

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100537

ACADEMIE DES SCIENCES DE L'U.R.S.S.
INSTITUT DE PHYSIQUE P.N. LEBEDEV DECORE DE L'ORDRE DE LENINE

Prétirage no. 108

ANALYSE PHENOMENOLOGIQUE DE LA PHOTOPRODUCTION
DES PIONS CHARGES SUR LES NUCLEONS DANS LA
GAMME D'ENERGIES VOISINE DU SEUIL

M.I. Adamovich, V.G. Larionova, S.P. Kharlamov
et F.R. Yagudina
Moscou 1968

Traduit au CERN par F. Quanquin
(Original : russe)

(CERN Trans. 68-14)

Genève
Novembre 1968

SOMMAIRE

A partir des données expérimentales, on a déterminé la dépendance énergétique de l'amplitude électrique dipolaire E_{0+} et de la combinaison des amplitudes d'ondes $P_{\Delta} = (M_{1,+} - M_{1,-} + 3E_{1,+})$ pour les mésons π^+ et π^- . On a obtenu les composantes isotopiques $E_{0+}^{(0)}$, $E_{0+}^{(-)}$, $\Delta^{(0)}$ et $\Delta^{(-)}$. Les expériences sur des photons polarisés linéairement ont permis de déterminer la valeur $(2M_{1,+} + M_{1,-})$ pour deux valeurs de l'énergie des photons $E_{\gamma} = 210$ MeV et $E_{\gamma} = 225$ MeV. Des valeurs de seuil des amplitudes $E_0(\pi^+)$ et $E_0(\pi^-)$ on a tiré les évaluations de la constante de l'interaction πN et les évaluations de la différence des longueurs S de la diffusion πN dans les états de spin isotopique $1/2$ ou $3/2$. Ces derniers résultats sont examinés conjointement avec les évaluations obtenues à partir de la diffusion πN .

INTRODUCTION

Les auteurs présentent une analyse phénoménologique des données expérimentales sur la photoproduction des pions chargés dans la gamme d'énergie voisine du seuil ($E_{\gamma} \leq 230$ MeV). A cette fin, ils utilisent les valeurs des sections efficaces de photoproduction des mésons π^+ , obtenues dans un grand intervalle angulaire et énergétique, qu'ils ont déjà publiées, et les résultats de leur traitement statistique. Pour la photoproduction des mésons π^- dans les mêmes intervalles angulaires et énergétiques ils utilisent leurs propres données et celles d'autres études.

Les amplitudes de photoproduction des pions \mathcal{F}_i peuvent être développées selon les états propres du moment cinétique et de la parité.

$$\begin{aligned}
 F_1 &= E_{c_1} + 3(M_{1+} + E_{1+}) \cos \theta + f_1 \\
 F_2 &= 2M_{1+} + M_{1-} + f_2 \\
 F_3 &= 3(E_{1+} - M_{1+}) + F_3^R + f_3 \\
 F_4 &= F_4^R + f_4
 \end{aligned}$$

Les amplitudes multipolaires électriques $E_{\ell t}$ et magnétiques $M_{\ell t}$ sont ici explicitement indiquées pour des moments cinétiques orbitaux des pions $\ell = 0$ et $\ell = 1$. Les contributions des multipôles où $\ell \geq 2$ sont désignées par f_i . En outre, les amplitudes de l'échange d'un seul pion F_3^R et F_4^R sont ici explicitement mises en évidence. L'indice $\ell \pm$ représente le moment cinétique total de l'état : $y = \ell \pm \frac{1}{2}$ vers lequel se fait la transition.

L'analyse des résultats expérimentaux dans la gamme voisine du seuil ($E_\gamma \leq 230$ MeV) repose sur une série d'hypothèses confirmées par l'ensemble des données expérimentales.

1. Dans la gamme d'énergie considérée, on peut négliger les états où $\ell \leq 2$ qui entrent dans les amplitudes f_i . Dans ce cas, la photoproduction des pions chargés est décrite par quatre amplitudes multipolaires E_{0+} , M_{1+} , M_{1-} , E_{1+} et par les amplitudes de l'échange d'un seul pion F_3^R et F_4^R .

2. On peut négliger les parties imaginaires des amplitudes, déterminées conformément au théorème de Fermi-Watson, par les déplacements de la diffusion pion-nucléon, puisque les décalages de phase sont faibles. C'est pourquoi on peut considérer comme réelles toutes les amplitudes multipolaires de photoproduction énumérées.

Une analyse effectuée antérieurement¹⁾ a montré que, dans la région $E_\gamma \leq 200$ MeV, la forme des distributions angulaires des photopions positifs est déterminée par trois coefficients $(1 - \beta \cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} = A_0 + A_1 \cos \theta + A_2 \cos^2 \theta$. De ceux-ci, on peut tirer, dans

le meilleur des cas, trois amplitudes multipolaires. L'analyse montre cependant que, dans la pratique, on peut seulement déterminer l'amplitude électrique dipolaire d'ondes S - E_{0+} et la combinaison des amplitudes d'ondes P - $\Delta = (M_{1+} - M_{1-} + 3E_{10})$.

Dans les hypothèses indiquées ci-dessus, les sections efficaces différentielles pour les angles $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ s'expriment très simplement par ces amplitudes.

$$\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) = (E_{0+} + \Delta)^2$$

$$\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(180^\circ) = (E_{0+} - \Delta)^2$$

La détermination de E_{0+} et Δ pour les mésons π^+ et π^- permet de déterminer les parties isotopiques des amplitudes correspondantes.

$$E_{0+}^{(\pi)} = \frac{E_{0+}(\pi^+) \pm E_{0+}(\pi^-)}{2\sqrt{2}} \quad \Delta^{(\pi)} = \frac{\Delta(\pi^+) \pm \Delta(\pi^-)}{2\sqrt{2}}$$

Dans la gamme d'énergies proche du seuil, les amplitudes peuvent être développées dans une série selon les puissances de la quantité de mouvement du méson :

$$E_{l,z} = \sum_{l_0=0}^{\infty} a_l q^{l+2l_0} \quad (l=0,1,2,\dots)$$

$$M_{l,z} = \sum_{l_0=0}^{\infty} b_l q^{l+2l_0} \quad (l=1,2,3,\dots)$$

Des formules (4) il ressort que, au seuil de la photoproduction, pour $q = 0$, toutes les amplitudes multipolaires, à l'exception de E_{0+} , deviennent nulles.

