

Collisions entre ions lourds aux énergies relativistes

J. Huefner

► **To cite this version:**

J. Huefner. Collisions entre ions lourds aux énergies relativistes. École thématique. Ecole Joliot Curie "Collisions nucléaires aux énergies voisine de l'énergie de Fermi", Bombannes, (France), du 13-17 septembre 1982, 1982. <cel-00638215>

HAL Id: cel-00638215

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00638215>

Submitted on 4 Nov 2011

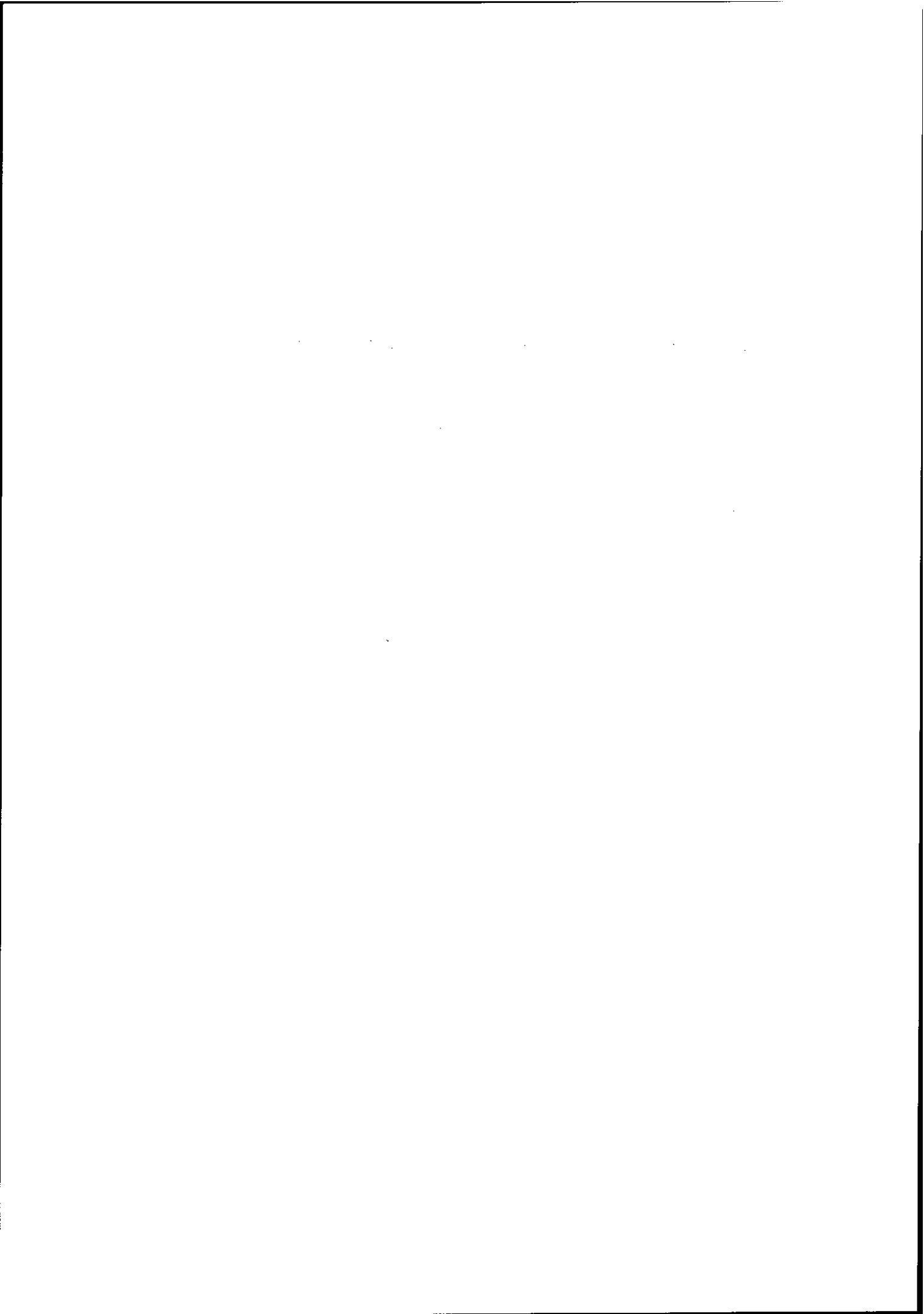
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

COLLISIONS ENTRE IONS LOURDS AUX ENERGIES RELATIVISTES

J. HÜFNER

Institut für Theoretische Physik der Universität Heidelberg (RFA)
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (RFA)



Pourquoi un cours sur la physique des ions relativistes, si l'on prépare des expériences au-dessous de 100 A MeV? On s'approche d'une terre inconnue souvent avec les notions et les outils connus. Comme ça un cours sur les ions relativistes nous permet peut-être de poser des questions importantes à plus basses énergies, mais il faut faire attention qu'on ne presse pas les réponses obtenues aux basses énergies dans un corset inadéquat.

Le cours à Bonbannes et mes notes ici seront élargies bientôt dans une revue (dans Physics Reports). Pour cette raison les notes ici sont un peu préliminaires. Mais j'étais bien content d'avoir la possibilité d'essayer mes idées devant un cercle assez critique et je remercie les organisateurs de l'école Joliot-Curie de m'avoir invité.

J'ai organisé le cours d'après le principe: d'abord les réactions très périphériques (diffusion élastique), après les réactions "peu inélastiques" (c'est la physique des "spectateurs"), et dans la dernière section on retrouve plutôt les réactions centrales (physique des participants).

1. Sections efficaces élastiques et totales

1.1 Quelques faits expérimentaux

1.1.1 A une énergie donnée, les sections efficaces intégrées élastiques et inélastiques montrent des propriétés géométriques en fonction du noyau projectile et cible (Fig. 1.1). Les sections efficaces élastiques σ_e et totales σ_t peuvent être paramétrisées par

$$\begin{aligned}\sigma_t &= 2\pi r_t^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - a)^2 \\ \sigma_e &= \pi r_e^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - a)^2,\end{aligned}\tag{1.1}$$

où les constantes a , r_t et r_e sont obtenues par le fit

$$a = 1.5$$

$$r_t = 1.52 \text{ fm}$$

$$r_e = 1.23 \text{ fm}$$

(1.2)

