La production de pions dans les collisions des ions lourds entre 80 MeV/A et 300 MeV/A

H.J. Pirner

▶ **To cite this version:**

H.J. Pirner. La production de pions dans les collisions des ions lourds entre 80 MeV/A et 300 MeV/A. École thématique. Ecole Joliot Curie "Collisions nucléaires aux énergies voisine de l'énergie de Fermi", Bombannes, (France), du 13-17 septembre 1982, 1982. cel-00638211

HAL Id: cel-00638211
https://cel.hal.science/cel-00638211

Submitted on 4 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LA PRODUCTION DE PIONS DANS LES COLLISIONS DES IONS LOURDS ENTRE 80 MeV/A ET 300 MeV/A

H.J. PIRNER

Institut für Theoretische Physik der Universität Heidelberg (RFA)

Il y a beaucoup d'expériences avec des ions lourds à basses énergies (E < 20 MeV/A) (GSI Darmstadt) et à hautes énergies (E < 500 MeV/A) (LBL-Berkeley). Récemment on a aussi commencé à faire des expériences entre 80 MeV/A et 200 MeV/A (CERN-SC et LBL). La physique de Ganil va explorer cette bande d'énergie en grand détail. Avec ce cours je voudrais attirer votre attention sur les pions qui sont produits au-dessous du seuil NN → NNπ dans ces collisions d'ions lourds. La production d'un méson est un processus totalement nouveau dans les collisions d'ions lourds à basses énergies. Ainsi je propose une approche du sujet, sans préjugés. Avec trois expériences[1,2,3] très limitées on n'a pas réussi à formuler une théorie complète ou consistente. Plutôt beaucoup de travail reste a faire. Je vais me limiter à discuter trois modèles dont les deux derniers sont plus favorisés à mon opinion. Je vais donner une esquisse très schématique, pour les détails je réfère à la littérature. Les trois modèles sont les suivants:

(i) Modèle statistique[4,5]

(ii) Modèle d'une seule collision NN avec le mouvement de Fermi[6,7,8]

(iii) Production cohérente de pions[9,10,11]

(i) Modèle statistique

Sans connaissance d'un mécanisme microscopique qui permet de calculer la matrice on assume que les états finaux sont occupés avec leurs probabilités statistiques. Dans la réaction A + B → N + X cette méthode (modèle d'espace de phase) donne pour la section inclusive:

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{M,N} \sigma_{AB}(M,N)\, F_{MN}(p) \qquad (1)$$

On sépare la géometrie de la réaction de la dynamique en deux facteurs. Le premier $\sigma_{AB}(M,N)$ décrit la section efficace avec laquelle un tube de M nucléons fait une collision avec un tube de N nucléons en utilisant l'hypothèse de trajectoires droites (modèle de Glauber). On somme sur toutes les combinaisons M,N. Les collisions périphériques (centrales) donnent M,N petites (grandes). Le deuxième facteur $F_{MN}(p)$ est donné par la distribution statistique d'un nucléon dans un ensemble microcanonique de K = M + N nucléons où l'on fixe l'énergie E et l'impulsion P.

$$F_{MN}(p) = (M+N)\int \frac{d\vec{p}_2}{E_2}\frac{d\vec{p}_3}{E_3}\cdots\frac{d\vec{p}_K}{E_K}\,\delta\Big(\sum_{i=1}^{K} E_i - E\Big)\,\delta\Big(\sum \vec{p}_i - \vec{P}\Big)/Norm \qquad (2)$$

Si l'on veut généraliser la même idée pour la production de pions on doit faire de la chimie. Regardant la réaction

$$(M + N) \text{ nucléons} \rightleftharpoons (M + N) \text{ nucléons} + \pi$$

on réalise que la concentration de nucléons est importante pour déterminer le nombre de pions. Conséquemment on introduit une "freeze-out density" où l'état final se forme. Ce paramètre est fixé à deux fois la densité normale ($2\rho_0$) pour le calcul montré dans la Figure 1. Il sous-estime le processus largement. Mais la forme du spectre est bien reproduite. On doit ajouter