Le présent article expose les résultats de la détermination de la dépendance énergétique de l'amplitude d'onde S E_{0+} et de la combinaison des amplitudes d'ondes P Δ pour les pions chargés, leurs composants isotopiques ainsi que les valeurs des amplitudes de seuil $E_{0+}(\pi^+)$ et $E_{0+}(\pi^-)$.

1. LES AMPLITUDES DE LA PHOTOPRODUCTION DES MESONS π^+

La mesure directe des rendements en pions sous les angles $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ dans la gamme d'énergies voisines du seuil présente de grandes difficultés techniques. C'est pourquoi, pour déterminer les amplitudes $E_{0+}(\pi^+)$ et $\Delta(\pi^+)$ nous avons utilisé les coefficients A_i qui résultent du traitement statistique des distributions angulaires¹⁾. A cet effet, parmi les deux solutions on choisit celle dans laquelle l'amplitude $E_{0+}(\pi^+)$ a le signe (+) et $E_{0+}(\pi^-)$ le signe (-). La justification des signes choisis peut être fournie par le signe du coefficient de $\cos \theta$, obtenu par l'approximation de la distribution angulaire des mésons π^0 sous la forme $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, conjointement avec le fait expérimental $\sigma_{\pi^0} > 1$ et le choix du signe négatif pour l'amplitude résonante des ondulations P de la photoproduction du méson $\pi^+ \mathcal{M}_{1+}(\pi^+)$. Dans le tableau I, les amplitudes résultant des calculs sont représentées en fonction du carré de la quantité de mouvement du méson q.

Tableau 1

Variation de $E_{0+}(\pi^+)$ et $\Delta(\pi^+)$ en fonction de la quantité de mouvement du méson q^2

q^2	$E_{0+}(\pi^+) \cdot 10^{11} \text{ e.u.}$	$-\Delta(\pi^+) \cdot 10^{11} \text{ e.u.}$
0	$4,07 \pm 0,028$	$0,04 \pm 0,028$
0,05	$4,06 \pm 0,025$	$0,05 \pm 0,025$
0,09	$4,05 \pm 0,024$	$0,06 \pm 0,024$
0,151	$4,035 \pm 0,024$	$0,075 \pm 0,024$
0,208	$4,015 \pm 0,025$	$0,098 \pm 0,025$
0,264	$3,995 \pm 0,026$	$0,119 \pm 0,026$
0,329	$3,965 \pm 0,027$	$0,148 \pm 0,027$
0,387	$3,935 \pm 0,028$	$0,178 \pm 0,028$
0,447	$3,90 \pm 0,027$	$0,211 \pm 0,027$
0,507	$3,86 \pm 0,027$	$0,250 \pm 0,027$
0,570	$3,82 \pm 0,028$	$0,295 \pm 0,028$
0,630	$3,77 \pm 0,029$	$0,34 \pm 0,029$
0,697	$3,715 \pm 0,039$	$0,395 \pm 0,039$
0,752	$3,65 \pm 0,051$	$0,46 \pm 0,051$
0,831	$3,575 \pm 0,070$	$0,535 \pm 0,070$

Au tableau 2 figurent les valeurs de seuil $E_{0+}(\pi^+)$ calculées à partir des premiers coefficients des polynômes représentant l'approximation de la dépendance énergétique $\frac{K}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ que nous avons obtenue dans l'intervalle $q^2 \leq 0,57$ pour sept angles déterminés $\theta_{s.c.m.}$.

Tableau 2

Valeur de seuil de l'amplitude E_{0+}
pour la photoproduction des mésons π^+

$\theta_{c.m.}$	$E_{0+}(\pi^+) \cdot 10^{15} \text{cm}$
22	$4,11 \pm 0,12$
33	$4,02 \pm 0,14$
45	$4,14 \pm 0,14$
58	$3,85 \pm 0,10$
73	$3,99 \pm 0,09$
83	$4,20 \pm 0,12$
96	$3,95 \pm 0,24$

Au tableau 3 sont portées les valeurs de seuil de $E_{0+}(\pi^+)$ que nous avons obtenues de manière analogue, à partir de l'approximation de nos données et de celles d'autres ouvrages¹⁾ pour 12 angles θ dans le même intervalle d'énergie. Des résultats analogues ont été publiés par nous antérieurement²⁾. D'après les données de l'Institut Lebedev, la valeur pondérée moyenne de l'amplitude du passage électrique dipolaire au seuil est égale à $E_{0+}(\pi^+) = (4,00 \pm 0,04) \cdot 10^{-15} \text{cm}$, alors que les données du tableau 3 font apparaître une valeur $E_{0+}(\pi^+) = (4,04 \pm 0,02) \cdot 10^{-15}$. Ces deux valeurs concordent bien l'une avec l'autre.

