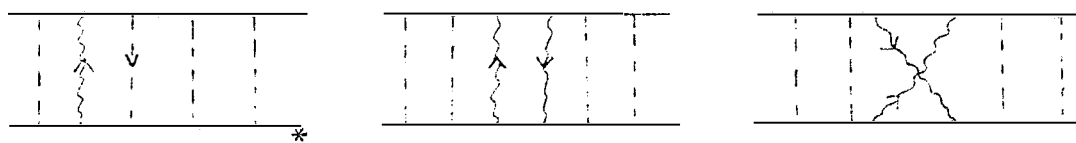
où le plus souvent le photon scalaire échangé à un moment de l'ordre  $\propto m$ . Cette race de photons ne lève pas la dégénérescence entre l'état triplet et l'état singlet .

On considère les photons transverses comme une perturbation : il faut intercaler un photon transverse quelque part dans la chaîne des photons scalaires.

La structure hyperfine est donnée par le graphe ci-contre, où le photon transverse a aussi un moment  $k \sim \alpha_m$  .



Les corrections  $E_2 \propto m/M$  vont venir des photons de moments  $k \gg \alpha_m$  c'est à dire des graphes ci-dessous :



c'est à dire de l'échange très rapide de deux photons de grands moments, des moments que l'on peut montrer être compris entre  $m$  et quelques  $M$  .

Le premier graphe correspond à l'utilisation de la bonne fonction d'onde , les autres à l'échange de deux photons transverses . Ce sont les seuls graphes à considérer, l'échange de 3 photons transverses donnant des termes  $(\propto^2 m/M) E_2$  . Les graphes sont calculés en couplant le proton au photon par les couplages de Dirac et de Pauli . Quel est l'ordre de grandeur du résultat auquel on s'attend ?

\* plus graphes symétrique et croisés

On a vu que les termes sont de l'ordre :

$$\frac{\alpha m}{M} E_2 \log \frac{m}{M} = 4 \times 10^{-6} \times 2,3 \times (-3,3) E_2 = -3 \times 10^{-5} E_2$$

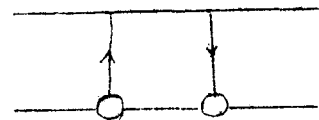
En fait, il se trouve que les termes de Pauli soustraient les termes de Dirac et le résultat est  $-2 \times 10^{-6}$  calculé par Newcomb et Salpeter.

### III - FACTEURS DE FORME - INTERACTION $\pi$ - NUCLEON

Jusqu'à présent le proton est ponctuel ; on va maintenant s'occuper de l'extension du proton, c'est à dire des forces nucléaires.

L'influence de la structure du proton sur l'échange d'un photon entre l'électron et le proton est décrite par le facteur de forme. L'existence de ce facteur de forme doit être prise en considération dans tous les graphes écrits ci-dessus ; l'interaction ponctuelle sera remplacée par une boule. Pour des moments  $k \sim \alpha m$ , la correction sera négligeable car elle sera de l'ordre de  $\alpha^2 m^2 / m_p^2$ , si l'on écrit le facteur de forme  $\sum_i m_i^2 / (k^2 + m_i^2)$ .

La correction due au facteur de forme sera importante pour des photons de grands moments :



l'existence de ce facteur a pour effet de couper les très grands moments. Les moments qui vont intervenir dans la correction  $E_2 \propto m / M$  ne vont plus être compris qu'entre  $m$  et  $m_i \sim 4,2 m_\pi$ .

Il se trouve que la compensation entre termes de Dirac et termes de Pauli n'a plus lieu, le résultat est à nouveau  $-3,2 \times 10^{-5}$ , calculé par Iddings en utilisant le facteur de forme expérimental du proton ; Iddings a montré que ce résultat était insensible à la forme exacte du facteur de forme pour les grands moments de transfert.

Donc la correction en  $\alpha m / M$ , se monte à présent à  $-34 \times 10^{-6}$  ; on verra plus loin que les résultats expérimentaux donnent  $1 \times 10^{-6}$  ; il faut essayer de trouver d'autres termes qui compensent la correction des facteurs de forme. On a vu que la correction en  $\alpha m / M$  vient de l'échange très rapide de deux photons et rien ne prouve que deux facteurs de forme décrivent convenablement l'influence de la structure du proton sur l'échange de deux photons ; cependant les deux facteurs de forme sont

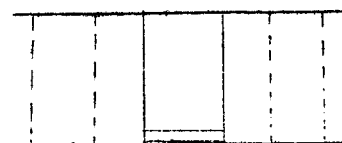


simplement la deuxième approximation de Born et ils doivent être inclus dans les corrections. On va maintenant chercher d'autres termes qui interviennent dans l'échange de deux photons .

L'excitation d'une résonance  $\pi$ -nucléon correspond bien à l'échange de moments  $k \gg \alpha_m$  .

La précédente contribution était :

$$\frac{\alpha_m}{M} \text{ h.f.s. } \log \frac{m}{M} \sim \frac{\alpha^2}{M^2} |\Psi(0)|^2 \log \frac{m}{M}$$



La contribution due à la première résonance sera

$$\frac{\alpha^2 c^2}{M^{*2}} |\Psi(0)|^2 \text{ où } (eC) \text{ est la constante de couplage } (\gamma N \rightarrow N^*).$$

Il n'y a pas de termes en  $\log m/M$  parce qu'il y a un seuil dans la réaction avec des photons réels : les photons  $k \sim m$  vont donner une contribution négligeable. Le modèle statique donne la constante

$$C = \frac{|\mu_p| + |\mu_n|}{2} = 2,4 \text{ , donc on s'attend à une correction :}$$

$$\frac{\alpha_m}{M} \text{ h.f.s. } \times \frac{M^2}{M^{*2}} \times C^2 = 12 \times 10^{-6} \text{ h.f.s.}$$

En fait les prévisions sont trop optimistes, et le résultat est inférieur à  $1 \times 10^{-6}$  calculé par Iddings et par Zwanziger.

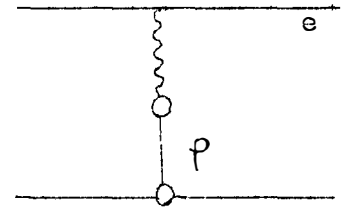
Si l'on calcule l'influence des résonances connues, la seconde, la troisième, leur contribution est inférieure à  $1 \times 10^{-6}$  , mais les photons échangés peuvent avoir de très hauts moments sur lesquels on ne sait rien.

Il faut se souvenir que nous cherchons quelque chose de très particulier ; l'électron et le proton ont une quantité de mouvement  $\alpha_m$  très petite par rapport aux masses en présence: nous cherchons donc la contribution à énergie zéro de la partie dépendant des spins de l'échange rapide de grands moments de transfert entre l'électron et le proton .

#### IV - ECHANGE DE RESONANCES

On va se tourner vers l'étude de l'échange de résonances entre l'électron et le proton . Il faut échanger une particule neutre.

D'abord, les  $\rho^0, \omega^0, \varphi^0$  sont des particules  $J = 1^-$  :  
 le couplage du  $\rho$  à l'électron se fait par l'intermédiaire d'un photon: ces graphes ont déjà été pris dans les facteurs de forme, puisqu'on peut considérer que  $\rho, \omega, \varphi$  sont responsables du facteur de forme du proton.

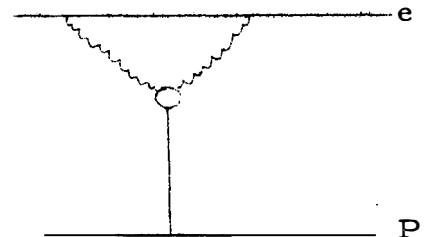


Les  $\pi^0, \eta^0$  sont des particules  $J = 0^-$ . Le couplage  $\pi^0 NN$  ou  $\pi^0 ee$  est en  $\bar{u} \gamma_5 u$ . Le couplage du  $\pi^0$  à l'électron se fait par l'intermédiaire de deux photons et nécessite un facteur  $\alpha^2$ . Comme  $\gamma_5$  est antidiagonal, il faudra, pour avoir des termes en  $\vec{\sigma}_e \cdot \vec{\sigma}_p$  faire intervenir l'énergie cinétique de l'électron et du proton qui est de l'ordre de  $\alpha m$ . La contribution sera en  $\alpha^3$  donc négligeable.

On peut essayer les particules  $J = 2^+$  les  $f^0, A_2, \dots$  ; il faut également 2 photons pour le couplage à l'électron, donc un facteur  $\alpha^2$ . Une particule  $2^+$  est décrite par un tenseur  $T_{\mu\nu}$  symétrique (un tenseur antisymétrique décrit le champ de Maxwell). Le couplage ( $2^+ NN$ ) ou ( $2^+ ee$ ) est du type  $\bar{u} u \delta_{\mu\nu}$  où  $\bar{u} \gamma_\mu u P_\nu + \bar{u} \gamma_\nu u P_\mu$  : la limite à énergie cinétique 0 de ces spinours est indépendante des spins, la contribution sera également en  $\alpha^3$ . Pour des particules  $2^-$ , il faut rajouter un  $\gamma_5$ . Le terme  $\bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu u$  a pour limite non relativiste  $\vec{\sigma}$ , mais le facteur  $P_\nu$  aura pour limite  $m$  pour l'électron, la contribution sera d'ordre

$$\propto^2 \frac{m^2}{M^2}, \text{ donc } m/M \text{ trop petite.}$$

Une particule  $J = 1^+$  (un candidat serait le  $A_1$ , résonance  $\rho\pi$  à 1072 Mev) ne peut pas se désintégrer en 2 photons réels, mais la désintégration est possible si les particules sont virtuelles. Le couplage ( $1^+ NN$ ) s'écrit  $\bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu u$ . Un terme  $(\bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu u)^e (\bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu u)^p$  donnera bien un terme en  $\vec{\sigma}_e \cdot \vec{\sigma}_p$ . Comment calculer le couplage du  $1^+$  aux 2 photons et au proton ? On peut supposer que le  $1^+$  est couplé aux nucléons avec une intensité comparable à celle qui lie les  $\rho, \omega, \varphi$  aux nucléons. Pour le couplage ( $A_1 2 \gamma$ ), Narabu suppose qu'il existe une relation du type Goldberger - Treiman entre le champ du  $1^+$  et le champ du  $\pi$  :

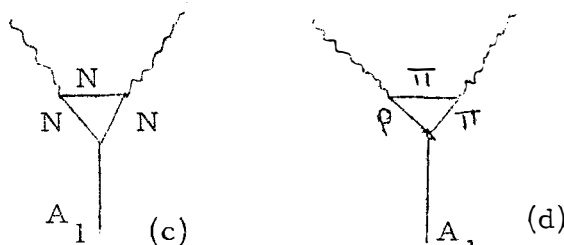


$$\partial_{\mu} j_{(A_1)}^{\mu} = \lambda \Phi_{\pi} \quad , \text{ par exemple pour les nucléons :}$$

$$\varepsilon_{A_1 NN} k_{\mu} \langle a | \gamma_5 \gamma_{\mu} | b \rangle = \lambda' g_{\pi NN} \langle a | \gamma_5 | b \rangle$$

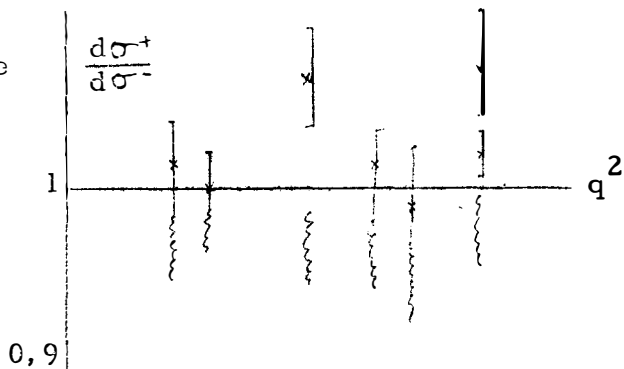
Nambu relie ainsi  $(\pi^0 \rightarrow 2 \gamma)$  et  $(A_1^0 \rightarrow 2 \gamma)$ . Il calcule la contribution à la structure hyperfine et trouve  $+ 20 \times 10^{-6}$ , ce qui est exactement ce que l'on cherche. Plusieurs faits disent que Nambu est trop optimiste : si on calcule des graphes précis pour la désintégration du  $A_1$  en  $2 \gamma$  comme le graphe (c) qui donne un bon ordre de grandeur pour la désintégration  $\pi^0$  en  $2 \gamma$ , ou comme le graphe (d), on trouve un résultat qui est  $1 \times 10^{-6}$ .

D'autre part, le  $1^+$  peut être vu dans la diffusion électron proton. Dans la formule de Rosenbluth, avec le cou-



plage donné par Nambu, il faudrait connaître la diffusion à 2% à 30 fermi<sup>-2</sup> pour le voir. Par contre, ce terme change de signe entre  $e^+ P$  et  $e^- P$  : et le rapport de sections efficaces  $e^+ P / e^- P$  est connu avec une bonne précision (Browman - Liu - Schaerf)

et la comparaison expérience - théorie est illustrée ci-contre.  $\downarrow$  est l'expérience,  $\{$  est la théorie, l'incertitude provient de l'ignorance de la décroissance avec l'énergie des couplages  $(A_1 NN)$  et  $(A_1 ee)$ . En réalité, l'expérience



ne rejette pas l'existence d'un  $A_1$  couplé avec l'intensité supposée par Nambu, car il faut faire intervenir dans le rapport  $e^+ P / e^- P$  tout le terme à 2 photons, en particulier l'échange des mésons  $2^+$  dont l'existence est bien établie.

En conclusion, dans l'état actuels des connaissances sur le terme à deux photons, il est impossible d'expliquer la séparation hyperfine de l'atome d'hydrogène.

V - EXPERIENCES

La structure hyperfine de l'hydrogène a été mesurée avec une précision effarante ( $2 \times 10^{-11}$ ) en utilisant un maser à hydrogène par Ramsey et al.

$$\Delta \nu_H = 1\,420\,405\,751.800 \pm 0.028 \text{ c.p.s.}$$

La formule théorique pour la structure hyperfine de l'hydrogène est :

$$\Delta \nu_H = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_p}{\mu_e} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right)^{-3} (1 + a_e)^2 (1 + \xi_e) (1 + \delta_p)$$

$\xleftarrow[\text{radiatives}]{\text{corrections}}$   $\frac{\mu_e}{m_p}$   $\xrightarrow{\text{correction en}}$   $\frac{\alpha m_e}{m_p}$  de recul du proton

Ce qui limite la précision avec laquelle on peut connaître la valeur théorique, c'est la précision avec laquelle sont connues les constantes fondamentales : (et les termes non encore calculés ! en  $\alpha^3 \dots$ )

$$c : 1,3 \times 10^{-6}, \quad \mu_e / \mu_p : 1 \times 10^{-6}, \quad R_\infty : 10^{-7}$$

La détermination de  $\alpha$  vient de la mesure de la séparation de la structure fine  $2 P^{\frac{1}{2}} - 2 P^{\frac{3}{2}}$  dans le deutérium  $\alpha^{-1} = 137.0388 (\pm 9 \times 10^{-6})$

Cette valeur de  $\alpha$  donne  $\Delta \nu^{\text{théor.}} = 1\,420.342 \pm 0.024 \text{ M.c.p.s.}$   
 Le désaccord théorie - expérience est :

$\frac{\Delta \nu^{\text{exp}} - \Delta \nu^{\text{th}}}{\Delta \nu^{\text{exp}}} = 45 \pm 17 \text{ p.p.m.}$
---

Ce désaccord est probablement dû, comme nous l'avons vu, à une incertitude théorique sur  $\delta_p$ . Il est possible aussi que la valeur de  $\alpha$  admise actuellement puisse être modifiée dans les années à venir, une mesure récente d'une partie de la séparation  $2 P^{\frac{1}{2}} - 2 P^{\frac{3}{2}}$  dans le deutérium n'étant pas en accord avec les anciennes mesures.

Il existe une mesure expérimentale de la structure hyperfine de l'atome ( $\mu_e$ ) (Hughes et al.). La séparation théorique est aisée à obtenir à partir de celle de l'hydrogène :  $\mu_p$  est à remplacer par  $\mu_\mu$  et la correction de recul du noyau  $\delta_\mu$  est la correction calculée par Salpeter et Newcomb, avec un couplage de Dirac uniquement, si l'on pense que le  $\mu$  est une

pure particule de Dirac.

$$\Delta \nu_{\mu}^{\text{exp}} = 4463.15 \pm 0.06 \text{ M.c.s.}$$

$$\frac{\Delta \nu_{\mu}}{\Delta \nu_{\text{H}}} = \frac{\mu_{\mu}}{\mu_{\text{p}}} \left(1 + \frac{m_{\text{e}}}{m_{\text{p}}}\right)^3 \left(1 + \frac{m_{\text{e}}}{m_{\mu}}\right)^{-3} \frac{1 + \delta_{\mu}}{1 + \delta_{\text{p}}}$$

Ce rapport élimine toutes les corrections radiatives donc toutes les incertitudes sur ces corrections.

