

Reyo

INTERACTION DES NUCLEONS DE
QUELQUES CENTAINES DE MEV AVEC LES NUCLEONS
ET LES NOYAUX

-:-:-

par J. HEIDMANN
Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique
PARIS

-:-:-:-:-

Interaction des nucléons de quelques 100 Mev avec les nucléons et les noyaux

— 0 — 0 — 0 —

résumé de trois colloques faits au Laboratoire de
Physique de l'École Polytechnique* (prof. L. Leprince-Ringuet)
en mai 1952 par J. Heidmann, Chargé de Recherches au CNRS

— 0 — 0 — 0 —

Ces dernières années la mise en fonctionnement de
gros accélérateurs (Berkeley, Columbia, Rochester, Chicago)
a permis l'étude expérimentale de l'interaction des nucléons
avec nucléons et noyaux dans une bande d'énergie de
l'ordre de la centaine de Mev à 100 - 400 Mev.

Nous donnons ici les caractéristiques essentielles de
cette interaction, en excluant cependant les phénomènes
mésoniques (création de mésons π). Au cours de l'exposé
nous donnons, sous forme intuitive, quelques indications

* des ronéo-copies peuvent être demandées à ce laboratoire.

(2)
d'aspect théorique pour la compréhension des faits expérimentaux.

Les références sont toutes relatives à Physical Review. Elles sont données sous forme abrégée, ex. 80.642, les deux premiers chiffres indiquant le volume, les derniers la page. (pour fixer les idées le volume 81 est paru au premier trimestre 1951)

L'écriture décimale est abrégée, par ex.
0,08 → .08 -

Le signe Ξ sur une figure indique que cette figure est exacte à 1 ou 2 mm près -

Abbreviations :

NP nucléon N neutron P proton
N noyau

(I)

NUCLEON / NUCLEON

3

1) RAPPEL

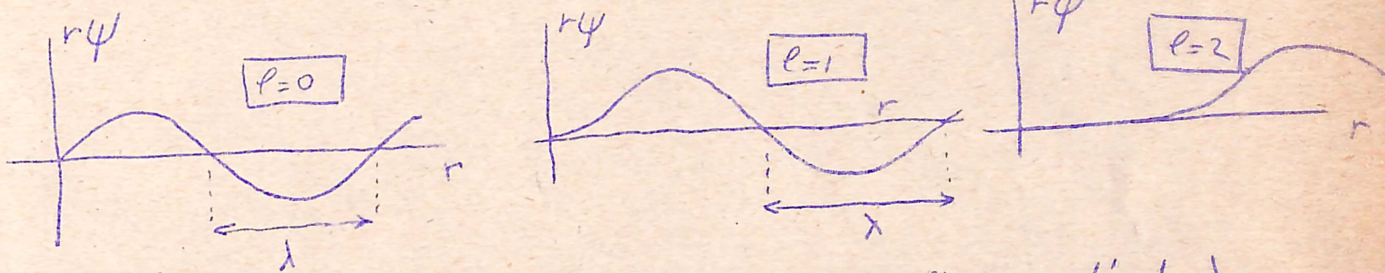
un peu de rappels théoriques sur le scattering.

La formule de Rayleigh permet de décomposer une onde plane en ondes sphériques de différents moments angulaires l :

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta)$$

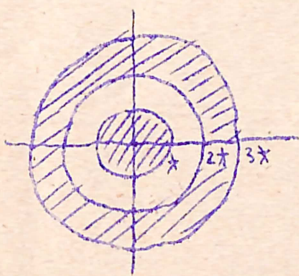
\uparrow fonctions de Bessel sphériques \uparrow Polynômes de Legendre

Les ondes partielles $\psi_l = j_l P_l e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ ont en gros l'aspect suivant :



asymptotiquement : $r\psi_l \sim$ sinusoïde de longueur d'onde λ
 à l'origine : $r\psi_l \sim r^{l+1}$

Donc $|\psi_l|^2$ (probabilité de présence) maximum pour $r \sim 0$ si $l=0$,
 $r \sim \lambda$ pour $l=1$, $r \sim 2\lambda$ pour $l=2, \dots$; La formule de Rayleigh



permet ainsi de décomposer le flux incident en particules tombant dans des couronnes distantes de la cible de $\sim \frac{1}{2}\lambda$, $\sim \frac{3}{2}\lambda$, $\sim \frac{5}{2}\lambda, \dots$ correspondant à des moments angulaires $(m\lambda) \times$ distance $\approx \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$
 (ondes S, P, D, F, ...)

Formule des ondes partielles

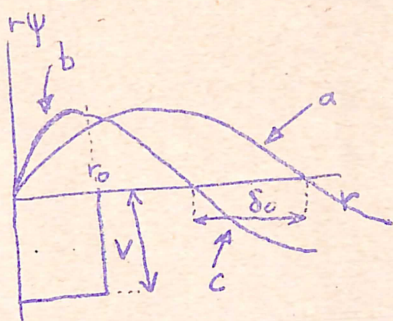
$$\sigma = \sum_{\ell=0}^{\infty} \underbrace{2\pi \left(\ell + \frac{1}{2}\right) \lambda^2}_{\text{surface cône}} \times (\text{Effet du potentiel})$$

$$\rightarrow = 4 \sin^2 \delta_{\ell}$$

↑ phase

$$= 4\pi \lambda^2 \sum (2\ell+1) \sin^2 \delta_{\ell}$$

Phase prenons l'exemple d'un potentiel carré attractif : V

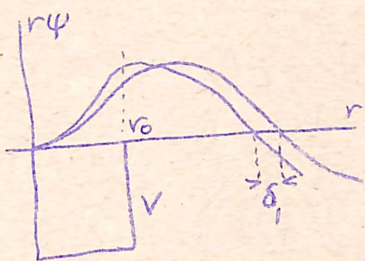


a : onde S ($\ell=0$) sans effet du potentiel, de longueur d'onde λ correspondant à énergie E .

$$\left[\lambda = \frac{1}{k} \quad k = \sqrt{2ME/\hbar^2} \right]$$

↑
vecteur propagation

S'il y a potentiel, pour $r < r_0$ $E \rightarrow E+V$ donc λ diminue (courbe b); pour $r > r_0$, $V=0$, donc λ reprend la même valeur (courbe c). - V a eu pour effet de déphaser a de δ_0 (négativement pour pot. attractif.).