Tableau 3

Valeur de seuil de l'amplitude $E_{0+}(\pi^+)$
(résultats du traitement des données conjointes)

$\theta_{c.m.}^\circ$	$E_{0+}(\pi^+) \cdot 10^5 \text{ cm}$
22	$4,11 \pm 0,12$
33	$4,12 \pm 0,10$
$\theta = 45^\circ \text{ cm} \frac{1,45 - 0,13}{\pi q}$	$3,88 \pm 0,06$
50	$4,13 \pm 0,12$
75	$3,90 \pm 0,06$
83	$4,08 \pm 0,03$
90	$3,96 \pm 0,10$
102	$4,07 \pm 0,05$
113	$3,88 \pm 0,05$
123	$4,07 \pm 0,04$
146	$4,07 \pm 0,03$
160	$4,04 \pm 0,06$

2. LES AMPLITUDES DE LA PHOTOPRODUCTION DES MESONS π^-

Pour déterminer les amplitudes de la photoproduction des mésons π^- sur les neutrons, on a utilisé les résultats relatifs à la production des pions chargés sur le deutérium et des calculs selon la théorie de l'approximation des quantités de mouvement. Les valeurs de seuil du carré de l'amplitude $E_{0+}(\pi^-)$ ont été obtenues dans l'ouvrage²⁾ sur la base des données sur l'étude de la réaction $\gamma + d = p + p + A^-$ à l'Institut Lebedev³⁾ et dans l'Illinois⁴⁾. En outre, ces derniers temps, ont été publiés des résultats obtenus à Berkeley à l'aide d'une chambre à bulles⁵⁾. Au tableau 4 sont portées les valeurs de l'amplitude $E_{0+}(\pi^-)$ au seuil, tirées des trois ouvrages cités. La valeur de seuil pondérée moyenne de l'amplitude dipolaire électrique de la photoproduction des mésons π^- sur les neutrons est égale à $E_{0+}(\pi^-) = -(4,45 \pm 0,14) 10^{-15} \text{ cm}$.

Tableau 4

Valeur de seuil de l'amplitude E_{0+}
pour la photoproduction des mésons π^-

Auteurs	Ouvrage /2/	Ouvrage /4/	Ouvrage /5/
$E_{0+}(\pi^-) \cdot 10^{-15} \text{ MeV}$	$-4,51 \pm 0,27$	$-4,57 \pm 0,23$	$-4,35 \pm 0,22$

La dépendance énergétique des amplitudes $E_{0+}(\pi^-)$ et $\Delta(\pi^-)$ dans la gamme d'énergies voisine du seuil a été déterminée de la façon suivante : d'après les valeurs $\frac{d\sigma^+}{d\Omega}(0^\circ)$ et $\frac{d\sigma^+}{d\Omega}(180^\circ)$ et les valeurs $\sigma_{\sigma^+}^-(0^\circ)$ et $\sigma_{\sigma^+}^-(180^\circ)$ mesurées pour les pions positifs, on a trouvé $\frac{d\sigma^-}{d\Omega}(0^\circ)$ et $\frac{d\sigma^-}{d\Omega}(180^\circ)$, ensuite, on a tiré de ces dernières les amplitudes de la photoproduction des mésons π^- pour différentes valeurs déterminées de E_γ . Le rapport σ^-/σ^+ pour les nucléons libres a été déterminé à partir des valeurs $\sigma_{\sigma^+}^-$ obtenues sur le deutérium ⁴⁻¹³). On a tenu compte des corrections pour les interactions coulombiennes des particules dans le cadre de la théorie de l'approximation des quantités de mouvement, et les résultats ont été groupés dans les mêmes intervalles d'énergie que pour les mésons π^+ (fig. I-3). Pour chaque intervalle d'énergie, on a établi, selon la méthode des moindres carrés, une loi qui décrit le comportement des distributions angulaires σ^-/σ^+ . Lors du traitement, on a posé la condition que la fonction d'approximation passe par un pôle, où σ^-/σ^+ est égal à 1. En guise de fonction d'approximation on a examiné des polynômes de différent degré maximum en $\cos \theta$. Les résultats du traitement statistique figurent dans le tableau 5. Les meilleures descriptions choisies d'après les critères décrits dans l'article¹⁾ sont signalées par un astérisque dans le tableau, et sur les figures I-3, elles sont représentées avec une bande de dispersion correspondant à un seul écart normal. Comme le montre

le tableau 5, la meilleure description de la dépendance angulaire dans chaque intervalle considéré est obtenue à l'aide d'un binôme de forme $(a_0 + a_1 \cos \theta)$. L'utilisation de ces polynômes a permis d'obtenir des valeurs de σ^-/σ^+ aux points 0° et 180° pour neuf valeurs de l'énergie des photons dans l'intervalle 160-200 MeV. L'emploi de ces données et des données sur les mésons π^+ nous a permis de déterminer l'amplitude d'onde S de la photoproduction des mésons π^- sur le neutron $E_{0+}(\pi^-)$ et la combinaison des amplitudes d'ondes $p - \Delta(\pi^-)$. Le tableau 6 représente ces amplitudes en fonction du carré de la quantité de mouvement du pion.

Tableau 5

Résultats de l'approximation
des distributions angulaires σ^-/σ^+ par les polynômes
selon $\cos \theta$ (les coefficients sont en unités 10^{-30} cm^2)