Le rapport  $\mu_{\mu}/\mu_{\text{p}}$  est connu avec une précision  $13 \times 10^{-6}$ , la précision avec laquelle est connue  $\alpha$  n'intervient pas ici.

$$\left(\frac{\Delta \nu_{\mu}}{\Delta \nu_{\text{H}}}\right)_{\text{th}} = (3.14276 (\pm 13 \times 10^{-6})) \left(\frac{1 + \delta_{\mu}}{1 + \delta_{\text{p}}}\right)$$

$\Delta \nu_{\mu}$  est expérimentalement connu avec une précision de  $13 \times 10^{-6}$  et

$$\left(\frac{\Delta \nu_{\mu}}{\Delta \nu_{\text{H}}}\right)_{\text{exp}} = 3.14217 (\pm 13 \times 10^{-6})$$

Nous pouvons combiner la valeur de ces deux rapports pour obtenir une valeur sur  $\delta_{\text{p}}$

$$\boxed{\delta_{\text{p}} = (9 \pm 26) \times 10^{-6}}$$

en désaccord avec la valeur théorique obtenue précédemment:  $\delta_{\text{p}} = -35 \times 10^{-6}$

Il existe une certaine incertitude sur l'extrapolation nécessaire pour obtenir  $\Delta \nu_{\mu}$  à partir des résultats expérimentaux, mais il serait présumptueux de lui attribuer le désaccord.

En conclusion, le désaccord persiste ; à cause de notre ignorance de la structure du proton, il est plus raisonnable d'attribuer le désaccord aux forces nucléaires plutôt qu'à une éventuelle "cassure" de l'électrodynamique à petite distance.

REFERENCES

- Electrodynamique pure : Newcomb et Salpeter P.R. 97 , 1146 (1955)
- Forces nucléaires : Iddings (et Platzman) P.R. 113 , 192  
P.R. 138 B 446
- Zwanziger (et Vergancalis) N.C. 39 613
- Résonances : Nambu Physics Letters 19 513  
Drell (rapport  $e^+ P / e^- P$ ) Physics Letters 19 516
- Expériences Cleland et al. P.R.L. 13 202 (1964).

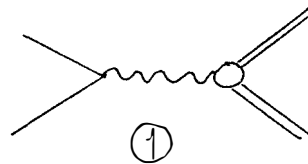
SUR LES CORRECTIONS RADIATIVES  
AUX EXPERIENCES DE DIFFUSION D'ELECTRONS

CL. DE CALAN

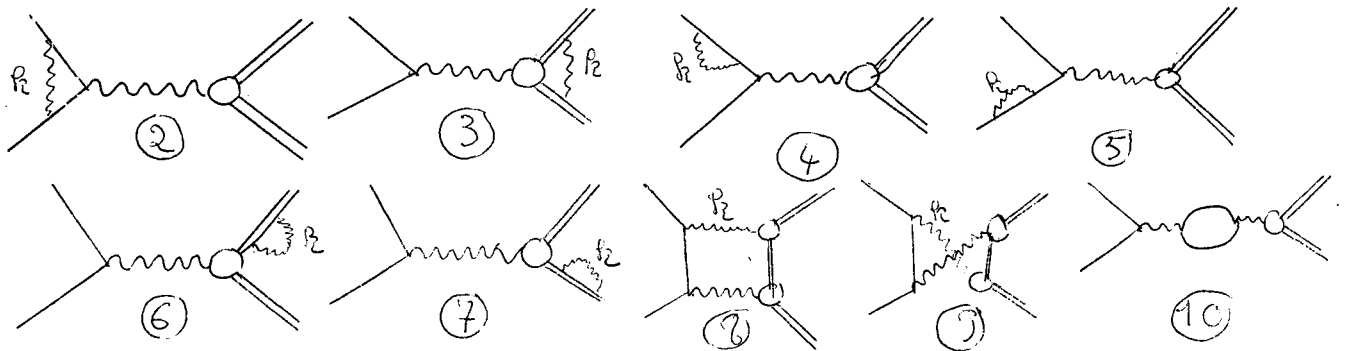
1 - INTRODUCTION

Les sections efficaces de processus électromagnétiques se calculent par la méthode de perturbation représentée par les diagrammes de Feynmann : elles sont alors données par une série en puissances de  $\alpha$ , la constante de structure fine. Le premier terme de cette série représente l'approximation de Born.

- Exemple de la diffusion élastique  
électron-proton :



On appelle corrections radiatives le second terme de la série. Dans l'exemple précédent contribuent les diagrammes :



Chacun de ces diagrammes comporte une intégration sur la quadri-impulsion  $k$  de la particule virtuelle indiquée.

Et l'intégrale diverge logarithmiquement :

- pour  $k$  infini, ce à quoi on remédie par les renormalisations de charge et de masse.

- pour  $k$  nul (sauf le diagramme (10)). C'est la divergence "infra-rouge", qui s'explique de la façon suivante : le processus de diffusion considéré est indiscernable expérimentalement du même processus dans lequel un ou plusieurs photons réels (et en fait une infinité) sont émis.

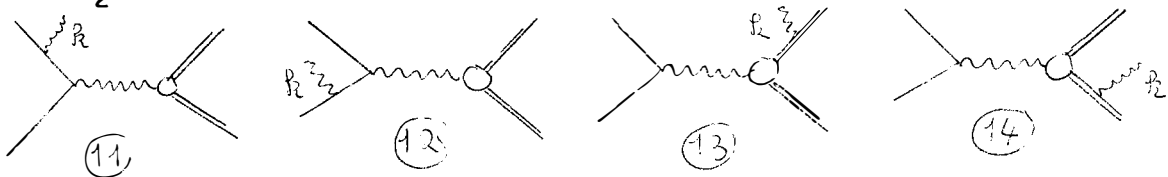
A l'ordre de perturbation dont nous traitons, il faut donc ajouter au terme croisé de la section efficace.

$$\sigma_{\text{él}} \sim \left| A_0 + A_1 \right|^2$$

(où  $A_0$  est l'amplitude du diagramme (1),  $A_1$  la somme des amplitudes des diagrammes (2) à (10), une nouvelle section efficace :

$$\sigma_{\text{inél}} \sim \left| A_2 \right|^2,$$

où  $A_2$  est la somme des amplitudes des diagrammes (11) à (14) :



Dans ce nouveau processus où le photon réel d'impulsion  $\vec{k}$  n'est pas détecté, il faut intégrer sur  $\vec{k}$  dans le domaine permis par les incertitudes expérimentales sur les autres particules. L'intégrale diverge à nouveau par  $\vec{k}$  nul, et dans



la somme :

$\sigma_{\text{él}} + \sigma_{\text{inél}}$ , la divergence infra-rouge disparaît.

## 2 - PROBLEMES GENERAUX

### a) Avant le calcul

Le vertex proton-photon s'écrit :

$$\dots e(F_1 \gamma^\mu + F_2 \sigma^{\mu\nu} q_\nu) A_\mu \dots$$

où  $q_\nu$  et  $A_\mu$  sont respectivement la quadri-impulsion et le potentiel-vecteur du photon réel ou virtuel. Les facteurs de forme  $F_1$  et  $F_2$ , qui synthétisent les interactions fortes du proton, sont des fonctions des trois produits scalaires indépendants que l'on peut former au vertex, par exemple les carrés des trois quadri-impulsions. Tout ce que l'on connaît est la dépendance :

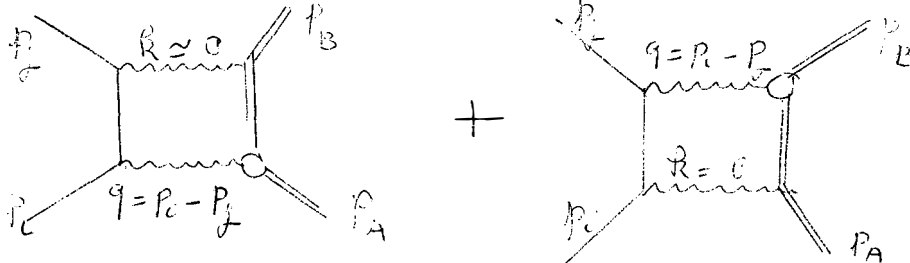
$$F_{1,2}(q^2, M^2, M^2) \quad \text{avec} \quad \left| \begin{array}{l} F_1(0, M^2, M^2) = 1 \\ F_2(0, M^2, M^2) = 0 \end{array} \right.$$

On ne sait donc pas calculer les diagrammes (3), (6), (7), (8), (9), (13), (14), dans lesquels un des protons est hors de sa couche de masse.

Nous sommes donc conduits à utiliser l'approximation suivante pour ces derniers diagrammes :

ils s'écrivent  $\int d^4k f(k)$  (diagrammes (2) à (9))  
ou  $\int d^3\vec{k} f(\vec{k})$  (diagrammes (11) à (14)) et on ne prend que le résidu de l'intégrale pour  $k = 0$ , c'est-à-dire qu'on y remplace partout  $k$  par  $0$ , sauf là où cela rendrait l'intégrand infini

du fait de la divergence infra-rouge. Le diagramme (8) par exemple se décompose en :



A cette approximation, les facteurs de forme redeviennent  $F_{1,2}(q^2, M^2, M^2)$  et la section efficace totale s'écrit, avant même l'intégration :

$$\sigma = \sigma_{\text{él}} + \sigma_{\text{inél}} = \sigma_0 (1 + \delta_{\text{él}} + \delta_{\text{inél}})$$

où  $\sigma_0 \sim |A_0|^2$  est la section efficace de Born. L'approximation est convenable pour  $\delta_{\text{inél}}$  si les incertitudes expérimentales ne permettent que des photons de faible énergie. Dans le calcul de  $\delta_{\text{él}}$  on peut la "justifier" par l'un des arguments suivants :

- l'intégrant n'est grand qu'au voisinage de  $k = 0$ . Mais il est non seulement grand, il est même infini pour  $k = 0$ , et cet infini sera justement soustrait !

- dans le cas où le fermion est un électron (pas de facteurs de forme !) l'intégration peut s'effectuer sans approximation et, tous calculs faits, l'approximation s'avérerait bonne. Mais cet argument est inapplicable au proton, car aux transferts habituels les termes en  $\log \frac{q^2}{m^2}$  qui étaient dominants dans le cas de l'électron deviennent  $\log \frac{q^2}{M^2}$ , c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les termes négligés .

- le meilleur argument reste donc : on ne sait pas faire autre chose...

b) Pendant le calcul

Dans le cadre de cet exposé, il nous est impossible de nous étendre sur les techniques de calcul. Disons simplement que :

- On évite provisoirement la divergence infra-rouge en donnant au photon une petite masse  $\lambda$  (ce qui demande une attention particulière quand on somme sur les états de polarisation du photon réel). Quand on regroupe  $\delta_{\text{él}} + \delta_{\text{inél}}$ , les termes divergents à  $\lambda = 0$  disparaissent et l'on peut alors prendre la limite  $\lambda \rightarrow 0$ .

- Pour le calcul de  $\delta_{\text{inél}}$  (diagrammes (11) à (14), l'approximation  $\vec{k}$  "petit" (photon "mou") est justifiée si la cinématique de la réaction est entièrement déterminée et ceci avec des erreurs expérimentales petites en valeur relative, de l'ordre de quelques %/o. On a alors :

$$\delta_{\text{inél}} = \int_{\substack{\text{sur le domaine} \\ \text{d'incertitude} \\ \text{expérimentale}}} \frac{d^3 \vec{k}}{k^0} \frac{d^3 \vec{p}_B}{p_B^0} f(\vec{k}, \vec{p}_B) \delta^{(4)}(p_i + p_A - p_B - p_f - k)$$

si par exemple la particule B n'est pas détectée.

On effectue l'intégrale sur  $d^3 \vec{p}_B$  à l'aide de la fonction  $\delta^{(3)}(\vec{p}_i + \vec{p}_A - \vec{p}_B - \vec{p}_f - \vec{k})$

Puis on peut intégrer sur les angles du photon dans le système du centre de masse des particules non détectées :

$$\vec{p}'_B + \vec{k}' = 0 \quad , \quad \text{système où la fonction } \delta \text{ restante est}$$

isotrope :

$$\delta(E'_i + E'_A - E'_f - |\vec{k}'| - \sqrt{M^2 + |\vec{k}'|^2})$$

Ce système dans notre approximation se confond avec celui où  $\vec{p}'_B \simeq \vec{p}'_i + \vec{p}'_A - \vec{p}'_f = 0$ , dans la mesure du moins où l'expérimentateur a pu ne pas se placer dans une situation cinématique telle que  $\vec{p}'_B$  soit lui aussi voisin de 0.

La fonction  $\delta$  permet alors d'achever l'intégration sur  $d|\vec{k}'|$ .

c) Après le calcul

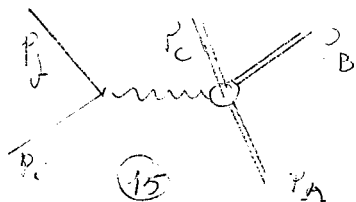
Le problème essentiel est de garder les termes significatifs dans une formule finale qui serait encore, malgré les approximations déjà faites, très encombrante et peu maniable. Pour le cas d'une diffusion élastique, nous renvoyons à l'article de N. Meister et D.R. Yennie (Phys. Rev. 130, 1210, 1963) où cette simplification est bien traitée.

Pour le cas d'une diffusion inélastique, nous verrons plus loin qu'il n'a pu être donné de solution générale à cette exigence de commodité.

Rappelons aussi pour mémoire la question délicate - et encore controversée - de savoir si la correction radiative  $\delta$  obtenue doit être utilisée sous la forme  $e^\delta$  plutôt que  $1 + \delta$ , partiellement ou totalement. Il serait fort intéressant que cette question soit tranchée quand les corrections radiatives atteignent 20 à 25<sup>o</sup>/o, ce qui se produit déjà fréquemment.