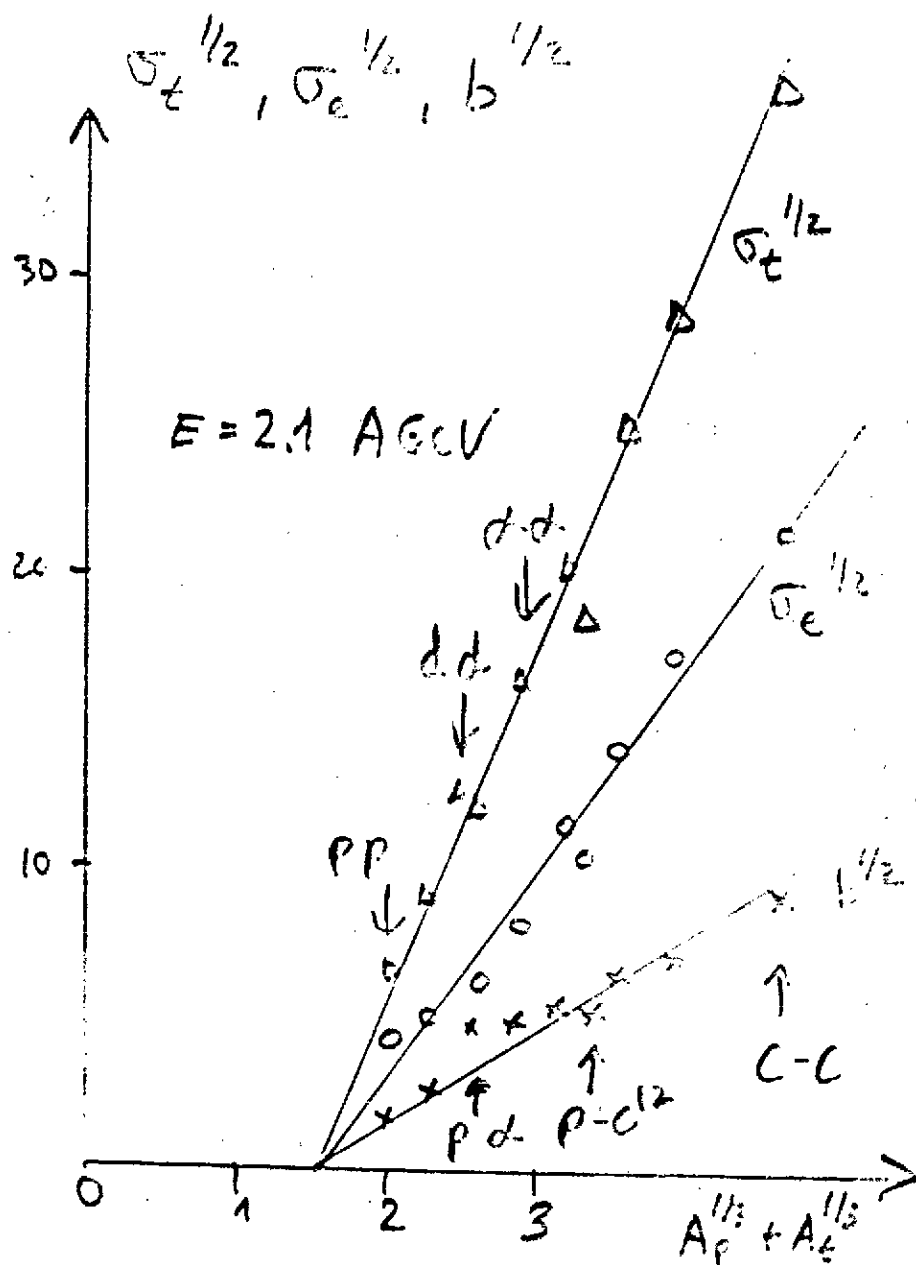


Fig. 1.1: La dépendance des sections efficaces élastiques et totales et la pente logarithmique b comme fonction du projectile et de la cible. Les données proviennent de la thèse de Jaros¹, l'énergie est 2 A GeV.

En plus, la pente logarithmique de la section efficace élastique est paramétrisée par

$$b = \left[\frac{d}{dq^2} \ln \frac{d\sigma_e}{dq^2} \right]_{q=0} = r_b^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - a)^2 \quad (1.3)$$

$$r_b = 0.98 / \mu$$

Observez, que ces dépendances indiquées incluent les données du proton-proton, du proton-noyau et du noyau-noyau (jusqu'à $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$). Dans un certain sens les protons sont aussi des particules composées à forte interaction comme les noyaux.

1.1.2 Les données expérimentales globales σ_e , σ_t et b ne dépendent pas trop de l'énergie. (Les données proviennent de sources différentes.) Le tableau 1.1 nous donne une idée. Il existe une grande ressemblance entre le comportement des données proton-noyau, noyau-noyau et les données correspondantes nucleon-nucleon. Pour la section efficace de réaction cette ressemblance a été étudiée par de Vries et al.⁴. Nous montrons un exemple dans la figure 1.2.

	σ_t [mb]		σ_e [mb]		b [(GeV/c) ⁻²]	
	E_1	E_2	E_1	E_2	E_1	E_2
α - α	390 ± 6.3	275 ± 40	114 ± 75	45 ± 15	70 ± 5	100 ± 10
p- α	142.7 ± 1.2	125.9 ± 0.3	32 ± 6	22.9 ± 0.23	31 ± 1.8	34.2 ± 0.4
p-p	47.9 ± 0.2	39.6	19.2		6.0	11.9 ± 0.4

Tableau 1.1: Les sections efficaces totales σ_t et élastiques σ_e et la pente logarithmique b comme fonction de l'énergie pour quelques combinaisons de projectile et cibles (Jaros¹, Bujak et al.², Ambrosio et al.³), $E_1 = 2$ A GeV, $E_2 = 500$ A GeV.

1.1.3 Les sections élastiques différentielles varient considérablement si l'on va de 500 A MeV jusqu'aux énergies des ISR. La Figure 1.3 montre l'exemple de la diffusion α - α . Les sections aux deux énergies se ressemblent fortement jusqu'au premier minimum et diffèrent pour les énergies plus larges.

1.2 La théorie de Glauber

La théorie de Glauber est un outil merveilleux du théoricien. D'abord elle est brillamment exposée dans les Boulder Lectures⁷, et je recommande cet article original comme un très bon exemple de la littérature scientifique. La théorie est aussi une merveille dans sa simplicité. Finalement elle décrit la physique quantitativement souvent, même dans les domaines où on ne l'attend pas.

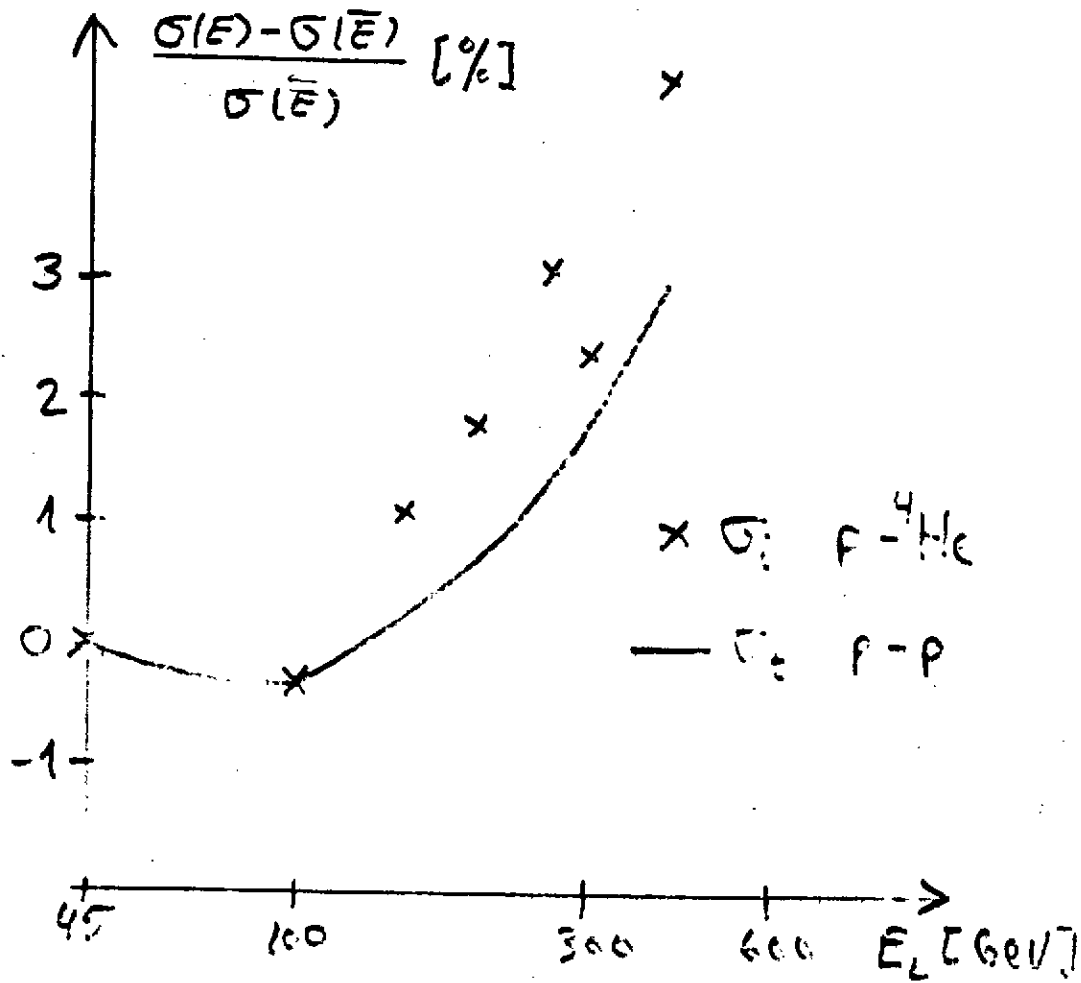
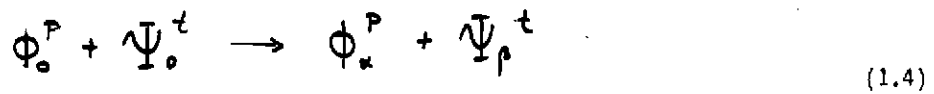


Fig. 1.2: La variation relative de la section inélastique de p- α en fonction de l'énergie comparée à la variation de la section efficace totale proton-proton. Entre 45 GeV et 400 GeV. Données pour p- α par Bujak et al.².