E_γ	a_0	a_1	a_2	μ	$\mu/n-m$	$n-m$	$P(\chi^2 > M)$
160 MэВ	$1,27 \pm 0,07$	$-0,08 \pm 0,02$		0,115	0,06	2	0,95
	$1,28 \pm 0,09$	$0,11 \pm 1,12$	$-0,06 \pm 0,4$	0,09	0,09	1	0,764
165 MэВ	$1,42 \pm 0,06$	$-0,15 \pm 0,03$		0,642	0,321	2	0,722
	$1,4 \pm 0,06$	$-0,03 \pm 0,19$	$-0,04 \pm 0,06$	0,246	0,246	1	0,617
170 MэВ	$1,37 \pm 0,02$	$-0,15 \pm 0,02$		15,17	1,971	9	0,09
	$1,37 \pm 0,02$	$-0,1 \pm 0,06$	$-0,02 \pm 0,02$	14,53	1,921	8	0,070
175 MэВ	$1,29 \pm 0,04$	$-0,13 \pm 0,03$		2,09	0,96	4	0,730
	$1,3 \pm 0,04$	$-0,05 \pm 0,09$	$-0,04 \pm 0,05$	1,44	0,59	3	0,700
180 MэВ	$1,34 \pm 0,02$	$-0,16 \pm 0,02$		11,83	0,99	12	0,460
	$1,34 \pm 0,02$	$-0,15 \pm 0,04$	$-0,006 \pm 0,02$	11,78	1,04	11	0,370
185 MэВ	$1,27 \pm 0,04$	$-0,12 \pm 0,04$		6,66	3,38	2	0,033
	$1,26 \pm 0,04$	$-0,07 \pm 0,07$	$-0,03 \pm 0,04$	6,08	6,12	1	0,014
190 MэВ	$1,28 \pm 0,08$	$-0,16 \pm 0,05$		0,486	0,34	1	0,403
	$1,28 \pm 0,07$	$-0,13 \pm 0,13$	$-0,01 \pm 0,07$	6,67	—	0	—
195 MэВ	$1,23 \pm 0,04$	$-0,14 \pm 0,03$		1,974	0,666	3	0,572
	$1,23 \pm 0,07$	$-0,13 \pm 0,07$	$-0,002 \pm 0,05$	1,972	1,000	2	0,368
200 MэВ	$1,31 \pm 0,02$	$-0,19 \pm 0,02$		16,65	2,16	10	0,080
	$1,29 \pm 0,02$	$-0,21 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,03$	16,60	2,22	11	0,055

Tableau 6

Amplitudes $E_{0+}(\pi^-)$ et $\Delta(\pi^-)$ en fonction de q^2

q^2	$-E_{0+}(\pi^-) \cdot 10^{15} \text{cm}$	$\Delta(\pi^-) \cdot 10^{15} \text{cm}$
0	$4,60 \pm 0,07$	$0,04 \pm 0,07$
0,09	$4,70 \pm 0,04$	$0,23 \pm 0,04$
0,151	$4,68 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,04$
0,208	$4,66 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,04$
0,264	$4,63 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,04$
0,329	$4,58 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,04$
0,387	$4,53 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,04$
0,447	$4,48 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,04$
0,507	$4,42 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,04$
0,570	$4,32 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,04$

3. LES AMPLITUDES ISOTOPIQUES

Les valeurs de seuil des amplitudes de la photoproduction des mésons π^+ et π^- citées plus haut, tirées de nos données expérimentales et des données de Govorkov sur les mésons π^0 qui ont été obtenues dans le même accélérateur¹⁴⁾, donnent à l'amplitude de seuil E_{0+} la structure isotopique suivante :

$$E_{0+} : E_{0+}^{(0)} = -(0,18 \pm 0,08) \cdot 10^{-15} \text{cm} \quad E_{0+}^{(-)} = (3,02 \pm 0,08) \cdot 10^{-15} \text{cm} \\ E_{0+}^{(+)} = -(1,08 \pm 0,13) \cdot 10^{-15} \text{cm}$$

Des valeurs de seuil, portées au tableau 3, on peut tirer la structure isotopique suivante : $E_{0+}^{(0)} = -(0,15 \pm 0,05) \cdot 10^{-15} \text{cm}$
 $E_{0+}^{(-)} = (3,00 \pm 0,05) \cdot 10^{-15} \text{cm} \quad E_{0+}^{(+)} = -(0,11 \pm 0,11) \cdot 10^{-15} \text{cm}$

Pour déterminer la dépendance énergétique des parties isotopiques des amplitudes E_{0+} et Δ , on a utilisé les valeurs empiriques $E_{0+}(\pi^+)$, $E_{0+}(\pi^-)$, $\Delta(\pi^+)$ et $\Delta(\pi^-)$ pour les mêmes quantités de mouvement du méson q . Les résultats figurent au tableau 7.

Tableau 7

Composantes isotopiques des amplitudes E_{0+} et Δ en fonction de q^2

q^2	$-E_{0+}^{(0)} \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-1}$	$E_{0+}^{(1)} \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-1}$	$-\Delta^{(1)} \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-1}$	$\Delta^{(0)} \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-1}$
0	$0,19 \pm 0,03$	$3,06 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,03$	$0 \pm 0,03$
0,09	$0,23 \pm 0,02$	$3,09 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,02$
0,151	$0,23 \pm 0,02$	$3,08 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$
0,208	$0,23 \pm 0,02$	$3,07 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$
0,264	$0,22 \pm 0,02$	$3,05 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$
0,329	$0,22 \pm 0,02$	$3,02 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$
0,387	$0,21 \pm 0,02$	$3,00 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$
0,447	$0,20 \pm 0,02$	$2,96 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$
0,507	$0,20 \pm 0,02$	$2,93 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$
0,570	$0,19 \pm 0,02$	$2,89 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$

4. ANALYSE EN AMPLITUDE DES DONNEES SUR LA PHOTOPRODUCTION DES PIONS PAR DES PHOTONS POLARISES LINEAIREMENT

La section efficace de photoproduction des mésons π^+ par des photons polarisés perpendiculairement au plan de production ne dépend pas explicitement de l'amplitude de l'échange d'un seul pion et se présente sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{q}{k} (a_0 + a_1 \cos\theta + a_2 \cos^2\theta + \dots)$$

La valeur de l'asymétrie $A = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$ présente, avec $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ la relation $\frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega}(\theta) = (1+A) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, $(d\sigma/d\Omega)(\theta)$ étant la section efficace différentielle de photoproduction des pions par des photons non polarisés et σ_{\parallel} la section de photoproduction des pions par des photons polarisés parallèlement au plan de production. En utilisant nos données pour $(d\sigma/d\Omega)(\theta)$ et les données de Grilli et autres¹⁵⁾ pour A, nous avons obtenu

$\frac{d\sigma^+}{d\Omega}(\theta)$ pour des énergies des photons de 210 MeV et 225 MeV. L'approximation de $\frac{d\sigma^+}{d\Omega}$ par des polynômes du type (5) a fait apparaître que la meilleure description de la dépendance angulaire est obtenue avec un trinôme dont les coefficients figurent au tableau 8.