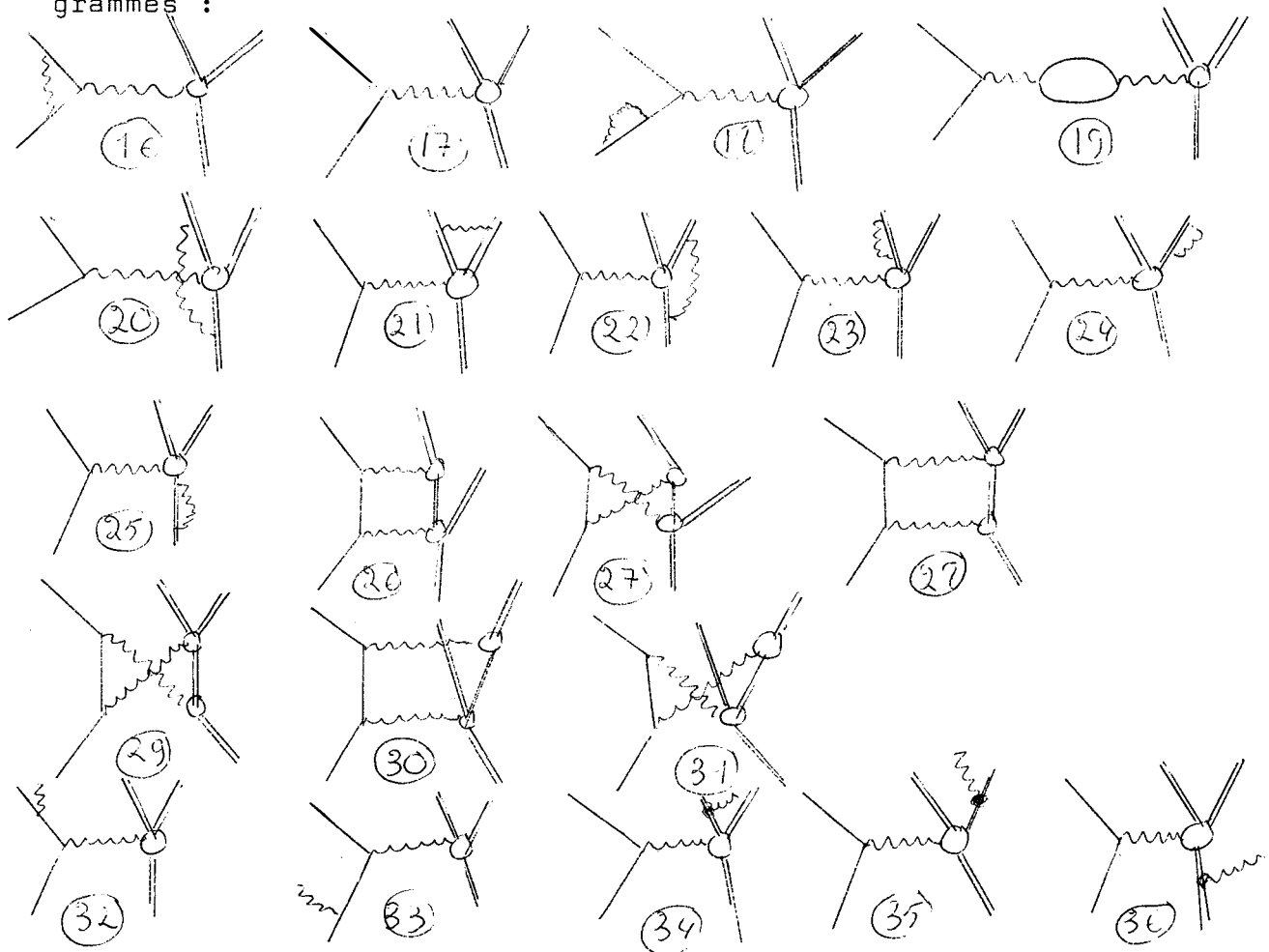
3 - DIFFUSION INELASTIQUE AVEC DETECTION SIMPLE

L'approximation de Born est donnée par le diagramme :



Nous supposons l'électron sortant, d'impulsion  $f_f$ , détecté. Les corrections radiatives correspondent aux dia-

grammes :



Le seul travail théorique effectué dans ce cas est celui de Meister et Griffy. Il est aisément transposable à d'autres processus que l'électrodésintégration du deutérium, mais il présente les inconvénients suivants :

a) La cinématique de la réaction n'étant pas déterminée, il y a des photons durs permis. Meister et Griffy gardent donc la même approximation  $k \simeq 0$  pour le calcul de  $\delta_{él}$ , mais ils sont obligés de calculer  $\sigma_{inél}$  en effectuant une coupure arbitraire entre photons mous et photons durs. Le résultat est, pour l'émission de photons durs, une section efficace  $\sigma_{hard}$  qui comprend une intégration numérique sur les facteurs de forme que l'expérience est censée déterminer ! D'où la nécessité de recourir à des procédés itératifs fastidieux. En outre, le système du centre de masse du photon et d'une particule non détectée n'étant plus fixe, l'intégration sur les angles du photon réel doit se faire dans le laboratoire, c'est-à-dire dans un ellipsoïde que l'on est obligé d'approcher par une sphère. Cette erreur est cependant vraisemblablement petite.

b) Meister et Griffy ont recouru dans leur calcul à une approximation qui n'était pas nécessaire. Nous avons, G. Fuchs et moi, corrigé cette erreur qui peut atteindre 15<sup>0</sup>/o de la correction radiative quand l'électron est détecté à 30<sup>0</sup>, 40<sup>0</sup>/o ou davantage quand l'électron est détecté presque vers l'avant.

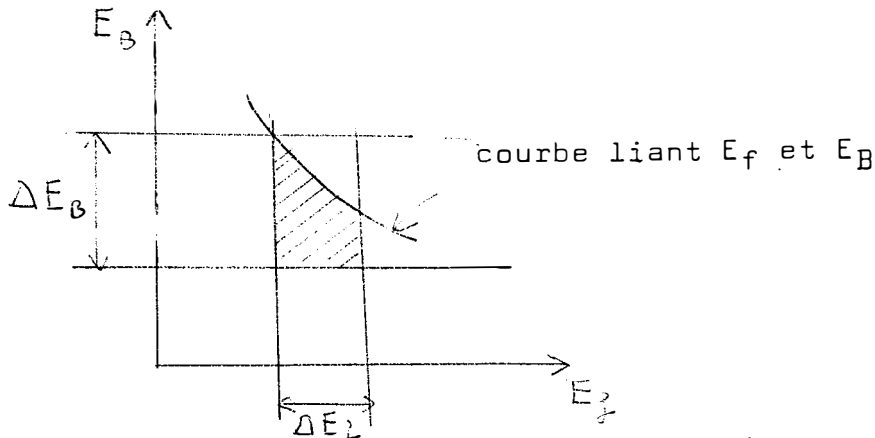
c) Enfin Meister et Griffy ont totalement négligé le rayonnement des particules "lourdes" A,B,C, c'est-à-dire qu'ils ne considèrent que les diagrammes (16), (17), (18), (19), (32) et (33). En effet, pour tous les autres diagrammes, l'intégration numérique de  $\sigma_{\text{hard}}$  porterait sur des facteurs de forme en dehors de la couche de masse, c'est-à-dire totalement inconnus, puisque l'émission possible de photons réels durs permet aux fermions virtuels d'être cette fois loin de leur couche de masse. Cette dernière approximation peut facilement introduire une erreur de plusieurs % sur la section efficace totale, par exemple pour les expériences à 6 GeV projetées à Hambourg.

#### 4 - DIFFUSION INELASTIQUE AVEC DETECTION EN COINCIDENCE

Les diagrammes sont bien sûr les mêmes que précédemment. Nous supposons la particule B et l'électron sortant détectés en coïncidence contrairement au cas de la détection simple, la cinématique de la réaction est déterminée, seuls des photons mous sont permis et la situation est, sinon confortable, du moins aussi bonne que dans le cas de la diffusion élastique. Pour tous les détails, voir C. de Calan and G. Fuchs, "Radiative Corrections to Inelastic Electron Scattering with Detection in Coincidence" (Nuovo Cimento, X, 38, 1594, (1965),) et "Radiative Corrections to Inelastic Electron Scattering with Detection in Coincidence (II)", (à paraître prochainement au Nuovo Cimento).

Donnons ici quelques aspects de ce travail.

a) Nous y présentons une situation expérimentale très idéalisée : électrons incidents presque parfaitement monocinétiques, détections angulaires presque parfaites. Seules alors interviennent les largeurs de fente  $\Delta E_f$  et  $\Delta E_B$  sur les énergies détectées. La cinématique est sur-déterminée, c'est-à-dire que  $E_f$  et  $E_B$  sont liées par une relation, ce qui conduit à la surface d'intégration suivante :



Même dans ce cas simple, pour une fente  $\Delta E_f$  fixée et un compteur explorant le spectre en  $E_B$  (cf. thèse de Bounin), la largeur  $\Delta E_B$  reste assez délicate à déterminer. Il va de soi que dans une situation physique plus réaliste, la principale difficulté serait de déterminer le volume à  $n$  dimensions remplaçant la surface d'intégration simple ci-dessus.

b) Nous avons qualifié de "rather depressing" la formule finale, que je n'ose pas reproduire ici in-extenso. En effet, il y apparaît quelque 160 termes de l'ordre de  $\frac{\alpha}{\pi}$  si l'on a la chance que la particule C soit neutre, le double sinon. Là encore il est impossible de donner une simplification a priori.



Dans la plupart des cas, ces "fonctions de Spence", alternativement positives et négatives, donnent une contribution négligeable. Seules quelques unes deviennent accidentellement grandes, et il appartient à l'expérimentateur, suivant la cinématique de la réaction, de prévoir les "accidents" avant de commencer le calcul.

## 5 - CONCLUSIONS

Je voudrais insister en terminant sur le caractère assez particulier des formules de corrections radiatives pour des expériences précises à grande énergie. Elles ne peuvent pas être des formules magiques, prêtes à l'emploi. Leur bon usage est différent selon les différentes situations expérimentales. Elles requièrent donc de l'expérimentateur une solide connaissance de leur signification afin d'effectuer les adaptations nécessaires, ou bien le recours à un théoricien versé dans ces questions.

Enfin signalons ce qui peut être fait dans l'avenir, et qui n'a été jusqu'à présent qu'esquissé :

- reprendre les calculs par d'autres techniques, celles qui s'appuient sur les relations de dispersion ou sur le modèle isobarique, et d'une certaine manière tester ainsi l'approximation  $k \approx 0$ .

- étudier complètement les corrections radiatives aux réactions où les polarisations d'une ou plusieurs particules

entrent en jeu.

- compléter l'adaptation des formules à la situation très particulière des anneaux de stockage où électrons et positrons vont à la rencontre les uns des autres.

---

VI. SUJETS EXPERIMENTAUX DIVERS

EXPERIMENTS AT DESY

G. WEBER

A. Introduction

I shall divide my lecture into two parts. In the first part I shall discuss the general experimental programme at DESY, i.e. the experiments scheduled in the period 1965-1966. The second part of my report will cover some experimental results obtained so far.

B. Experimental Programme

The experiments can be grouped in 4 classes: bubble chamber experiments, photo- and electroproduction experiments by counter- and spark-chamber techniques, electron scattering experiments, and experiments not falling in any of these three classes. The experiments are listed in table I.

Table I

- I. Bubble Chamber Experiments
  - 1. Photon Interactions in a Hydrogen Bubble Chamber in the Energy Range 0.3 - 5.5 GeV
  - 2. Photon Interactions in a Deuterium Bubble Chamber
- II. Photoproduction Experiments with Counters and Spark Chambers
  - 3. Photoproduction of Dipions and Electroproduction of  $\pi$ -Mesons
  - 4. Photoproduction of  $\pi^0$ -Mesons at Small Angles

5. Single Photoproduction of  $\pi^+$  and  $\kappa^+$
6. Coherent Production of  $n$ -Mesons in the Coulomb Field of Complex Nuclei (Primakoff-Effect)
7. Photoproduction of Wide-Angle Electron-Positron Pairs

### III. Electron Scattering Experiments

8. Elastic and Inelastic (e-p)- and (e-d)-Scattering (Internal Beam)
9. Search for the Heavy Electron
10. Elastic and Inelastic (e-p)-Scattering at Small Angles and High Energies (External Beam)
11. Inelastic (e-d)-Scattering (External Beam)

### IV. Other Experiments

12. Investigation of Bremsstrahlung Spectrum
13. Production of Coherent Bremsstrahlung by Electrons in a Diamond Crystal (Uberall-Effect)
14. Experiments with Synchrotron-Radiation in the Vacuum UV-Region

Of the experiments listed the following ones have already given some results: 1, 8, 9, 12, 13. The experiments 3, 4, 5, 10, 14 are just starting to yield results. Experiments 2, 6, 7, 11 are in preparation and supposed to start during this year.

#### I. Experiments 1 and 2

The experiments 1 and 2 use a 6 GeV  $\gamma$ -ray beam incident on a 80 cm liquid  $H_2$  bubble chamber. So far, a million pictures have been taken with  $H_2$  and another  $5 \times 10^5$  photos will be taken during the first half of this year. These pictures contain information mainly on photoproduction of pions and resonances, but also on photoproduction of strange particles. Experiment 2 aims at the investigation of  $\gamma$ - $n$  processes, as a logical continuation of the ( $\gamma$ - $p$ ) work of exp.1. It is based on the experimental fact that there are processes, in which the neutron in-

side the deuteron behaves as a free particle and practically no momentum is transferred to the proton. This experiment, which will amount to about  $2 \times 10^6$  photos, will probably start at the end of this year.

## II. Experiments 3 to 7

Experiment 3 aims at the photoproduction of two-pion-resonances ( $\rho$ -meson) using tagged photons ( $E_\gamma = 3.5 - 6$  GeV) and a large aperture magnet in connection with spark chambers. The same set-up is also used to study electroproduction of pions when a weak positron beam is sent into the set-up instead of tagged photons.

Experiment 4, which is being performed by a visiting team from the University of Bonn, aims at the investigation of the process  $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$  for  $E_\gamma = 1.4 - 4$  GeV and  $\pi^0$  CM.-angles between  $0$  and  $60^\circ$ . The process is identified by measuring the decay  $\gamma$ -rays of the  $\pi^0$  in two leadglass  $\checkmark$ -counters, which are placed symmetrically above and below the production plane. The minimum pion energy detected is determined by the maximum angle accepted by the two counters, and the upper energy limit is given by the endpoint of the bremspectrum. Except at the smallest  $\pi^0$ -production angles, where the recoil proton energy is too small, the proton is detected in coincidence with the neutral pion. This reduces the undesired background from multi-pion production events. The experimental set-up is illustrated in fig.1.

The experiment is well underway: at 1.36 GeV an angular distribution has been measured which agrees very well with the Caltech results. The experiment will be finished during the next 2 months or so. Afterwards, the group will measure the  $\eta_0$ -production by the same techniques. This will probably be done in the middle of 1966.

Experiment 5 is concerned with single  $\pi^+$ -production on Hydrogen at energies between 1.2 and 6 GeV. A magnetic spectrometer sitting on a turn table is used to detect the  $\pi^+$  in  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  for lab. angles  $\leq 20^\circ$ . The set-up is such that in principle one can detect particles at  $0^\circ$ , but in practice it may be very difficult to go below  $5^\circ$  in the lab. system. This spectrometer will also permit investigation of single  $\kappa^+$ -production at small angles and, by recording the recoil protons, the investigation of  $\pi^0$ -production at large angles.

As a start, the  $\pi^+$ -production will be measured between 1.2 and 3 GeV  $\gamma$ -ray energy and at  $\theta_{\text{lab}} = 8^\circ, 12^\circ, 16^\circ, \text{ and } 20^\circ$ . The mea-

surement at  $12^\circ$  has already been done and is being analyzed. This spectrometer has also been used to get an excitation curve for the production of anti-protons by  $\gamma$ -rays in  $N_2$ <sup>1)</sup>. The spectrometer was set for 2 GeV/c particles at  $\theta = 8^\circ$  and  $\bar{p}$ 's were separated from  $\kappa$ 's and  $\pi$ 's by  $\check{C}$ -counter and time-of-flight techniques (Fig.2). The  $\gamma$ -ray endpoint energy was varied between 3 and 6 GeV (Fig.3). ( At 6 GeV  $\frac{d^2\sigma}{d\omega dp} \approx 0.2 \mu\text{b/sterad GeV/c per eff. Q per } N_2 \text{ nucleus}$  )

At the moment,  $\bar{p}$ -production on  $H_2$  is being investigated.

Experiment 6 : The coherent production of  $\eta$ -mesons in the Coulomb field of a heavy nucleus like Pb is an extension of the Frascati experiment<sup>2)</sup> on the Primakoff-production of  $\pi^0$ -mesons. It aims at a determination of the  $\eta$ -life-time. The experiment is being prepared by a joint group of physicists from the Universities of Pisa and Bonn. The main problem in this experiment is the separation of the Coulomb field production, which peaks at  $\theta = \frac{1}{2}^\circ$  for  $E_\gamma = 4$  GeV from other production processes, such as coherent and incoherent nuclear photoproduction of  $\eta$ -mesons. Separation should be feasible at 4 to 5 GeV, if an angular resolution for the  $\eta$ -detection system of the order of  $\frac{1}{2}^\circ$  is available. As in the  $\pi^0$ -production experiment, eight total absorption leadglass  $\check{C}$ -counters, properly combined to 2-fold coincidence channels, will be used for the detection and energy determination of the two  $\gamma$ -rays from  $\eta$ -decay.

The apparatus for this experiment is now being tested and the experiment should start within about 3 to 4 months from now. It is supposed to be finished by the end of this year.

Experiment 7 on wide angle pair production of electrons is intended to check Pipkin's results<sup>3)</sup>. The improvement compared with the Harvard experiment consists in using better magnetic spectrometers for the measurement of angle and momentum of positron and electron. The experiment will not start before summer 1966.

### III. Experiments 8 to 11

Experiment 8 aims, a) at a test of the Rosenbluth formula for  $q^2 = 40-100f^{-2}$ , b) the investigation of isobar excitation up to isobar masses of the order of 2 GeV, and c) the investigation of the elastic scattering cross section for  $q^2 = 100 - 200 f^{-2}$ .

The spectrometer used for c) has a solid angle of 4 msterad and  $\frac{\Delta p}{p} = 0.5 \%$ . A 1cm long H<sub>2</sub>-target is used inside the vacuum chamber of the synchrotron. The interaction rate is monitored by a Wilson type quantameter.