Dans la réaction



un noyau projectile (dans son état fondamental ϕ_0^P) réagit avec un noyau cible (Ψ_0^t étant sa fonction d'onde), on produit deux noyaux excités ϕ_α^P et Ψ_ρ^t (pas nécessairement stables), et une impulsion transverse \vec{q} est échangée entre les noyaux, la section efficace est

$$\frac{d\sigma}{d\vec{q}} (\phi_0^P, \Psi_0^t \rightarrow \phi_\alpha^P + \Psi_\rho^t) = \left| \int d^2b e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_\alpha^P \Psi_\rho^t | 1 - \prod_{j \in P} (1 - T_j) | \phi_0^P \Psi_0^t \rangle \right|^2 \tag{1.5}$$

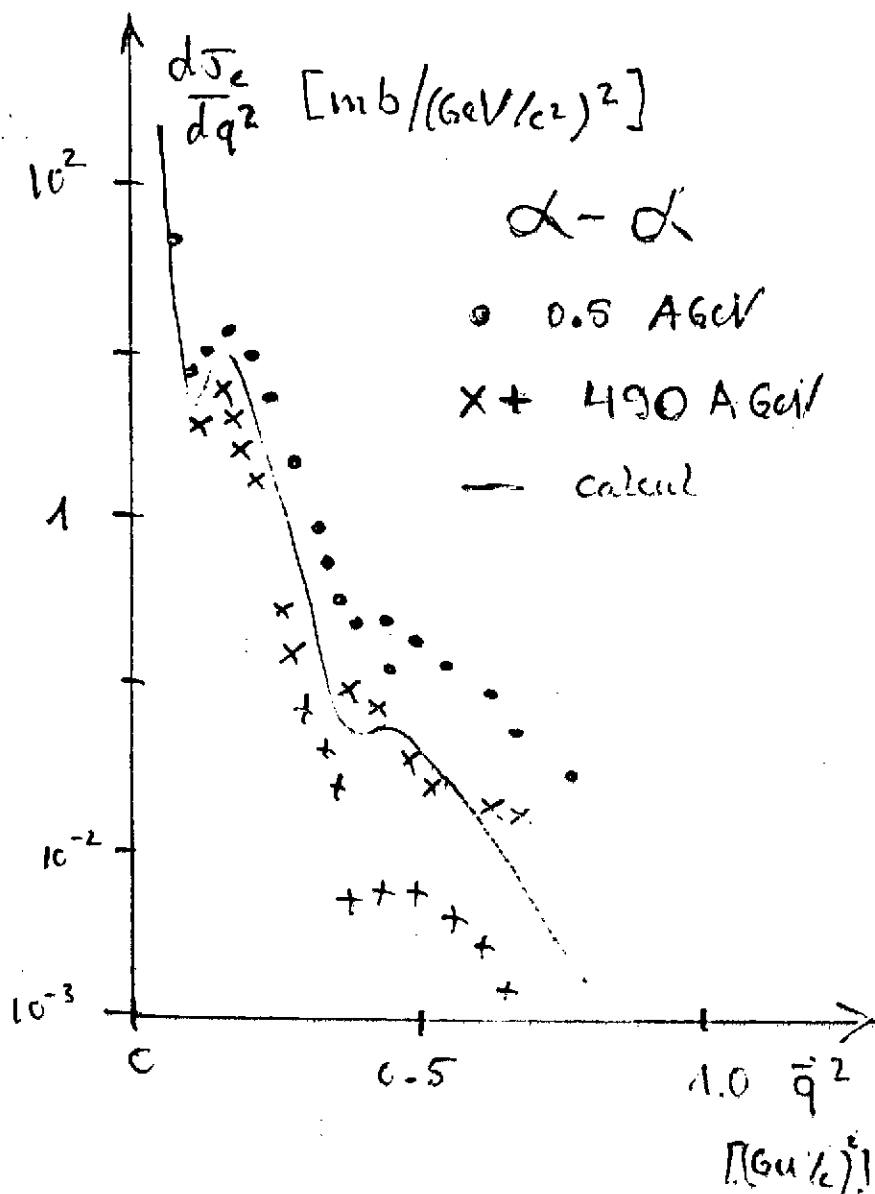


Fig. 1.3: Les sections efficaces élastiques différentielles à 500 A MeV (Berger et al.⁵) et à 490 A GeV (Ambrosio et al.³ et Bell et al.⁶). La courbe solide représente un calcul de Czyz et al.¹⁰ pour une énergie 1 A GeV.

Les fonctions de profil Γ_{ij} reflètent les amplitudes de diffusion (élastiques et inélastiques) entre un nucleon i du projectile et j de la cible.

$$\frac{d\sigma^{NN}}{dq^2} = \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-iq \cdot b} (1 - (1 - P(b))) \right|^2 \quad (1.6)$$

En général on suppose Γ étant une matrice complexe qui dépend du paramètre d'impact. Les éléments de la matrice représentent les différents voies. Rappelons que l'unitarité demande

$$|1 - \Gamma(b)|^2 \leq 1 \quad (1.7)$$

pour l'élément qui décrit la diffusion élastique nucleon-nucleon.

La diffusion élastique entre deux noyaux est décrite par une fonction complexe $\chi_{opt}(b)$, qui est appelée la déphasage optique

$$\chi_{opt}(b) = \delta_e + i\eta_e \quad \ell = kb \quad (1.8)$$

La fonction χ_{opt} est définie par Eq. (1.4)

$$e^{i\chi_{opt}(b)} = \langle \phi_0^p \Psi_0^t | \prod_{\substack{i \in p \\ j \in t}} (1 - \Gamma_{ij}) | \phi_0^p \Psi_0^t \rangle. \quad (1.9)$$

La dépendance en énergie et en b reste dans les fonctions de profil

$$\Gamma_{ij} = \Gamma(b - \vec{s}_i - \vec{s}_j; E) \quad (1.10)$$

où les \vec{s}_i, \vec{s}_j sont les coordonnées transverses des nucleons du projectile et de la cible qui diffusent.

On déduit

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{b}} (1 - e^{i\chi_{opt}(b)}) \right|^2, \quad (1.11)$$

$$\sigma_i(E) = \int d^2b [1 - |e^{i\chi_{opt}(b; E)}|^2] \quad (1.12)$$

$$\sigma_e(E) = \int d^2b |1 - e^{i\chi_{opt}}|^2, \quad (1.13)$$

$$b = \frac{1}{2} \text{Re} \frac{\int d^2b b^2 (1 - e^{i\chi_{opt}(b)})}{\int d^2b (1 - e^{i\chi_{opt}(b)})} \quad (1.14)$$

Comment calculer la déphasage optique? En principe on ne doit évaluer que l'élément de matrice Eq. (1.9). En réalité ce sont $3(A_p + A_t)$ intégrations numériques! Glauber a défini une expansion par ordre de diffusions multiples par l'introduction d'un paramètre λ artificiel

$$\begin{aligned} \chi_{opt}(\mathbf{b}, \lambda) &= \ln \langle \phi_0^p \psi_0^t | \Pi (1 - \lambda \Gamma_{ij}) | \phi_0^p \psi_0^t \rangle \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \left[\frac{d^n}{d\lambda^n} \chi_{opt}(\mathbf{b}, \lambda) \right]_{\lambda=0} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Le terme $n = 0$ est nul, l'expression pour $n = 1$ est la déphasage qui revient du potentiel optique plié:

$$\chi_{opt}^{(1)}(\mathbf{b}) = \int d^3s, d^3s_2, d^3z_1, d^3z_2 \rho^p(\mathbf{s}_1, z_1) T(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) \rho^t(\mathbf{s}_2, z_2) \quad (1.16)$$

où ρ^p et ρ^t sont les densités du projectile et de la cible avec la normalisation

$$\int d^3x \rho(x) = A \quad (1.17)$$

L'expression pour $n = 2$ contient des corrélations.