Tableau 8

E_γ MeV	$a_0 \cdot 10^{30} \text{cm}^2$	$a_1 \cdot 10^{30} \text{cm}^2$	$a_2 \cdot 10^{30} \text{cm}^2$
210	$18,0 \pm 0,92$	$-3,0 \pm 0,67$	$-5,3 \pm 1,3$
225	$15,8 \pm 1,0$	$-2,2 \pm 0,7$	$-3,6 \pm 1,4$

Les résultats obtenus confirment une fois de plus la conclusion que les pions sont produits principalement dans les états ayant un moment orbital $l \leq 1$. Dans ce cas :

$$\begin{aligned} a_0 &= E_{0+}^2 + (2M_{1+} + M_{1-})^2 \\ a_1 &= 2E_{0+}(M_{1+} - M_{1-} + 3E_{1+}) \\ a_2 &= 3(M_{1+} + E_{1+})(3E_{1+} - M_{1+} - 2M_{1-}) \end{aligned}$$

A partir des coefficients A_i , on a déterminé l'amplitude électrique dipolaire d'onde S $E_{0+}(\pi^+)$, la combinaison des amplitudes d'ondes p $\Delta(\pi^+) = (M_{1+} - M_{1-} + 3E_{1+})$ et la combinaison des amplitudes magnétiques dipolaires d'ondes p $2M_{1+} + M_{1-}$.

Au tableau 9 figurent leurs valeurs pour des énergies $E_\gamma = 210$ MeV et 225 MeV.

Tableau 9

Energie des photons	210 MeV		225 MeV	
	$\mu_S \frac{d\sigma^+}{d\Omega}(\theta)$	$\mu_S \frac{d\sigma^+}{d\Omega}(0^\circ)$	$\mu_S \frac{d\sigma^+}{d\Omega}(\theta)$	$\mu_S \frac{d\sigma^+}{d\Omega}(180^\circ)$
$E_{0+} \cdot 10^{18} \text{cm}^2$	$3,5 \pm 0,2$	$3,71 \pm 0,04$	$3,6 \pm 0,2$	$3,76 \pm 0,07$
$\Delta = (M_{1+} - M_{1-} + 3E_{1+})$	$-0,4 \pm 0,2$	$-0,39 \pm 0,04$	$-0,3 \pm 0,2$	$-0,53 \pm 0,07$
$(2M_{1+} + M_{1-}) \cdot 10^{18} \text{cm}^2$	$-2,3 \pm 0,4$	—	$-1,9 \pm 0,5$	—

Sur ce même tableau sont portées, à titre de comparaison, les valeurs de $E_{0+}(\pi^+)$ et de $\Delta(\pi^+)$ tirées de $(d\sigma/d\Omega)(\theta^\circ)$ et $(d\sigma/d\Omega)(180^\circ)$. Comme le montre ce tableau, les amplitudes correspondantes concordent bien entre elles, celles déterminées par l'expérience avec des photons non polarisés étant, pour le moment, sensiblement précises.

5. EXAMEN DES RESULTATS

Les valeurs de seuil du carré de l'amplitude de la photoproduction des pions chargés, obtenues en partant d'une invariance de jauge et de l'hypothèse de la conservation partielle du courant axial¹⁶⁾ sont égales à $\frac{\kappa}{q} \frac{dS}{d\Omega}(\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n) = 15,6 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ et $\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1,28$. ce qui concorde avec nos valeurs $(15,97 \pm 0,30) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ et $\frac{\sigma}{\sigma_0} = (1,25 \pm 0,15)$ et avec les valeurs $(16,30 \pm 0,18) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ et $\frac{\sigma}{\sigma_0} = (1,22 \pm 0,08)$, obtenues par analyse de toutes les données expérimentales connues dans la gamme d'énergie voisine du seuil.

En comparant les valeurs de seuil théoriques et les valeurs expérimentales E_{0+} présentées ci-dessus, nous obtenons, pour la constante de couplage pion-nucléon, des valeurs concordantes entre elles pour les mésons π^+ et π^- :

$$\begin{aligned} f_{\pi^+}^2 &= 0,082 \pm 0,002 & \text{ et } & f_{\pi^-}^2 = 0,080 \pm 0,010 & \text{ (résultats de} \\ & & & & \text{l'Institut Lebedev)} \\ f_{\pi^+}^2 &= 0,084 \pm 0,001 & \text{ et } & f_{\pi^-}^2 = 0,079 \pm 0,005 & \text{ (résultats du traitement} \\ & & & & \text{de toutes les données).} \end{aligned}$$

ce qui confirme la justesse de nos idées sur la photoproduction des pions sur le deutérium.

A partir des amplitudes de seuil $E_{0+}(\pi^-)$ et $E_{0+}(\pi^+)$ on a également obtenu deux évaluations indépendantes de la valeur de la différence S des longueurs de dispersion ($a_1 - a_3$). Pour ce faire, on a utilisé le rapport entre les paramètres de la physique mésonique des basses énergies :

$$E_{0+}^2(\pi^-) = \frac{\sigma^-}{\sigma^+} \cdot E_{0+}^2(\pi^+) = \frac{(a_1 - a_3)^2}{g} \cdot \frac{\beta_0}{K_{\text{seuil}}} \cdot \frac{\lambda^2}{P}$$

où K_{seuil} représente l'énergie de seuil de la photoproduction des pions dans le système du centre de masse, égale à 0,928, β_0 la vitesse du méson π^0 formé par échange de charge du méson π^- arrêté/proton, égale à 0,207, et P le rapport de Panovskii.

De la valeur de seuil $E_{0+}^2(\pi^-)$ et de la valeur du rapport de Panovskii qui est aujourd'hui bien connue¹⁷⁻¹⁸), on a tiré la valeur de $(a_1 - a_3) = 0,247 \pm 0,006$.