Pour onde P ($\ell=1$) le même potentiel agira moins, d'autant moins que λ (λ^2 où ψ_1 est max.) est grand par rapport à r_0 (portée du potentiel).

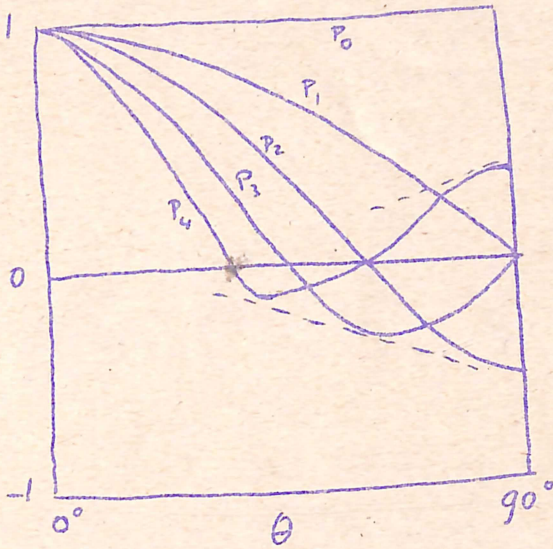
Pour ondes $\ell > 1$ effet encore moindre.

En pratique le potentiel agira sur les ondes partielles $\ell < \ell_{\max}$

avec $\ell_{\max} \lambda = r_0$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$: la formule est $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta) \right|^2$

rappelons l'allure des $P_l(\cos\theta)$: (cf Jendke & Ende, fig. p 121)



Pour NP/NP avec $E < \sim 10$ MeV, seul $l=0$ est important, donc $d\sigma/d\Omega \propto P_0 = \text{cte}$ (diffusion isotrope)

Pour E grand beaucoup de l interviennent et leurs effets se fondent dans une autre formule : Born

Approximation de Born :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\text{amplitude diffusée}|^2$$

$$\text{ampl. d.} = \frac{-i}{4\pi} \int \psi_f^* H' \psi_i$$

\uparrow onde finale
 \uparrow perturbation
 \uparrow onde initiale

Pour NP/NP : $H' = V$ $\psi_f^* \psi_i = e^{ik \cdot r}$

\uparrow changement de moment $2k \sin \frac{\theta}{2}$

donc - ampl. \propto composante K de la transformée de Fourier de V .

D'où importance de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour la connaissance de V . Rappelons que

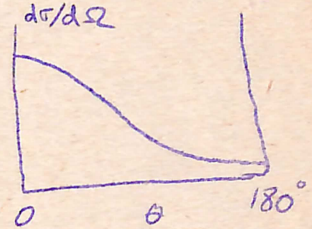
la TF d'une fonction de Gauss de demi-largeur B_0 cm est une

fonction de Gauss de demi-largeur $K_0 \text{ cm}^{-1} = 1/B_0$ (relations

d'incertitude)

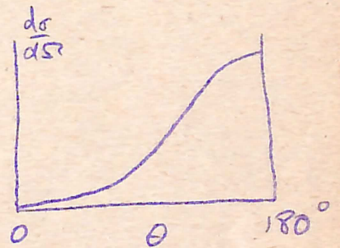
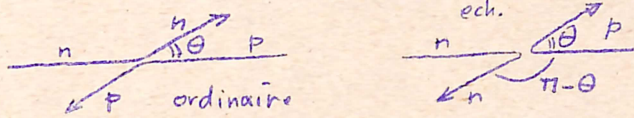
La T.F. d'un potentiel de portée r_0 sera une fonction de K petite pour $K > \sim \frac{1}{r_0}$, grande pour $K < \sim \frac{1}{r_0}$.

Pour des forces sans échange ($K = 2 \sin \frac{\theta}{2}$) on a alors pour $d\sigma/d\Omega$ pour $E \sim 100 - 500$ MeV :



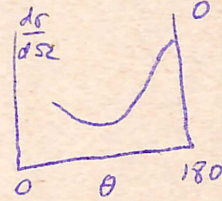
Pour des forces d'échange ($K = 2 \sin \frac{\pi - \theta}{2}$)

pour échange $\theta \rightarrow \pi - \theta$:



on a pour $d\sigma/d\Omega$

Experimentalement (pour N/P) on a :



D'où nécessité d'introduire des

FORCES D'ÉCHANGE :

$$V = (a + b P_x) \times \text{potentiel usuel}$$

avec $a + b = 1$, $P_x =$ opérateur échangeant les coord. des 2 particules c.a.d $\underline{r} \rightarrow -\underline{r}$

POTENTIEL N/P : il y interviendra ce $(a + b P_x)$; un terme

dependant de l'état de spin, singlet ou triplet : $(1 - g + g \underline{\sigma}_1 \cdot \underline{\sigma}_2)$

[$\underline{\sigma}_1 \cdot \underline{\sigma}_2 = 1$ pour triplet, -3 pour singlet ; $g =$ parametre] ; un terme

de forces non centrales (pour le quadrupole de H^2) dites forces-tenseur :

$$S = \underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n} \underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n} - \underline{\sigma}_1 \cdot \underline{\sigma}_2 \quad [\underline{n} : \text{vecteur unitaire sur la ligne joignant les 2 NP }]$$

Par ex. :

$$V = \frac{1 + P_x}{2} \left(1 - g + g \underline{\sigma}_1 \cdot \underline{\sigma}_2 + \gamma S \right) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} V_0$$

↑ échange ordinaire
centrales
non-cent.
↑ Yukawa
↑ intensité

(voir 75.351 pour les premières considerations d'échange)

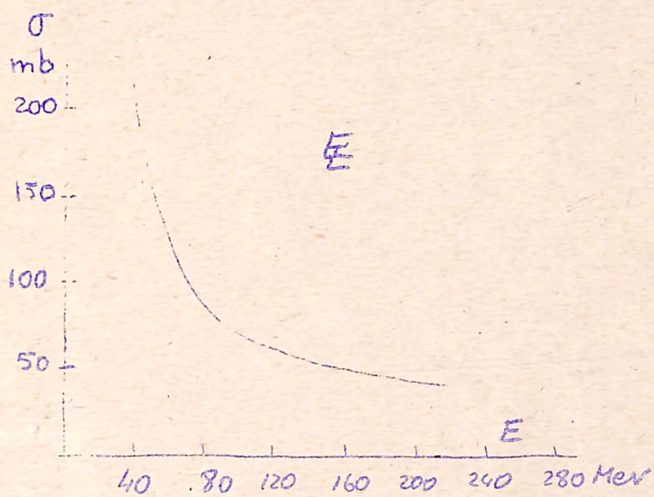
2) FAITS EXPERIMENTAUX

7

N-P : section totale (c.a.d. intégrée sur les angles)

σ décroît à peu près en $1/E$ pour $40 < E < 150$ MeV, puis présente un plateau d'environ 50 mb pour $E > 150$ MeV.