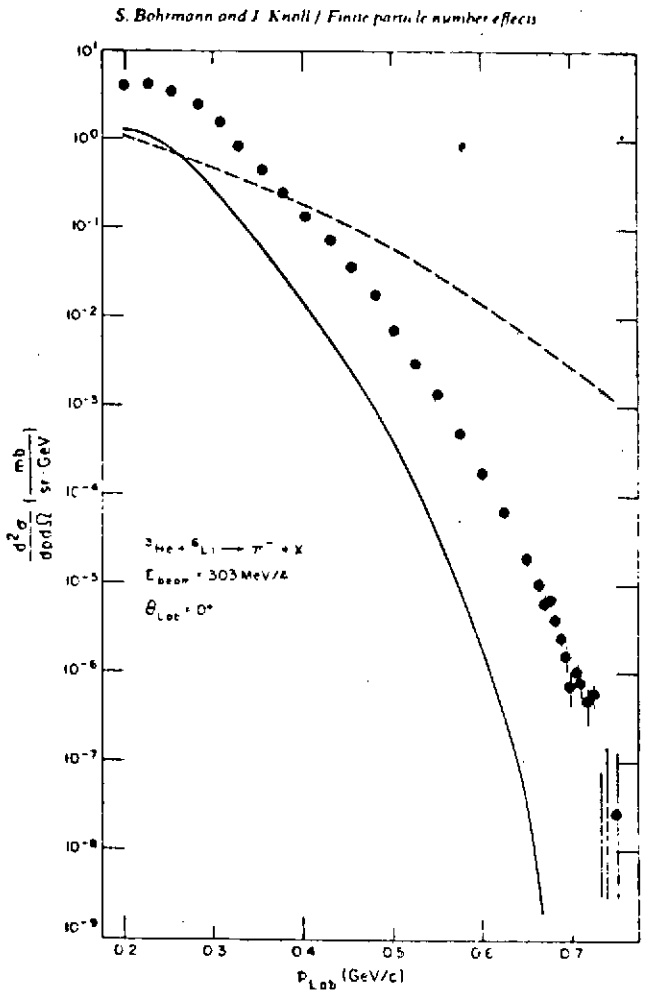

Fig. 1: Spectre inclusif du pion à 0° dans le système du laboratoire $He^3 + Li^6 \rightarrow \pi^- + X$.
Ligne (——): modèle statistique.
Ligne (---): firestreak.

que ce modèle ne permet pas de décrire la croissance de la production de pions entre 300 MeV/A à 2 GeV avec un paramètre de la freeze-out densité. Apparemment il y a une dépendance d'énergie dans le mécanisme de la production de pions qui n'est pas statistique; ce mécanisme est bien visible dans les données de la collission $NN \rightarrow NN\pi$ et est relié à la production intermédiaire de la résonance $\Delta(m_\Delta = 1236$ MeV).

$$NN \rightarrow N\Delta \rightarrow NN\pi \qquad (3)$$

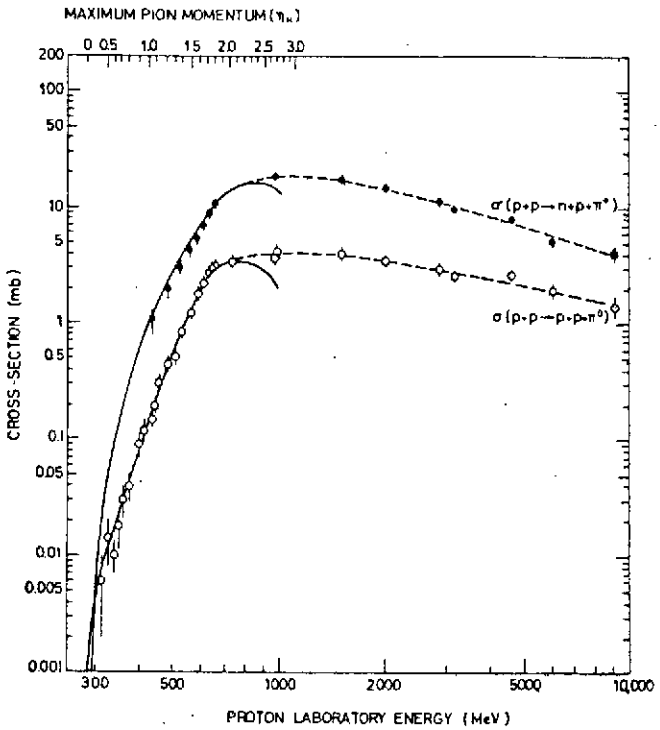

Fig. 2: Section efficace pour la production pionique NN → NNπ.

