

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100540

ACADEMIE DES SCIENCES DE L'URSS
INSTITUT DE PHYSIQUE LEBEDEV, MOSCOU 1968

Prétirage No. 40

APPROXIMATION DE LA DEPENDANCE ANGULAIRE ET ENERGETIQUE DE LA
SECTION EFFICACE DE PHOTOPRODUCTION DES MESONS π^+ SUR LES
PROTONS DANS LA GAMME D'ENERGIE VOISINE DU SEUIL

par

M.I. Adamovich, V.G. Larionova, R.A. Latypova,
C.P. Kharlamov, F.R. Yagudina

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

(CERN Trans. 68-18)

Genève
Novembre 1968

SOMMAIRE

La forme de la dépendance énergétique de la section efficace différentielle de photoproduction des mésons π^+ a été déterminée pour sept angles ϑ donnés dans le système du centre de masses pour l'intervalle d'énergie des photons compris entre le seuil et 200 MeV. On a obtenu la valeur de seuil du carré de l'amplitude électrique dipolaire $E_{0+}^2 = (16,0 \pm 0,30) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$. On a effectué un traitement statistique analogue commun de nos données et de celles d'autres études.

L'analyse des distributions angulaires montre l'influence considérable de l'interaction directe entre le photon et le courant mésonique sur la forme des distributions angulaires dans la gamme d'énergie allant jusqu'à 230 MeV.

Par l'extrapolation des distributions angulaires au pôle à pion unique $\cos \vartheta = 1/\beta$, on a obtenu une valeur de la constante du couplage pion-nucléon $f^2 = (0,07 \pm 0,01)$.

1. INTRODUCTION

Le présent article est consacré à la présentation des résultats du traitement statistique des données expérimentales sur la photoproduction des mésons π^+ dans la gamme d'énergie voisine du seuil. On a analysé les sections efficaces différentielles de photoproduction que nous avons publiées dans des articles antérieurs^{1,2}). Le traitement statistique des données expérimentales est fondé sur la méthode des moindres carrés.

Conformément à la théorie phénoménologique de photoproduction des pions, la dépendance énergétique de la section efficace pour un angle donné ϑ , dans le système du centre des masses, dans la gamme d'énergie voisine du seuil $q < 1$ (q est l'impulsion du pion dans le système du centre de masses) peut être représentée par un polynôme de puissance en q contenant un nombre limité de termes.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{q}{K} \sum_{i=0} a_i q^i,$$

où K est l'impulsion du photon dans le système du centre de masses.

Conformément à la théorie phénoménologique, on peut représenter la dépendance angulaire de la section efficace différentielle transversale par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \sum_{i=0}^{m-1} a_i \cos^i \vartheta.$$

Cependant, pour les pions chargés la distribution angulaire peut être représentée par la somme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \sum_{i=0}^{m-1} a_i \cos^i \vartheta + \left[\frac{b+c \cos \vartheta}{1-\beta \cos \vartheta} + \frac{d+e \cos \vartheta}{(1-\beta \cos \vartheta)^2} \right] \sin^2 \vartheta,$$

où le dernier terme est déterminé par l'interaction directe entre le photon et le courant mésonique. C'est pourquoi, pour analyser les données expérimentales, il est plus commode de développer en série selon $\cos \vartheta$, non pas $d\sigma/d\Omega$, mais la fonction $(1-\beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)$.

Ainsi, pour décrire les dépendances énergétique et angulaire dans la gamme voisine du seuil, on peut utiliser les polynômes de forme

$\eta(x) = \sum_{K=0}^{m-1} a_K x^K$, où x est soit q soit $\cos \vartheta$ et où $\eta(x)$ peut être $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$, $(d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ ou $(1-\beta \cos \vartheta)^2(d\sigma/d\Omega)$. Les estimations des coefficients peuvent être obtenues en résolvant le système de m équations $dX^2/da_K = 0$, où

$$X^2 = \sum_{i=1}^n W_i \left[y(x_i) - \sum_{K=0}^{m-1} a_K x_i^K \right]^2 .$$

n représente le nombre de points expérimentaux, W_i le poids statistique de la $i^{\text{ème}}$ mesure.

A l'avenir, nous désignerons le minimum Y_m^2 par M_m .

Les calculs ont été effectués avec une machine à calculer électronique M-20.

Les dispersions des coefficients ont été définies à partir des éléments diagonaux de la matrice des erreurs $\sigma_{KK}^2 = g_{KK}^{-1}$, où g_{KK}^{-1} est la matrice inverse du système $dX^2/da_K = 0$. L'analyse a été faite dans différentes hypothèses concernant le degré maximum du polynôme $m-1$. Pour choisir celui-ci, on s'est servi du critère de Fischer qui a montré que, pour améliorer la description des résultats expérimentaux, le degré du polynôme doit être augmenté d'une unité. Le degré du polynôme a été augmenté dans le cas où la probabilité tabulaire correspondant à celle obtenue,

$$Q = F_{1, n-m} = \frac{M_{m-1} - M_m}{M_m} (n-m)$$

dépassait 85%.

En plus de ce critère, on en a utilisé deux autres : l'un d'eux est fondé sur le principe de Gauss et implique un minimum de la forme quadratique

$$m = \frac{M_m}{n-m} = \sum_{i=1}^n \frac{W_i \left[y(x_i) - \sum_{K=0}^{m-1} a_K x_i^K \right]^2}{n-m} .$$

Le second repose sur les considérations suivantes : l'augmentation du degré maximum du polynôme est justifiée seulement tant que son dernier coefficient est notablement différent de 0. C'est pourquoi le processus de

recherche des coefficients du polynôme a été interrompu au degré m quand il était très probable que, dans le polynôme de degré m+1, le dernier coefficient serait nul. Cette probabilité a été déterminée d'après le critère de Student $t = (a_m - d)/\sigma_m$, où a_m est l'estimation du dernier coefficient, correspondant à un degré m-1 du polynôme $\alpha = 0$ et σ_m représente la dispersion du coefficient. Conformément à ce critère, on a admis que le coefficient m est nul si $t \leq 1$.

Tous les critères examinés pour choisir le meilleur polynôme ont donné des résultats identiques.

Le traitement statistique des données expérimentales exige une analyse détaillée des erreurs de l'expérience. Les résultats obtenus sont avant tout influencés par l'erreur statistique des mesures du débit des pions.

En outre, des mesures isolées sont influencées par les erreurs dans la détermination de l'angle solide, de la densité de la matière de la cible, de la limite maximum du spectre des quanta-gamma, etc. Cette imprécision se présente comme une erreur systématique pour un laboratoire donné, cependant elle prend le caractère d'un écart aléatoire s'il s'agit de comparer ou de traiter conjointement des données obtenues dans divers laboratoires. C'est pourquoi, dans l'analyse, on doit également tenir compte de l'erreur de ces mesures.

2. DETERMINATION DE LA FORME DE LA DEPENDANCE ENERGETIQUE
DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES DE PHOTOPRODUCTION
DES MESONS π^+ DANS L'HYDROGENE

L'approximation de la dépendance énergétique de la valeur $K/q \, d\sigma/d\Omega$ a été réalisée dans un intervalle étroit d'énergie des photons, c'est-à-dire du seuil à 200 MeV ($q = \leq 0,75$), où on peut considérer comme valable la description des amplitudes multipolaires par les premiers termes de leur développement en série selon q. Dans ce cas, les carrés des amplitudes individuelles n'apporteront une contribution à la section différentielle que sous la forme de termes quadratiques selon l'impulsion q du méson. Les termes interférentiels qui sont des produits d'amplitudes partielles par différents moments orbitaux l , peuvent donner des carrés sous forme de coefficients pour les puissances impaires de q. Cela permet, à partir des rapports entre les coefficients du polynôme, obtenus par le

traitement statistique des résultats expérimentaux, de juger de la contribution relative, des différentes amplitudes partielles dans la section efficace différentielle. C'est pourquoi l'approximation des données expérimentales a été faite tant à l'aide de polynômes $(K/q)(d\sigma/d\Omega) = \sum_0^{m-1} a_K^K q^K$ (type "A"), qu'à l'aide des polynômes $(K/q)(d\sigma/d\Omega) = \sum_0^{m-1} a_K^{2K} q^{2K}$ (type "B").

Dans l'analyse, nous avons utilisé nos valeurs expérimentales $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$ pour sept angles de sortie du pion donnés dans le système du centre des masses ($22^\circ, 33^\circ, 48^\circ, 58^\circ, 73^\circ, 83^\circ, 96^\circ$), dans un intervalle d'énergie des photons de 165 à 200 MeV, et aussi les données que nous avons obtenues en irradiant une pellicule de polyéthylène avec des photons de 152 à 160 MeV (fig. 1-4). Les résultats de l'approximation des données expérimentales figurent dans les tableaux (1-2). Sur ces tableaux sont portées les évaluations des coefficients a_K , les paramètres m et $n-m$, les valeurs M et $M/n-m$, les valeurs de Q , et aussi la probabilité pour que la grandeur Y^2 puisse avoir une valeur supérieure à la valeur M que nous avons obtenue.

Comme on peut le voir d'après les tableaux où les meilleures descriptions sont signalées par un astérisque, dans tous les cas les données expérimentales sont aussi bien décrites par le binôme du type "A" que par celui du type "B". L'analyse des données obtenues a fait apparaître que, du point de vue statistique, les polynômes "A" et "B" ont la même valeur. C'est pourquoi, pour dégager le meilleur type de binôme, nous employons le procédé suivant.