Voir figure \rightarrow (81.923)



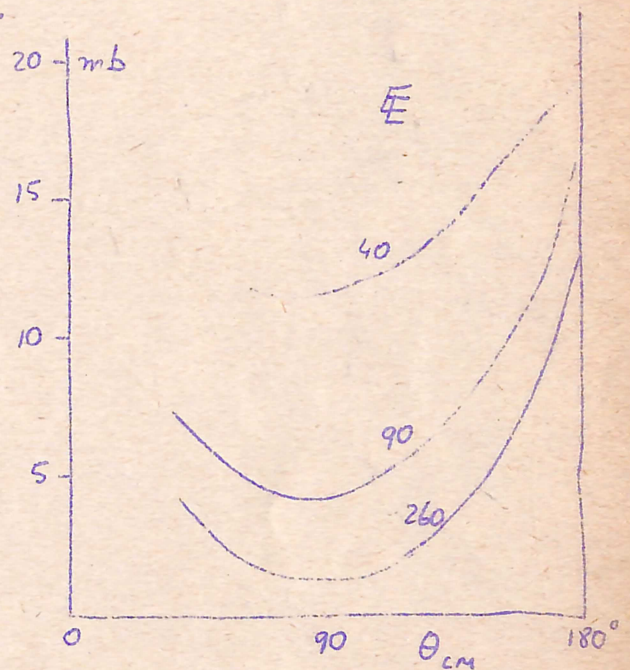
E est l'énergie du N incident dans le sys. du laboratoire.

section différentielle $d\sigma/d\Omega$
a une forme en V très prononcée,
à peu près symétrique autour de

$\theta = 90^\circ$. (un peu décalé à gauche cependant).

Sur la figure \rightarrow voici $d\sigma/d\Omega$
pour N incidents de 40, 90 et 260 MeV (θ est mesuré dans le centre de masse)

Dans le tableau nous donnons les refs., l'intervalle d'angle où les mesures sont faites (aucune pour θ_{cm} petit!) la section au min. et la section à 180° , et la méthode expérimentale (cr : compteurs, cw : chambre Wilson)



(cf 79.98)

E_{MeV}	ref.	θ_{cm}	$d\sigma/d\Omega$		meth.
			min	max	
40	75.351	60 - 180°	11	19 mb	cr
90	" 75.555	35 - 180	4	16	(cr cw)
260	79.96	35 - 180	1	12	cr
220	à paraître par Guernsey	75 - 180	1.2	13	cr

8

P-P section différentielle : le fait remarquable est

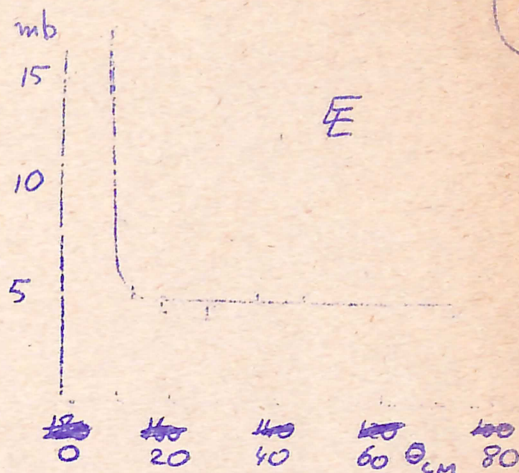
que $d\sigma/d\Omega$ est constant en fonction de θ_{cm} (diffusion isotrope), sauf pour θ petit où la diffusion Coulomb intervient (rappelons que $(d\sigma/d\Omega)_{coulomb} \propto 1/E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}$). Ce n'est qu'à faible énergie (30 MeV) que $d\sigma/d\Omega$ varie un peu avec θ (Peger max. à 90°). Noter que $d\sigma/d\Omega$ est symétrique autour de $\theta_{cm} = 90^\circ$ puisque les P sont indiscernables.

E_{MeV}	ref.	θ_{cm}	$d\sigma/d\Omega$	meth.	θ_{cb}
30	79.57	25 - 90°	13 - 16 mb	plaques	20°
32	79.71	25 - 100	13 - 15	cr. proport.	20
100	80.490	40 - 100	5.5	cr.	
120	83.923	60 - 90	~4	cr	20
160	"	60 - 90	~4	"	
250	"	50 - 90	~4	"	
345	"	11 - 90	3.6*	"	10
340	79.81	40 - 90	~5	cr	
240	85.416	30 - 90	5	cr	
240	85.1024	8 - 90	4.5	plaques	10

* valeur trop faible d'environ 30%

θ_{cb} est l'angle au dessus duquel la diffusion Coulomb est négligeable

Sur la fig → est donné $d\sigma/d\Omega$ à 240 MeV avec indication des points expérimentaux pour donner une idée de la précision ($\sim 10\%$ dans toutes ces expériences)



section totale: excluant l'effet coulombien on a

$$\sigma = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{puisque } d\sigma/d\Omega \text{ est constant.}$$

$\sim 50-60$ mb pour $E > 150$ MeV. Comme dans le cas N-P on a un plateau, ayant à peu près la même valeur.