Experiment 9, which is already finished and published<sup>4)</sup>, was concerned with a systematic search for the heavy electron in the mass range 0.5 - 1.0 GeV. As in the Orsay experiment, where the mass range below 0.57 MeV was covered, the experiment aimed at finding a missing mass peak in the recoil proton spectrum. However, in order to get improved discrimination against background, a coincidence between the decay electron of the heavy electron and the recoil proton was required. Both electron and proton were detected in a quadrupole spectrometer. About the results, which turned out negativ, I am going to report later.

Experiment 10 on elastic and inelastic (e-p)-scattering uses the ejected electron beam incident on a 5 cm H<sub>2</sub>-target and a high resolution magnetic spectrometer to detect the scattered electron. The experiment, which will cover lab. angles between 8° and 35° and incident energies between 2 and 6 GeV, is aimed at:

- a) determination of the electric form factor  $G_E$  of the proton for  $q^2 = 25 - 75 \text{ f}^{-2}$
- b) a check of the Rosenbluth formula for  $q^2 = 25 - 75 \text{ f}^{-2}$
- c) a determination of the cross section for isobar excitation by inelastic electron scattering, mainly N<sub>3/3 3/2</sub><sup>-</sup> excitation.

Mr. Nguyen will give a more detailed discussion of this programme in his talk.

Experiment 11 is a spark chamber experiment proposed by a visiting team from Karlsruhe. It will employ measurements of angle and momentum of the scattered electrons in a quadrupole spectrometer, in coincidence with the recoil protons, of which recoil angle and range will be measured. This experiment also uses the ejected electron beam and a 2 cm long D<sub>2</sub>-target.

The experiment aims at a better determination of the form factors of the neutron for four-momentum transfers  $q^2 = 5 - 50 \text{ f}^{-2}$ .



#### IV. Experiments 12 to 14

Experiment 12 is concerned with the determination of the shape of the bremsstrahlung spectrum. Apart from the fact that the intensity distribution of the bremsstrahlung spectrum enters critically into most photoproduction experiments and therefore must be measured, there was some special interest regarding the precise shape near the end point: The precise shape near the edge only agrees with the theoretical prediction, if the radiative corrections are applied. A careful investigation of that part of the spectrum by Schulz and Lutz permitted a check of the radiative corrections.

Experiment 13: The production of coherent bremsstrahlung by electrons in a single crystal of diamond, which has first been observed by Diambri and coworkers at Frascati<sup>5)</sup>, is also being studied at DESY, and members of the Diambri group are participating in this work<sup>6)</sup>.

Experiment 14: The synchrotron radiation is used as a source of highly polarized light<sup>7)</sup> for spectroscopic measurements in the UV- and x-ray region. At 6 GeV the intensity spectrum has its maximum at  $\sim 0.6 \text{ \AA}$ .

#### C. Experimental Results

##### I.1 Photoproduction of Pion and Nucleon Resonances for $E_\gamma$ between 0.3 and 5.5 GeV by a 80 cm liquid H<sub>2</sub>-Bubble Chamber

In this experiment the flux and energy spectrum of the incident photons were determined by counting the electron-positron pairs produced in the chamber and by measuring their energies. The beam intensity was adjusted to give about 15 e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-pairs per burst. ( Outer entrance window: 0.5 mm stainless steel, inner window: 3 mm Al. foil. Total: 1/15 rad. length from windows, 1/15 rad. length H<sub>2</sub>. )

Of the  $10^6$  pictures taken, the results of about  $1.1 \cdot 10^5$  have been evaluated and the result published<sup>8)</sup>. By the end of this month the results of analysis of a total of  $3.3 \cdot 10^5$  pictures will be available. The remaining  $7 \cdot 10^5$  pictures will be analyzed by about August, but by that time another  $5 \cdot 10^5$  pictures will have been taken. The experimental results of the  $15 \cdot 10^6$  pictures should be available by the end of this year. In table II the results derived from the first 110.000 pictures are listed in terms of numbers of event for various reactions.

Table II

Reaction	Number	Percentage of film used
(1) $\gamma p \rightarrow p \pi^0 (\pi^0 \text{----})$	1165	45
(2) $n \pi^+ (\pi^0 \text{----})$	1465	45
(3) $p \pi^+ \pi^-$	1556	100
(4) $p \pi^+ \pi^- \pi^0 (\pi^0 \text{----})$	691	100
(5) $n \pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0 \text{----})$	280	100
(6) $p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	28	100
(7) $p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 (\pi^0 \text{----})$	47	100
(8) $n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0 \text{----})$	28	100
(9) strange particles	124	100
T o t a l	5339	

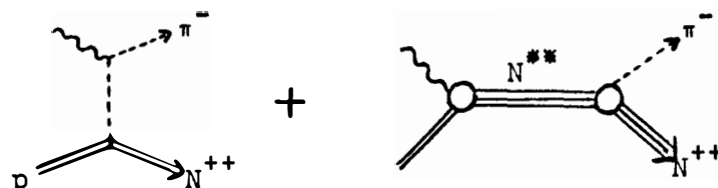
The reactions (1) and (2) are of rather little interest, since they represent so called zero-constraint events in which only one charged particle track is seen. Analysis is only possible by assuming a certain value for the missing neutral mass. The two classes of events contain a large fraction of processes, where one or more  $\pi^0$ 's are emitted. Their investigation can teach us very little about single pion production, which is not known already from counter experiments. For that reason only part of these events have been analyzed and no more will be analyzed in future.

The only process that can be completely analyzed is reaction (3), of which there is a rather large number of events ( 1556 ). This process is especially interesting from the point of view of isobar and  $\rho^0$ -meson production, and we shall mainly talk about this process. We shall also consider the processes (4) and (5). Analysis of reactions of type (3) reveals that there is rather large probability of the process going via a resonant state: (a)  $\gamma + p \rightarrow (N^*)^{++} + \pi^-$  or (b)  $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$ . With the 3 pion events, reaction (c)  $\gamma p \rightarrow p \omega$  has been found to contribute, but not more than 20 to 25 % of the total cross section. This is obvious from fig.4, where invariant mass plots for  $p\pi^+$ ,  $\pi^+\pi^0$ , and  $\pi^+\pi^0\pi^-$  from reaction (4) are shown for photon energies between 1.8 and 5.5 GeV. The process (d)  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  only shows up for  $\gamma$ -energies between 0.7 and 0.9 GeV and contributes an average cross section of  $12.5 \pm 3.4 \mu\text{b}$ .

In fig.5 the measured total cross sections for the reactions (3), (4), and (5) are plotted as a function of the photon energy. Invariant mass plots for reaction (3) show that this process is dominated by channel a) for photon energies up to 1.2 GeV. The cross section for this particular channel is seen in the upper diagram of fig.6 . It rises quite fast above threshold to a maximum near 0.75 GeV and then drops off stepply. For photon energies  $\geq 1.4$  GeV channel b) is most important. Channels a) and b) account for practically all of the cross section for reaction (3). The total cross section for channel c) in reaction (4) is shown on the same figure. The latter turns out to be smaller than the one for channel b) at all photon energies.

It is a remarkable fact that the  $\omega$ -peak in the  $\pi^+\pi^-\pi^0$  mass plot centres at the correct value for the  $\omega$ -mass, whereas the  $\rho$ -mass found in photoproduction events is  $729 \pm 5$  MeV. This value is considerably lower than the commonly accepted  $\rho$ -mass (765 MeV). This effect has also been found in other photoproduction experiments at CEA<sup>9)</sup> and DESY<sup>10)</sup>. I shall come back to this fact later.

The cross section for  $(N^*)^{++}$ -production below 1.5 GeV is compatible with predictions of Stichel and Scholz<sup>11)</sup>, who have modified the Drell formula for OPE by adding a gauge term:



For  $\Delta^2 \leq 0.3$  GeV, the measured cross section exceeds the pure OPEM cross section by  $\sim 4$  at low  $\gamma$ -energies. By adding gauge terms agreement with OPEM becomes better. At  $\gamma$ -energies above 1.5 GeV, the comparison with the Stichel-Scholz theory is inconclusive, because of the large background and the necessity to restrict oneself to small momentum transfers.

As a further check of the OPEM, the distributions of the  $(N^*)^{++}$  decay angles  $\theta$  and  $\phi$  have been studied. The angle  $\phi$  is the familiar Treiman-Yang angle between the production plane and the decay plane of the  $N^*$  in the  $N^*$ -rest frame and  $\theta$  the angle between incident and outgoing proton in the  $N^*$ -rest frame.

A comparison (Fig.7) for events with  $E_\gamma \leq 1.1$  GeV,  $\Delta^2 \leq 0.5$  (GeV/c) and with  $N^*$ -mass between 1.12 and 1.32 GeV shows disagreement with  $1 + 3\cos^2\theta$  distribution as given by simple OPEM, but predictions of the modified OPEM agree very well with experiment. The Treiman-Yang angular distribution for which the Stichel-Scholz model predicts a slight deviation from isotropy, is also in good agreement with this prediction.

At small momentum transfers the experimental cross sections for  $\rho^0$ - and  $\omega$ -production may be compared with the prediction of the OPE model<sup>12)</sup> and of the diffraction model of Berman and Drell<sup>13)</sup>.

Fig.8 shows the  $\Delta^2$  distribution for reaction  $\gamma p \rightarrow p\rho^0$  for primary energies up to 5.5 GeV. The shape of the distribution as predicted by the OPE model with the form factor of Ferrari and Selleri is shown by the dashed curve. It is seen that it cannot account for the steep drop off observed experimentally. This also holds for the OPE model with absorptive corrections (dotted curve). The diffraction model yields the best agreement with the experimental points.

In fig.9 the cross sections for  $\rho^0$ - and  $\omega$ -production as functions of the  $\gamma$ -energy are shown for  $\Delta^2 < 0.5$  (GeV)<sup>2</sup>. For  $\rho^0$ -production the OPEM predicts a rather steep fall-off with increasing energy, whereas the experimental cross section seems to be rather constant. Such a behaviour is expected from the diffraction model.

We shall try to estimate the partial width  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  and  $\Gamma_{\omega\pi\gamma}$  for the decays  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  and  $\omega \rightarrow \pi\gamma$  respectively. The contribution of the OPE model to  $\rho^0(\omega)$ -production is proportional to  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}(\Gamma_{\omega\pi\gamma})$ . On the other hand the diffraction model yields a contribution proportional to

$\Gamma_{\omega\pi\gamma} \cdot \frac{g_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} / \Gamma_{\rho\pi\pi}^2$  for  $\rho^0$ -production and to  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} \cdot \frac{g_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} / \Gamma_{\rho\pi\pi}^2$  for  $\omega$ -production. In these expressions  $\Gamma_{\rho\pi\pi}$  is the width for the decay  $\rho \rightarrow 2\pi$  and  $g_{\omega\rho\pi}$  is the  $\omega\rho\pi$  coupling constant. In the following, the values  $\Gamma_{\rho\pi\pi} = 140$  MeV and  $\frac{g_{\omega\rho\pi}}{\pi} = 12$  were used<sup>14)</sup>. For  $\omega$ -production the OPEM leads to reasonable agreement with the experimental cross section if one uses a value of  $\Gamma_{\omega\pi\gamma} = 0.7$  MeV ( fig.9b ). This number agrees roughly with the 0.9 MeV obtained from the  $\omega \rightarrow \pi\gamma$  decay. Applying the diffraction model one has to take  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} \approx 0.1$  MeV in order to find agreement with the experimental results.

With these values for  $\Gamma_{\omega\pi\gamma}$  and  $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  one can calculate the contribution of the OPE model and the diffraction model to  $\rho^0$ -production. The contribution from the OPEM is negligible, whereas the diffraction model agrees roughly with the experimental values. The value for the ratio  $\Gamma_{\omega\pi\gamma}/\Gamma_{\rho\pi\gamma}$  is compatible with the prediction 9:1 from SU(6)<sup>15)</sup>.

As a final remark on this experiment I would like to mention that Söding<sup>16)</sup> has been able to give an explanation of the shift of the  $\rho$ -peak to lower values in photoproduction processes. For double pion production, the interference between the  $\rho^0$ -production and the Drell mechanism moves the maximum of the  $\rho$ -peak towards lower values by about 25 MeV.

### II.3 Electroproduction of Pions and Photoproduction of Dipions

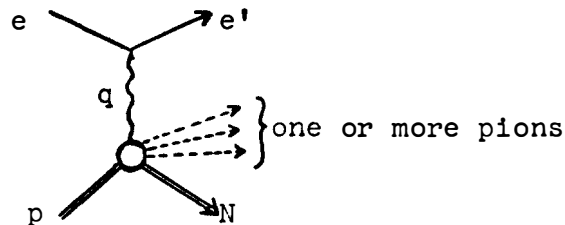
The experimental arrangement is shown in fig.10. The incident electron or photon beam traverses a 20 cm long liquid hydrogen target and is buried in a beam stopper. Thin plate spark chambers, SC1 to SC4, are triggered if two charged particles (either an electron and a pion or a pion pair) traverse the scintillation counter pair T<sub>1,2</sub> and T<sub>3,4</sub>. A large bending magnet provides momentum analysis, and discrimination between pions and electrons is accomplished by a thick plate spark chamber, SC5. In the case of photoproduction, the  $\gamma$ -rays are produced in a thin converter a few meters in front of the H<sub>2</sub>-target, and the energy of the  $\gamma$ -ray is determined by magnetic analysis of the slowed down electron. This tagging apparatus is not shown in the figure.

Results of Photoproduction Experiment :

During a recent run, 500 to 1000 events of the type  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + N^+$  (where  $N^+$  is either a proton or a proton plus one or more pions) have been recorded with tagged  $\gamma$ 's. These results have not yet been analyzed. About 70 events, which were taken during a preliminary run<sup>10)</sup> with untagged photons have been evaluated. The mass spectrum of these dipion events is shown in fig.11. The  $\rho$ -meson-peak occurs at an energy of about 720 MeV in good agreement with the bubble chamber results<sup>8)</sup>. The average cross section in the energy range covered ( $3.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 5.2 \text{ GeV}$ ) is 12 mb, which is also in good agreement with the bubble chamber data.

Results of the Electroproduction Experiment:

This experiment is concerned with reactions of the following type:  $e^- + p \rightarrow e^- + N + k\pi$  ( $k \geq 1$  and  $N$  is either a nucleon or an isobar). They are assumed to proceed via one-photon exchange.



The goal of this experiment is a study of the various reaction channels as a function of  $q^2$ , the square of the mass of the virtual photon. Since only two charged particles are observed in the final state, the only reaction channel which is completely analyzable is

$$e^- p \rightarrow e^- \pi^+ n .$$

For those events, where  $k > 1$  or  $N \neq n$ , one may hope to learn something about the reaction mechanism by plotting the number of events as a function of the calculated mass of the unobserved particles. For example, if the reaction, in which  $e^-$  and  $\pi^-$  are observed, is dominated by  $e^- p \rightarrow e^- \pi^- (N^+)^{++}$ , i.e. the formation of a nucleon isobar, the missing mass spectrum of these events should show a peak at the corresponding isobar mass.

The missing mass spectra of 46  $e^- \pi^+$ -events and of 21  $e^- \pi^-$ -events analyzed up to now are shown in fig.12. In the  $\pi^+$  diagram, there is an isolated peak corresponding to the neutron mass, but the events are too few to draw any conclusion about isobar formation. The latter is also true for the  $\pi^-$  curve.

Recently  $\sim 15$  times more events than are shown in fig.12 have been recorded, and evaluation is in progress. There is therefore a good chance of learning more about these processes in the near future.

### III.9 Search for the Heavy Electron

A search for the heavy electron was made in the mass range 0.5 to 1.0 GeV. The technique was similar to the one used by Betourne et al.<sup>17)</sup> at Orsay for lower masses, namely a search for the missing mass peak in the recoil proton spectrum. In order to have good discrimination against competing processes, a second spectrometer, in coincidence with the proton spectrometer, was looking at the decay electron from the  $e^*$ .

No evidence for the heavy electron was found. Assuming a coupling of the type proposed by Low<sup>18)</sup> upper limits were derived for the coupling constant as a function of the mass.

In table III, column 3, the limits for the coupling constant  $\lambda$  obtained in this experiment together with those of Betourne et al.<sup>17)</sup> are listed. Column 2 of table III shows the coupling constants calculated by Gutbrod and Schildknecht<sup>19)</sup> on the basis of Pipkin's results<sup>3)</sup>.