Toutes les évaluations du premier coefficient a_0 dans les polynômes qui décrivent la dépendance expérimentale $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$ pour des angles ϑ donnés, sont des évaluations d'une seule et même valeur du carré de l'amplitude énergétique dipolaire $E_{0+}^2 = a_0 = (K/q)(d\sigma/d\Omega)|_{q=0}$ et, par conséquent, doivent être statistiquement compatibles. La vérification a montré que la probabilité de compatibilité des valeurs a_0 , obtenues à partir des polynômes du type "A", est égale à 0,003, tandis que pour les valeurs a_0 , obtenues à partir des polynômes de deuxième espèce, cette probabilité est de 0,24.

Aussi, conformément aux considérations exposées plus haut, la description de la dépendance énergétique de la photoproduction des mésons π^+

dans la gamme $q \leq 0,75$ par des binômes quadratiques selon q , se révèle plus satisfaisante. Sur la fig. 1-4 ces binômes sont représentés en même temps que la bande de dispersion correspondant à un seul écart normal.

L'examen simultané de nos données et de celles d'autres laboratoires⁴⁻¹⁰) a permis d'évaluer la concordance de toutes les données sur la photoproduction des mésons π^+ dans la gamme voisine du seuil et d'obtenir même à condition qu'il y ait compatibilité, la dépendance énergétique de $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$ pour un plus grand nombre d'angles. Ce traitement de la totalité des données sur la photoproduction des mésons π^+ a été réalisée pour 12 angles ϑ_{sum} ($22^\circ, 33^\circ, 50^\circ, \vartheta = \arccos(K\omega - 0,93)/Kq, 75^\circ, 83^\circ, 90^\circ, 102^\circ, 113^\circ, 123^\circ, 146^\circ, 160^\circ$). Conformément aux considérations exposées plus haut, on a tenu compte, en traitant les résultats des mesures, de toutes les erreurs citées dans les études. Ainsi qu'il ressort des valeurs $P(X^2 > M)$ pour les meilleures approximations, toutes les données expérimentales sont compatibles, avec un degré de certitude supérieur à 10%. Ainsi les résultats obtenus dans différents laboratoires, pour l'intervalle d'énergie des photons compris entre le seuil et 200 MeV, concordent assez bien. Des résultats de ce traitement, portés dans les tableaux (3-4) il ressort également que les meilleures descriptions de la dépendance énergétique sont donnés pour $\vartheta < 90^\circ$ par un binôme quadratique selon q , pour 90° par une constante et pour $\vartheta = 90^\circ$ par un trinôme quadratique selon q . Ces résultats concordent avec ceux de la théorie de la dispersion selon laquelle dans la région où $q \ll 1$, $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$ dépend fortement de q aux petits angles ϑ , tandis que pour les angles $\vartheta > 90^\circ$ sa dépendance de q est presque nulle. Les courbes qui donnent les meilleures descriptions des dépendances énergétiques expérimentales $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$, sont tracées sur les figures (5-10) en lignes continues. Les lignes pointillées représentent la bande de dispersion qui correspond à un seul écart normal. De même que pour le traitement de nos seules données, l'approximation faite à l'aide des polynômes du type "A" donne des valeurs incompatibles de $(K/q)(d\sigma/d\Omega)|_{q=0}$ pour différents angles. Ainsi, la dépendance énergétique des sections efficaces différentielles transversales des pions positifs sur l'hydrogène, dans l'intervalle des valeurs $q \leq 0,75$, est décrite par des polynômes en q^2 . Cela donne à penser que l'interférence SP n'apporte pas une contribution considérable dans cette gamme d'énergie.

L'étude de la dépendance énergétique de $(K/q)(d\sigma/d\Omega)$ a permis de tirer de nos données des renseignements précieux sur la valeur de seuil du carré de l'amplitude électrique dipolaire de la photoproduction des mésons π^+ $E_0^2 \Big|_{q=0} = (16,0 \pm 0,30) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$. La valeur analogue, définie à partir des données réunies est $= (16,3 \pm 0,18) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$.

Les valeurs obtenues confirment une fois encore la bonne concordance de nos données avec celles des autres études. Il convient d'avoir présent à l'esprit que les deux estimations $E_0^2 \Big|_{q=0}$ contiennent une erreur due à l'imprécision de l'étalonnage du flux d'énergie des photons. Ainsi, l'erreur aléatoire est inférieure à l'erreur systématique du résultat.

3. DETERMINATION DE LA FORME DE LA DEPENDANCE ANGULAIRE DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES DE LA PHOTOPRODUCTION DES MESONS π^+ SUR LES PHOTONS

On a effectué l'analyse des distributions angulaires pour seize valeurs données de l'énergie des photons variant entre 154 et 230 MeV. Comme on l'a déjà montré, la détermination approchée des distributions angulaires $(d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ et $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ a été faite à l'aide de polynômes de puissance. Dans le dernier cas, le traitement a été effectué tant en comptant la valeur de $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ au pôle $\cos \vartheta = 1/\beta$ parmi les points expérimentaux, que sans tenir compte du pôle. Les résultats de l'approximation figurent aux tableaux 5, 6, 7, où sont portés les coefficients correspondants et tous les paramètres nécessaires à l'analyse. L'analyse statistique a permis de choisir les polynômes qui décrivent le mieux les distributions angulaires. Ces polynômes sont marqués d'un astérisque dans les tableaux. La comparaison des résultats des tableaux 5 et 6 fait apparaître que, pour une énergie de photons quelconque, le polynôme qui décrit le mieux $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)$, est d'un degré supérieur d'une unité à celui qui donne la valeur approchée de $(d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$. En d'autres termes, la précision statistique de nos résultats permet de constater un comportement plus complexe des distributions angulaires (minimum dans la région des petits angles) lorsqu'on les traite sous la forme $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ bien que, comme le montre la comparaison des M correspondants tirés des tableaux 5 et 6, les deux formes de description se valent du point de vue statistique. Les courbes qui

représentent les meilleures descriptions obtenues par les deux formes de traitement, sont tracées sur les figures 11-18 où sont représentées les distributions angulaires. (Les résultats de l'approximation $(d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ sont représentés en pointillé et le traitement sous la forme $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)$ par une ligne continue. La bande de dispersion correspond à un seul écart normal). D'après ces figures, on constate qu'à partir d'environ 180 MeV, l'allure des deux courbes empiriques qui décrivent les distributions angulaires présente des différences dans la région des petits angles. En outre, dans le secteur où $\vartheta \sim 40^\circ - 60^\circ$, le minimum se déplace vers les petits angles quand l'énergie des photons augmente, ainsi que le prévoit la théorie qui tient compte du terme de regard.

Il est évident que la description des distributions angulaires au moyen de l'approximation de $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)$ à l'aide de polynômes de puissance contient une grande masse de renseignements. En particulier, elle offre la possibilité d'évaluer la constante de couplage pion-nucléon f^2 . En déterminant à partir des coefficients a_k la valeur $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 (d\sigma/d\Omega)(\vartheta)$ au pôle $\cos \vartheta = 1/\beta$, nous pouvons trouver f^2 en utilisant la formule :

$$(1 - \beta \cos \vartheta)^2 \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) \right|_{\cos \vartheta = \frac{1}{\beta}} = \alpha \lambda f^2 \frac{a}{K^3} \frac{1 - \beta^2}{(1 + \omega/M)^2}$$

où α est la constante de la structure fine, λ la longueur d'onde compton du pion, ω l'énergie totale du pion, M la masse du nucléon. Les valeurs f^2 obtenues à partir des distributions angulaires pour différentes énergies des photons - de 180 à 230 MeV - sont portées au tableau 8. La valeur pondérée moyenne de la constante de couplage pion-nucléon est égale à $\langle f^2 \rangle = (0,07 \pm 0,01)$. Cette valeur concorde bien avec la valeur $f^2 = (0,08 \pm 0,003)$ déterminée par analyse des données sur la diffusion pion-nucléon et avec la valeur $f^2 (0,09 \pm 0,01)$ fournie par photoproduction à des énergies supérieures à 1 GeV.

L'ensemble des faits énumérés ci-dessus fait apparaître une influence considérable du terme de retard sur la forme des distributions angulaires dans la gamme voisine du seuil.

Tableau 1

Résultats de l'approximation de la dépendance énergétique de $\frac{K}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ à l'aide des polynômes $\sum_{K=0}^{m-1} a_K q^K$
 (les coefficients a_K sont en unités 10^{-30} cm^2).