3) INTERPRETATIONS

La grande valeur de $d\sigma/d\Omega$ pour N-P à $\Theta_{CM} = 180^\circ$ amène l'introduction de forces d'échange (déjà vu); et son allure symétrique par rapport à $\Theta_{CM} = 90^\circ$ conduit à 50% de forces ordinaires et 50% de f. d'échange environ; d'où un facteur $(1+P_x)/2$ dans le potentiel N-P; cela signifie que l'interaction est nulle dans les états impairs (l impair) (seuls des polynômes de Legendre symétriques par rapport à $\Theta = 90^\circ$ interviennent; cf p.5).

Pour P-P $d\sigma/d\Omega$ est d'allure isotrope. Cela ne peut s'expliquer en supposant que seule l'onde S intervient; s'il en était ainsi on aurait $d\sigma/d\Omega = k^2 \sin^2 \delta_0 < k^2 = 2.5$ mb à

350 Mev, alors que la valeur experimentale est 4,5 mb

Rappelons que la λ d'un ~~partir~~ nucléon d'energie E est

$$\lambda = 2\pi \tilde{\lambda} \quad \tilde{\lambda} = 1/k \quad k: \text{vecteur propagation}$$

avec
$$E_{\text{MeV}} = 20,74 \frac{k^2}{10^{13}} \quad \text{ou} \quad E \text{ est en MeV} \\ k \text{ " " } 10^{13} \text{ cm}^{-1}$$

Pour un systeme de 2 NP, le $\tilde{\lambda}$ dans le systeme du centre de mass.

est
$$\tilde{\lambda}_{\text{CM}} = \sqrt{\frac{83}{E_{\text{lab. MeV}}}} 10^{-13} \text{ cm} \quad \text{puisque} \quad E_{\text{CM}} = \frac{1}{4} E_{\text{lab.}}$$

Potentiel N-P

o l'analyse des faits experimentaux pour en deduire le pot. N-P a été faite par Christian & Hart (77.441) après parution des resultats exp. à 40 et 90 Mev, mais avant ceux à energie plus grande (avec lesquels l'accord est satisfaisant). Les faits experimentaux forment 2 groupes: ceux à faible energie, déjà étudiés par d'autres auteurs (scattering à moins de 15 Mev, etat fondamental du deuton) et les nouveaux (scatt. à 40 et 90 Mev) avec lesquels il faut figurer les analyses précédentes. - Si l'on analyse brutalement (c.a.d. sans tenir compte de la possibilité de differences d'interaction dans les etats singlets et triplets, ni des forces tenseur) $d\sigma/d\Omega$ experimental $\sqrt{\text{à } 90 \text{ MeV}}$ en polynomes de Legendre on trouve pour les phases:

$$\delta_0 \approx 50^\circ \quad \delta_1 \approx 1^\circ \quad \delta_2 \approx 5^\circ$$

ce qui montre que l'onde S rend compte de 90% de la section

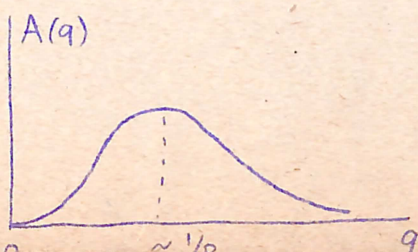
totale σ ($\sin \delta_0 \gg$ aux autres $\sin \delta$) - que l'onde P 11
 intervient très peu (peu d'interaction dans l'état $l=1$) - que
 l'onde D intervient plus et, par son interférence avec l'onde
 S (cf p.5 en haut terme $P_0 P_2$) rend compte de la forme en V

Une analyse plus détaillée montre que :

- la proportion de forces d'échanges est $55 \pm 5\%$ (léger décalage à gauche de $d\sigma/d\Omega$)
- la forme du potentiel est à longue queue, cad que un puits de potentiel carré ou gaussien est exclu au profit du pot. exponentiel ou du pot. de Yukawa (cela afin qu'à 40 MeV le pot. agisse suffisamment sur l'onde D pour rendre compte de la forme en V de $d\sigma/d\Omega$)
- la forme en V , plutôt qu'en U , de $d\sigma/d\Omega$ requiert l'introduction de forces tenseur, comme par considération de l'état fondamental du deuton; en effet la principale contribution des F.T. viendra (p.5) de son interférence avec le terme S, donc sera proportionnel au transformé de Fourier du terme F.T. :

$$A = \int \underline{\sigma}_1 \cdot \underline{n} \underline{\sigma}_2 \cdot \underline{n} V_{FT}(r) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} = \underline{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q} \underline{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q} L(q) \propto q^2 L(q)$$

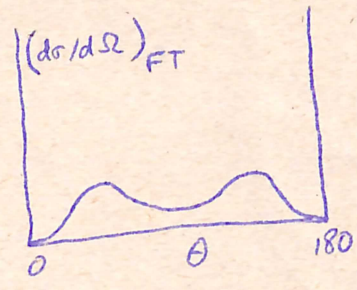
où $L(q)$ est le T.F. de V_{FT} et $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$.



S. R est la portée du potentiel V_{FT}

A passera par un max. pour $q \sim 1/R$

A 90 MeV, avec $R \sim 2 \cdot 10^{-13}$ cm, cela correspond à un θ d'environ 40° . Avec 50% de forces d'échange la contribution des F.T. à $d\sigma/d\Omega$ à 90 MeV aura donc l'aspect ci contre et lui donnera une forme en V plutôt qu'en U.



— quant à la détermination des portées "effectives" (pour le sens exact de ce mot, cf 76.38) des potentiels les expériences à haute énergie donnent peu d'information nouvelle :

- singlet : $r > 2 \cdot 10^{-13}$ cm
- triplet : $r \sim 1.5 \pm .2 \cdot 10^{-13}$ cm
- tenseur : $r = 1 \text{ à } 2 \cdot 10^{-13}$ cm.