(ii) Modèle à une collision NN et le mouvement de Fermi

Naturellement il est plus réaliste de rechercher la production de pions dans la collision d'ions lourds dans des collisions nucléon-nucléon. Pour donner un calcul concret je vais utiliser la collision C + C → π^+ + X à 85 MeV/A. La cinématique non-relativiste donne des velocités et des impulsions de nucléons dans le lab $v_{lab} = 0.43$, $p_{lab} = 404$ MeV et dans les centres de masse $v_{cm} = 0.22$, $p_{cm} = 202$ MeV. La velocité et l'impulsion nécessaires pour la production d'un pion sont données par la conversion d'énergie cinétique en masse. Dans le cm

$$\frac{1}{2} m v_t^2 = \mu_\pi = 140 \text{ MeV} \qquad (4)$$

où $v_t = 0.38$ et $p_t = 365$ MeV. On calcule ainsi qu'on a besoin de $\Delta p = 163$ MeV impulsion pour produire un pion. En comparant cette impulsion avec le valeur d'impulsion de Fermi $p_F \approx 270$ MeV on voit que la production d'un pion à basse énergie n'est pas trop exigeante.

Dans la Figure 3 les deux sphères de Fermi pour la distribution d'impulsion dans les deux noyaux sont montrées avec une séparation de 2 p_{cm}. Une collision typique entre deux nucléons quelconques avec k_1 et k_2 n'est pas suffisante pour produire un pion. Seulement les nucléons dans les segments séparés par $2p_t$ peuvent contribuer à la production. On calcule facilement qu'il y a une énergie cinétique maximale $T_\pi = 40$ MeV de pion si l'on utilise ce modèle pas réaliste avec des sphères de Fermi. Au lieu je prends une distribution Gaussienne d'impulsions

$$n(\underset{\sim}{k}) = n(k_x)\, n(k_y)\, n(k_z)\,,$$

$$n(k_i) = \frac{1}{2\alpha\sqrt{\pi}} \exp\left(-k_i^2/4\alpha^2\right), \quad k_F^2/10 = \alpha^2. \tag{5}$$

Avec cette distribution je calcule le nombre de chocs NN qui sont dans l'intervalle Δp au-dessus de p_t; i.e. dans les deux segments (Fig. 3).