La deuxième évaluation a été tirée de la valeur de seuil $E_{0+}^2(\pi^+)$ et de la valeur théorique $\sigma^-/\sigma^+ = 1,28$ au seuil. Elle s'est révélée égale à $(0,253 \pm 0,005)$. Les évaluations $(a_1 - a_3)$ obtenues sont portées au tableau 10, où figurent également 3 autres valeurs. La première (ligne 3) résulte de l'approximation de la dépendance énergétique des données expérimentales sur la diffusion élastique π^+p et π^-p aux faibles énergies¹⁹). La quatrième valeur du tableau 10 $(a_1 - a_3) = 0,291 \pm 0,013$ résulte de l'analyse, par la méthode des moindres carrés, des sections efficaces expérimentales transversales complètes de la diffusion avec échange de charge $\pi^-p \rightarrow n + \pi^0$ aux faibles énergies²⁰). La cinquième valeur du tableau 10 $(a_1 - a_3) = 0,292 \pm 0,020$ résulte de l'analyse des données expérimentales sur la diffusion élastique $\pi^\pm p$ pour toutes les énergies, jusqu'aux ultra hautes, à l'aide des relations de dispersion combinées avec les règles de sommes²¹).

Tableau 10

Valeurs de $a_1 - a_3$ obtenues à partir
de la photoproduction et de la diffusion $\pi^\pm p$

	Mode de détermination	$a_1 - a_3$	Auteurs
1	$\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$ au seuil	$0,247 \pm 0,006$	Institut Lebedev
2	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ et $\sigma^-/\sigma^+ = 1,28$ au seuil	$0,253 \pm 0,005$	Institut Lebedev
3	$\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$ aux faibles énergies	$0,265 \pm 0,009$	[19]
4	$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ aux faibles énergies	$0,291 \pm 0,013$	[20]
5	$\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$ sous 0 aux hautes énergies	$0,292 \pm 0,020$	[21]

Les valeurs de $(a_1 - a_3)$ qui figurent au tableau 10 ne sont pas compatibles : la valeur pondérée moyenne $\langle a_1 - a_3 \rangle$ est égale à 0,256 lorsque $\chi_0^2 = M = 14,2$ pour un nombre de degrés de liberté $n - m = 4$ et $P(\chi^2 > M) = 0,007$. Cela peut être dû soit à des causes profondes liées à la physique des phénomènes, soit à des erreurs systématiques dont on n'a pas tenu compte.

La valeur qui résulte de l'analyse de la diffusion avec échange de charge aux faibles énergies comprend les coefficients de correction déterminés par la capture radiative du méson π^- par le proton. En outre, Hamilton²²⁾ indique que, par approximation des sections efficaces transversales entières de l'échange de charge à partir de quatre expériences à faible énergie, on peut obtenir $(a_1 - a_3) = 0,266$. Cette dernière circonstance montre la nécessité de mener de nouvelles expé-

riences précises sur la diffusion avec échange de charge aux faibles énergies.

La concordance de la troisième valeur de $(a_1 - a_3)$ avec les valeurs obtenues à partir de la photoproduction à l'aide du rapport de Panovskii et d'un bilan détaillé, répond bien à l'idée que le méson π^0 est un triplet isotopique. Cependant, la troisième valeur ne concorde pas avec la cinquième. Il est possible que dans le calcul de cette dernière, on aurait dû tenir compte des processus de radiation, mais il est plus vraisemblable que la divergence s'explique par l'indétermination, dont il n'a pas été tenu compte, des sections efficaces transversales entières de la diffusion élastique $\pi^\pm p$ aux moyennes et hautes énergies. En tout cas, de nouvelles expériences sont indispensables pour l'étude de la diffusion $\pi^\pm p$ à des énergies élevées.

A notre avis, si on considère que les divergences sont dues à une imperfection des expériences et non à des causes physiques profondes, la vraie valeur de $(a_1 - a_3)$ doit être plus proche des chiffres obtenus à partir de la photoproduction et du rapport de Panovski, puisqu'ils sont les plus précis, et que les indéterminations théoriques possibles dues à l'approximation des quantités de mouvement ou à la valeur théorique σ^-/σ^+ sont plus petites que les erreurs citées.

Les composantes isotopiques de l'amplitude E_{0+} citées au paragraphe 3 ont permis de déterminer l'amplitude de la photoproduction des mésons π^0 sur les neutrons dans l'état S :

$$\sigma_{\pi^0, n}^0 = (0,03 \pm 0,12) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2.$$

Comme il fallait s'y attendre, la probabilité de photoproduction des mésons π^0 sur les neutrons dans l'état S est inférieure à la probabilité de photoproduction sur les protons. Malheureusement, les erreurs dans $E_{0+}(n\pi^0)$ sont grandes, à cause de l'imprécision de la valeur $E_{0+}(p\pi^0)$.

La dépendance énergétique des amplitudes de photoproduction des pions chargés E_{0+} et Δ et de leurs composantes isotopiques doit être analysée en fonction des relations de dispersion. Nous noterons ici que, comme l'indiquent les tableaux 1 et 7, les amplitudes E_{0+} d'ondes S pour les mésons π^+ et π^- sont presque constantes dans l'intervalle d'énergie considéré et ne diminuent que de 12% depuis le seuil jusqu'à 230 MeV. Le rapport $\frac{E_{0+}(\eta^-)}{E_{0+}(\pi^+)}$ est également constant et égal approximativement à 1,1, ce qui concorde avec la valeur calculée dans l'approximation de Born. Comme le montre le rapport $\frac{\Delta(\pi^+)}{E_{0+}(\pi^+)}$, la valeur de l'amplitude $\Delta(\pi^+)$ qui détermine la contribution des amplitudes d'ondes P dans la photoproduction des mésons π^+ pour des angles de 0° et 180° , ne dépasse pas 8% de la valeur de l'onde S quand $E_\gamma = 200$ MeV, et 15% quand $E_\gamma = 220$ MeV.