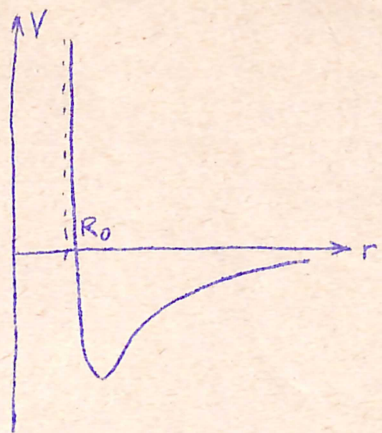
Potentiel P-P : trois essais ont été faits pour rendre compte de l'isotropie de la diffusion P-P. L'un fait intervenir un terme spin-orbite (L.S) (80.203 - mais les calculs sont faux), l'autre introduit arbitrairement un terme ad-hoc de forces tenseur pour P-P (79.85); le dernier fait intervenir un centre repulsif (81.165) et semble le plus intéressant. Nous en rendons compte :

puisque l'isotropie de la diffusion P-P ne peut s'interpréter par diffusion S seule une autre idée naturelle se présente : celle

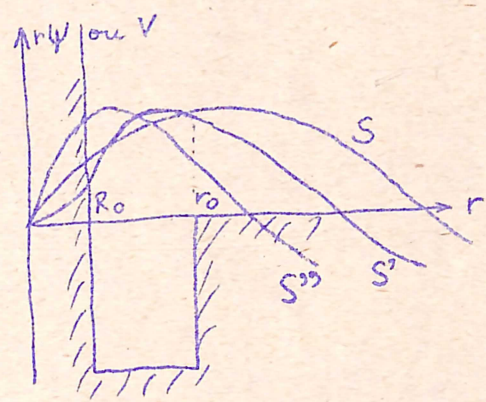
de la diffusion par une sphere rigide (caracterisee par un potentiel repulsif ∞ pour $r < R_0$, nul pour $r > R_0$); si $\lambda \ll R_0$ la diffusion sera isotrope (cas classique).

L'introduction d'un centre repulsif favorisera donc l'isotropie. Bien sur, par les donnees experimentales a basse energie qui explorent le pot. P-P dans la region $r \gtrsim 1.10^{-13}$ cm, on sait deja qu'il faut $R_0 \lesssim 1.10^{-13}$ cm; alors on n'a plus $\lambda \ll R_0$; cependant l'essai vaut d'etre tente.

Il faut essayer de garder le principe de l'indpendance par rapport a la charge des forces nucleaires, verifie aux faibles energies, qui dit que dans un meme etat orbital et de spin l'interaction N-P est la meme que l'interaction P-P (et N-N). Il faut donc introduire un pot. repulsif qui agisse pour P-P mais pas pour N-P, ce qui est possible de par l'intervention du principe d'exclusion: pour N-P tous les etats 1S 3S 1P 3P 1D 3D ... sont permis; tandis que pour P-P seuls les etats antisymetriques sont permis: 1S 3P 1D ...; il suffit alors d'introduire un pot. repulsif dans les etats singlets: pour P-P l'action sera 100%; pour N-P l'action sera reduite par celle de l'etat 3S .



Le pot. singlet sera comme ci
 centre : répulsif pour $r < R_0$
 attractif pour $r > R_0$.
 ($R_0 \sim .6 \cdot 10^{-13}$ cm). Pour comprendre
 l'effet de ce pot. schématisons :



le pot. est représenté par .
 S est l'onde S sans pot. ; Le
 pot. La transforme en S^{*} ; S^{**}
 est celle que l'on aurait si au
 pot. attractif on n'avait pas ajouté

le centre répulsif ; on voit que ce centre redécale S^{*} vers
 la droite d'environ R_0 (kR_0 en radians pour la phase).

Pour l'onde D l'action du centre sera négligeable car $r \frac{dV}{dr}$ part
 déjà tangentielle à l'origine (pour l'onde P l'état est triplet,
 donc pas de centre répulsif).

On voit donc que l'effet du centre sera d'accroître la phase
 négative δ_0 que l'on aurait sans lui, et d'autant plus que
 k est grand. Vers $E \sim 150$ Mev δ_0 , de négative, deviendra
 positive. (avec $R_0 \sim .6 \cdot 10^{-13}$ cm); donc le terme d'interfé-
 rence S-D ($\sin \delta_0 \sin \delta_2 P_0 P_2$ dans $d\sigma/d\Omega$ p.5)

* pour $r < R_0$, $E - V$ est négatif ($-\infty$ même), donc ψ doit être
 une exponentielle croissante ($\equiv 0$ même).

deviendra positif pour $\theta_{cm} = 90^\circ$ lorsque $E > 150$ Mev. Le $d\sigma/d\Omega$ fortement décroissant (de 0 à 90°) que donnerait un pot. purement attractif (cf p. 6) sera alors transformé en une courbe plus

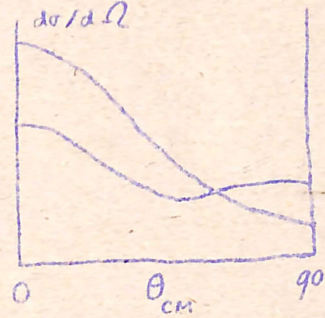
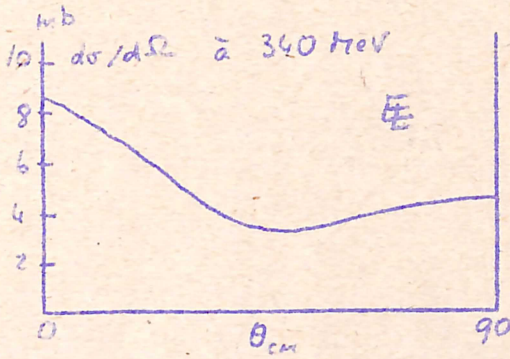


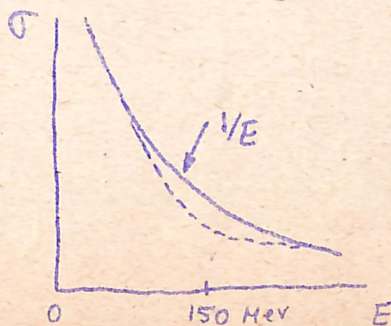
plate. Le creux vers $\theta_{cm} \sim 45^\circ$ sera comblé par les forces tenseur (cf p. 12) pour obtenir en définitive un $d\sigma/d\Omega$ à peu près plat dans le cas de P de 340 Mev. L'accord



n'est pas satisfaisant mais la tendance est bonne. Notez que des corrections de relativité, incalculables pour l'instant, peuvent atteindre 10 à 20% ; et que des termes non statiques (comme L.S) peuvent entrer dans

le pot. NP - NP.