Table III

$m$	Electron Pairs	Electron-Proton Scattering
120	$0.1 < \lambda < 0.15$	$\lambda \leq 0.04$
200	$0.1 < \lambda < 0.3$	$\lambda \leq 0.04$
400	$0.3 < \lambda < 0.6$	$\lambda \leq 0.10$
500	$0.5 < \lambda < 0.8$	$\lambda \leq 0.015$
700	$0.8 < \lambda < 1.2$	$\lambda \leq 0.015$
900	$1.2 < \lambda < 1.6$	$\lambda \leq 0.017$
1000	$1.4 < \lambda < 1.9$	$\lambda \leq 0.025$

Table III (cont'd)

m	Electron Pairs	Electron-Proton Scattering
1100	$1.6 < \lambda < 2.3$	- - -
1500	$2.5 < \lambda < 3.4$	- - -

The experimental upper limits for  $\lambda$  are much smaller than the  $\lambda$ -values required by Pipkin's results<sup>3)</sup>. Therefore, the latter cannot be explained by a heavy electron of mass less than 1 GeV.

#### IV.13 Production of Coherent Bremsstrahlung by Electrons in a Diamond Target

The production of coherent bremsstrahlung by bombarding crystal target with high energy electrons, first observed in Frascati by Diambri and coworkers<sup>5)</sup>, is being studied at DESY using a diamond target and electrons of energies up to 6 GeV. When the orientation of the crystal is such that the momentum  $\vec{p}_0$  of the incident beam is contained in one of the fundamental planes ((110),(001)) or ((110),(110)) of the crystal lattice and forms a small angle  $\theta$  with respect to the (110)-axis, the  $\gamma$ -ray spectrum observed<sup>6)</sup> contains a number of quasi lines similar to those observed at Frascati<sup>5)</sup>. Theoretical considerations show that the polarization of the first peak in these spectra will amount to at most 50 %. Timm and coworkers<sup>6)</sup> have found that a much higher polarization is obtainable, if the incident beam forms a relatively small angle  $\alpha$  with one of the fundamental planes (Fig.13). In this case only one strong line is observed in the brems spectrum, the other lines being relatively weak. Contrary to the case  $\alpha = 0$ , where several points of the inverse lattice space can contribute, only a single lattice point contributes for a properly chosen  $\alpha \neq 0$ . In the present experiment, the diamond crystal had the shape of a 1 x 4 x 7 mm<sup>3</sup> parallelepiped, the widest face of which was perpendicular to the (110)-axis. The thickness of the crystal in beam direction was 1 mm (= 0.008 rad. length). The diamond was mounted in a remotely controlled goniometer, placed in a straight section of the synchrotron, and



rotation of the diamond about the horizontal and the vertical axis, both perpendicular to the beam, is possible. The spectrum of the bremsstrahlung is measured in a pair spectrometer at a distance of 28.5 m from the target, using a Titanium foil of  $10^{-3}$  rad. lengths thickness as converter. Fig. 14 shows a typical spectrum obtained with incident electrons of an energy of 4.8 GeV, for  $\theta = 50$  mrad and  $\alpha = 1.5^\circ$ . The intensity spectrum shows a prominent peak at 1.44 GeV and a rather flat continuum. The theoretical distribution of the polarization is shown at the top of the figure. In the peak of the 1.44-GeV-line the polarization should be 75 %. An experiment, aiming at a determination of the polarization, which uses a second diamond in front of the pair spectrometer as converter, is just starting.

R e f e r e n c e s

- 1) G.Buschhorn, J.Carroll, R.Hübner, W.Kern, U.Kötz, P.Schmüser, H.J.Skronn, privat communication
- 2) G.Belletini, C.Bemporad, P.L.Braccini, L.Foà, Phys. Let. 18, 333 (1965)
- 3) R.B.Blumenthal et al., Phys. Rev. Let. 14, 660 (1965)
- 4) H.J.Behrend, F.W.Brasse, J.Engler, E.Ganßauge, H.Hultschig, S.Galster, S.Hartwig, H.Schopper, Phys. Rev. Let. 15, 900 (1965)
- 5) G.Barbiellini et al., Phys. Rev. Let. 8, 412 (1962), 454 (1962)
- 6) G.Bologna et al., Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Vol.II, Hamburg (1965), in print  
G.Bologna, G.Lutz, H.D.Schulz, U.Timm, W.Zimmermann, DESY-Report 65/15, November 1965  
U.Timm, DESY-Report 65/8, September 1965
- 7) R.Haensel, DESY-Report A2/101, May 1965
- 8) Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration, DESY-Report 65/11, September 1965
- 9) Cambridge Bubble Chamber Group, Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Vol.II, Hamburg (1965), in print
- 10) H.Blechsmidt, B.Elsner, K.Heinloth, A.Ladage, J.Rathje, D.Schmidt, DESY-Report 65/7, August 1965
- 11) P.Stichel and M.Scholz, Nuovo Cim. 34, 1381 (1964)
- 12) H.Joos and G.Kramer, Zeitschrift für Physik 178, 542 (1964)

R e f e r e n c e s

( Cont'd 2.)

- 13) S.M.Berman and S.D.Drell, Phys. Rev. 133, B 791 (1964)
- 14) R.F.Dashen and D.H.Sharp, Phys. Rev. 133, B 1585 (1964)
- 15) S.Badier and C.Bouchiat, Orsay preprint (1965)  
W.E.Thirring, VIENNA preprint
- 16) P.Söding, Phys. Let. 19, 702 (1966)
- 17) C.Betourne et al., Phys. Let. 17, 70 (1965)
- 18) F.E.Low, Phys. Rev. Let. 14, 238 (1965)
- 19) F.Gutbrod and D.Schildknecht, DESY-Report 65/10, October 1965

Figure Captions

- Fig.1 Experimental arrangement for  $\pi^0$  production experiment.
- Fig.2 Antiproton time-of-flight spectrum.
- Fig.3 Excitation curve for antiproton production in Nitrogen.
- Fig.4 Invariant mass plots for  $p\pi^+$ ,  $\pi^+\pi^0$ , and  $\pi^+\pi^0\pi^-$ .
- Fig.5 Total cross sections for reactions (3), (4), and (5) as a function of  $E_\gamma$ .
- Fig.6 Cross section for  $\gamma p \rightarrow \pi^- N^{*++}$  as a function of  $E_\gamma$ .
- Fig.7 Distribution of  $N^{*++}$  decay angles  $\theta$  and  $\phi$  for  $E_\gamma > 1.1$  GeV.  $\Delta^2(p/p\pi^+) < 0.5$  (GeV) $^2$ ,  $1.12$  GeV  $< M(p\pi^+) < 1.32$  GeV for reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ .
- Fig.8  $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$  for reaction  $\gamma p \rightarrow p\rho^0$  for  $E_\gamma < 5.5$  GeV. The dashed curve is the prediction of the OPE model with the Ferrari-Selleri form factor, the dotted one of OPE with corrections for absorption. The solid curve is the prediction of the diffraction model with  $\Gamma_{\omega\pi\gamma} = 0.7$  MeV,  $\Gamma_{\rho\pi\pi} = 140$  MeV and  $\frac{\mathcal{E}_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} = 12$ .
- Fig.9 Cross section for (a)  $\gamma p \rightarrow p\rho^0$  and (b)  $\gamma p \rightarrow p\omega$  as function of photon energy for  $\Delta^2(p/p) < 0.5$  (GeV) $^2$ . Solid and dashed curves show predictions of the diffraction and the OPE model with the Ferrari-Selleri form factor. The values  $\Gamma_{\omega\pi\gamma} = 0.7$  MeV,  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} = 0.1$  MeV,  $\Gamma_{\rho\pi\pi} = 140$  MeV and  $\frac{\mathcal{E}_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} = 12$  were used.
- Fig.10 Experimental set-up for investigation of photoproduction of dipions and electroproduction of pions.
- Fig.11 Effective mass plot of measured dipion events.

Figure Captions

( Cont'd 2.)

- Fig.12 Missing mass distributions  $M_N$  for (a) the  $(e^- \pi^+)$ - and (b) the  $(e^- \pi^-)$ -events, assuming the pions to be produced in the reactions  $e^- p \rightarrow e^- \pi^+ N^0$  and  $e^- p \rightarrow e^- \pi^- N^{++}$  respectively.
- Fig.13 Orientation of the electron momentum  $\vec{p}_0$  in the reciprocal lattice space of diamond.
- Fig.14 Photon intensity and polarisation from a diamond target.