Comme un exemple, nous voulons calculer la dépendance en énergie de la section efficace de réaction, $\sigma_i(E)$. L'expression Eq. (1.12) de $\sigma_i(E)$ ne dépend que de la partie imaginaire du déphasage optique, et elle est déterminée par la section efficace totale σ_{NN}^t pour la diffusion NN (pour le terme Eq. (1.16))

$$\text{Im} \chi_{opt}^{(1)}(\mathbf{b}, E) \approx \frac{1}{2} \sigma_{NN}^t(E) \int d^3z_1, d^3z_2 \rho^p(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1, z_1) \rho^t(\mathbf{s}_2, z_2) / d^3s_1 \quad (1.18)$$

Si $\sigma_{NN}^t(E)$ ne varie que lentement avec l'énergie

$$\sigma_i(E) \approx \sigma_i(\bar{E}) + \frac{\sigma_{NN}^t(E) - \sigma_{NN}^t(\bar{E})}{\sigma_{NN}^t(\bar{E})} \sigma_i(\bar{E}) \quad (1.19)$$

$$\sigma_i(\bar{E}) = \int d^2b |2 \text{Im} \chi_{opt}(\mathbf{b})| \exp - |2 \text{Im} \chi_{opt}(\mathbf{b})|$$

On déduit

$$\frac{\sigma_i(E) - \sigma_i(\bar{E})}{\sigma_i(\bar{E})} = \frac{\sigma_{NN}^t(E) - \sigma_{NN}^t(\bar{E})}{\sigma_{NN}^t(\bar{E})} \quad (1.20)$$

qui semble être bien respecté (Fig. 1.2). La section efficace $\sigma_1(E)$ appelée "de la diffusion inélastique simple" est un peu plus petite que $\sigma_i(E)$.

Si l'on approxime la déphasage optique dans la façon du disque noir

$$\text{Im } \chi_{opt}(b) = \begin{cases} 0 & b \geq R \\ -\infty & b < R \end{cases} \quad (1.21)$$

on arrive à des expressions

$$\begin{aligned} \sigma_e = \sigma_i &= \frac{1}{2} \sigma_t = \pi R^2 \\ b &= R^2/4 \end{aligned} \quad (1.22)$$

On voit les caractéristiques géométriques apparaître. La dépendance en $A_p^{1/3}$ et $A_t^{1/3}$ est bien évidente, mais les valeurs des constantes r_t , r_e etc. sont bien différents. La raison se trouve dans la diffusité des noyaux.

1.3 Résumé

Les propriétés géométriques et la dépendance en énergie des quantités globales σ_t , σ_e , σ_i et la pente b peuvent être comprises facilement. Je n'ai pas encore trouvé un bon calcul pour la variation de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie.

2. Les fragments lourds ($A_f > 4$) ou la physique des spectateurs

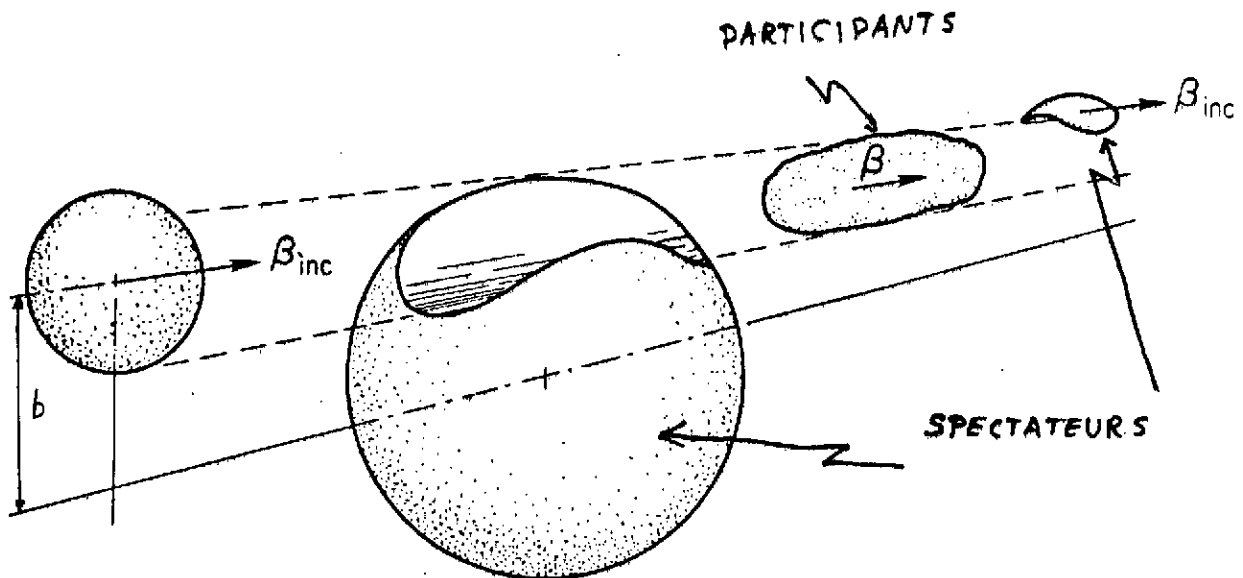
Rappelez vous: Nous parlons de notions simples, souvent trop simplifiées pour bien démontrer la physique. Une des notions simples est la différence entre noyaux spectateurs et la "soupe" des participants. La Figure 2.1 nous donne une idée. Le projectile arrive avec vitesse $\beta_{inc} = v_{inc}/c$ et avec un paramètre d'impact \bar{b} . La trajectoire en ligne droite définit une zone de recouvrement. Les nucléons qui sont dans cette zone, réagissent et deviennent des participants. Les deux autres "pièces de matière nucléaire" sont appelées les "spectateurs". Leurs propriétés sont:

- (a) Le spectateur de la cible est presque en repos dans le système du laboratoire, le spectateur du projectile continue à peu près avec la vitesse du projectile et dans la direction de zéro degré. Souvent on ne parle pas de la vitesse $B = v/c$, mais de la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{||}}{E - P_{||}} \quad (2.1)$$

qui elle aussi est une mesure monotone de la vitesse, mais pas limitée ($\beta + 1$, $\gamma + \tau$).

- (b) Les noyaux spectateurs sont excités pour deux raisons. Premièrement ils ont une énergie de surface plus grande qu'un noyau avec le même nombre de nucléons dans son état fondamental. (Pour estimer l'énergie de surface: Pour la matière nucléaire l'énergie de surface est à peu près $1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$.) Deuxièmement: Pendant la réaction entre les deux noyaux quelques nucléons participants ou mesons reçoivent des impulsions transverses et pénètrent dans la matière froide des spectateurs et les chauffent. Ce mécanisme dépose d'autant plus d'énergie que la surface est grande (Hüfner et al.⁸). Dans ce chapitre nous regardons d'abord les propriétés cinématiques des spectateurs et après la distribution des isobares et isotopes des spectateurs.



XBL 768-3876

Fig. 2.1: Une représentation artistique de la différence entre spectateurs et participants.