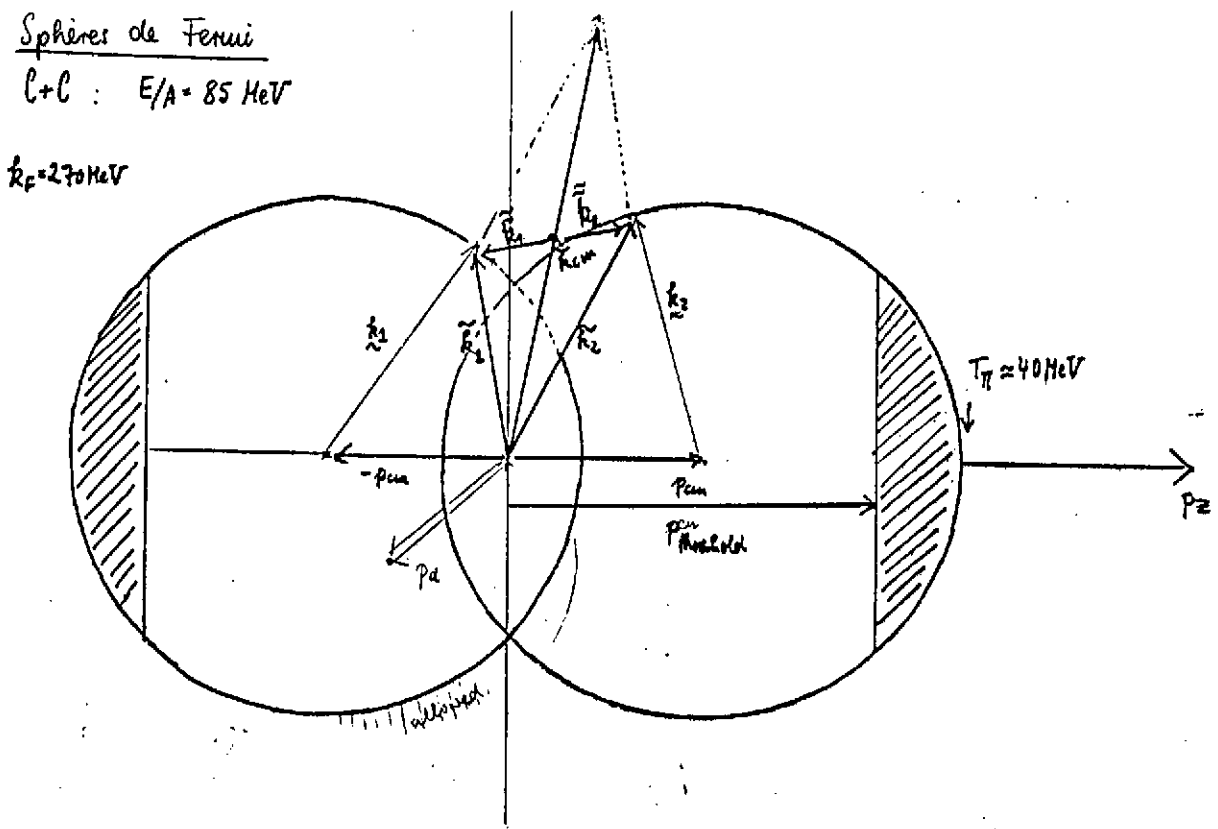

Fig. 3: Sphères de Fermi dans le centre de masse pour la collision C + C à 85 MeV/A.

Si je calcule la réaction pp → dπ à deux corps, qui est plus importante que NN → NNπ à très basses énergies, je peux relier p_t à l'énergie de pion E_π. On obtient

$$\frac{d(N_1 N_2)}{dE_\pi} = \frac{1}{4\alpha}\left(1 - \operatorname{erf}\eta\right)\frac{2}{\sqrt{\pi}}\, e^{-\eta^2}\, \frac{d\eta}{dE_\pi}\,, \tag{6}$$

$$\eta = (p_t - p_{cm})/2\alpha \quad \text{and} \quad \operatorname{erf}\eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_\eta^\infty e^{-x^2}\, dx\,.$$

Pour la section $C + C \to \pi^+ + X$ je multiplie ce nombre de pions avec la section efficace élémentaire $NN \to d + \pi$ et avec un facteur géometrique qui compte le nombre de nucléons moyens qui font une première collision, en rendant compte qu'autrement l'énergie est trop basse pour la production de pions. Une vue sur l'axe de collisions donne la surface de recouvrement de deux sphères. En remplissant cette surface avec des nucléons d'une grandeur σ_{NN} on obtient F_{Geo} et $d\sigma/d\Omega dE_\pi$ $(C + C)$

$$F_{Geo} \approx \frac{0.76\, R_A^2}{\sigma_{NN}} \approx 1.02 \text{ pour } C+C$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_\pi}(C+C\to\pi^\pm X) = \frac{d(N_1N_2)}{dE_T} \cdot \frac{d\sigma^{NN\to d\pi}}{d\Omega} \cdot F_{Geo} \qquad (7)$$

Le résultat est montré dans la Figure 4 en comparaison avec les données expérimentales de la collaboration CERN-Grenoble-Lund. La théorie surestime le nombre de pions. Probablement les deux nucléons deviennent très lents après la production, et ces états ne sont pas permis par le principe de Pauli. Le calcul en Ref. 3 essaie d'inclure cet effet. En plus, je crois qu'on a bien tenu compte des impulsions dans la collision NN, mais pas des énergies. Les nucléons ne sont pas sur leurs couches de masse, et on a besoin d'une concentration d'énergie des noyaux sur les deux nucléons à grandes impulsions. Il reste à voir comment on peut rendre compte de cette critique et présenter un calcul plus près des données.

(iii) Production cohérente de pions

Il est bien évident que le comportement collectif des noyaux ne va pas disparaître tout à coup quand on augmente l'énergie des ions lourds. En dépit de cette hypothèse on n'a pas encore révelé des degrés de liberté collectifs dans les collisions relativistes des ions lourds. Toute la réaction semble bien décrite par un calcul de cascade qui inclut les collisions NN successivement. A très basses énergies on a plus de chance de voir des propriétés collectives car le principe de Pauli ne permet pas de vraies collisions nucléon-nucléon avec un knock-out des participants. Avec une énergie augmentée E = 100 MeV/A - 300 MeV/A l'énergie n'est toujours pas suffisante pour de vraies réactions $NN \to NN\pi$. Ainsi quelques nucléons dans le projectile et/ou dans la cible doivent coopérer pour cette production. Il est facile de retracer la cinématique dans la réaction (Fig. 5) $He^3 + Li^6 \to \pi^- + X$. A une impulsion d'énergie élevée ($\gtrsim$ 400 MeV) du pion produit à zéro degré il est nécessaire d'avoir deux nucléons dans le projectile qui donnent toute leur énergie. Comme les autres réactions directes ces réactions sont surtout périphériques où le projectile ou/et la cible sont excités dans un état collectif en émettant un pion virtuel. Je propose la méthode de Weizsäcker et Williams pour le calcul de la production de pions. Cette méthode est bien connue dans la théorie du champ électromagnétique aux hautes énergies où l'on calcule comme exemple la réaction projectile chargé + noyau chargé $(Z) \to e^+e^-$ + noyau en calculant le nombre de photons équivalents "γ" au champ de Coulomb du noyau en mouvement avec le projectile au repos.