Comme $\delta_0 = 0$ à ~ 150 Mev la contribution singlette à la

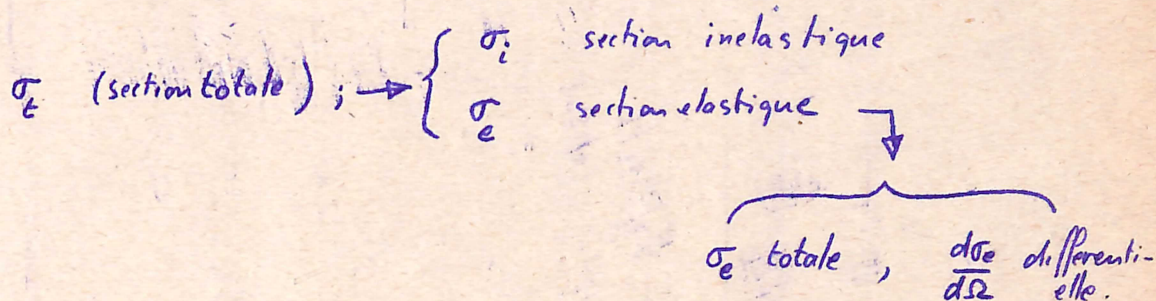


section totale σ passera par un minimum. On a vu p. 4 que $\sigma \propto k^2 \propto VE$; donc, toutes choses égales d'ailleurs, ce min. dans σ singlette contribue à expliquer le plateau observé dans σ pour $E > 150$ Mev.

II

NUCLEON / NOYAU

L'information peut se classer, par détail croissant :



et ce soit pour N ou pour P incident
 et pour des énergies E du N incident diverses
 et des charges Z du \mathcal{N} cible diverses

Ici nous n'entrerons pas dans le détail de σ_i , cela nous entraînerait trop loin (répartition des états en nb. de branches, branches noires, ...)

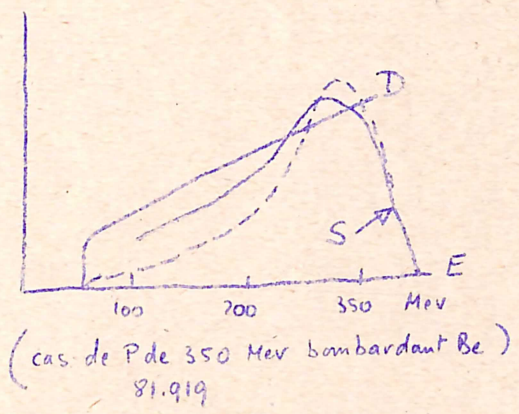
1) FAITS EXPERIMENTAUX

A) pour N/\mathcal{N}

σ_t des mesures ont été faites jusqu'à 280 Mev sur des noyaux divers. Voici un résumé des réf. :

E_{MeV}	ref.	cible	detection			
84	75.7	14 % de D à U	$C^{12}(n,2n)C^{11}$			
95	77.606	12 % de D à U	fission de Bi			
115 150 160 180 190 220 240	81.919	C, Al, Cu, Pb	fission de Bi			
280				80.23	11 % de D à U	P de recul
270				80.27	10 % de D à U	fission de Bi

En general les neutrons sont produits par stripping de deutons ou par ~~reculs de~~ protons arrachant des N à des % légers. Leur spectre d'énergie est donc flou (courbe S_v).

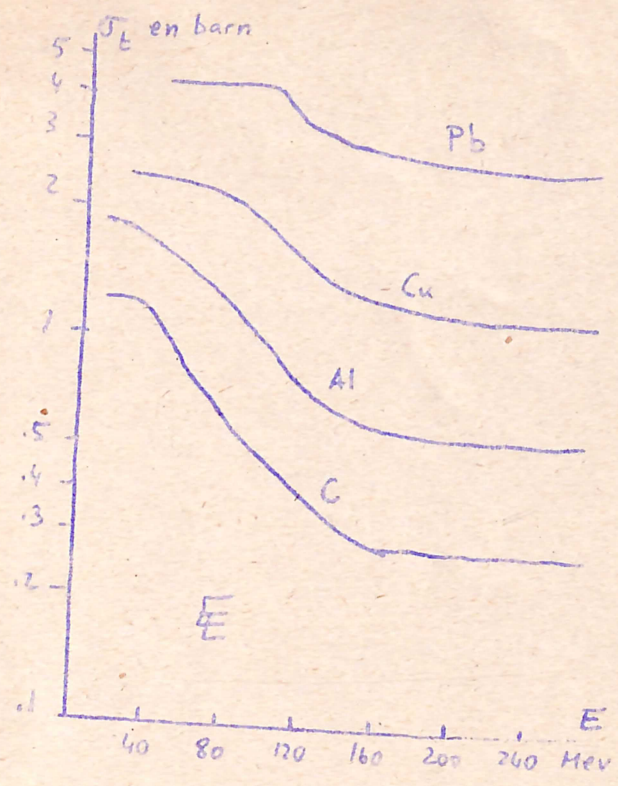


L'appareil de detection a une efficacité avec l'en. des N : un seuil dessous duquel elle est nulle, au dessus duquel elle croit. Le seuil pour $C^{12}(n,2n)C^{11}$ est 20 MeV, pour fission de Bi: 50 MeV (courbe D), sur

P de recul: ajustable à volonté. L'énergie effective des N incidents s'obtient en faisant le produit des courbes S et D (courbe en - -)

Les mesures de τ_t se font en bonne géométrie (cf in a)

Ces mesures sont resumées dans la fig. (81.922)



Ici encore il y a un plateau pour $E > 150$ Mev, atteint d'autant plus tôt que le \mathcal{N} est léger et avec une chute relative d'autant plus grande que le \mathcal{N} est léger (cf infra interprétation)

La valeur du plateau correspond à ce qu'on obtient par les rayons cosmiques à plus hautes énergies; il s'étendrait donc très loin.