2.1 Les propriétés cinématiques des spectateurs et la distribution des impulsions sur la surface du noyau

2.1.1 Les phénomènes

Les deux papiers les plus importants pour l'aspect expérimental sont par Greiner et al.⁹ et Anderson et al.¹⁰. La Figure 2.2 montre le "pic spectateur". Dans une réaction α sur ^{12}C on observe les fragments p, d, ^3H et ^3He à zéro degré comme fonction de la rapidité. On retrouve une bosse importante pour tous les fragments à la même position qui est la rapidité du faisceau. Observez, qu'il y a toujours aussi des fragments qui vont plus vite que le projectile. La Figure 2.3 nous donne une vue d'oiseau du pic spectateur. On regarde le pic du haut projeté sur le plan de p_L (impulsion dans la direction du faisceau) et p_T dans la direction transverse. Le point (0,0) marque le centre au repos

2.88 GeV/c/N ALPHAS
 $\alpha + C \rightarrow p, d, {}^3H, {}^3He + X$
 at $\theta = 0$ deg

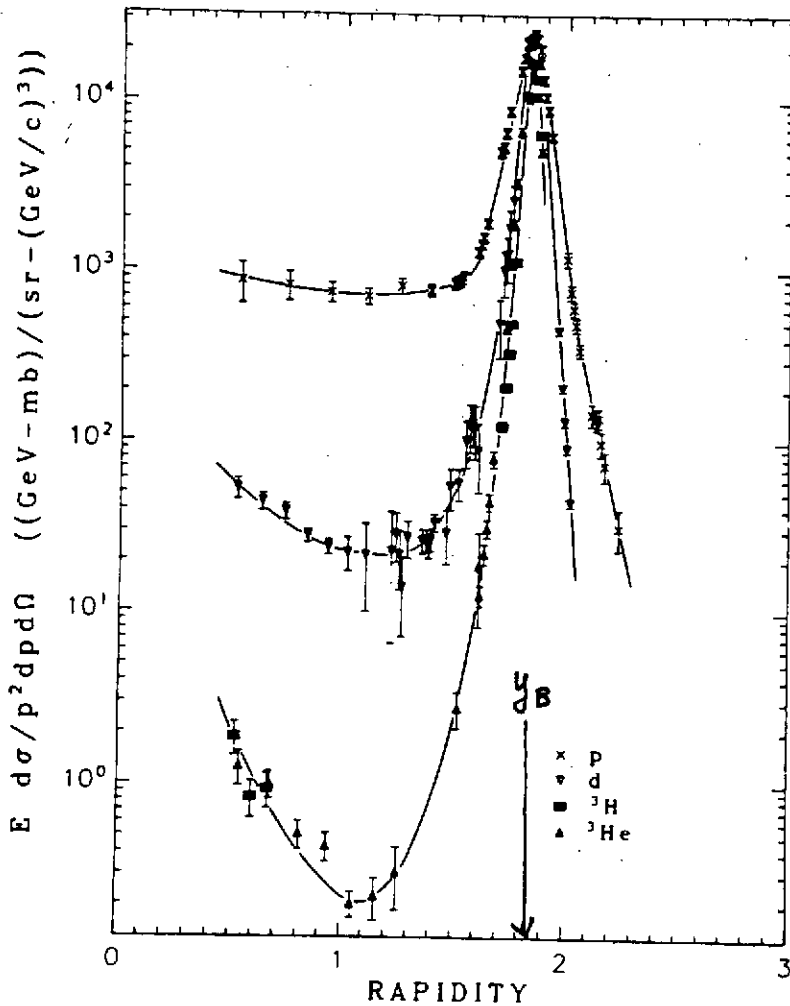


Fig. 2.2: Le pic spectateur". Les fragments observés à 0° comme fonction de la rapidité. y_B est la rapidité du faisceau.

du projectile. Le pic est déplacé un peu vers l'arrière ($\langle p_L \rangle < 0$), il est presque symétrique en haut et devient de plus en plus asymétrique quand on descend. Notre intérêt sera la partie $p_L > 0$.

La Figure 2.4 nous montre un autre aspect du pic spectateur: la dépendance de la largeur σ_{p_n} en direction longitudinale comme fonction de la masse du fragment produit. La fameuse loi parabolique de Goldhaber¹¹ est aussi tracée. Observez que cette loi est un compromis. Un fit à travers les points avec la masse du fragment > 10 donnerait une constante plus grande que 171 MeV/c.

2.1.2 La physique

Essentiellement la largeur du pic spectateur reflète le mouvement de Fermi des nucléons qui sont arrachés pendant la réaction. Cette interprétation a été donnée par Goldhaber¹¹. Feshbach et al.¹² voient l'origine de la loi parabolique dans le phénomène d'évaporation. Il me semble

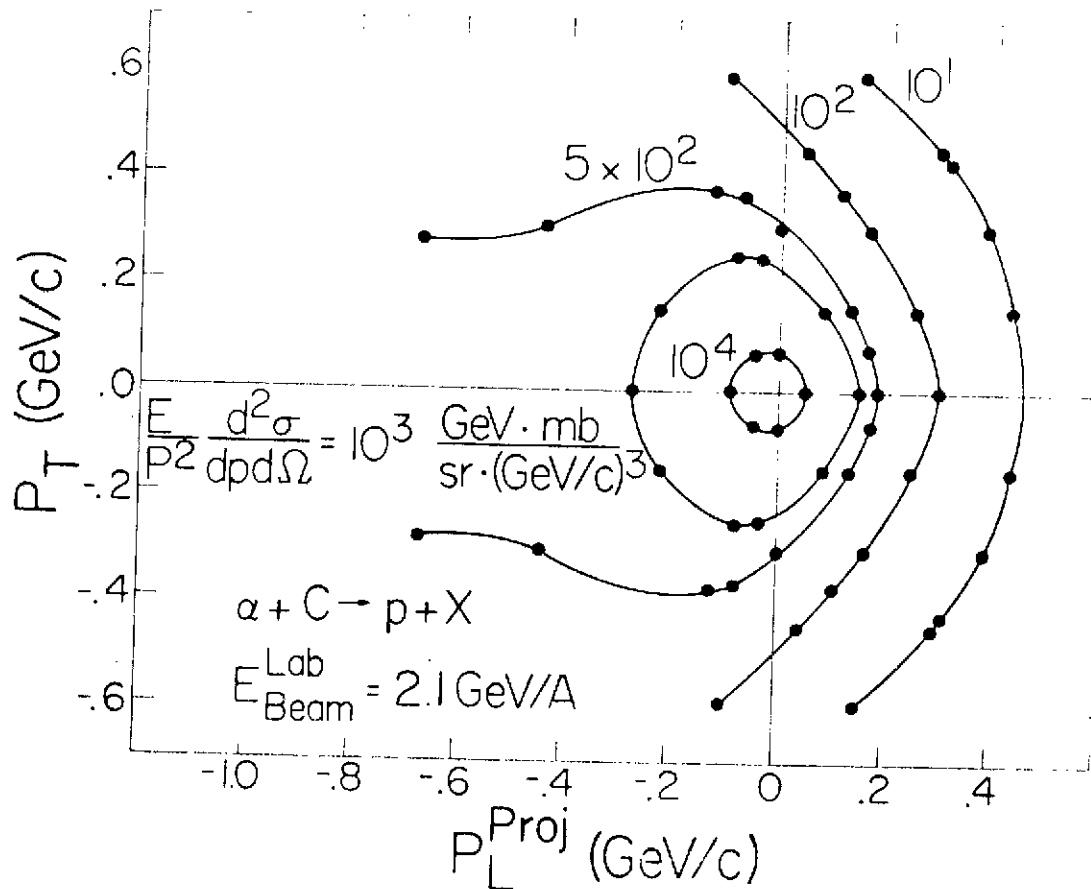


Fig. 2.3: Le peak spectateur dans la vue d'oiseau. Voyez le texte pour explications (Anderson et al.¹⁰).

que les deux interprétations sont complémentaires au lieu d'être contradictoires: La production des fragments observés procède par "l'abrasion" (arracher quelques nucléons - formation d'un préfragment excité) et "l'ablation" (évaporation de plusieurs nucléons).

Dans la formation d'un fragment qui a une masse A_f qui diffère de la masse du projectile par une unité (^{15}O à partir d' ^{16}O ou ^3He à partir du α) on a abrasion presque pure. Nous nous concentrons sur ce cas. La Figure 2.5 montre la situation. Cas (a): Le nucléon qui va être arraché a une impulsion opposée à l'impulsion du faisceau. Alors la pièce spectateur ^{15}O est un peu plus rapide que le faisceau. Si, à ce moment, le nucléon est arraché, on retrouve un ^{15}O dans la partie plus vite du pic spectateur. Cas (b): La situation inverse. D'après ce dessin le pic spectateur devrait être symétrique. Mais: Dans la direction transverse on peut avoir de la diffusion par le potentiel. Aussi: On peut penser à beaucoup d'autres mécanismes pour ralentir le noyau.