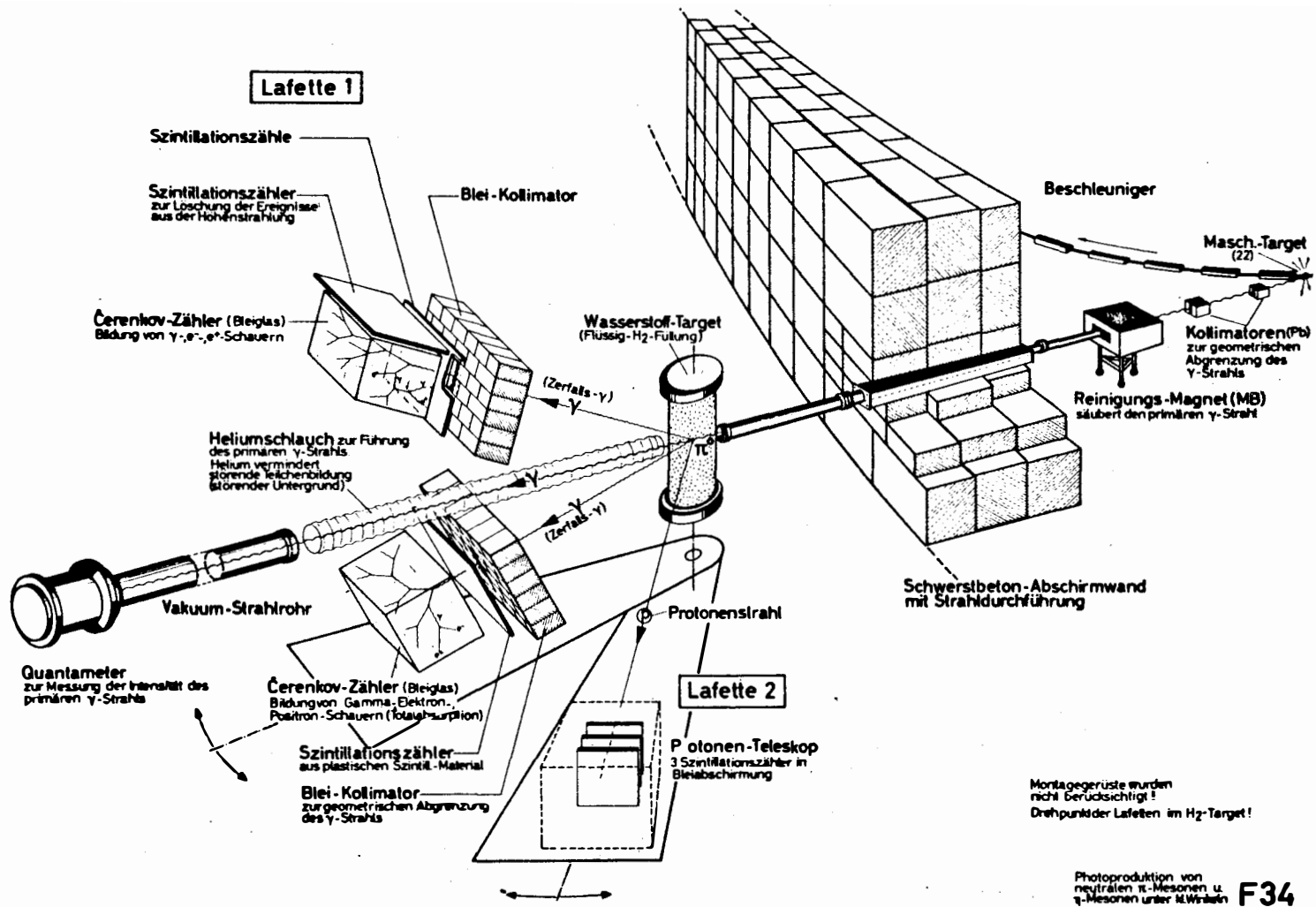


fig. 1

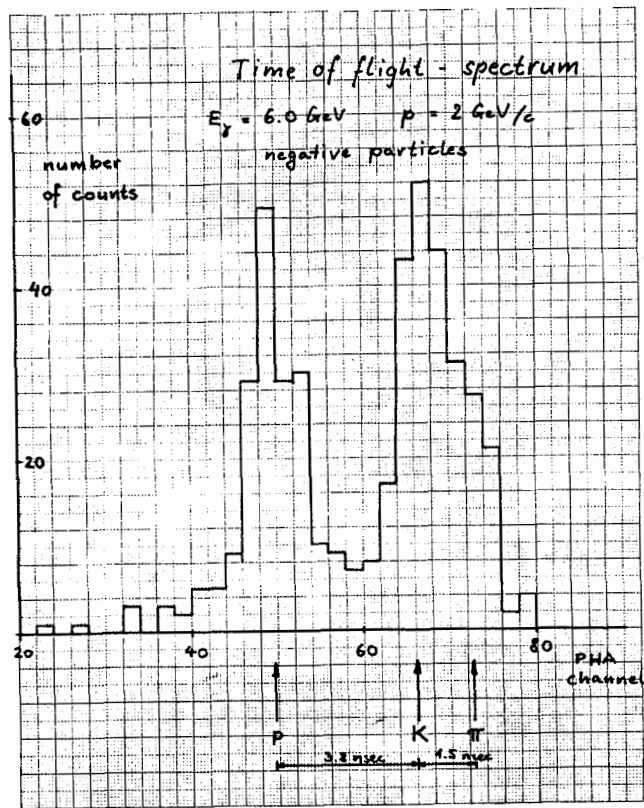


fig. 2

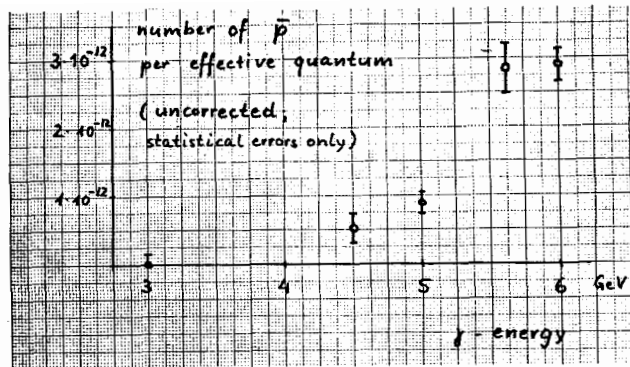


fig. 3

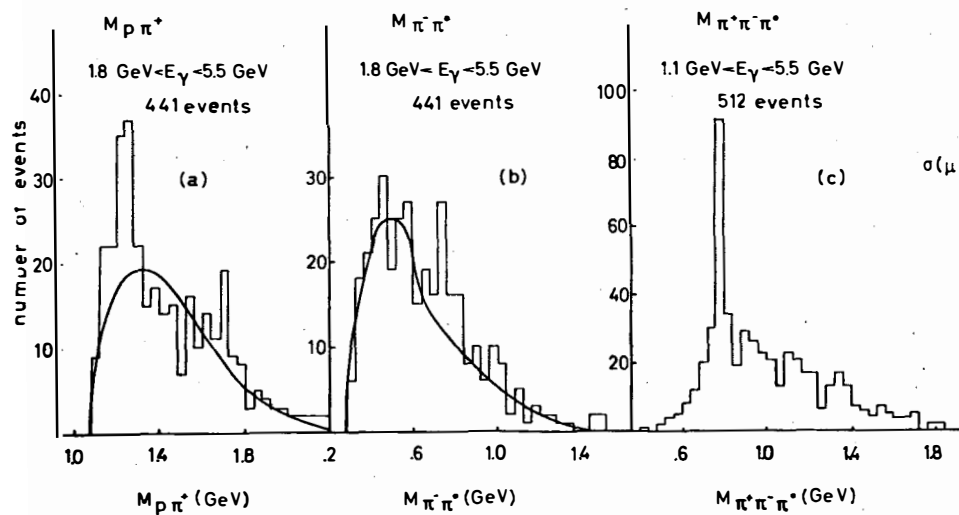


fig. 4

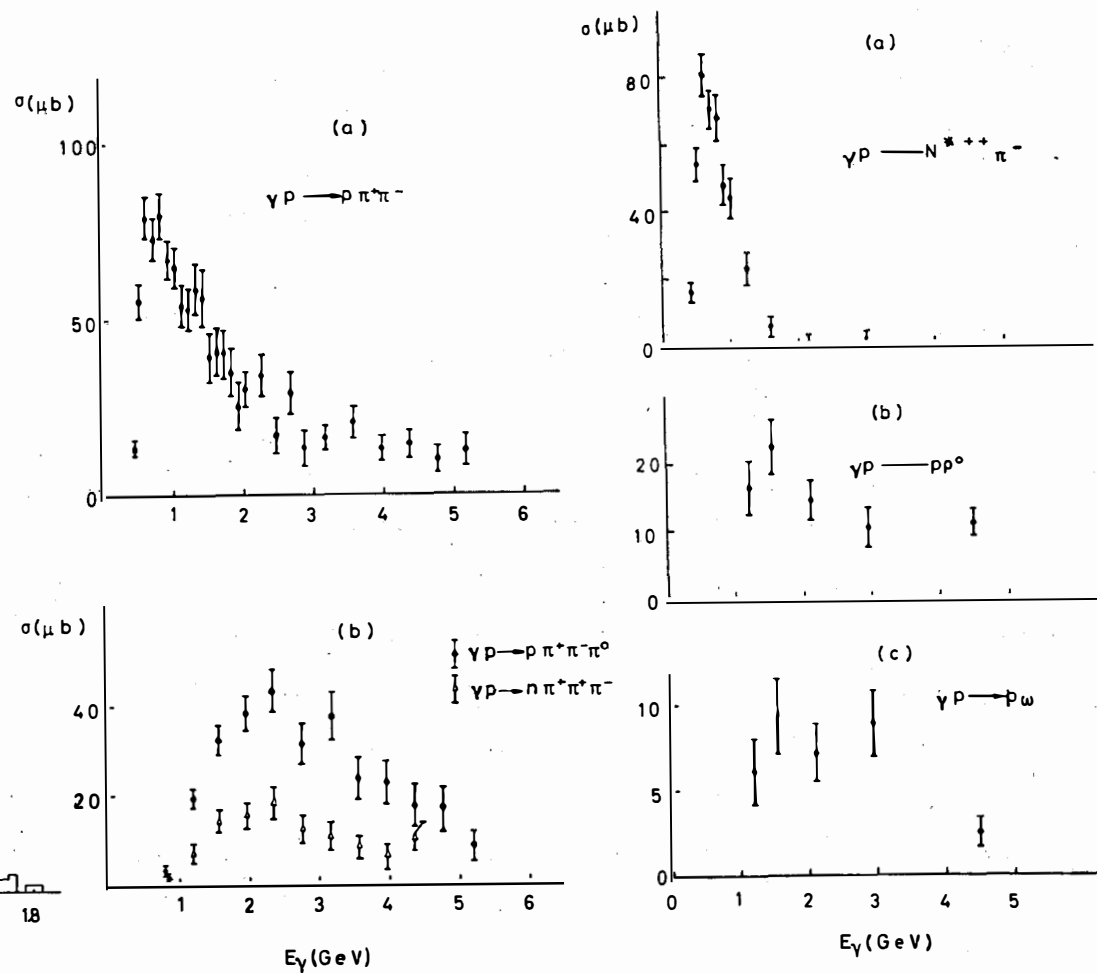


fig. 5

fig. 6

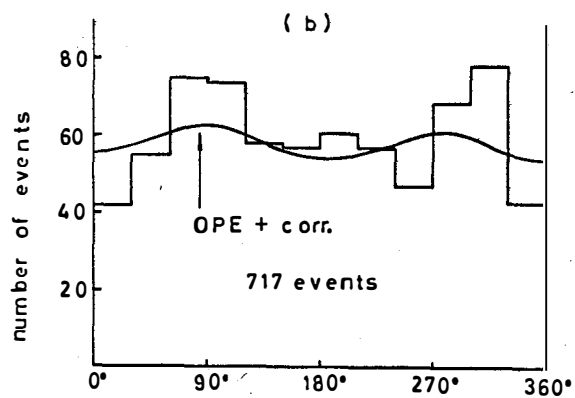
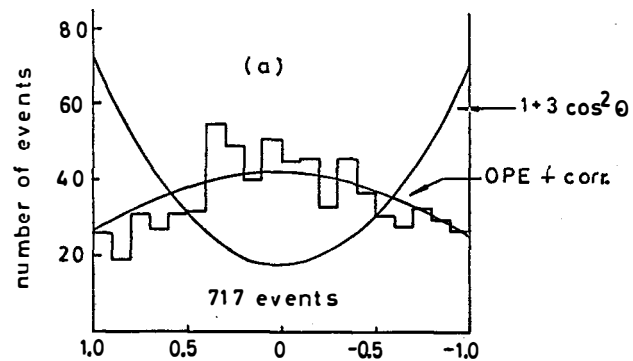


fig. 7

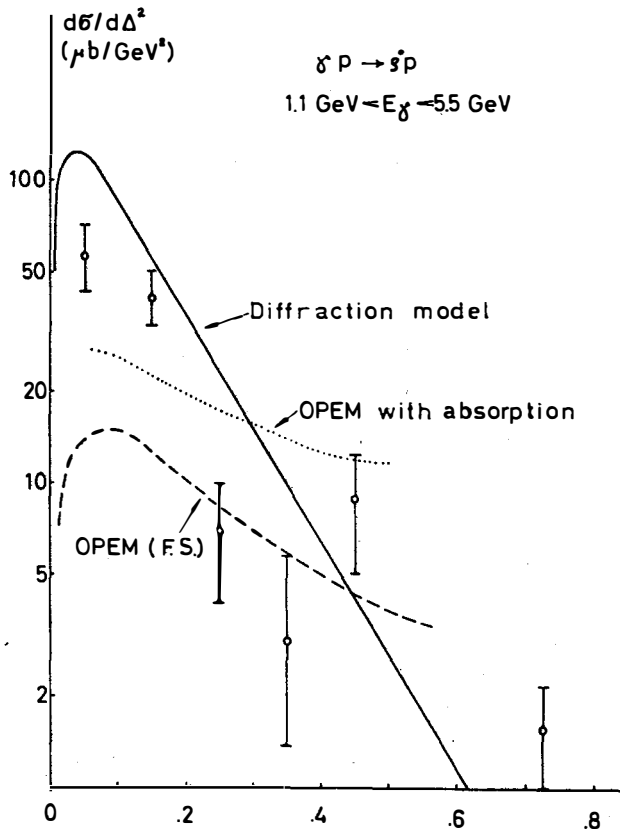


fig. 8

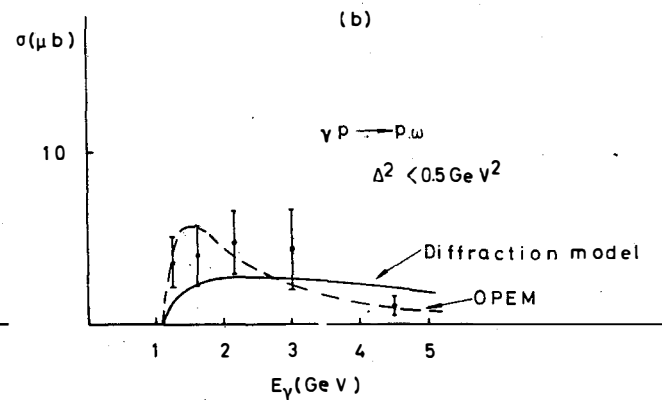
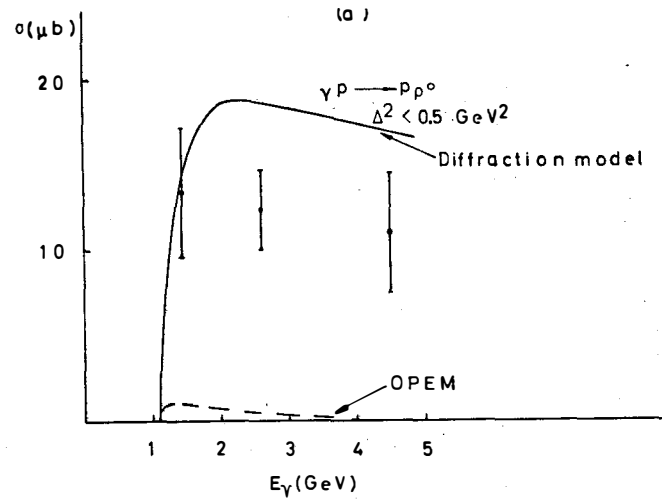


fig. 9

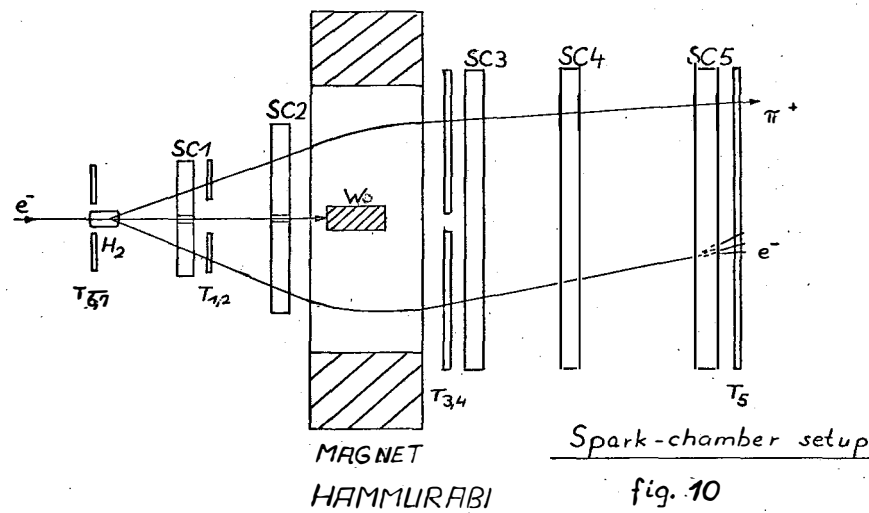
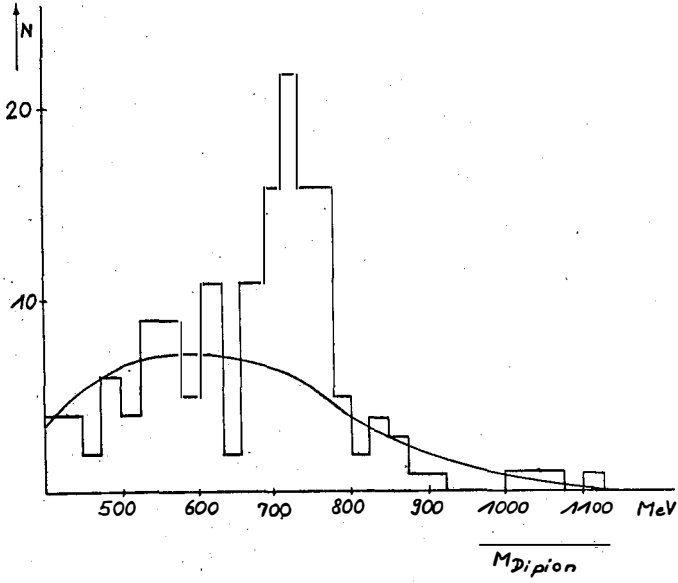


fig. 10



Mass-Spectrum of Dipions

fig. 11



Missing Mass Plot

fig. 12

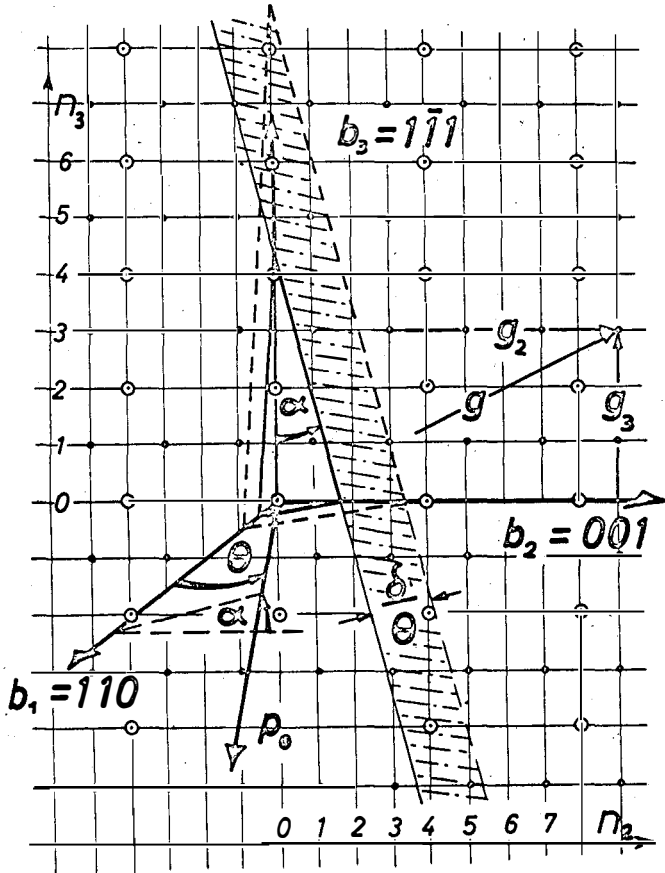
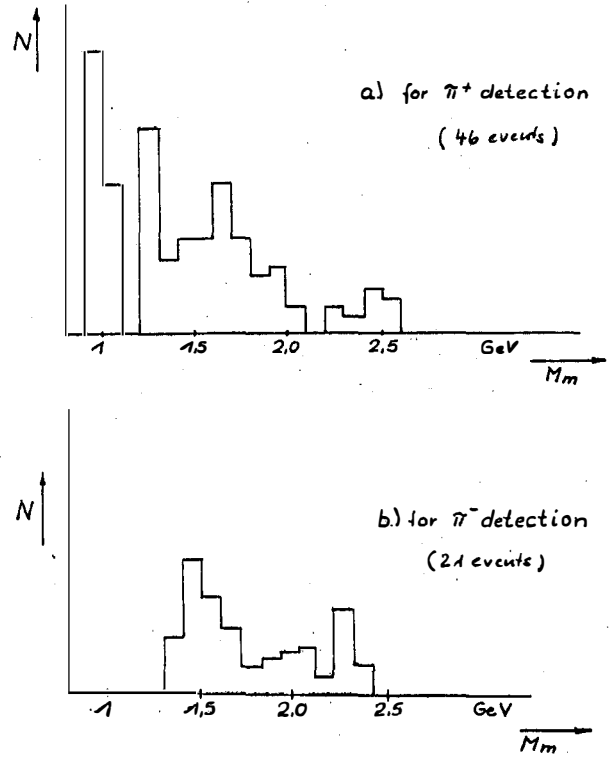


Fig.13 Orientation of electron momentum  $\vec{p}_0$  in the reciprocal lattice space of diamond

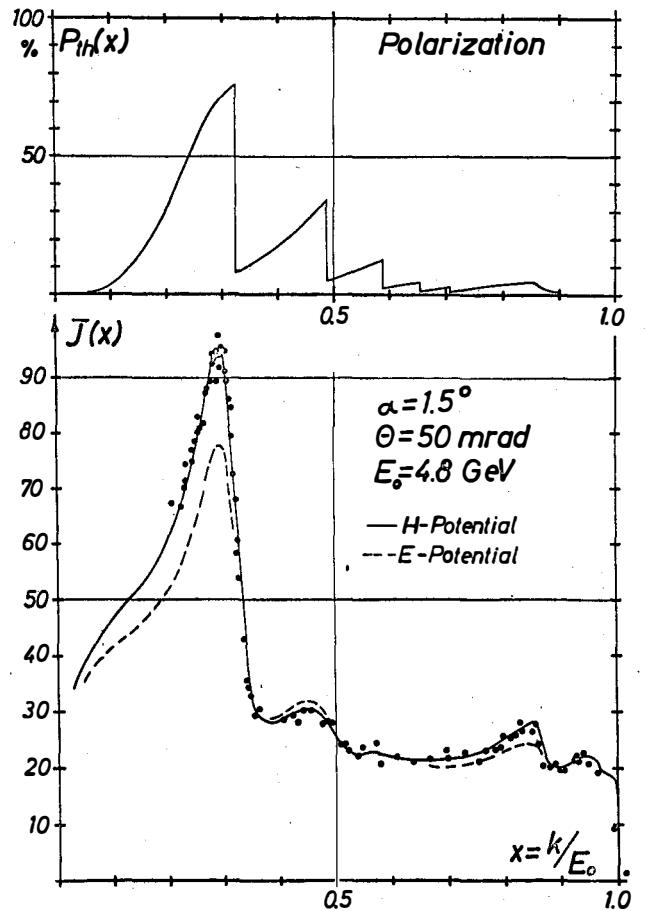


Fig.14 Photon Intensity and Polarization, Diamond Target

Experiments at Frascati

C. SCHAERF

This brief survey will be divided into three parts:

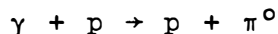
- 1) Photoproduction experiments with non polarized Bremsstrahlung.
- 2) Experiments with polarized Bremsstrahlung,
- 3) Experiments on the structure of nuclei.