$Q_{eq,m}$	m	n-m	M	$P(\gamma, M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2
22°	* 2	6	4,253	0,65	0,709	--	19,8 ± 1,8	-10,2 ± 2,9	-
	3	5	4,253	0,54	0,851	0	20,0 ± 10,5	-11,0 ± 37,7	0,6 ± 31,0
33°	* 2	6	2,336	0,87	0,389	-	17,0 ± 1,7	- 6,9 ± 2,7	-
	3	5	2,313	0,80	0,463	0,06	14,3 ± 1,8	+ 2,0 ± 41,0	-7,5 ± 41,0
48°	* 2	8	3,988	0,86	0,498	-	19,7 ± 1,2	- 9,8 ± 2,0	-
	3	7	3,988	0,78	0,570	0	19,9 ± 4,6	-10,4 ± 16,8	0,50 ± 15,0
58°	* 2	7	3,285	0,86	0,469	-	16,1 ± 1,3	-16,1 ± 2,1	-
	3	6	3,14	0,80	0,523	0,32	18,4 ± 4,4	-13,0 ± 15,9	7,5 ± 13,9
73°	* 2	6	2,369	0,87	0,395	-	17,5 ± 1,2	- 5,8 ± 2,0	-
	3	5	2,369	0,80	0,473	0	17,3 ± 6,9	- 5,14 ± 24,6	-0,6 ± 21,0
83°	* 2	6	4,601	0,58	0,767	-	19,4 ± 1,8	- 6,5 ± 3,0	-
	3	5	4,207	0,52	0,841	0,56	25,9 ± 9,7	-30,0 ± 34,0	20,3 ± 30,0

Tableau 2

Résultats de l'approximation de la dépendance énergétique de $\frac{K}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ à l'aide du polynôme
 (les coefficients a_K sont en unités 10^{-30} cm^2).

$$\sum_{K=0}^{m-1} a_K q^K$$

θ_{CM}	m	n-m	M	$P(\chi^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2
22°	* 2	6	4,331	0,65	0,721	-	16,9 + 1,0	- 8,6 + 2,5	-
	3	5	4,179	0,53	0,835	0,22	18,1 + 3,0	-16,0 + 17,0	9,7 + 22,8
33°	* 2	6	4,916	0,56	0,819	-	16,2 + 1,1	- 8,5 + 2,82	-
	3	5	3,772	0,61	0,754	1,82	19,6 + 3,9	-29,4 + 17,2	28,4 + 23,0
48°	* 2	8	4,192	0,80	0,524	-	17,10 + 0,73	- 8,7 + 1,9	-
	3	7	3,792	0,78	0,542	0,84	18,3 + 1,6	-17,1 + 9,9	10,0 + 13,9
58°	* 2	7	3,453	0,80	0,493	-	14,8 + 0,8	- 3,8 + 1,9	-
	3	6	3,306	0,74	0,551	0,31	15,7 + 1,9	- 9,3 + 10,9	7,2 + 14,5
73°	* 2	7	2,341	0,90	0,390	-	15,9 + 0,69	- 5,0 + 1,8	-
	3	6	2,280	0,84	0,456	0	16,6 + 19,0	- 9,24 + 11,7	6,0 + 16,0
83°	* 2	6	4,835	0,59	0,806	-	17,6 + 1,0	- 5,4 + 2,6	-
	3	5	4,410	0,48	0,882	0,58	19,4 + 2,9	-17,2 + 17,1	16,1 + 23,1
96°	* 1	7	1,74	0,97	0,249	-	15,6 + 0,19	-	-
	2	6	1,57	0,95	0,262	0,3	16,0 + 1,09	1,15 + 2,83	-

Tableau 3

Résultats de l'approximation de la dépendance énergétique de $\frac{K}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ à l'aide des polynômes $\sum_{K=0}^{m-1} a_K q^K$
 (les coefficients a_K sont en unités 10^{-30} cm^2). Données conjointes.

θ_{cym}	m	n-m	M	$P(\gamma, m)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2
22°	* 2	6	4,2529	0,65	0,709	—	19,84 ± 1,79	-10,23 ± 2,89	—
	3	5	4,2526	0,53	0,722	0	20,04 ± 9,76	-10,95 ± 33,80	0,61 ± 28,60
33°	* 2	9	16,279	0,07	1,810	—	19,11 ± 1,71	- 8,89 ± 2,99	—
	3	8	14,481	0,06	1,810	0,994	13,56 ± 5,83	14,15 ± 20,29	-21,96 ± 22,10
50°	* 2	9	5,983	0,83	0,665	—	19,29 ± 1,39	-10,45 ± 2,35	—
	3	8	5,726	0,65	0,716	0,04	21,84 ± 4,49	-20,58 ± 17,08	9,44 ± 15,75
75°	1	15	13,005	0,60	0,867	—	14,32 ± 0,28	—	—
	* 2	14	6,051	0,97	0,432	17,24	17,27 ± 0,76	- 5,46 ± 1,37	—
	3	13	6,049	0,77	0,465	0	17,12 ± 2,95	-4,84 ± 11,71	-5,82 ± 11,03

Suite du tableau 3

$Q_{\text{c.c.}}$	m	n-m	M	$P(x, M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2
83°	* 2	7	4,905	0,66	0,701	—	17,80 ± 2,0	- 3,85 ± 3,03	—
	3	6	4,83	0,57	0,804	0,11	22,44 ± 16,72	-19,28 ± 55,13	12,45 ± 44,0
102°	* 1	13	10,315	0,69	0,793	—	16,60 ± 0,59	—	—
	2	12	10,515	0,62	0,875	0,26	17,22 ± 1,47	- 1,53 ± 2,72	—
113°	* 1	11	16,848	0,11	1,53	—	15,09 ± 0,42	—	—
	2	10	16,269	0,10	1,63	0,39	16,21 ± 1,84	- 2,08 ± 3,35	—
123°	* 1	16	20,024	0,22	1,251	—	16,60 ± 0,37	—	—
	2	15	19,987	0,17	1,331	0,03	16,37 ± 1,47	0,41 ± 2,44	—
146°	* 1	12	7,065	0,86	0,589	—	16,56 ± 0,28	—	—
	2	11	6,850	0,62	0,622	0,37	16,09 ± 0,86	0,873 ± 1,48	—
160°	* 1	10	8,787	0,53	0,879	—	16,32 ± 0,44	—	—
	2	9	8,055	0,53	0,896	0,09	14,04 ± 3,20	3,42 ± 4,76	—

Tableau 4

Résultats de l'approximation de la dépendance énergétique de $\frac{K}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ à l'aide des polynômes $\sum_{K=0}^{m-1} a_K q^{2K}$
 (les coefficients a_K sont en unités 10^{-30} cm^2). Données conjointes.

Θ_{lab}	m	n-m	M	$P(\chi^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2
22°	* 2	6	4,331	0,65	0,717	—	16,92 ± 0,915	- 8,63 ± 2,48	—
	3	5	4,180	0,53	0,835	0,22	18,12 ± 3,02	-15,92 ± 17,30	9,74 ± 23,83
33°	* 2	9	8,060	0,53	0,895	—	16,95 ± 0,87	-10,35 ± 2,37	—
	3	8	6,177	0,53	0,783	2,74	19,10 ± 1,61	-25,92 ± 10,30	23,29 ± 15,03
50°	* 2	9	15,130	0,09	1,680	—	17,04 ± 0,98	- 8,70 ± 2,72	—
	3	8	15,129	0,06	1,89	0	17,01 ± 1,575	- 8,43 ± 13,98	-0,42 ± 21,10
$\Theta_{\text{lab}} = \frac{45^\circ}{\sqrt{2}}$	1	23	30,855	0,14	1,342	—	13,64 ± 0,24	—	—
	* 2	22	23,118	0,40	1,05	7,7	15,06 ± 0,564	- 4,14 ± 1,518	—
	3	21	15,952	0,77	0,760	9,9	18,14 ± 1,11	-24,81 ± 6,85	29,17 ± 9,48

Suite du tableau 4

$\Theta_{c, \mu, M}$	m	$r-m$	M	Q	$P(x^2 > M)$	$\frac{M}{h-m}$	a_0	a_L	Q_L
75°	1	15	13,005	-	0,60	0,857	14,32 + 0,28	-	-
	* 2	14	6,063	17,2	0,97	0,433	15,2 + 0,45	- 5,14 + 1,29	-
	3	13	5,86	0,48	0,77	0,451	16,47 + 0,940	- 9,52 + 6,69	6,81 + 10,02
83°	* 2	7	4,909	-	0,66	0,701	16,62 + 1,09	- 3,07 + 2,43	-
	3	6	4,821	0,13	0,54	0,850	17,86 + 4,39	- 9,97 + 23,42	8,56 + 28,79
90°	1	26	31,499	-	0,25	1,212	15,09 + 0,22	-	-
	2	25	29,667	1,55	0,27	1,109	14,62 + 0,39	1,596 + 1,17	-
	* 3	24	26,196	3,18	0,35	1,090	15,65 + 0,80	- 8,60 + 5,85	15,67 + 8,90
102°	* 1	13	10,315	-	0,39	0,793	16,60 + 0,39	-	-
	2	12	10,60	0,35	0,56	0,882	16,80 + 0,91	- 0,95 + 2,76	-
113°	* 1	11	16,848	-	0,11	1,53	15,09 + 0,42	-	-
	2	10	16,28	0,38	0,10	1,63	15,50 + 0,81	- 1,42 + 2,41	-

Suite du tableau 4

$\theta_{c, \gamma_{c, n}}$	m	n-m	M	$P(x^2, m)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	Q_1
I23 ⁰	* I	16	20,024	0,22	1,251	—	16,60 ± 0,37	—
	2	15	16,92	0,32	1,129	2,9	14,98 ± 0,98	4,20 ± 2,44
I46 ⁰	* I	12	7,065	0,86	0,589	—	16,56 ± 0,28	—
	2	11	7,0	0,80	0,636	0,02	16,30 ± 1,11	0,69 ± 2,75
I60 ⁰	* I	10	8,787	0,53	0,879	—	16,32 ± 0,44	—
	2	8	8,18	0,41	1,025	0,07	15,10 ± 2,16	2,68 ± 4,64

Tableau 5

Résultats de l'approximation des distributions angulaires à l'aide des polynômes $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{K=0}^{m-1} a_K \cos^K \theta$
 (les coefficients a_K sont en unités 10^{-30} cm^2).