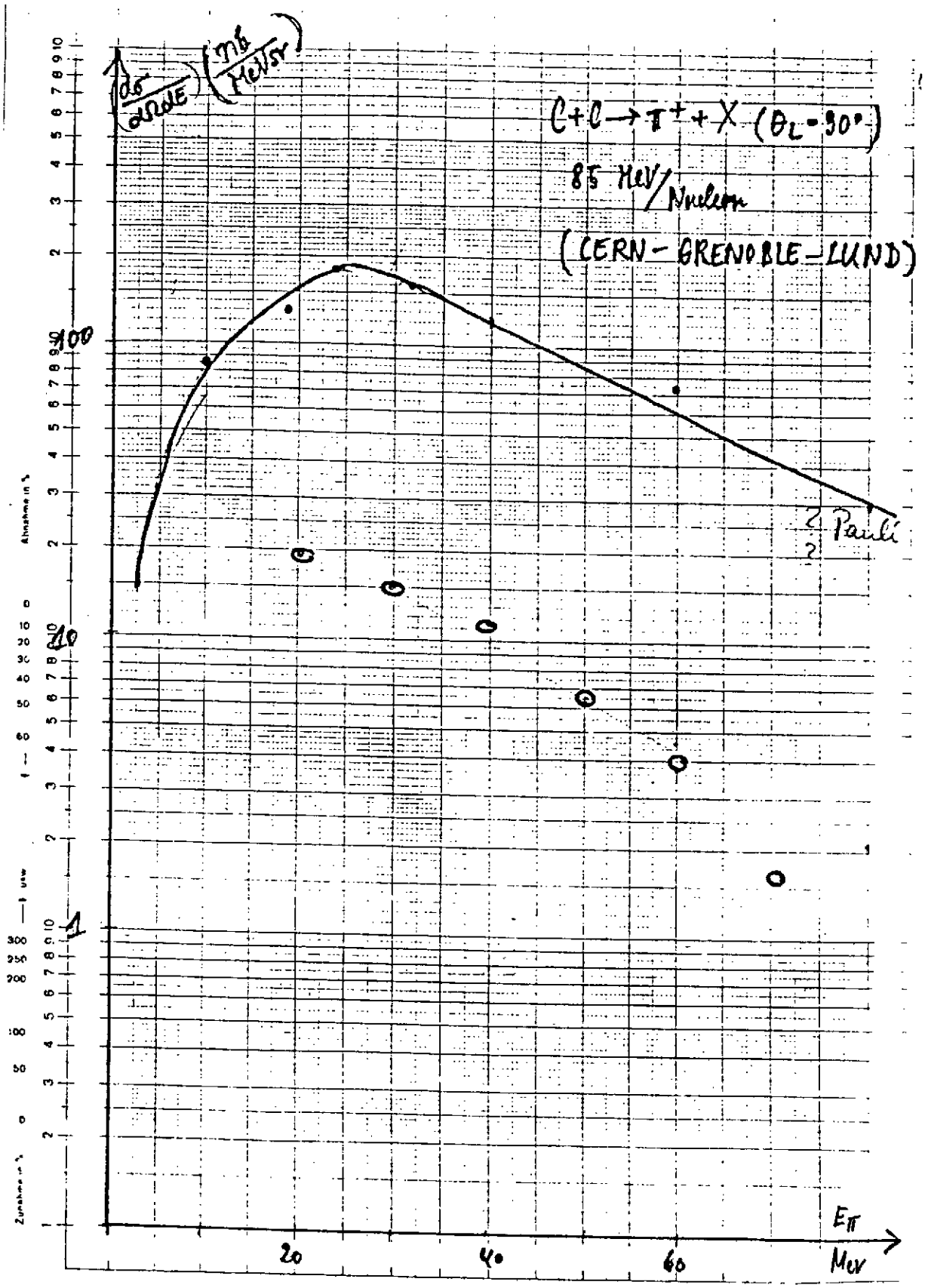

Fig. 4: Section efficace différentielle pour C + C → π^- + X à 90° dans le lab.
La ligne est le calcul décrit dans le texte, les points expérimentaux sont de la réf. 3.