La théorie détaillée qui décrit la relation entre le mouvement de Fermi et la largeur du pic spectateur est basée sur le concept de la fonction de Wigner (Hüfner et al.¹³). Si l'on a une fonction d'onde $\Psi(\vec{x})$ d'une particule, la carrée $|\Psi(\vec{x})|^2$ donne la probabilité de trouver la particule à la position \vec{x} . Quand on prend la transformée de Fourier :

$$\tilde{\Psi}(\vec{p}) = \int \frac{d^3x}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\vec{p}\vec{x}} \varphi(\vec{x}) \quad (2.2)$$

la fonction $|\tilde{\Psi}(\vec{p})|^2$ donne la probabilité pour observer une particule avec l'impulsion \vec{p} . La fonction de Wigner

$$W(\vec{x}, \vec{p}) = \int \frac{d^3r}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{p}\vec{r}} \varphi^*(\vec{x} - \frac{\vec{r}}{2}) \varphi(\vec{x} + \frac{\vec{r}}{2}) \quad (2.3)$$

nous permet de parler de la "probabilité" de trouver une particule avec l'impulsion \vec{p} à la posi-

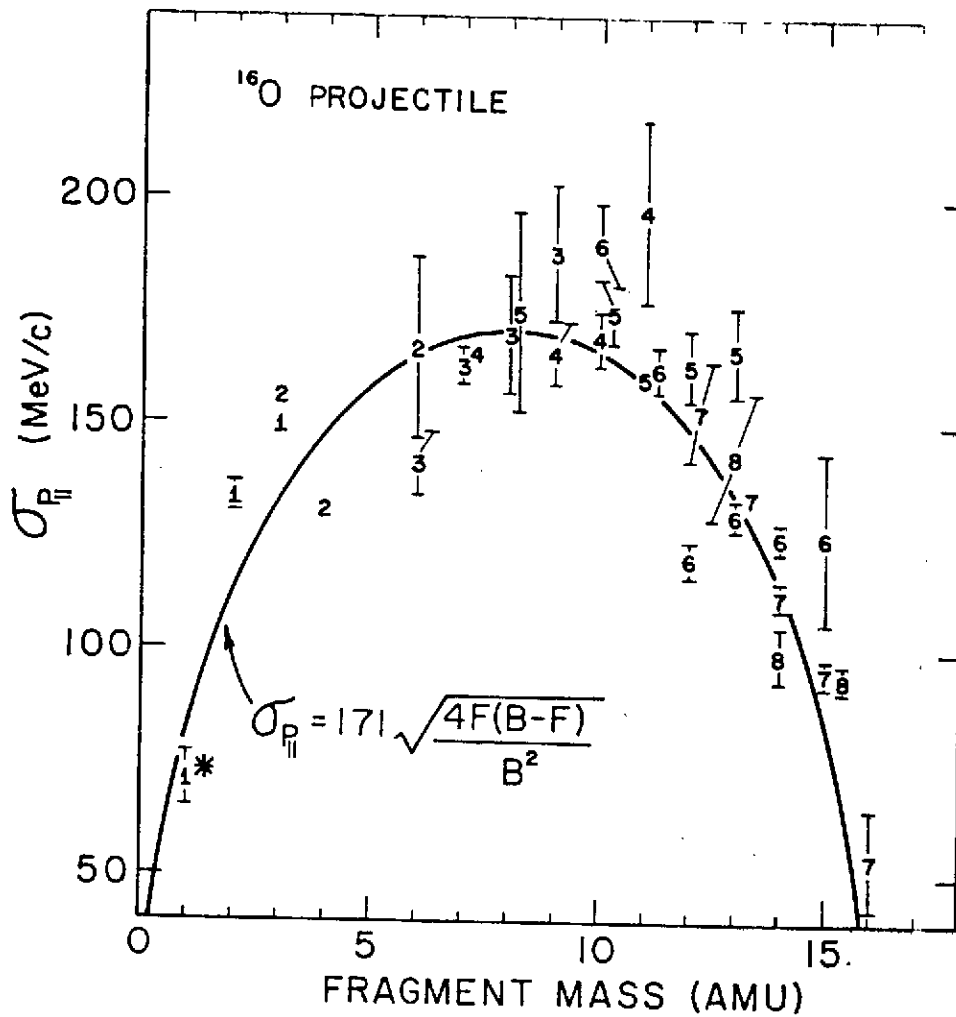


Fig. 2.4: La largeur du pic spectateur comme fonction de la masse du fragment produit (Greiner et al.⁹).

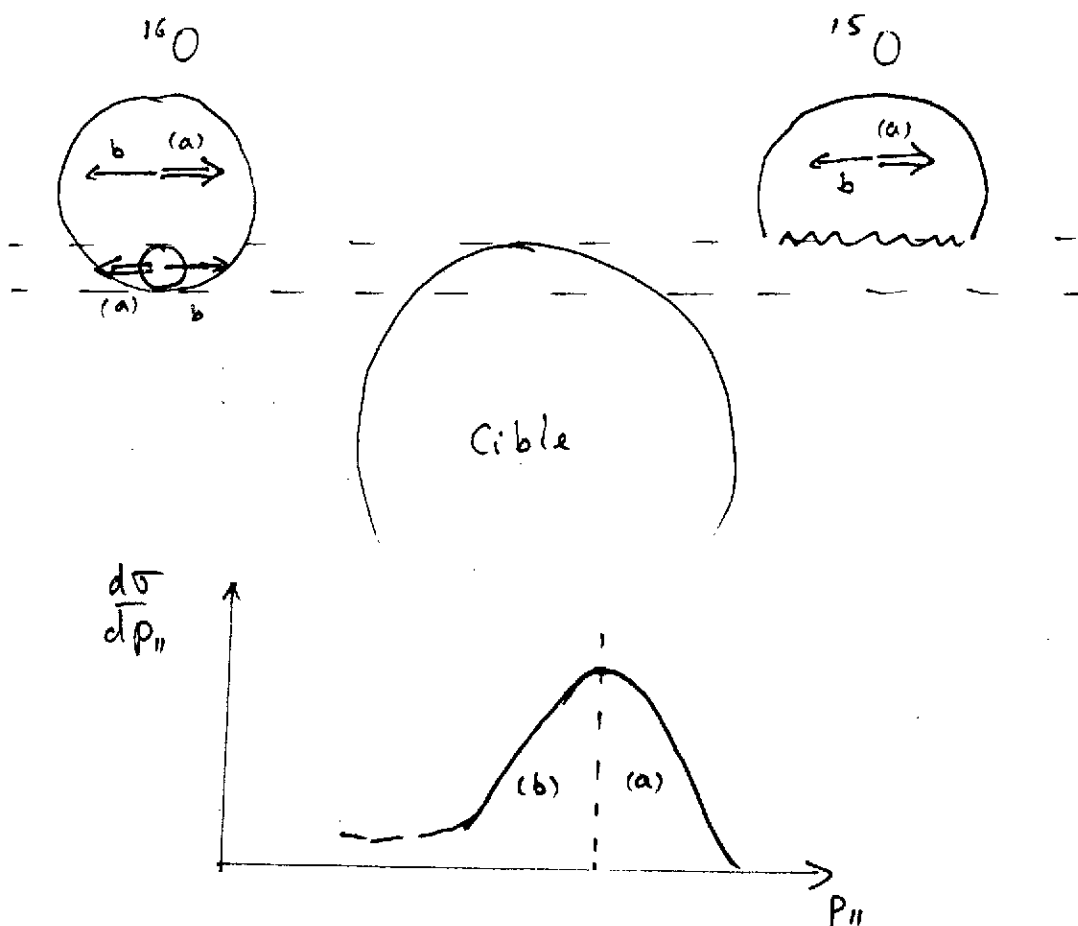


Fig. 2.5: Dessin schématique pour démontrer la relation entre le mouvement du Fermi d'un nucléon arraché et la largeur du pic spectateur.