E_γ	$n-m$	M	$P_{\ell}(z_M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3
150,6 МэВ * I $n = 2$		0,2	0,88	0,2	—	3,80±0,49	—	—	—
159,6 МэВ * I $n = 2$		0,43	0,84	0,43	—	4,16±0,72	—	—	—
165 МэВ * 6 $n = 7$	6	3,83	0,7	0,64	—	6,37±0,15	—	—	—
	5	3,76	0,578	0,55	0,11	6,39±0,21	-0,06±0,4	—	—
	7	7,28	0,408	1,04	—	6,67±0,16	—	—	—
170 МэВ * 6 $n = 8$	6	2,945	0,82	0,49	10,29	7,22±0,31	-1,13±0,52	—	—
	5	3,79	0,578	0,76	1,34	6,91±0,25	-0,29±0,66	-0,51±0,96	—
175 МэВ * II $n = 12$	10	13,91	0,233	1,26	—	6,81±0,17	—	—	—
	10	13,54	0,197	1,55	0,3	6,84±0,17	-0,17±0,29	—	—
180 МэВ * II $n = 14$	12	13,71	0,334	1,14	—	7,85±0,18	-0,65±0,28	—	—
	12	12,16	0,365	1,10	1,55	7,57±0,28	-0,69±0,28	0,73±0,59	—
	10	11,54	0,32	1,15	0,59	7,62±0,29	-1,29±0,81	0,60±0,62	1,0±1,3

Suite du tableau 5

E_y	$n-m$	M	$P(y^2 > m)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3
185 МэВ	* I3	11,85	0,528	0,91	—	8,33±0,18	-1,40±0,28	—	—
$n = 15$	I2	11,52	0,487	0,96	0,37	8,19±0,29	-1,41±0,28	-0,34±0,58	—
190 МэВ	* I3	4,79	0,979	0,37	—	8,70±0,19	-1,66±0,29	—	—
$n = 15$	I2	4,24	0,979	0,35	1,69	8,88±0,31	-1,63±0,29	-0,44±0,59	—
195 МэВ	* I3	14,94	0,307	1,07	—	9,07±0,19	-1,87±0,30	—	—
$n = 15$	I2	14,60	0,27	1,10	0,3	9,22±0,32	-1,86±0,30	-0,35±0,62	—
200 МэВ	* I3	6,53	0,93	0,50	—	9,37±0,20	-1,94±0,32	—	—
$n = 15$	I2	6,52	0,894	0,54	0,02	9,39±0,34	-1,94±0,32	-0,06±0,65	—
205 МэВ	I3	6,91	0,93	0,53	—	9,33±0,21	-1,55±0,31	—	—
$n = 15$	* I2	4,45	0,975	0,37	7,19	10,14±0,35	-1,62±0,31	-1,86±0,67	—
	II	3,88	0,98	0,35	1,62	10,29±0,36	-2,50±1,06	-2,09±0,66	1,29±1,45

Suite du tableau 5

E_x	$n-m$	M	$P(y^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
210 МЭВ	I3	36,75	0,0006	2,75	—	9,57±0,21	2,92±0,31	—	—	—
$n = 15$	I2	17,24	0,149	1,43	14,69	10,92±0,37	-2,80±0,32	-2,99±0,68	—	—
	* II	13,55	0,262	1,23	3,26	11,08±0,38	-4,68±0,08	-3,25±0,69	2,70±1,3	—
	I0	13,49	0,200	1,35	0,05	11,16±0,48	-4,54±0,99	-3,9±2,5	2,51±1,4	0,7± +2,3
215 МЭВ	I3	21,12	0,073	1,62	—	9,68±0,22	-2,29±0,33	—	—	—
$n = 15$	I2	9,02	0,703	0,75	17,4	10,96±0,38	-2,24±0,34	-2,46±0,71	—	—
	* II	7,57	0,748	0,685	21,12	11,04±0,39	-3,43±1,04	-2,59±0,72	1,79±1,49	—
	I0	7,38	0,687	0,74	0,2	10,91±0,49	-3,46±1,04	-1,42±2,78	1,84±1,49	1,3± 3,0
220 МЭВ	I3	33,04	0,002	2,54	—	10,18±0,23	-3,26±0,33	—	—	—
$n = 15$	* I2	5,96	0,916	0,49	54,5	11,94±0,41	-2,97±0,34	-3,77±0,72	—	—
	II	5,96	0,073	0,54	0	11,94±0,42	-2,96±1,03	-3,76±0,75	-0,02±1,5	—
	I0	5,89	0,815	0,59	0	12,03±0,54	-2,92±1,06	-4,51±2,90	-0,09±1,5	0,8± 3,4

Tableau 6

Résultats de l'approximation des distributions angulaires à l'aide des polynômes $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{K=0}^{m-1} a_K \cos^K \vartheta$

E_γ	$n-m$	M	$P(y^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
165 MeB * 4	4	4,207	0,379	1,05	—	6,44±0,25	-4,83±0,86	0,92±1,00	—	—
$n=7$	3	3,853	0,284	1,285	2,7	6,34±0,31	-4,72±0,88	2,11±2,34	-1,37±2,31	—
170 MeB * 5	5	1,990	0,849	0,40	—	6,93±0,23	-5,99±0,73	0,91±0,76	—	—
$n=8$	4	1,644	0,809	0,411	0,84	7,06±0,32	-6,00±0,73	-0,31±2,20	1,19±2,01	—
	3	1,540	0,682	0,514	2,3	7,06±0,34	-6,07±1,50	-0,31±2,2	1,58±7,42	-0,33±6,10
175 MeB * 9	9	13,698	0,141	1,52	—	6,86±0,21	-6,89±0,42	—	—	—
$n=12$	8	13,524	0,096	1,69	0,08	6,94±0,29	-6,67±0,60	1,22±0,99	0,51±1,2	—
	7	13,061	0,072	1,866	0,25	6,98±0,3	-6,11±1,02	0,25±1,74	-0,85±2,3	1,88±2,76
180 MeB * 11	11	10,009	0,53	0,91	—	7,83±0,23	-8,70±0,41	2,89±0,50	—	—
$n=14$	10	9,318	0,513	0,932	0,73	8,02±0,32	-9,20±0,68	2,37±0,81	0,91±1,10	—
	9	9,153	0,419	1,017	0,16	7,99±0,33	-9,48±1,07	3,02±1,86	1,50±1,84	-0,97±2,45

Suite du tableau 6

E_{γ}	$n-m$	M	$P(\chi^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
185 МэВ *	I2	11,142	0,529	0,929	—	8,29±0,23	-10,62±0,42	4,08±0,49	—	—
$n = 15$	II	10,978	0,443	0,997	0,16	8,38±0,33	-10,84±0,69	3,83±0,79	0,43±1,07	—
	IO	9,48	0,495	0,948	1,5	8,49±0,34	-9,91±1,03	1,82±1,82	-1,09±1,64	2,72±2,22
190 МэВ *	I2	5,785	0,926	0,482	—	8,98±0,24	-11,54±0,45	3,91±0,5	—	—
$n = 15$	II	5,344	0,91	0,485	0,91	8,81±0,35	-11,18±0,71	4,35±0,84	-0,723±1,09	—
	IO	5,344	0,877	0,534	0	8,81±0,35	-11,18±1,12	4,36±1,86	-0,715±1,79	-0,013±2,3
195 МэВ *	I2	12,096	0,446	1,007	—	9,26±0,24	-13,17±0,48	5,32±0,51	—	—
$n = 15$	II	11,929	0,364	1,075	0,25	9,39±0,36	-13,46±0,73	4,96±0,87	0,577±1,11	—
	IO	11,406	0,32	1,141	0,37	9,36±0,36	-14,06±1,18	6,04±1,88	1,54±1,86	-1,53±2,35
200 МэВ *	I2	5,511	0,943	0,459	—	9,51±0,25	-13,85±0,5	5,65±0,53	—	—
$n = 15$	II	5,509	0,91	0,508	0,04	9,53±0,37	-13,88±0,74	5,51±0,92	0,06±1,14	—
	IO	5,453	0,863	0,545	0,1	9,52±0,38	-14,11±1,24	6,01±1,94	0,44±1,98	-0,58±2,45

Suite du tableau 6

E_Y	$n-m$	M	$P(y^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
205 МЭВ	I2	6,91	0,858	0,575	—	9,78±0,56	-13,34±0,5	4,48±0,5	4,48±0,5	—
$n = 15$	* II	4,45	0,957	0,404	6,1	10,25±0,39	-14,26±0,76	3,30±0,91	1,80±1,15	—
	I0	3,88	0,947	0,388	1,47	10,22±0,39	-15,02±1,28	4,58±1,94	3,02±2,0	-1,82±2,44
210 МЭВ	I2	24,341	0,017	2,028	—	10,26±0,26	-15,58±0,54	6,02±0,52	—	—
$n = 15$	* II	14,845	0,183	1,35	7,03	11,27±0,42	-17,31±0,78	3,49±0,97	3,55±1,15	—
	I0	13,588	0,197	1,359	0,9	11,25±0,42	-18,59±1,38	5,45±2,00	5,55±2,12	-2,82±2,51
215 МЭВ	I2	13,925	0,301	1,16	—	10,49±0,27	-15,59±0,55	5,82±0,55	—	—
$n = 15$	* II	8,574	0,659	0,779	6,9	11,24±0,43	-16,94±0,8	3,89±1,00	2,78±1,2	—
	I0	7,821	0,648	0,782	1,0	11,23±0,43	-17,96±1,42	5,44±2,04	4,37±2,19	-2,24±2,56
220 МЭВ	I2	9,63	0,651	0,802	—	11,13±0,28	-17,14±0,6	6,49±0,56	—	—
$n = 15$	* II	7,728	0,731	0,702	2,7	11,61±0,45	-17,9±0,81	5,21±1,08	1,69±1,22	—
	I0	7,586	0,668	0,759	0,18	11,61±0,45	-18,38±1,51	5,88±2,07	2,47±2,38	-1,01±2,69