Photoproduction experiments with non polarized Bremsstrahlung

a) Photoproduction of neutral pions in Hydrogen in the energy range 400 to 600 MeV of the incident photons.

C. Bacci, C. Mencuccini, G. Penso, V. Silvestrini, M. Spinetti,  
B. Stella.

The differential cross-section for the reaction:



has been measured in the center of mass angle for the pion of  $135^\circ$ . The protons were detected with a spark chamber and the gamma rays from the decay of the  $\pi^0$  were detected with a glass Cerenkov counter. The geometrical efficiency for the detection of one of the two gammas for  $\pi^0$  was approximately 50%.

During the past few years some evidence of the presence of a  $P_{11}$  nucleon-pion resonance at an energy slightly below the second pion-nucleon resonance (1512 MeV) has been reported. The evidence is indicated in Fig.1.

The aim of this experiment is to look for such a resonance in  $\pi^0$  photoproduction. The result is indicated in

Fig. 2. The tail of the first resonance seems to join smoothly with the rise of the second resonance and there seems to be no evidence for a possible enhancement around 590 MeV.

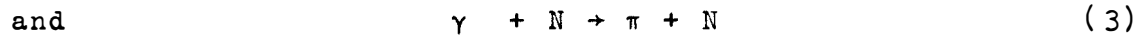
b) Photoproduction of the eta particle at 800-1000 MeV.

B.Bacci, G.Penso, G.Salvini, C.Mencuscini and V.Silvestrini.

The differential cross-section for the reaction



has been measured in the center of a mass angle of approximately  $115^\circ$  for the eta\*. The results are compared with known cross-sections for the following processes:



in the T 1/2 channel.

The results of these experiments are indicated in Fig.3 They show that the cross-section decreases very rapidly with the photon energy in the region 900-950 MeV. This decrease is analogous but sharper than the one in Channel 2.

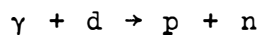
The high values of the eta production close to threshold and the isotopic angular distribution have already lead to the hypothesis of an  $S_{11}$  resonance in the n-N channel.

The ratio of pion photoproduction to eta photoproduction ( $R_0$ ) is compared with the ratio of pion-nucleon scattering to eta production by pions ( $R_\pi$ ).

---

\* This experiment indicates the value of the cross-section multiplied by the branching ratio for the decay of the eta particle in two gamma rays.

diamond crystal is used to measure the ratio A (indicated previously) in the photodisintegration of the deuteron:



The measurement is made at  $90^\circ$  in the center of mass and a laboratory gamma ray energy around the enhancement attributed to the effect of the first pion nucleon isobar. The results of these measurements together with the results of previous ones done at Stanford are indicated in Fig. 5. The curve labelled A is the result of an impulse approximation in which no meson effect is taken into account. The curve labelled B is calculated from known values of  $\sigma_{\perp}$  and  $\sigma_{//}$  for the photoproduction of  $\pi^+$  and  $\pi^0$  in hydrogen using Clebsch-Gordan coefficients. The values of the photoproduction cross-sections are arbitrarily taken at the same center of mass angle of the photodisintegration process.

c) Proton Compton scattering by polarized Bremsstrahlung.  
G.Barbiellini, G. Capon, G.P.Murtas

The asymmetry parameter previously described has been measured for the proton Compton scattering at a gamma ray energy of 330 MeV and a center of mass angle of  $90^\circ$ . The result

$$A = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{//}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{//}} = 2.0 \pm 0.9$$

is in agreement with the theoretical estimate (2.5) considering only the Born terms and the  $M_{11}$  amplitude corresponding to the first pion nucleon isobar.

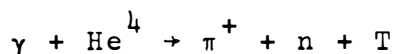
Experiments on the structure of nuclei

a) A search for  $\beta$  active  $H^5$ . P.E.Argan, L.Menghetti and S. Vitale.

A search has been made for a  $\beta$  active isotope with a mean life of the order of 100ns bombarding natural lithium with the 1 GeV gamma ray beam of the Frascati synchrotron. Beta rays emitted by the target after the beam turn off with an energy traversing three scintillation counters and two 1mm aluminium foils were counted and their time of arrival recorded. No evidence has been found for this, previously reported isotope. All background being explainable in terms of small carbon contamination and  $He^6$  production.

b) Photoproduction of  $\pi^+$  in the  $He^4$  and the possible existence of a  $H^4$  state. P.E.Argan, G.C. Manyovani and A. Piazzoli.

New more rigorous data are presented on the reaction



The final state of the n,T system is studied with special emphasis on its Q value and the angular distribution of the T in the n, T center of mass system. The more significant results are reported in Figs. 6 and 7 and seem to confirm the existence of an unbound  $H^4$  with a Q value of less than 8 MeV.

c) Measurements of the photofission cross-section for very heavy elements. R. Rinzivillo et al.

The cross-section for the photofission of  $Bi^{209}$ ,  $Th^{232}$ ,  $U^{235}$  and  $U^{238}$  has been measured at energies from 300 to 1000 MeV. The excitation curve method has been used irradiating samples with a different primary electron energy. Fission products were detected using nuclear emulsion and thin foils of mica. A possible anomaly is present in the  $U^{235}$  data.

These two ratios seem to have a similar behaviour as a function of photon energy.

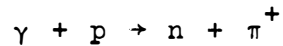
Experiments with polarized Bremsstrahlung.

- a) Positive pion photoproduction with coherent Bremsstrahlung.  
P.Gorenstein, M. Grilli, P.Psillantini, M.Nigro, E.Schiavuta,  
F.Soso and V.Valente.

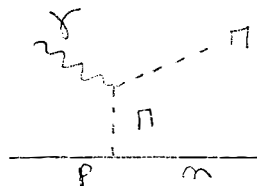
This experiment measures the ratio

$$A = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{//}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{//}}$$

with linearly polarized photons in the process



at energies near the first pion nucleon resonance. From these measurements, using known values for the unpolarized cross-section, are obtained the cross-sections for linearly polarized gamma rays. These cross-sections are compared with theory. In Fig. 4 the values for  $\sigma_{\perp}$  and  $\sigma_{//}$  and the theoretical calculations of Höhler and Schmidt are indicated. The very good agreement between theory and experiments for  $\sigma_{\perp}$  is particularly impressing. This is probably due to the fact that the retardation diagram



does not contribute to this cross-section.

- b) Photodisintegration of the deuteron by polarized  $\gamma$  rays.  
G.Barbiellini, C.Bernardini, F.Felicetti and G.P.Murtas.

The quasi monochromatic, partially polarized photon beam obtained by the Bremsstrahlung of electrons in a

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1: Presently available experimental evidence of the possible existence of a  $P_{11}$  resonance at an energy slightly lower than that of the second pion nucleon resonance. Fig. 1a indicates the total cross-section for the pion-nucleon scattering in the  $T_{1/2}$  channel. Fig. 1b gives the result of the scattering of very high energy protons on hydrogen. Fig. 1c indicates the  $p^0$  effective mass distribution in the reaction:

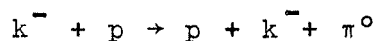


Fig. 2: Differential cross-section for the photoproduction of neutral pions in hydrogen at  $135^\circ$  for the pion in the CMS.

Fig. 3: Differential cross-section for the photoproduction of the  $\eta$  particle in hydrogen followed by a decay in the two gammas channel.

Fig. 4: Differential cross-section for the photoproduction of positive pions in hydrogen with gamma rays polarized parallel and perpendicular to the production plane.

Fig. 5: Asymmetry parameter in the photodisintegration of the deuterons with polarized gamma rays.

Fig. 6: Q values of the  $n-H^3$  system in their center of mass in the final state of the reaction

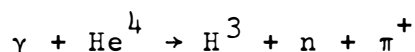


Fig. 7: Angular distribution of the  $H^3$  in the  $H^3$ -n center of mass system for different values of Q.