tion \vec{x} dans le sens suivant: Si l'on ne s'intéresse qu'à la position

$$\int d^3p W(\vec{x}, \vec{p}) = |\varphi(\vec{x})|^2 \quad (2.4)$$

et si l'on s'intéresse à l'impulsion seulement

$$\int d^3x W(\vec{x}, \vec{p}) = |\tilde{\varphi}(\vec{p})|^2 \quad (2.5)$$

Mais, la relation d'incertitude ne nous permet pas de parler d'une mesure simultanée d'une position et d'une impulsion. La fonction de Wigner, en parlant de l'espace et de l'impulsion simultanément, laisse tomber la propriété de positivité de la probabilité. C'est pourquoi j'ai écrit "probabilité". Exemple: L'oscillateur harmonique pour l'onde 1s et 1p (en ^{16}O)

$$W(\vec{x}, \vec{p}) = \frac{2}{3\pi^2} e^{-\frac{\vec{x}^2}{b^2} - \vec{p}^2 b^2} \left(\frac{\vec{x}^2}{b^2} + \vec{p}^2 b^2 - 1 \right) \quad (2.6)$$

devient négative pour les petites valeurs de \vec{x}^2 et \vec{p}^2 .

La théorie de Glauber (Hüfner et al.¹³) donne pour la section efficace qui représente le pic spectateur la formule

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}_\parallel} = \int d^2 p_\perp \frac{d\vec{b}}{d^3 p} = \int d^3 s D(\vec{s}) \int dz d^2 p_\perp W(\vec{s}, z; \vec{p}). \quad (2.7)$$

Ici, $D(\vec{s})$ est une fonction qui contient tous les détails du mécanisme de réaction (par exemple que la réaction soit périphérique). La dépendance en \vec{p}_\parallel de la section efficace $d\sigma/dp_\parallel$, reflète la distribution d'impulsion du nucleon arraché et écrit par la fonction de Wigner (pour ^{16}O , on arrache le nucleon $1p$). Notez: La réaction est localisée dans la direction transverse (réaction périphérique), alors il ne faut pas mesurer p_\perp (c'est pourquoi l'intégrale sur p_\perp). Il n'y a pas de localisation dans la direction longitudinale (Fig. 2.1) (l'intégrale sur z), alors p_\parallel peut être observé. La distribution $W(\vec{x}, \vec{p})$ n'est pas nécessairement positive, mais

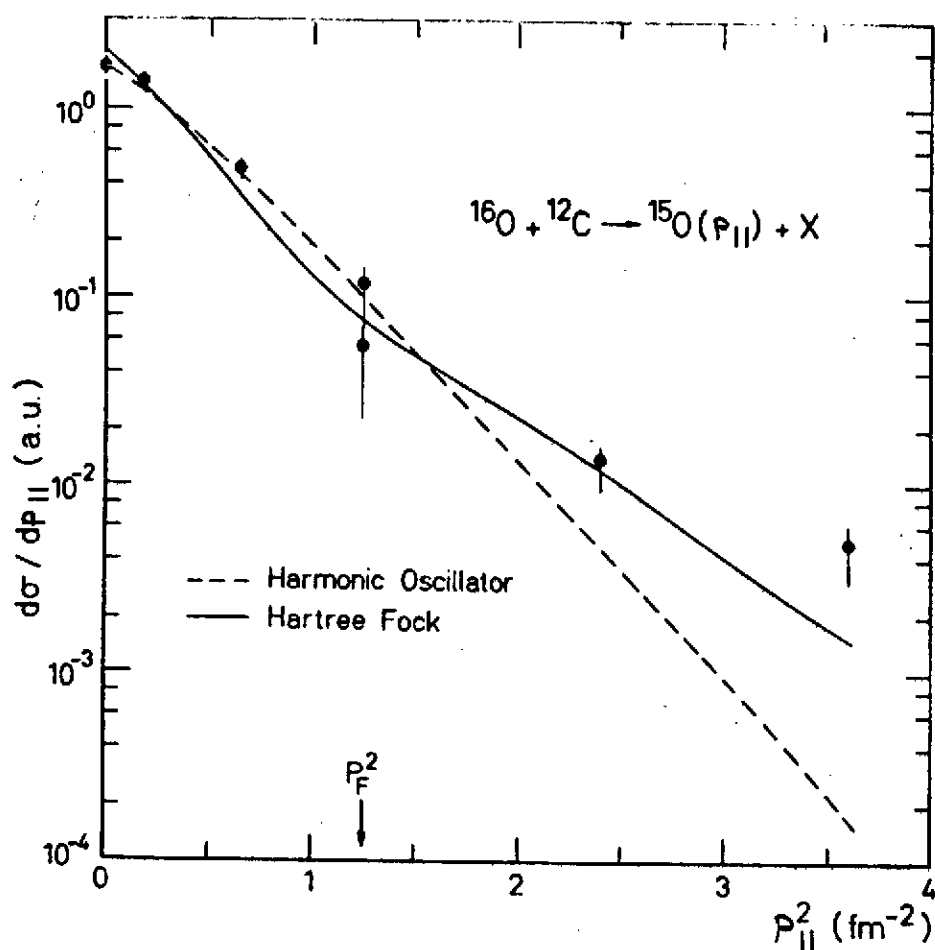
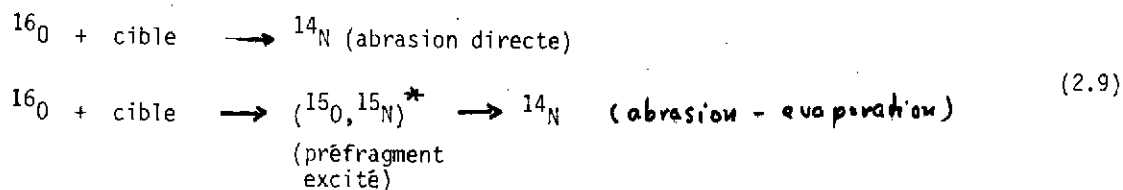


Fig. 2.6: La section efficace $d\sigma/dp_\parallel$ dans le pic spectateur comparée avec deux modèles pour la distribution d'impulsion dans la surface du noyau (expérience: Greiner et al.⁹, théorie: Hüfner et al.¹³).

$$\int dz dp_z W(\vec{s}, z; \vec{p}) \geq 0 \quad (2.8)$$

l'est, parce que cette fonction (2.8) ne viole pas la relation d'incertitude. La Figure 2.6 montre une comparaison des points expérimentaux de $d\sigma/dp_z$ ($p_z > 0$ dans le système de repos du projectile) avec des courbes calculées.

Comme déjà dit, la largeur du pic spectateur pour les fragments plus légers contient des contributions due au mouvement de Fermi et à l'évaporation (Abul Magd et al.¹⁴). Par exemple, pour former ^{14}N à partir du ^{16}O on a deux choix

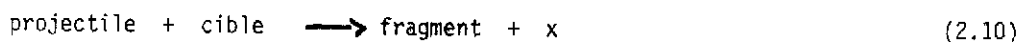


Pour cet exemple on a un rapport 70% pour la première voie et 30% pour la deuxième.

Il me semble: La fragmentation des noyaux relativistes est un bon moyen pour mesurer la distribution d'impulsion sur la surface du noyau.

2.2 Sections efficaces pour la production des fragments lourds

Les sections efficaces pour la production des fragments lourds dans la réaction



ont été étudiés depuis longtemps (c'était surtout un domaine des radiochimistes). Avec les protons comme projectile on avait étudié la dépendance en énergie et de la cible. Maintenant il y a beaucoup d'expériences avec des ions lourds.

2.2.1 Les phénomènes

Je commence par une Figure (Fig. 2.7) qui m'avait fasciné toujours. Elle représente la production des isotopes de sodium par des réactions différentes. D'abord observez l'échelle des sections efficaces! En suite, quand on regarde de loin, les réactions très différentes donnent à peu près la même courbe: une "cloche" centrée à l'isotope le plus stable. On a des protons sur l'uranium (le fragment vient de la cible) et on a ^{48}Ca sur Be et ^{40}Ar sur C (le fragment observé vient du projectile). Quand on regarde de plus près, on observe que les fragments du ^{48}Ca ($N - Z = 8!$) sont plus dans une région neutro-riche des isotopes du sodium que les fragments de ^{40}Ar ($N - Z = 4$).