σ_i la section inélastique se mesure en mauvaise géométrie.

bonne géom.:



- N : N incidents
- M : moniteur (par fission de Bi par ex.)
- A : atténuateur (quelques livres parcourus de l'élément étudié)
- D : détecteur

le tout en ligne, l'angle de D vu de A étant très petit (qq 10000° de radian)

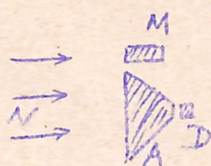
Tout ce qui est absorbé ou dévié en A rate D, on mesure donc σ_E :

$$\frac{I_{D_A}}{I_{D_0}} = e^{-N\sigma_E L}$$

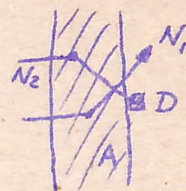
I_{D_A} intensité en D avec A
 I_{D_0} " " " sans "

N: nb. de \mathcal{N} / cc, L: longueur de A

mauvaise géométrie :



A est un cône d'angle grand ; il équivaut donc à une plaque ∞ contre laquelle est appliqué D.



Alors le N, N_1 qui aurait pu atteindre D mais a été dévié élastiquement de θ sera compensé par un N, N_2 dévié élastiquement de θ . On a donc :

$$I_{D_A} / I_{D_0} = e^{-N \sigma_i L}$$

si un N dévié inélastiquement à une énergie inférieure au seuil de D (ce qui est pratiquement le cas)

Des mesures de σ_i ont été faites à 95 Mev (77.606) et à 270 Mev (80.27) pour une douzaine d'éléments.

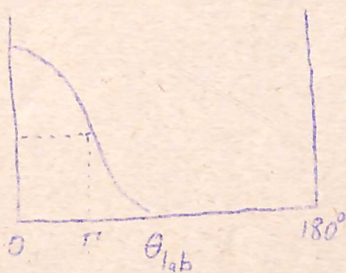
En gros on a $\sigma_i / \sigma_t = .45 - .40$ à 90 Mev pour C-Pb
 $= .50$ au moins à 270 Mev pour C-Pb.

Donc σ_i / σ_t serait environ $1/2$, mais croîtrait un peu si $E \nearrow$ ou $Z \searrow$.

σ_e on a, bien sûr, $\sigma_e = \sigma_t - \sigma_i$.

$d\sigma_e / d\Omega$ études faites à 14 Mev par Amaldi (Nuovo Cim. 3, 15, 203 (1946)) sur Pb, à 90 Mev pour Al, Cu et Pb (77.597) et pour C (77.606)

$d\sigma_e / d\Omega$ a une allure de ce genre, avec une $\frac{1}{2} \frac{1}{2}$ largeur Γ , à 90 Mev:



cible	C	Al	Cu	Pb
Γ_{lab}	13	10	5	4.5 degrés

Les observations n'ont pas été faites pour $\theta_{lab} > 25^\circ$.

B) pour P/16 les mesures par atténuation ne sont 20

plus applicables, car les P perdraient trop d'énergie par ionisation. On utilise alors des émulsions nucléaires que l'on dépouille "le long des traces" en notant les phénomènes divers survenant aux P (étoiles, scatterings, arrêts brusques). La littérature donne :

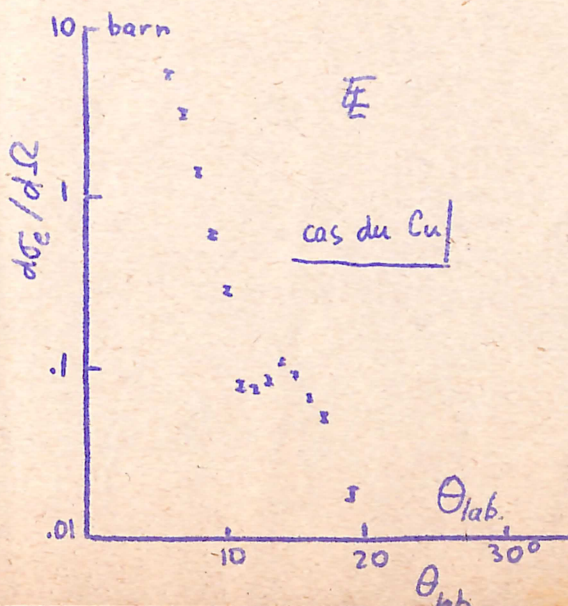
σ_i	E_{MeV}	ref	cible	$\sigma_i / \sigma_{géométrique}$
	240	85.497	{ C, N, O Ag, Br	.7 .9
	350-400	85.827	émulsion	$.55 \pm .10$

σ_i décroît donc jusqu'à quelques 100 MeV ; puis croît ensuite vers $\sigma_{geom.}$ aux énergies de rayons cosmiques.

$d\sigma_e/d\Omega$ études faites pour P de 340 MeV sur 10 éléments, de Ca à Pb, avec une résolution angulaire de $\frac{1}{2}^\circ$.

(86.29) Les anneaux de diffraction ont été observés (1 pour Cu, 2 pour Pb). (voir courbe \rightarrow pour Cu). La position

du premier minimum en fonction de la masse atomique de la cible est \downarrow



σ_e dans les mesures précédentes le scattering de Coulomb n'est important qu'aux petits angles : $< 2^\circ$ pour C, $< 6^\circ$ pour Pb (à 340 MeV). Le négligeant et extrapolant $d\sigma_e/d\Omega$ aux petits angles on obtient pour σ_e (86.29) :

	C	Al	Cu	Ag	Pb	
σ_e	.1	.2	.5	.9	.9	barn

2) **INTERPRETATIONS**

A) theorie : (cf par ex. 86.29) . La formule des ondes partielles donne pour l'onde diffusée :

$$\Psi_{scatt.} \approx \frac{e^{ikr}}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta)$$

(\approx signifie asymptotiquement ; noter que $\frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i} = e^{i\delta_l} \sin\delta_l$)

Si R est le rayon du noyau, le \mathcal{N}_0 agit sur les ondes à l jusque l_{max} tel que $l_{max} \lambda = R$ ($l_{max} = 40$ pour Pb à 340 MeV)

cas d'un noyau opaque : la phase δ_l peut s'écrire $\delta_l = \alpha_l + i\beta_l$