Système du projectile	Système de la cible
$\gamma(Z) + a \rightarrow e^+e^- + a$	$a + Z \rightarrow a + Z + e^+e^-$
nombre de photon ($\omega = vk$)	champ Coulombien $\frac{Ze}{r}$
$\pi(A \rightarrow A^*) + B \rightarrow \pi + X$	$A + B \rightarrow \pi + X$
$\pi(B \rightarrow B^*) + A \rightarrow \pi + X$	
nombre de pions virtuels ($\omega = vk$)	nuage pionique des noyaux

L'analogue de la méthode de Weizsäcker-Williams est démontré dans le Tableau 1. Car les noyaux A et B sont équivalents, les deux noyaux peuvent se transformer en un flux de pions virtuels qui se matérialisent en collisions $\pi N \rightarrow \pi N$ avec des nucléons de l'autre noyau. Simplement, si la transition $(A \rightarrow A^* + \pi)$ est plus efficace que l'autre $(B \rightarrow B^* + \pi)$, cette propriété se voit dans une asymétrie des pions produits avec des angles en avant et en arrière dans le centre de masse NN. Si l'on regarde un π^-, la réaction $n \rightarrow p + \pi^-$ augmente l'efficacité des noyaux avec (N-Z) grand. Aussi la conservation de l'énergie est bien garantie, car les pions virtuels $(A \rightarrow A^* + \pi)$ ont une relation énergie-impulsion $\omega = (P + K)^2/2M_A - P^2/2M_A \approx v_A \cdot k$ qui vient du ralentissement de projectile. Cette énergie est conservée dans la seconde diffusion (incohérente) avec les nucléons dans la cible; seulement l'impulsion est changée pour mettre le pion sur la couche de masse.

Nous avons choisi l'état final A^* pour maximiser le nombre de pions. Dans le cas $Ne^{20} + NaF \rightarrow \pi + X$ l'analogue en isospin et spin (SU4) de nucléons dans la surface du noyau donne une contribution maximale

$$|SU_4\text{-analog}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_{eff}}} \sum \sigma_z^i \tau_\alpha^i \theta(\beta - R) |0\rangle \qquad (8)$$

où $R \approx 3.3$ fm est le rayon à la moitié de la densité nucléaire centrale et $N_{eff} \approx 9$. La transition $n(s_{1/2}) \rightarrow p(p_{1/2}) + \pi^-$ dans He^3 était choisie. Le champ pionique vient de la solution d'équation Klein-Gordon

$$\left[\omega^2 - q^2 - \mu^2 - 2\omega\, U_{opt}(\omega, q)\right] \phi_\alpha(\omega, q) = j_\alpha(\omega, q) . \qquad (9)$$

avec le courant pseudoscalaire j_α de pion évalué entre le fondamental $|0\rangle$ et analogue $|SU_4\rangle$ du noyau A (pour B égal) en mouvement avec la vitesse v.

$$j_\alpha(\omega, q) = \frac{1}{\gamma v} \int dt\; e^{-i\omega t} \int d^2\underset{\sim}{b}\, dz\; e^{ik_z z + i\underset{\sim}{k}_\perp \cdot \underset{\sim}{b}}\; j_\pi\left(\gamma(z - vt), \underset{\sim}{b}\right) \theta(|\underset{\sim}{b}| - R) \qquad (10)$$

Le courant pseudoscalaire j_π a une dépendance caractéristique conforme à la densité du projectile. Notez que la densité des noyaux plus lourds a aussi un comportement Gaussien. Avec l'équation (10)

$$\begin{aligned} He^3: \quad & j_\pi(\omega) \propto e^{-\omega^2/2\alpha\gamma^2v^2}, \qquad \alpha \approx 0.48\ fm^{-2} \\ Ne^{20}: \quad & j_\pi(\omega) \propto e^{-\omega^2 a R/2\gamma^2v^2}, \qquad a = 0.6\ fm,\ R = 3\ fm \end{aligned} \tag{11}$$