Suite du tableau 6

E_y	$n-m$	M	$P(y^2 > M)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
225 МЭВ	11	9,559	0,567	0,869	—	10,82±0,34	-16,6±0,6	6,14±0,73	—	—	—
$n = 14$	* 10	8,006	0,629	0,800	1,94	11,31±0,51	-17,74±1,09	5,02±1,15	2,15±1,73	—	—
	9	7,948	0,534	0,883	0	11,28±0,52	-18,01±1,59	5,52±2,75	2,59±2,5	-0,85±3,52	—
	8	6,111	0,647	0,764	2,4	11,91±0,7	-20,55±2,45	1,22±4,26	15,42±9,8	3,77±4,9	-12,55±9,27
230 МЭВ	10	21,85	0,015	2,185	—	11,18±0,39	-18,05±0,66	7,2±0,85	—	—	—
$n = 13$	9	19,57	0,03	2,17	1,05	11,88±0,6	-19,75±1,31	5,80±1,26	3,08±2,04	—	—
	* 8	11,83	0,151	1,479	5,23	11,66±0,61	-23,23±1,82	13,26±2,9	8,3±2,77	-10,57±3,8	—
	7	11,81	0,101	1,687	0	11,55±0,93	-22,92±3,03	13,92±5,23	6,57±12,06	-11,2±5,71	1,65±11,18

Tableau 7

Résultats de l'approximation des distributions angulaires à l'aide des polynômes $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{K=0}^{m-1} a_K \cos^K \vartheta$
 compte tenu du pôle. (Les coefficients a_K sont en unités 10^{-30} cm^2).

E_γ	$n-m$	M	$P_{(n-m)}$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
165 МэВ	* 5	4,45	0,493	0,890	—	6,42±0,246	-5,19±0,47	1,41±0,15	—	—
$n = 8$	4	4,325	0,379	1,081	0,14	6,48±0,38	-5,63±0,768	1,968±0,302	-0,147±0,02	—
170 МэВ	6	5,15	0,518	0,859	—	6,91±2,32	-7,06±0,42	2,24±0,14	—	—
$n = 9$	* 5	1,718	0,889	0,344	9,95	7,00±0,24	-5,96±0,72	0,21±1,10	0,65±0,349	—
175 МэВ	10	16,078	0,099	1,61	—	6,70±0,18	-6,9±0,33	2,36±0,13	—	—
$n = 13$	* 9	13,529	0,141	1,50	17,1	6,94±0,23	-6,63±0,37	1,28±0,69	0,42±0,32	—
	8	13,52	0,096	1,69	0	6,92±0,28	-6,68±0,74	1,30±0,79	0,30±1,6	-0,04±0,6
180 МэВ	* 12	10,315	0,598	0,865	—	7,76±0,19	-8,82±0,34	3,15±0,14	—	—
$n = 15$	11	9,77	0,548	0,888	0,4	7,89±0,26	-8,76±0,35	2,70±0,35	0,19±0,26	—
	10	9,212	0,513	0,92	0,6	8,01±0,30	-9,33±0,84	2,63±0,64	1,23±1,41	-0,44±0,58

Suite du tableau 7

E_f	$n-m$	M	$P_{(f,3m)}$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
I85 МЭВ *I3	II, I53	0,6I	0,857	—	8,3±0,19	-10,59±0,36	4,02±0,15	—	—	—
$n=I6$	I2	II, I52	0,529	0,929	0	8,3±0,26	-10,59±0,36	4,03±0,63	0,002±0,30	—
	II	II, I47	0,443	I,0I3	0	8,3I±0,3I	-10,65±0,85	4,02±0,63	0,10±I,35	-0,046± 0,59
I90 МЭВ	I3	8,865	0,787	0,682	—	8,77±0,4I	-II,97±0,38	4,74±0,16	—	—
$n=I6$	*I2	6,60	0,882	0,55	3,7	9,04±0,28	-II,85±0,38	3,78±0,66	0,450±0,30	—
	II	5,44	0,9I	0,494	2,I	8,85±0,33	-10,97±0,90	3,8I±0,66	-I,06±I,44	0,64± 0,65
I95 МЭВ *I3	I2, III	0,528	0,93I	—	9,24±0,22	-I3,2±0,4	5,38±0,18	—	—	—
$n=I6$	I2	I2,037	0,446	I,003	0,07	9,29±0,28	-I3,18±0,4I	5,2±0,69	0,09±0,32	—
	II	II,64	0,403	I,06	0,34	9,42±0,35	-I3,72±0,95	5,19±0,69	I,0I±I,49	-0,44±0,70
200 МЭВ *I3	5,604	0,959	0,43I	—	9,48±0,22	-I3,93±0,42	5,8±0,19	—	—	—
$n=I6$	I2	5,5I	0,943	0,459	0,18	9,54±0,29	-I3,9±0,43	5,58±0,72	0,106±0,35	—
	II	5,5I	0,9I	0,50I	0	9,54±0,36	-I3,93±0,98	5,58±0,72	0,153±I,57	-0,02±0,7

Suite du tableau 7

E_y	$n-m$	M	$P(y > m)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
205 МэВ	I3	17,266	0,199	1,33	—	$9,4 \pm 0,23$	$-14,18 \pm 0,42$	$6,02 \pm 0,20$	—	—	—
$n=16$ * I2		4,69	0,97	$0,59 \pm 1$	31,2	$10,13 \pm 0,306$	$-13,94 \pm 0,42$	$3,58 \pm 0,72$	$1,26 \pm 0,36$	—	—
	II	4,192	0,964	$0,33 \pm 1$	1,3	$10,28 \pm 0,38$	$-14,6 \pm 1,02$	$3,58 \pm 0,72$	$2,37 \pm 1,6$	$-0,56 \pm 0,79$	—
210 МэВ	I3	29,8	0,005	2,29	—	$10,02 \pm 0,24$	$-16,25 \pm 0,45$	$7,14 \pm 0,21$	—	—	—
$n=16$ I2		19,507	0,077	1,62	6,34	$10,67 \pm 0,32$	$-15,96 \pm 0,4$	$4,83 \pm 0,75$	$1,19 \pm 0,37$	—	—
* II		13,722	0,233	1,247	4,64	$11,29 \pm 0,41$	$-18,27 \pm 1,06$	$4,77 \pm 0,75$	$5,06 \pm 1,65$	$-1,95 \pm 0,91$	—
	IO	13,49	0,197	1,35	0,17	$11,19 \pm 0,45$	$-18,55 \pm 1,22$	$6,05 \pm 2,79$	$4,69 \pm 1,68$	$-3,53 \pm 3,41$	$0,8 \pm 1,68$
215 МэВ	I3	21,74	0,055	1,67	—	$10,17 \pm 0,25$	$-16,41 \pm 0,47$	$7,23 \pm 0,22$	—	—	—
$n=16$ * I2		10,1	0,616	0,84	13,92	$10,91 \pm 0,33$	$-16,14 \pm 0,47$	$4,65 \pm 0,79$	$1,38 \pm 0,4$	—	—
	II	7,975	0,713	0,72	2,7	$11,27 \pm 0,41$	$-17,61 \pm 1,11$	$4,7 \pm 0,79$	$3,84 \pm 1,74$	$-1,29 \pm 0,88$	—
	IO	7,37	0,687	0,74	0,8	$11,11 \pm 0,46$	$-18,05 \pm 1,25$	$6,87 \pm 2,9$	$3,48 \pm 1,8$	$-3,92 \pm 3,58$	$1,42 \pm 1,82$

Suite du tableau 7

E_x	$n-m$	M	$P(x^2, m)$	$\frac{M}{n-m}$	Q	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
220 МЭВ	13	21,64	0,055	1,66	—	10,79±0,26	-18,3±0,49	8,26±0,23	—	—	—
$n=16$	* 12	7,74	0,8	0,645	21,55	11,58±0,34	-17,83±0,51	5,29±0,83	1,56±0,42	—	—
	II	7,68	0,731	0,698	0,22	11,64±0,43	-18,07±1,15	5,28±0,83	1,97±1,82	0,22±0,92	—
	10	7,44	0,687	0,74	0,3	11,54±0,48	-18,4±1,33	6,73±0,3	1,81±1,86	-2,06±3,8	0,95±1,91
225 МЭВ	12	15,48	0,215	1,29	—	10,35±0,27	-17,23±0,55	7,77±0,28	—	—	—
$n=15$	* II	8,151	0,695	0,741	10,5	11,19±0,42	-17,38±0,55	5,26±0,97	1,53±0,56	—	—
	10	9,115	0,532	0,92	1,0	11,3±0,48	-17,95±1,41	5,4±1,02	2,5±2,25	-0,57±1,28	—
230 МЭВ	11	23,99	0,013	2,18	—	10,84±0,3	-18,36±0,63	8,34±0,33	—	—	—
$n=14$	10	20,41	0,021	2,04	1,75	11,56±0,49	-18,74±0,66	6,35±1,1	1,32±0,7	—	—
	9	16,45	0,057	1,83	2,16	12,13±0,56	-21,81±1,68	7,47±1,23	6,34±2,62	-3,14±1,56	—
	* 8	12,00	0,151	1,5	2,96	11,28±0,69	-21,79±1,68	15,42±3,97	1,4±3,52	-12,61±4,76	6,46±3,07

Tableau 8

Valeurs f^2 et Δf^2 déterminées par extrapolation de $(1 - \beta \cos \vartheta)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ au pôle $\cos \vartheta = \frac{1}{\beta}$ pour différentes valeurs de l'énergie des photons.