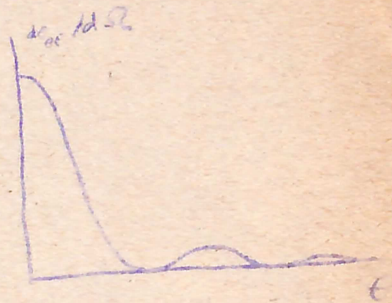
la partie réelle rend compte de la diffusion
la partie imaginaire de l'absorption (le i donne $e^{-\beta_l}$)

Pour un \mathcal{N}_0 opaque $\beta = \infty$ pour $l < l_{max}$
 $= 0$ " $>$ "
 et $\alpha = 0$ " $>$ "

donc
$$\Psi_{sc.} \approx - \frac{e^{ikr}}{2ikr} \sum_0^{l_{max}} (2l+1) P_l$$

$$\text{et } \begin{cases} \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |\Psi_{sc}|^2 = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l \right|^2 \\ \sigma_{el} = \pi R^2 \quad (\text{plus exact}^t: \pi(R+\lambda)^2) \end{cases}$$

formules de la diffraction optique \rightarrow



cas d'un noyau transparent: (75.135.2) (modele optique)

en rentrant dans le \mathcal{N}_0 l'onde representant le λ plus petite -

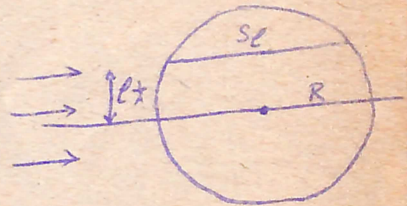
 on considere alors le \mathcal{N}_0 comme une sphere d'indice de refraction defini par $k_1 = k \left(\sqrt{1 + \frac{V}{E}} - 1 \right)$

d'un coefficient d'absorption $K = \sigma^2 \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ avec $\sigma^2 = 2\sigma_{pp}^2 + (A-2)\sigma_{np}^2$
 σ_{pp}^2 et σ_{np}^2 etant calcules a partir des σ_{pp} et σ_{np} libres en tenant compte du principe de Pauli (le \mathcal{N} ne peut passer a l'etat z sur la fig. \leftarrow)

d'un coefficient de reflexion: (la surface du \mathcal{N}_0 etant une discontinuite de potentiel reflectera une partie de l'onde incidente) il est negligeable si $V \ll E$, ce qui est le cas ici.

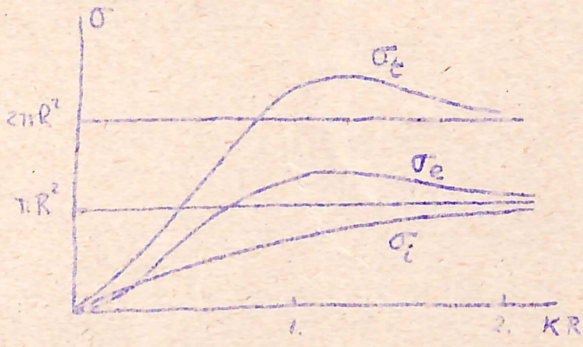
Ainsi on a $\mathcal{S}_p = \left(k_1 + i \frac{K}{2} \right) S_0$

S_p etant la longueur de \mathcal{N}_0 traversee par l'onde l (max a environ $l\lambda$ de l'axe \rightarrow)



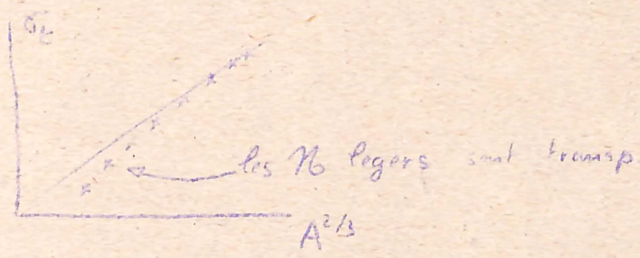
Reportant dans $d\sigma_{el}/d\Omega$ on obtient encore des anneaux de diffraction, mais decalés vers de plus grands angles a cause de la transparence (cf calcul exact 80.921)

σ_i , c.à.d. l'absorption, se calcule par des formules analogues. Pour $k_1 = 1.5 K$ (cas des N de 90 Mev) on a :



si l'opacite augmente ($K \uparrow$)
 on a $\sigma_e \rightarrow \pi R^2$
 $\sigma_i \rightarrow \pi R^2$

B) application : cette theorie permet de calculer $\sigma_e(R) \neq 2\pi R^2$. Experimentalement on a en effet $\sigma_e \neq 2\pi R^2$ (transparence)



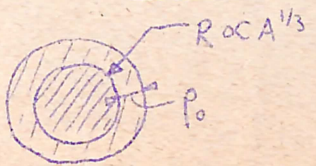
Avec le modele optique on peut ajuster K et V tels que $R \propto A^{1/3}$. On obtient :

$K = \frac{1}{4.5 \cdot 10^{-15}} \text{ cm}^{-1}$, $V = 31 \text{ Mev}$, $R = 1.37 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ pour N de 90 Mev

Pour P de 340 Mev ces valeurs sont bonnes aussi ; on trouve cependant que les anneaux de diffraction sont un peu plus decalés vers θ grand par rapport à la theorie, ce qui indiquerait une transparence un peu plus grande (86.29).

On a vu p.20 que $\sigma_e < \pi R^2$ pour P/N , la fig. du haut de cette page montre que cela est dû à la transparence.

Remarque : il a été propose un modele (85.757) de noyau fait d'une partie centrale à densité constante et de rayon à peu près $\propto A^{1/3}$, entouré d'une zone à densité décroissante d'épaisseur c.à ρ_0 ($\sim r_0$). Pour $E \sim 40 \text{ Mev}$ cette zone est opaque,



pour $E \sim 100-300 \text{ Mev}$ transparente. Cela expliquerait l'allure de la fig. p. 18.

TABLE DES MATIERES

abreviations			page	2
Nucléon - Nucléon :	rappel de théorie			3
	faits expérimentaux	N-P		7
		P-P		8
	interprétations			9
		N-P		10
		P-P		12
Nucléon - Noyau :				
	faits expérimentaux	N-Noyau	σ_e	16
			σ_i	18
			$d\sigma_e/d\Omega$	19
		P-Noyau	$\sigma_i, d\sigma_e/d\Omega$	20
	σ_e		21	
	interprétations	théorie		21
		application		23