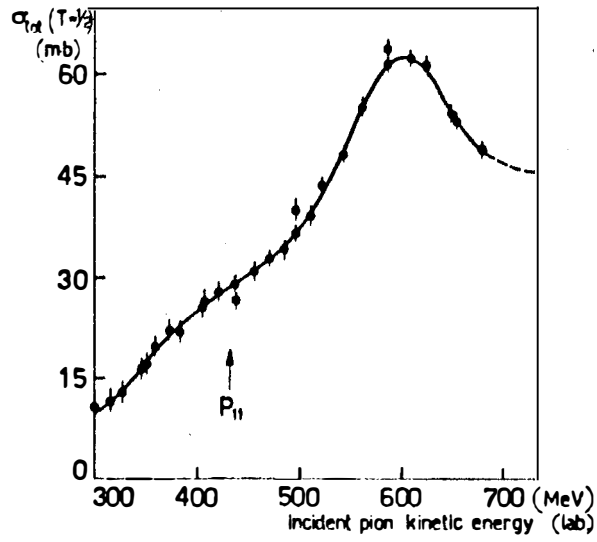


FIG. 1a

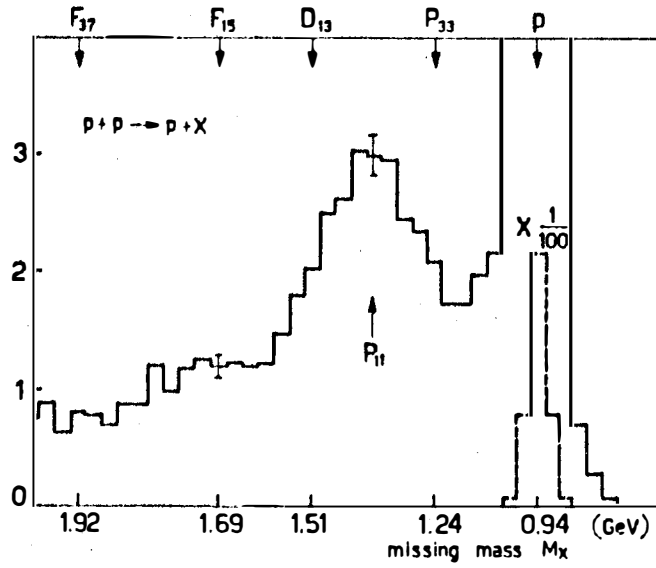


FIG. 1b

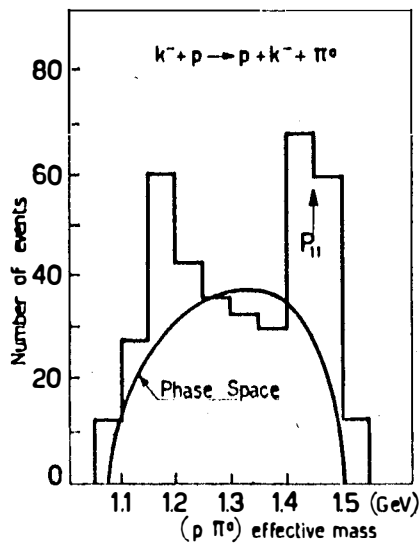


FIG. 1c

FIG. 1



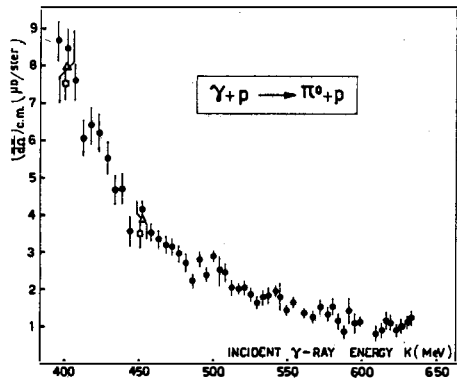


Figure 2

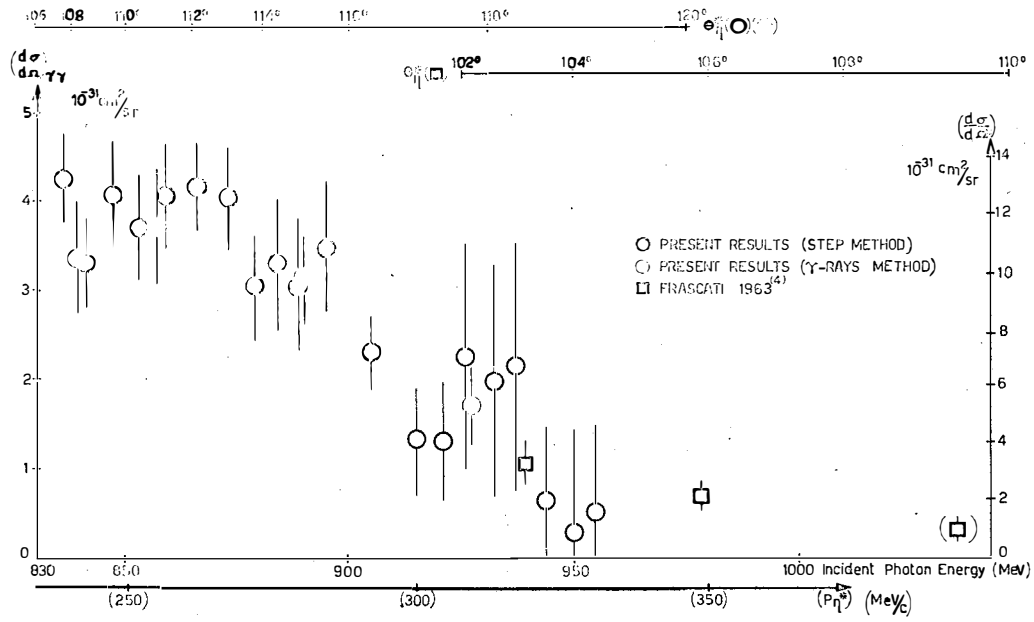


Figure 3

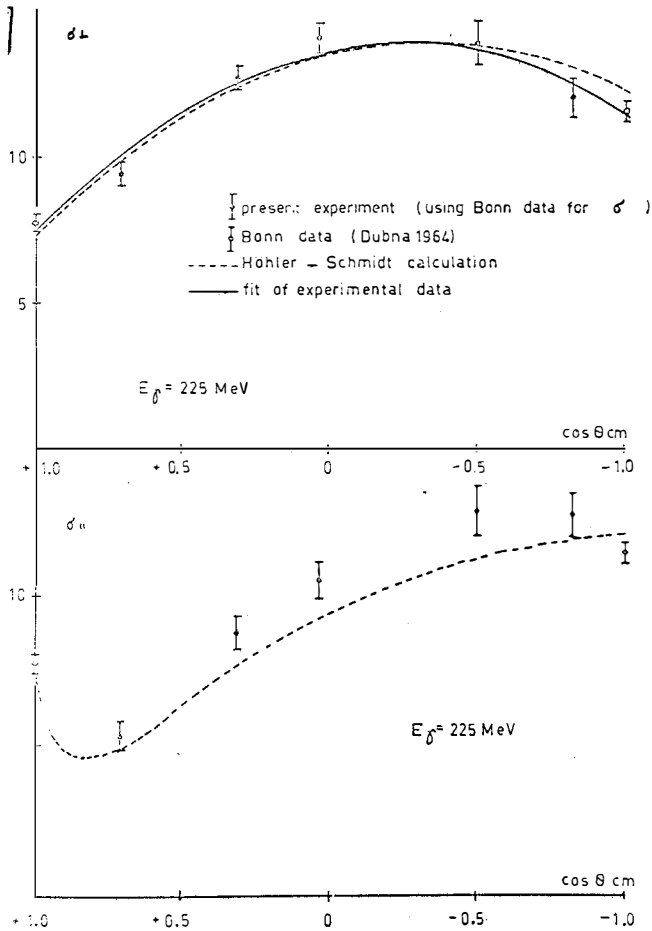


Fig. 4

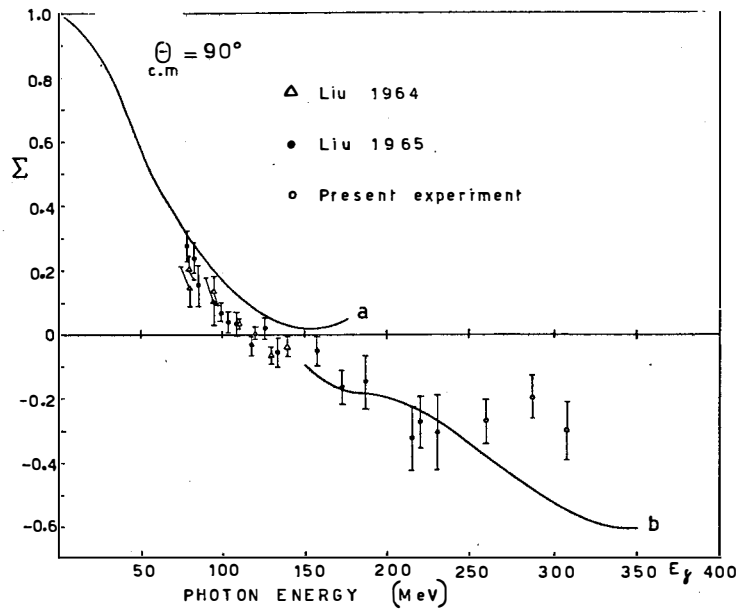


Figure 5

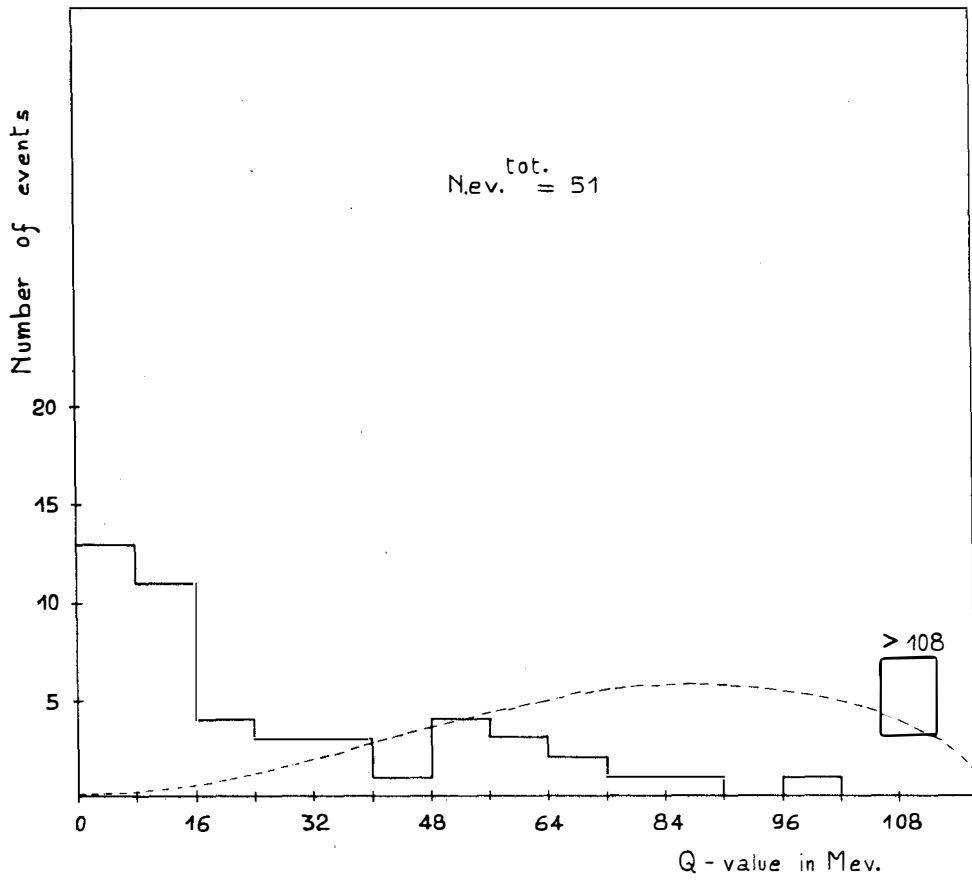


Figure 6

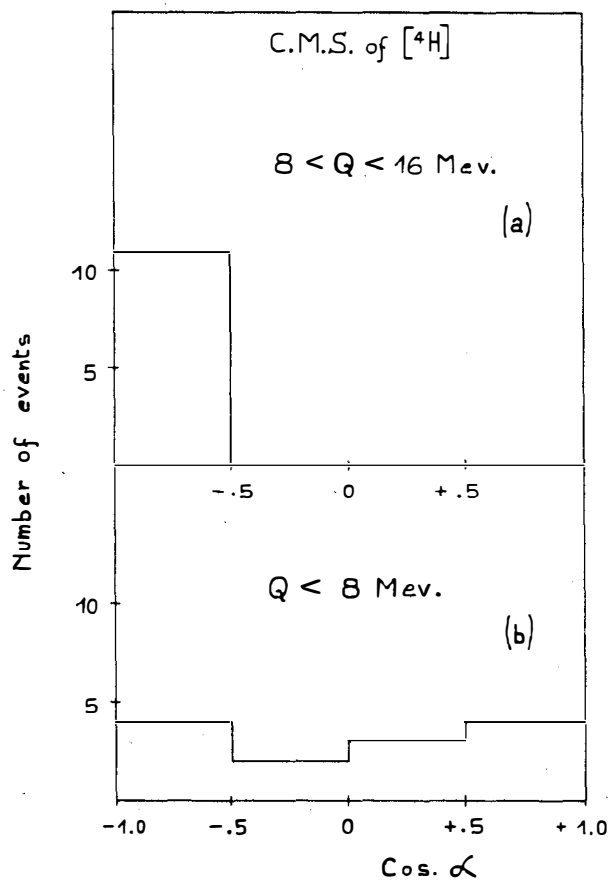


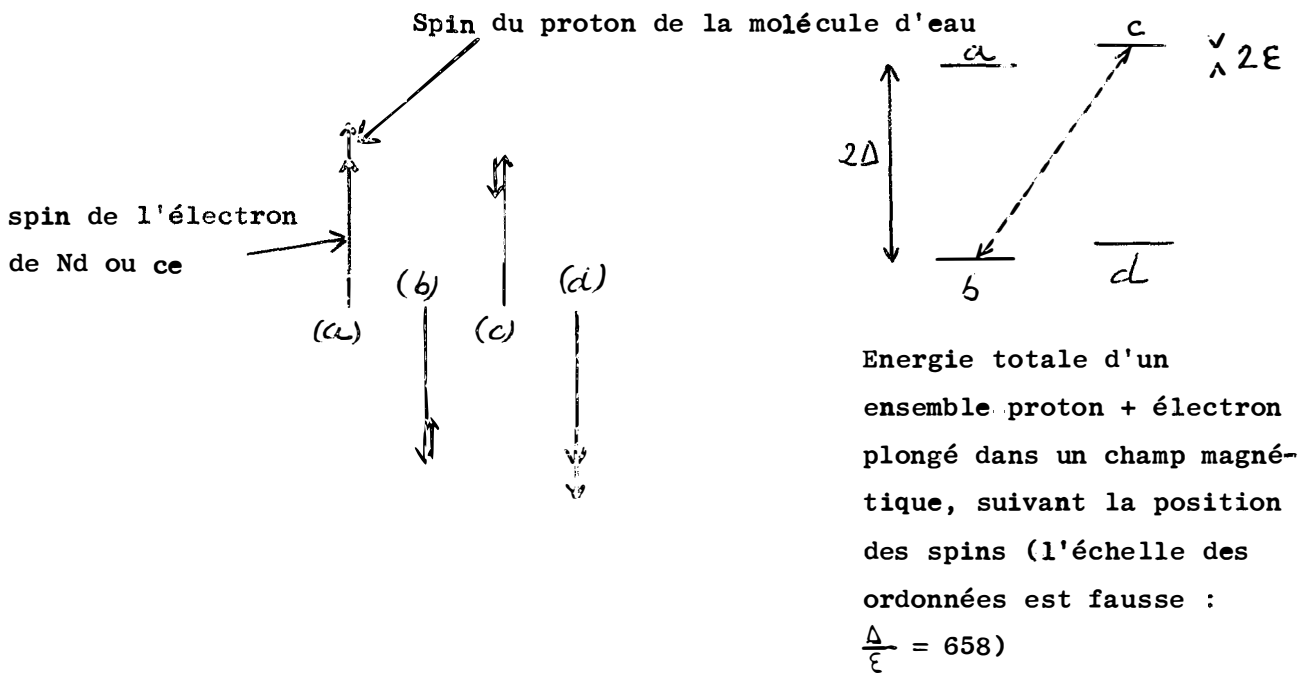
Figure 7

POSSIBILITES D'EXPERIENCES  
AVEC UNE CIBLE DE PROTONS POLARISES.

P. BOUNIN

A) PRINCIPE

On utilise le double nitrate de Lanthane et Magnésium  $\text{La}_2 \text{Mg}_3 (\text{NO}_3)_{12}, 24 \text{H}_2\text{O}$  (abréviation : LMN) avec une faible contamination (~~1~~ 1 %) de Nd ou ce (paramagnétique) soumis à une très basse température ( $1^\circ\text{K}$ ) et plongé dans un champ magnétique fort (20.000 gauss) et très homogène ( $10^{-4}$ ). C'est l'hydrogène des molécules d'eau que l'on cherche à polariser.



Normalement les populations dans les différents niveaux obéissent à la loi de Boltzmann (démonstration analogue si loi de Fermi). Soumettons la substance à un très fort champ RF, correspondant à la transition b-c (possible via interaction dipole - dipole) alors l'état b se dépeuple au profit de l'état c, qui lui-même se dépeuple par ~~émission~~ émission spontanée au profit de l'état d. Il en résulte finalement une polarisation

$$P = \frac{(N_a + N_b) - (N_c + N_d)}{(N_a + N_a) + (N_c + N_c)} \neq \frac{H\mu_e}{KT}$$

théoriquement 658 fois plus forte que celle obtenue par la méthode statique (658 = rapport  $\frac{\mu_e}{\mu_p}$  des moments magnétiques de l'électron et du proton). Avec Abragam, nous appellerons cet effet, effet solide (différent de l'effet Overhauser souvent mentionné à ce propos).

Une légère modification de la fréquence, correspondant à la transition a - d plutôt que b - c, provoque une polarisation égale mais de sens opposé.

Abragam, Borghini, Roubeau et Ryter ont obtenu une polarisation de 83 %.

De nombreux problèmes techniques sont liés à la construction d'une telle cible.

Des recherches sont en cours pour essayer de trouver une substance plus commode : Avec LMN, il n'y a que 2 à 3 % des protons qui y soient effectivement polarisés !

Il existe des cibles en service à Berkeley (Chamberlain, Schultz, Shapiro), au LPCHE, (Van Rossum, Ducros et al.) au CERN (Abragam et al.).

B) Expériences possibles avec une telle cible et un accélérateur d'électrons.

Plusieurs expériences viennent à l'esprit. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la suivante :

Recherche d'un écart à l'approximation de Born dans la diffusion élastique électron - proton. Pour plus de détails, nous renvoyons à notre nota Interna LNF 65/22 (Frascati) du 19 Juillet 65. Voici les principaux points :

- Aucun effet ne peut être observé si on admet la validité de l'approximation de Born.
- Néanmoins deux expériences de mesure de la polarisation du proton de recul ont été faites (à Orsay et à Frascati) qui ont donné des résultats étonnamment voisins. La moyenne (pour des électrons incidents  $\neq$  1000 MeV) est  $P = 4\% \pm 2,2\%$ .
- Plusieurs études théoriques suggèrent que cette expérience soit refaite avec une meilleure précision, ce qui permettrait de valider (ou éliminer) telle ou telle hypothèse sur l'interaction électron - proton.
- Si cette expérience est décidée, nous proposons de la faire avec une cible de protons polarisés : On détecterait, avec toute la précision possible à l'aide de chambres à étincelles) l'électron diffusé et le proton de recul. La détection en coïncidence des deux particules, devrait en principe éliminer tout le bruit de fond provoqué par les divers constituants de la cible. On comparerait les sections efficaces avec les deux polarisations des protons de la cible. Nous pourrions espérer obtenir une précision de 0,3% sur la polarisation avec 10 jours de faisceau. Si l'expérience était réalisée à Orsay, elle serait grandement aidée par l'emploi de spectromètres magnétiques.

Il se pose le problème de l'échauffement et de la destruction éventuelle de la cible par le faisceau d'électrons. Nous nous attendons à ce que dans un cristal de 1 cm d'épaisseur, un faisceau d'électrons de 1000 MeV et de  $3,2 \cdot 10^{-3}$   $\mu$ amp (faisceau extérieur de Frascati) y perde 0,1 Watt.

- Nous sommes convaincus que de nombreuses questions pourront être éclaircies par une expérience préliminaire : On mettrait un cristal de LMN dans le faisceau d'électrons et on chercherait à détecter les deux particules en coïncidence. On connaîtrait ainsi l'importance du bruit de fond, la précision que l'on pourrait atteindre dans son élimination, et si le cristal résiste au passage du faisceau.
- D'autres expériences sont possibles, elles sont techniquement plus difficiles (car on ne peut pas éliminer aussi aisément le bruit de fond). Nous ne faisons que les mentionner:

a) Photoproduction de  $\pi$  sur une cible de protons polarisés (cf lettre de J.P. Perez Y Jorba dans notre nota interna)

b) Expérience proposée par T.D. Lee à Oxford pour une éventuelle vérification de la conservation de T (cf rapport de C.A. Piketty, Th II4, Physique Théorique à Orsay, Novembre 1965).

EXPERIENCES DE COÏNCIDENCES  
SUR UN  
ACCELERATEUR D'ELECTRONS.

P. BOUNIN

A) Intérêt

L'intérêt de telles expériences a été particulièrement souligné pendant la rencontre. On peut envisager en particulier des expériences en coïncidences :

- Sur le deutérium, pour connaître les facteurs de forme du neutron et l'importance des forces d'échange dans l'interaction n-p (exposé de F.M. Renard) .

- En électroproduction du méson  $\pi$ , pour connaître les facteurs de forme du  $N^*$  ou du neutron (exposé de J.P.Loubaton).

- Pour tous les problèmes de corrections radiatives, où interviennent de grandes simplifications (exposé de Cl. De Calan).

- Dans le domaine de la physique nucléaire, les expériences (e,e'p), beaucoup plus précises, quoique plus difficiles que les (p,2p), sont de puissants moyens d'investigation du modèle en couches.

B) Difficultés

Les difficultés proviennent de :

- la faiblesse des sections efficaces

- la contamination par les coïncidences fortuites.

(cf. notre thèse, Annales de Physique, 10, (1965), p-475-514, cf p-492).

On peut y remédier :

1) En remplaçant un détecteur simple par un compteur-échelle. Et en diminuant la largeur du pic de coïncidences en soignant la résolution.

2) En diminuant l'intensité du faisceau.

3) En diminuant le temps de résolution des circuits de coïncidences.

4) En augmentant les acceptances.

5) En cherchant une machine avec un meilleur "duty cycle" (taux d'occupation).

6) Si cela est possible, en faisant une expérience avec triples coïncidences.

Mais il y a une limite à chacun de ces facteurs. Dans l'expérience que nous avons faite, M. Croissiaux et moi-même, sur le deutérium, nos résultats ont été publiés avec une précision de 11 à 32<sup>0</sup>/o... Cette expérience comporte de nombreux problèmes annexes, tels que les tests de bon fonctionnement, les corrections d'ouverture, les corrections radiatives etc... Pour le choix des paramètres, nous avons été aidés par l'emploi d'un modèle géométrique. En définitive, les théoriciens souhaiteraient que cette expérience soit refaite, mais avec une meilleure précision.

### C) Projets

Un grand regain d'actualité va être donné à ces expériences grâce à la construction à Saclay d'un accélérateur



linéaire de 530 MeV à courant nul, avec un "duty cycle" de l'ordre de 1 à 2<sup>0</sup>/o. Nous proposons trois expériences qui pourraient être faites à Saclay et, partiellement, à Orsay.

- Electroproduction du méson  $\pi_0$  à  $E_e = 505$  MeV,  $q^2 = 2 F^{-2}$ . Nous trouverions près de 100 coups/heure, dont 25 environ de coïncidences fortuites. Une bonne résolution n'est pas indispensable.

- Coïncidences sur le deutérium avec une électronique perfectionnée. Cette expérience pourrait être faite à Orsay. La précision possible est de 5<sup>0</sup>/o au sommet, 10<sup>0</sup>/o aux grandes quantités de mouvement ( $p_p = 94$  MeV/c); on peut atteindre  $p_p = 140$  MeV/c ( $T_p = 10$  MeV). Cette expérience peut être considérée en partie comme une expérience préliminaire à l'expérience (e,e'p) à Saclay.

- (e,e'p) sur les noyaux légers et moyens. Elle est intéressante du point de vue de la physique nucléaire ; elle nécessite une très bonne résolution expérimentale (de l'ordre de quelques <sup>0</sup>/oo).

---