E_γ	f^2	Δf^2
180	0,061	0,037
185	0,084	0,033
190	0,027	0,021
195	0,076	0,028
200	0,07	0,0185
205	0,12	0,054
210	0,24	0,087
215	0,178	0,066
220	0,087	0,056
225	0,126	0,108

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 1-4 Dépendance de $(K/q)(d\sigma/d\Omega) \cdot 10^{-30}$ cm²/ster par rapport à q^2 pour différents angles de sortie du pion dans le système du centre des masses ϑ

- données P.H.I.A.N.^{1,2)}
- résultats du traitement statistique.

Fig. 5-10 Dépendance de $(K/q)(d\sigma/d\Omega) \cdot 10^{-30}$ cm²/ster par rapport à q^2 pour différents angles de sortie du pion ϑ dans le système du centre des masses

- données de l'étude [1,2]
- données de l'étude [4]
- données de l'étude [5]
- données de l'étude [6]
- données de l'étude [7]
- données de l'étude [8]
- données de l'étude [9]
- données de l'étude [10]
- résultats du traitement statistique.

Fig. 11-18 Distributions angulaires des sections efficaces de la photo-production des mésons sur les protons pour différentes énergies déterminées des photons.

- Courbe des distributions angulaires, obtenues pour une approximation à l'aide de polynômes de puissance.
- Courbe des distributions angulaires, obtenues pour une approximation à l'aide de polynômes de puissance en ...

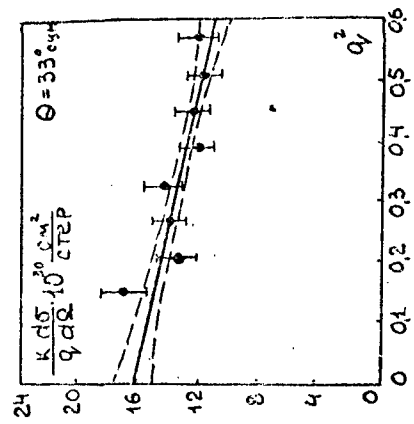
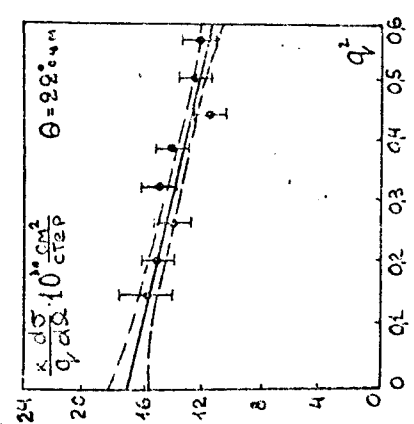
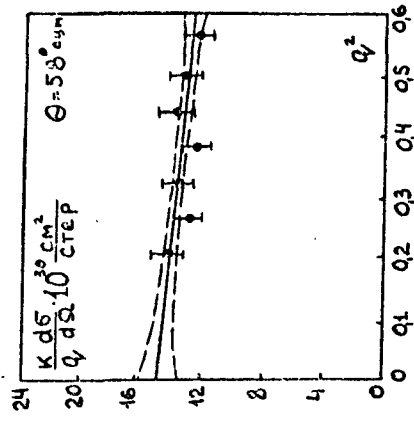
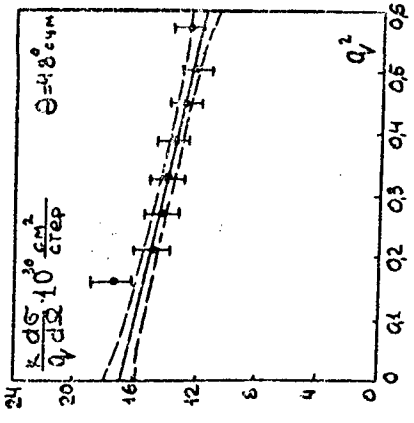
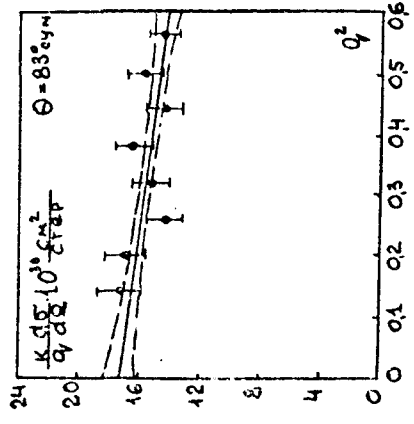
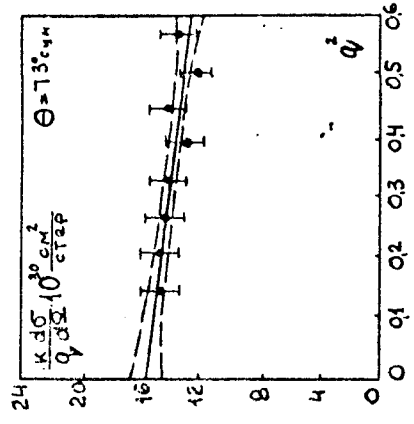