Le rapport $\frac{\Delta(\pi^-)}{E_{0+}(\pi^-)}$ pour la photoproduction des pions négatifs croît plus brusquement lorsque l'énergie augmente : quand $E_\gamma = 160$ MeV le rapport s'établit à $\sim 5\%$ et quand $E_\gamma = 200$ MeV, il atteint $\sim 15\%$. Ainsi, l'amplitude $\Delta(\pi^-)$ pour la photoproduction des mésons π^- est approximativement deux à trois fois plus grande que l'amplitude correspondante pour les mésons π^+ .

Une analyse en amplitude plus détaillée nécessite l'inclusion des résultats des expériences de polarisation. Jusqu'à présent, ces résultats sont peu nombreux, et comme on l'a déjà vu, la précision des amplitudes qu'on peut en tirer est inférieure à celle des amplitudes déterminées à partir des données sur la photoproduction par des photons non polarisés.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) M.I. Adamovich, V.G. Larionova, R.A. Latypova, S.P. Kharlamov et F.R. Yagudina, Physique nucléaire T.7. fasc. 5, 1072-1085 (1968).
- 2) M.I. Adamovich, V.G. Larionova, A.I. Lebedev, S.P. Kharlamov et F.R. Yagudina, Physique nucléaire T.2. fasc. 1, 135 (1965).
- 3) M.I. Adamovich, E.G. Gorzhevskaja, V.G. Larionova, V.M. Popova, S.P. Kharlamov et F.R. Yagudina, JETP T.38. fasc. 4 (1960).
- 4) E.L. Goldwasser, G. Ascoli, V.E. Kruse, T.C.H. Park, T.D. Simpson, W.P. Swanson et T.S. Yoon, Travaux de la 12^e Conférence internationale sur la Physique des Particules de haute Energie, Dubna (1964), T.I., 821.
- 5) W.P. Swanson, D.C. Gates, T.E. Jenkins and R.W. Kenney, Phys. Rev. 137, 1188 (1965).
- 6) M. Beneventano, G. Bernardini, D. Carlson-Lee, G. Stoppini and Z. Tau, Nuovo Cimento 4, 323 (1956); Nuovo Cimento 10, 1109 (1958).
- 7) J. Pine and M.J. Bazin, Phys. Rev. 132, 2735 (1963).
- 8) R.S. White, M.J. Jacobson and A.G. Schulz, Phys. Rev. 88, 836 (1952).
- 9) M. Sands, J.G. Teasgale and R.L. Walker, Phys. Rev. 95, 592 (1954).
- 10) J.P. Burg and J.K. Walker, Phys. Rev. 132, 447 (1963).
- 11) W.R. Hogg and E.H. Belamy, Proc. Phys. Soc. 72, 895 (1958).
- 12) J.G. Rutherglen and J.K. Walker, Proc. Phys. Rev. 76, 430 (1960).
- 13) D. Carlson-Lee, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 334 (1958).
- 14) B.B. Govorkov, S.P. Denisov, et E.V. Minarik, Physique nucléaire T.4. fasc. 9 (1966).

- 15) M.A. Grilli, M. Nigro, E. Schiavuta, F. Soso, P. Spillantini and V. Valente, Preprint LNP, 67/18 Fraskati (1967).
P. Gorenstein, M. Grilli, F. Soso, P. Spillantini, M. Nigro, E. Schiavuta and V. Valente, Phys. Letters 23, 394 (1966).
- 16) S. Ragusa, Nuovo Cimento 51, A, 118 (1967).
- 17) V.T. Cocconi, T. Tazzini, G.F. Fidecaro, M. Legres, N.H. Lipman, and A.W. Merrison, Nuovo Cimento 22, 494 (1961).
- 18) J.W. Ryan, Phys. Rev. 130, 1554 (1963).
- 19) J. Hamilton and W.S. Woolcock, Phys. Rev. 118, 291 (1960).
J. Hamilton and W.S. Woolcock, Rev. Mod. Phys. 35, 737 (1963).
- 20) R.A. Donald et al., Proc. Phys. Soc. 87, 445 (1966).
- 21) V.K. Samaranayake and W.S. Woolcock, Phys. Rev. Letters 15. 24, 936 (1965).
- 22) J. Hamilton, Phys. Letters 20, 6, 687 (1966).

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 1-3 : Distributions angulaires σ^-/σ^+ (θ) pour neuf valeurs déterminées de l'énergie des photons.

- X - ouvrage /4/
- ▼ - " /5/
- ▽ - " /6/
- - " /7/
- + - " /8/
- ▲ - " /9/
- - " /10/
- - " /11/
- △ - " /12/
- - " /13/

===== - courbe empirique, avec

bande de dispersion.