Le nombre de pion effectif s'obtient par le champ pionique au carré

$$\left\langle \frac{dN_\pi}{d\omega} \right\rangle = 2\omega\,|\phi(\omega)|^2 = \frac{2\omega\ |j(\omega)|^2}{|\omega^2 - q^2 - \mu^2 - 2\omega U_{opt}|^2} \tag{12}$$

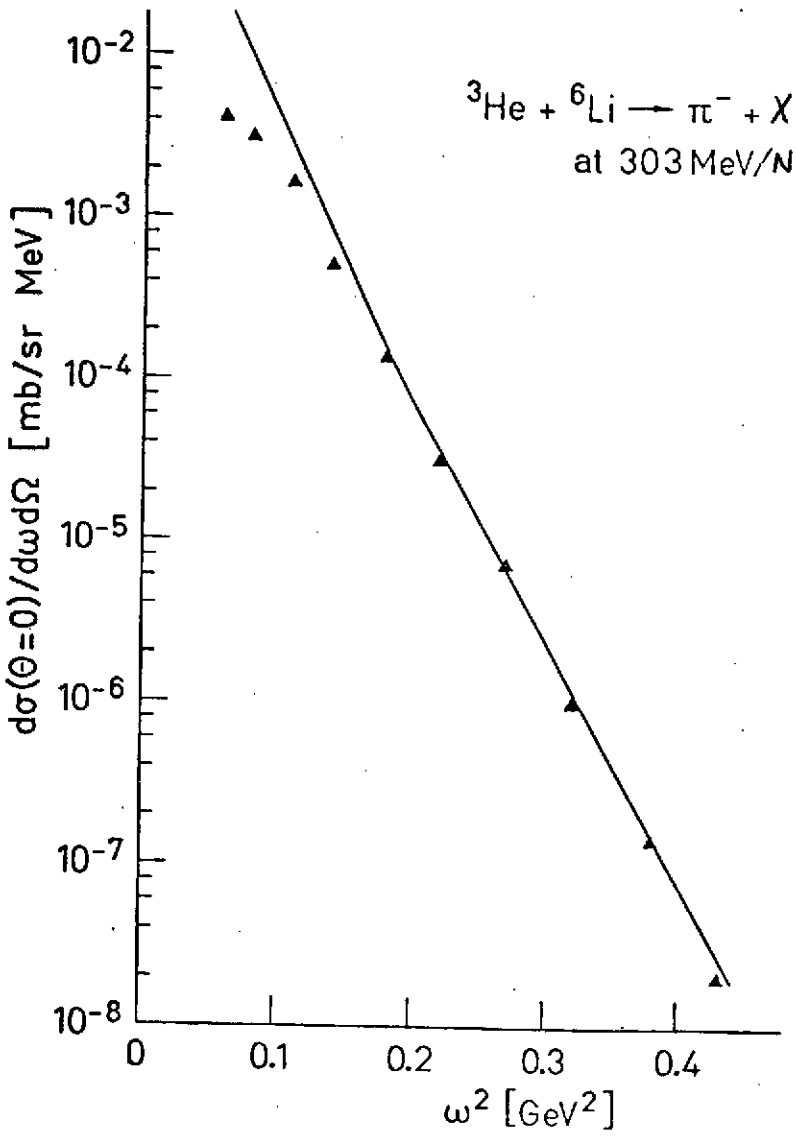

Fig. 5: Spectre inclusif du pion à 0^0 dans le système du laboratoire $He^3 + Li^6 \rightarrow \pi^- + X$.

Enfin la section efficace pour la production de pions est donnée comme

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega dE}\right|_{\theta=0^\circ} = \left\langle \frac{dN_\pi}{d\omega} \right\rangle \cdot \left(\frac{d\sigma_{\pi A \to \pi X}}{d\Omega}\right)_{\theta=0} \approx \left\langle \frac{dN_\pi}{d\omega} \right\rangle \cdot A_T \left(\frac{d\sigma_{\pi N}}{d\Omega}\right).$$