Fig. 3

Fig. 2

Fig. 1

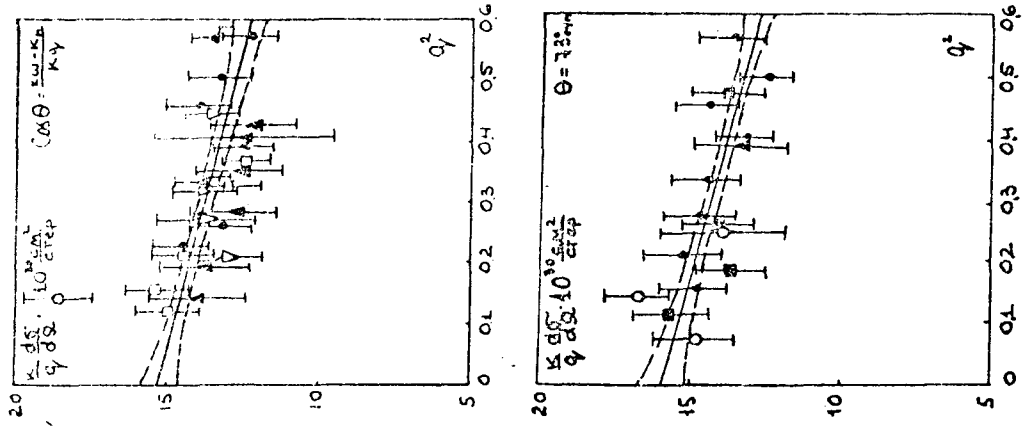


Fig. 6

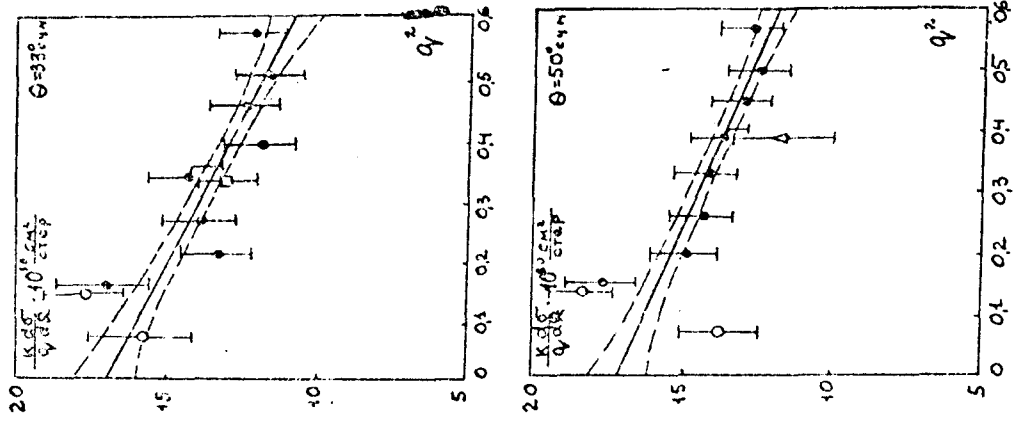


Fig. 5

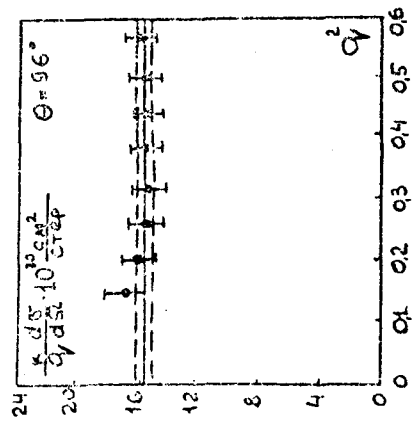


Fig. 4

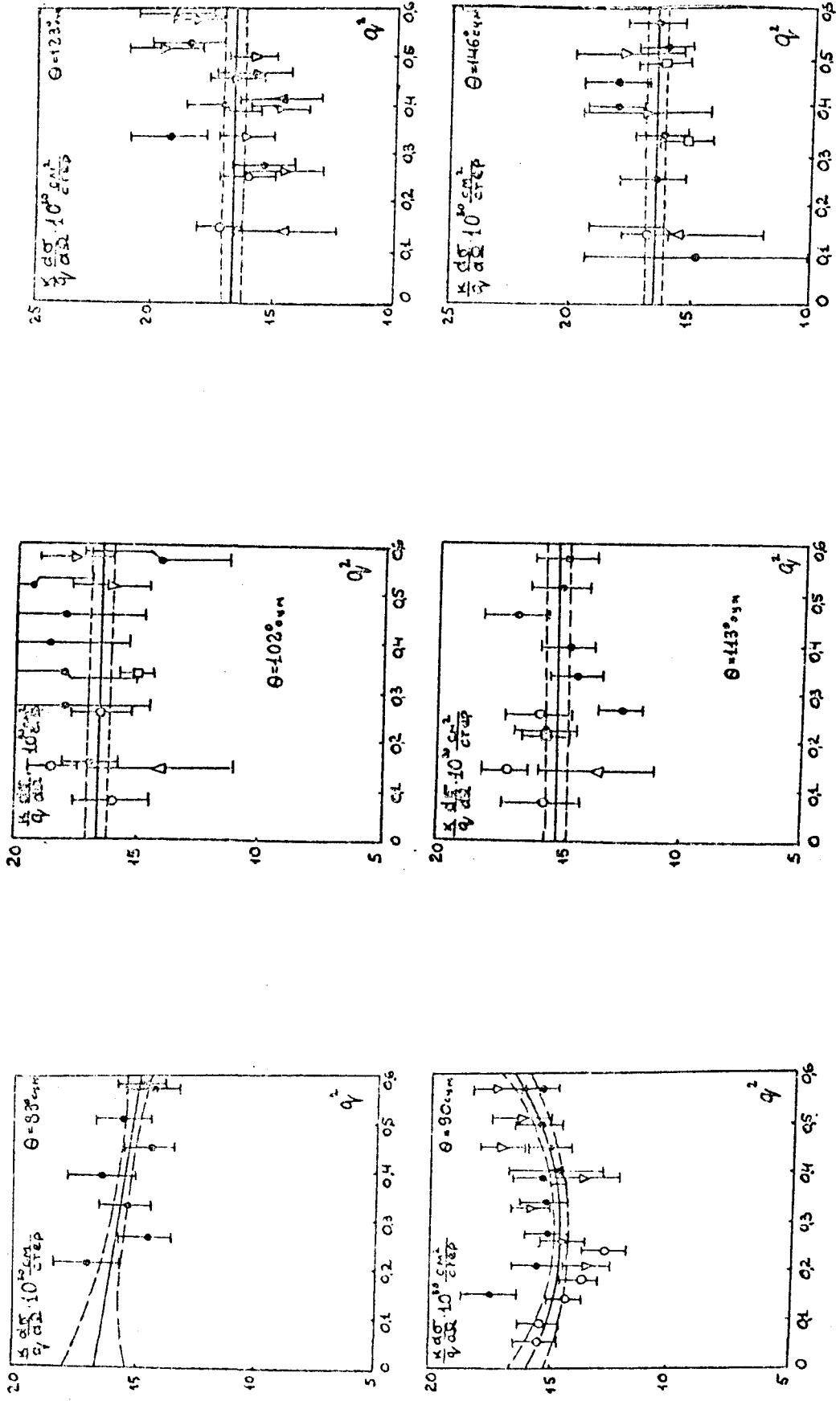


Fig. 7

Fig. 8

Fig. 9

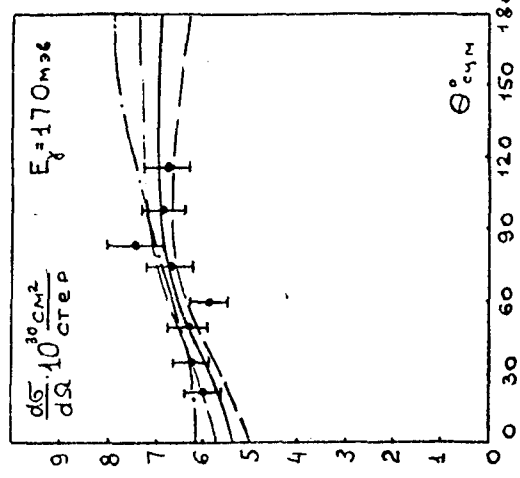
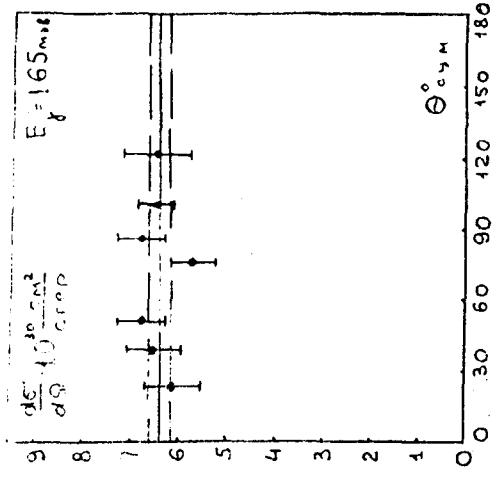


Fig. 12

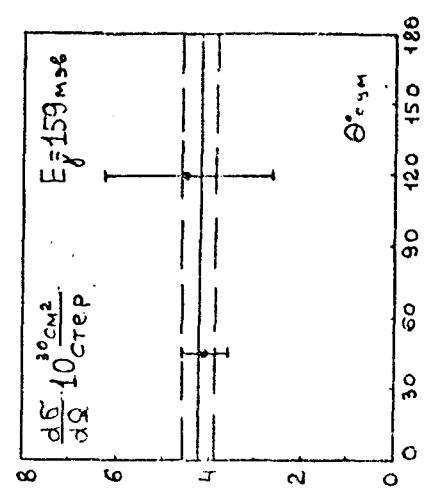
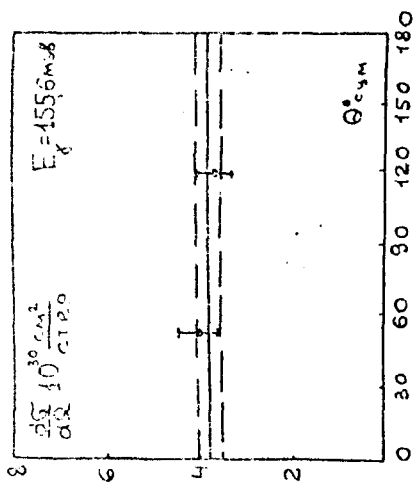


Fig. 11

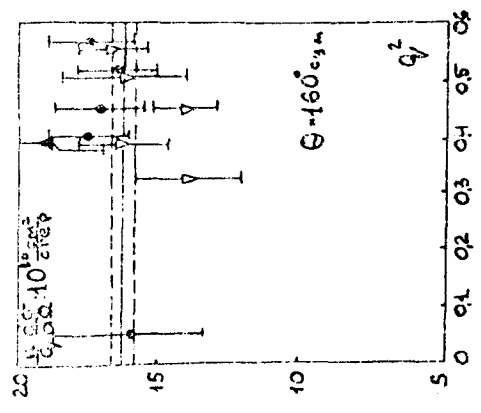


Fig. 10

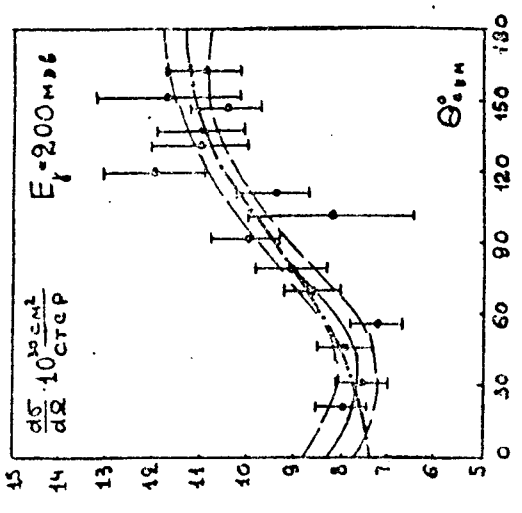
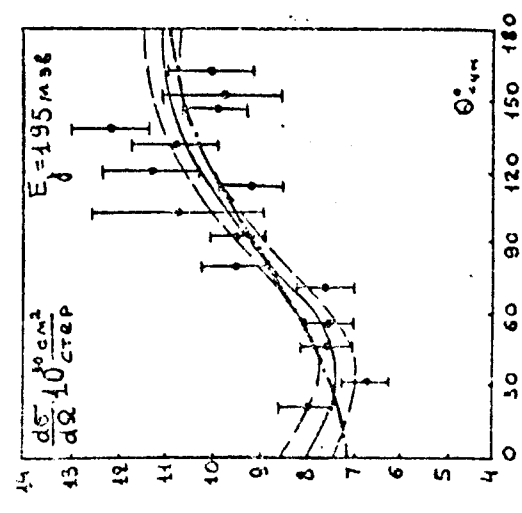


Fig. 15

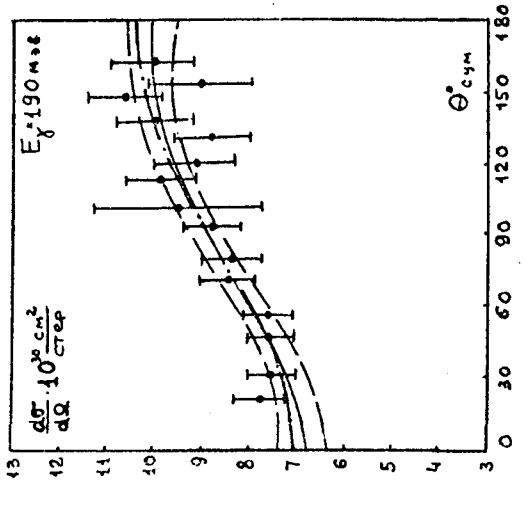
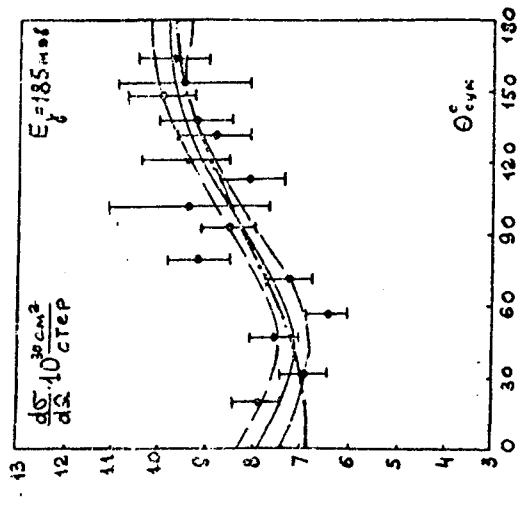