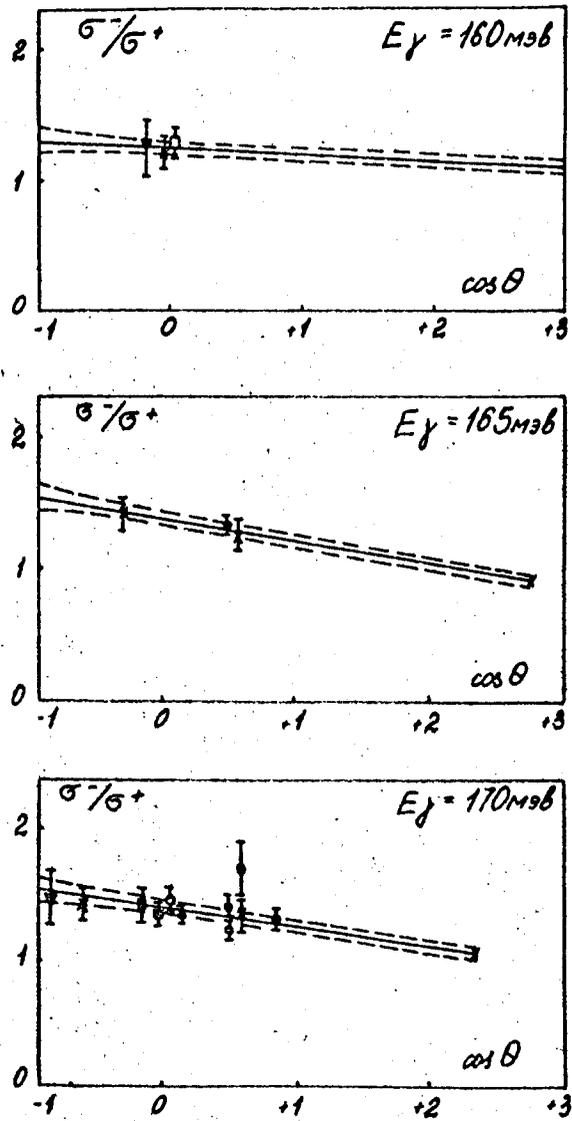


Fig. 1

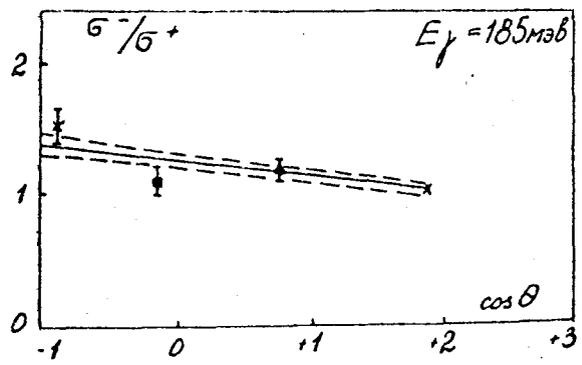
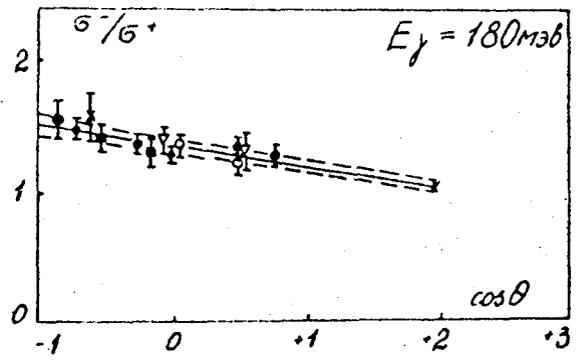
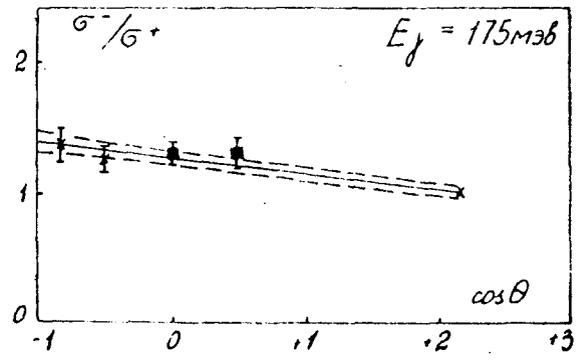


Fig. 2

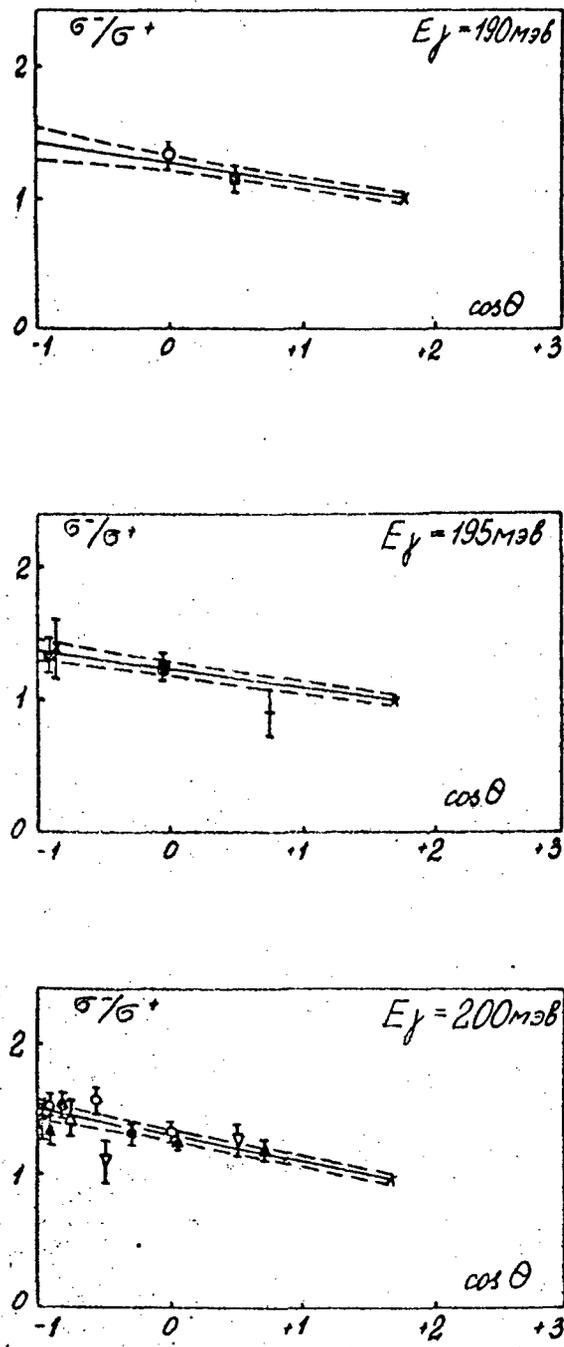


Fig. 3