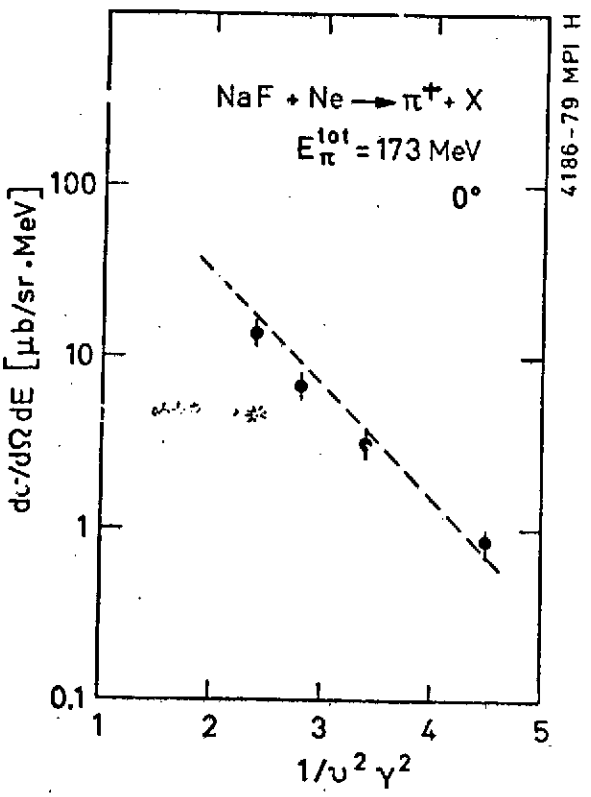

Fig. 6: Spectre inclusif du pion avec l'énergie totale 173 MeV à 0^0 dans le système du laboratoire NaF + Ne → π^+ + X.

où l'égalité finale est seulement correcte pour des noyaux légers. Un test spécifique du spectre de pions dans l'équation (12) existe avec les deux expériences. La Figure 5 montre la variation de $d\sigma/d\Omega d\omega$ de $He^3 + Li^6 \to \pi^- + X$ comme fonction de ω^2 et la Figure 6 la variation de la même section efficace pour Ne + NaF → π + X comme fonction de $1/v^2\gamma^2$ ($\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$). Les deux courbes manifestent clairement la dépendance exponentielle dérivée dans l'équation (11). Je voudrais ajouter que la valeur absolue de la section efficace doit être corrigée dans le cas NaF + Ne → π + X pour des effets Coulombiens[5]. Il me reste à constater que l'équation (12) inclut deux effets cohérents

(a) rayonnement de pion virtuel par $(A \to A^* + \pi)$ ou $(B \to B^* + \pi)$.

(b) propagation de pion dans le noyau (B ou A).

La propagation dans une cible plus lourde peut augmenter le taux de production[3].

Conclusion

L'étude de la production n'a pas encore donné une interprêtation unique. Pour les pions à basses énergies un modèle avec des collisions NN avec le mouvement de Fermi donnent une section efficace suffisante. Pour les énergies plus hautes on voit des effets plus cohérents où deux ou trois nucléons contribuent à la production.

La Littérature

(1) E. Aslanides, P. Fassnacht, F. Hibon, E. Chiavassa, G. Dellacasa, M. Gallio, A. Musso, T. Bressani et G. Puddu, Phys. Rev. Lett. 43, 1466 (1979) et E. Aslanides et al., Strasbourg, preprint (1982)

(2) W. Benenson, G. Bertsch, G. M. Crawley, E, Kashy, J. A. Nolen, jr., H. Bowman, J. G. Ingersoll, J. O. Rasmussen, J. Sullivan, M. Koike, M. Sasao, J. Peter et T. E. Ward, Phys. Rev. Lett. 43, 683 (1979)

(3) CERN-Grenoble-Lund collaboration, R. Jakobsson, Lund, preprint (1982)

(4) S. Bohrmann et J. Knoll, Nucl. Phys. A356, 498 ((1981)

(5) I. Montvay et J. Zimanyi, Nucl. Phys. A316, 490 (1979)

(6) G. Bertsch, Nature 283, 280 (1980), Les Houches (1977) 243

(7) J. Bondorf, J. Guet, R. Jakobsson et I. Prakash, private communication

(8) H. J. Pirner, en prêparation

(9) M. Chemtob, Nucl. Phys. A314, 387 (1979)

(10) H. J. Pirner, Phys. Rev. C22, 1962 (1980)

(11) M. Rosina et H. J. Pirner, Nucl. Phys. A367, 398 (1981)

(12) B. Hiller et H. J. Pirner, Phys. Lett. 109B, 338 (1982)

(13) K. F. Weizsäcker, Z. Phys. 88, 612 (1934); E. J. Williams, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 13, 4 (1935)