Fig. 14

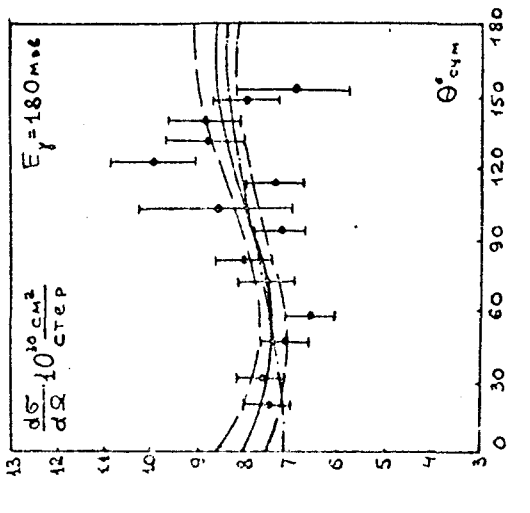
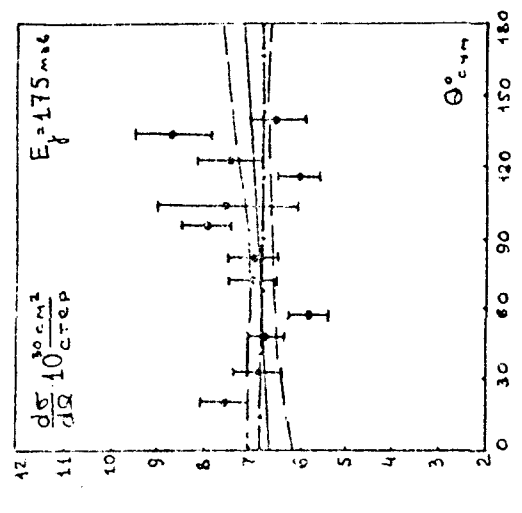


Fig. 13

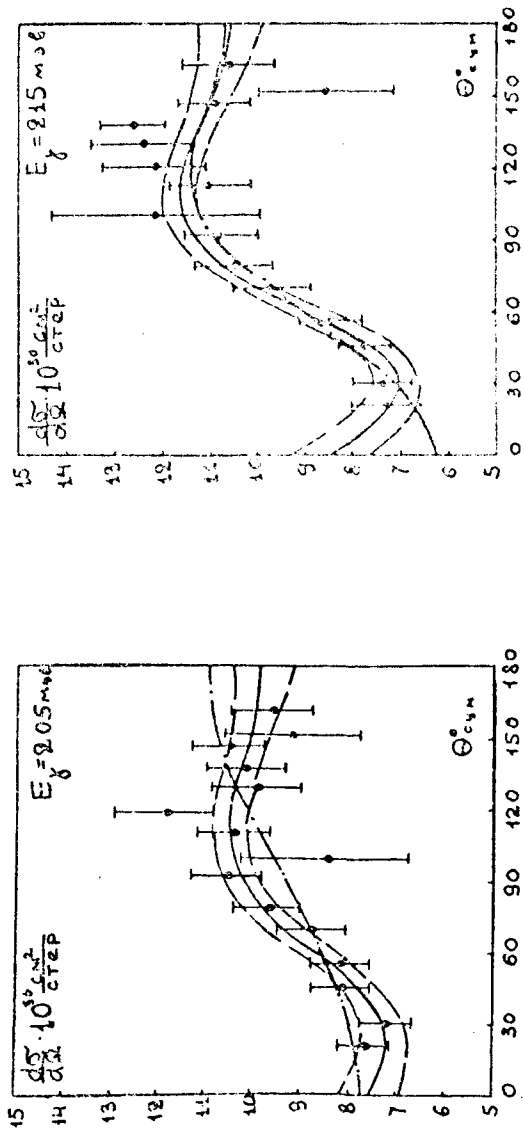


Fig. 16

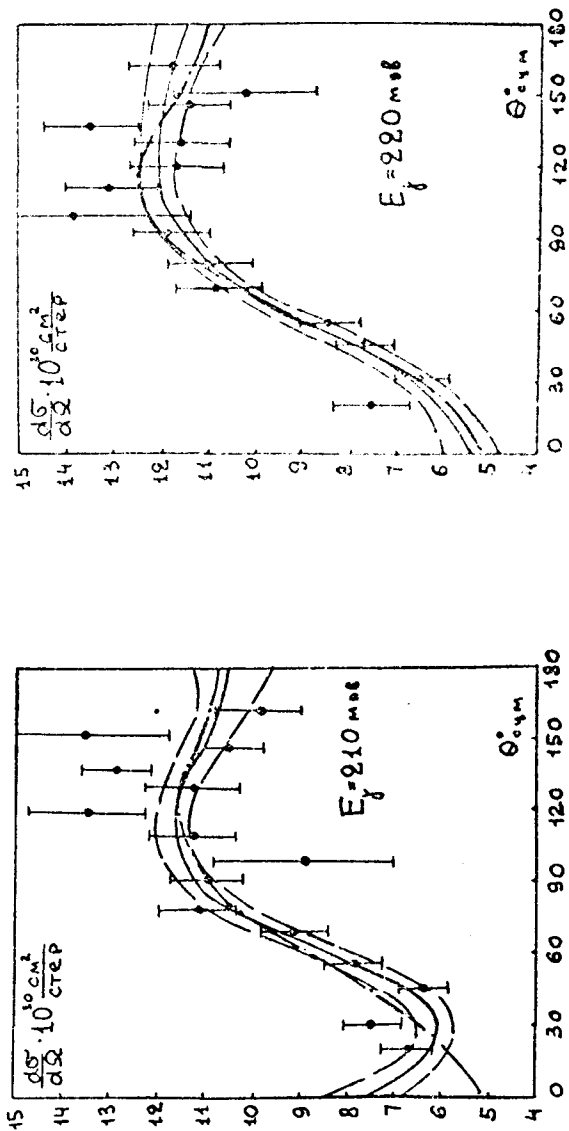


Fig. 17

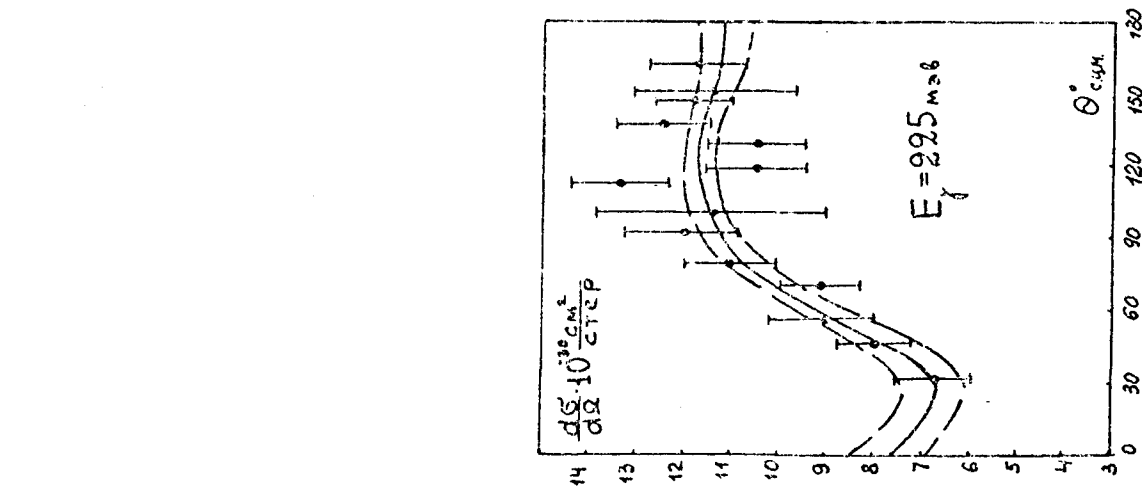


Fig. 18

BIBLIOGRAPHIE

1. M.I. Adamovich, V.G. Larionova, S.P. Kharlamov et Ph.R. Yagoudina, Physique nucléaire 6, 579 (1968).
2. M.I. Adamovich, E.G. Gorzhevskaja et Ph.R. Yagoudina, Zh.E.T.Ph., T.43, 1113 (1962).
3. J.G.R. Taylor, M.J. Moravcsik et J.L. Uretsky, Phys. Rev. 106, 1345 (1957).
4. M. Beneventano, G. Bernardini, D. Carlson-Lee, G. Stoppini et L. Tau, Nuovo Cimento 4, 323 (1956).
5. D. Mc. Pherson et R. Kenney, Bull. Amer. Phys. Soc. 16, 523 (1961).
6. J.K. Walker et J.P. Burg, Phys. Rev. Letters 8, 37 (1962).
7. M.J. Bazin et J. Pine, Phys. Rev. 132, 830 (1963).
8. E.L. Goldwasser, G. Ascoli, V.E. Kruse, J.C.H. Park, J.D. Simpson, W.P. Swanson et T.S. Yoon, Travaux de la 12^e Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Dubna 1964, T.I. 821.
9. G.M. Lewis, R.E. Azuma, E. Gabathuler, D.W.G.S. Leith et W.R. Hogg, Phys. Rev. 125, 378 (1962).
10. D. Freitag, W.L. Schwille et R. J. Wedemeyer, Z. Physik 186, 1 (1965).