La "mass-yield curve", $\sigma(A_f)$, la section efficace pour produire des noyaux avec la masse A_f , est montrée dans les Figures 2.8 et 2.9. On observe:

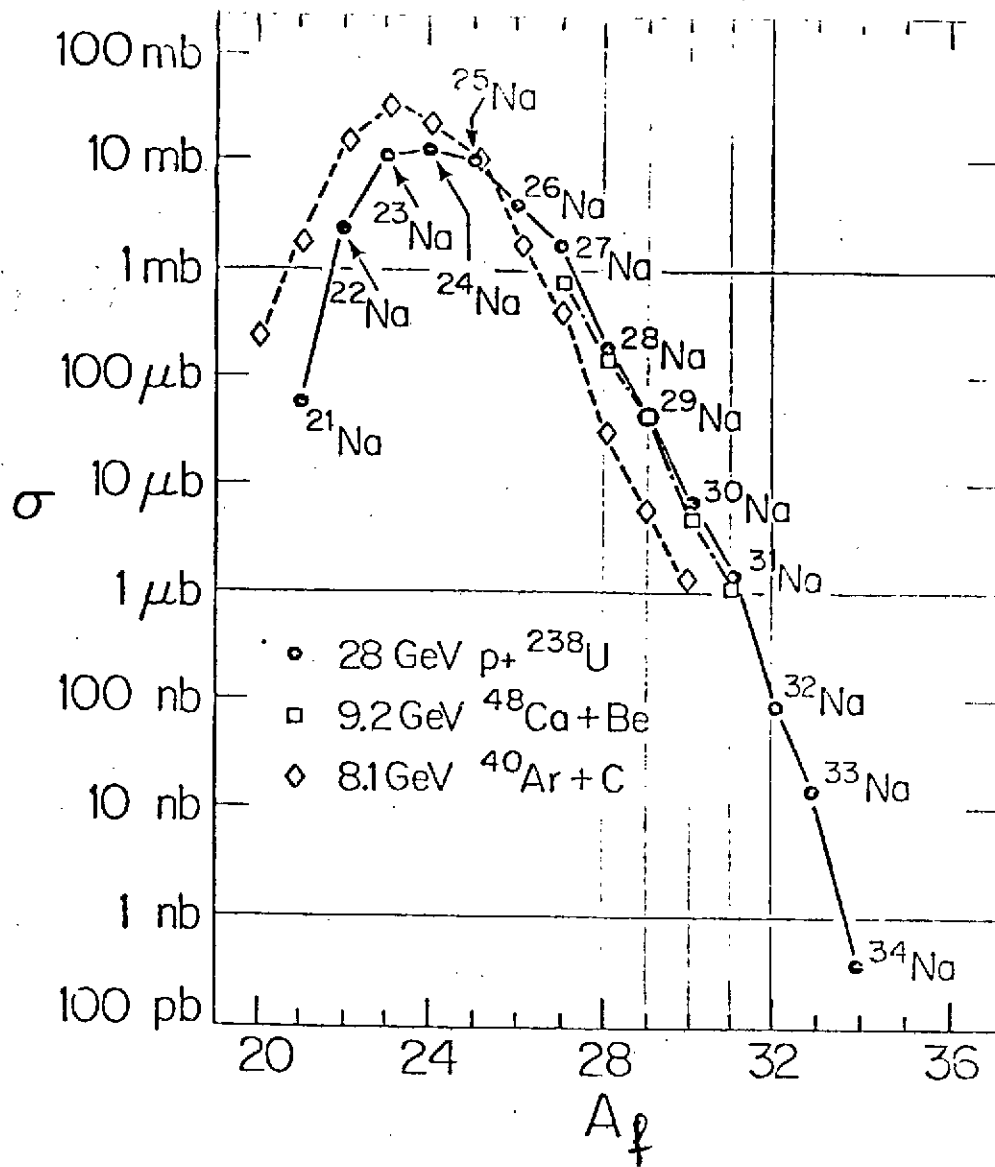


Fig. 2.7: La section efficace pour la production des isotopes du sodium pour des réactions qui diffèrent dans les projectiles, cibles et énergies.

- Il y a une grande différence entre les énergies au-dessous d'un GeV et au-dessus.
- Si l'énergie du projectile est quelques GeV/nucleon ou au-dessus, la section efficace ne change plus.
- Il n'y a pas une différence dramatique entre la section efficace pour protons et ions lourds.
- La section efficace $\sigma(A_f)$ a un maximum près de la masse de la cible (si le fragment vient de la cible), décroît par un facteur 3 à 5 et remonte pour les petites masses.

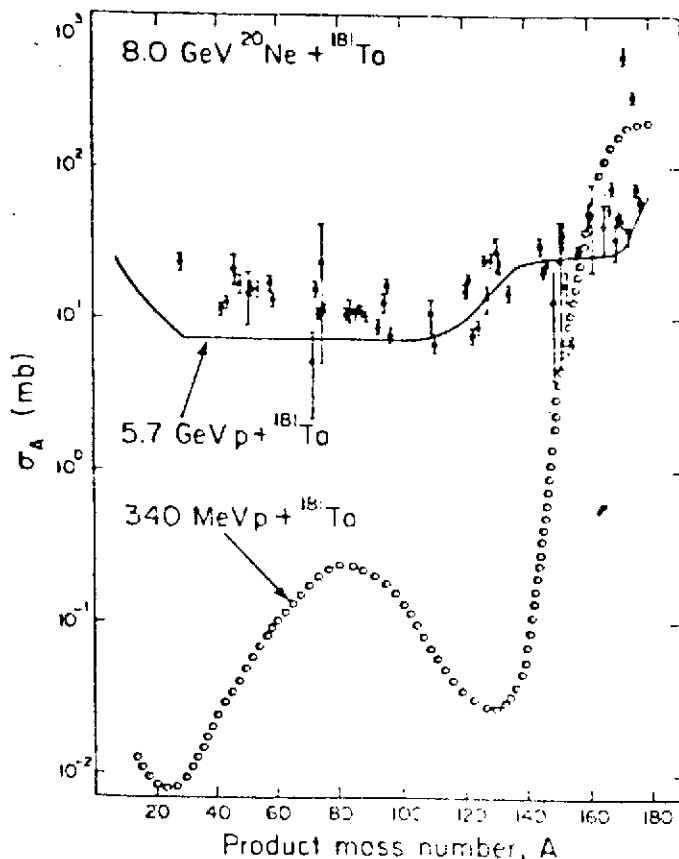


Fig. 2.8: La section efficace pour la production des noyaux avec la masse A_f dans les réactions diverses avec le ^{181}Ta (Morissey et al.¹⁵).

2.2.2 Une interprétation avec prudence

Tandis que beaucoup des résultats expérimentaux existaient déjà depuis longtemps, leur interprétation n'est pas encore sûre et mon interprétation va être révisée dans l'avenir. Je pense qu'il y a une différence entre des noyaux cibles lourds ($A_t > 200$) et les noyaux cibles moyens et légers ($A_t < 100$). C'est la fission. La fission contribue beaucoup à la production des isotopes pour $A_t > 200$. Je divise le spectre des masses dans des régions diverses. Certainement on a le processus suivant parmi les différentes voies de sortie: Le projectile pénètre la cible, éjecte quelques nucléons et un préfragment excité résulte. Ce préfragment perd de l'énergie et de masse par l'évaporation des nucléons et des noyaux légers jusqu'à un fragment stable est formé. Si le préfragment est lourd on a aussi la fission.

Mais on peut imaginer aussi que le noyau cible est décomposé immédiatement en plusieurs fragments par le noyau projectile. Je pense que ce processus "de cleavage" peut être responsable pour la région avec le point d'interrogation (Fig. 2.10)

2.2.3 Eléments d'une théorie

Quand on ne connaît pas la physique, il est difficile de présenter une théorie complète. Mais un phénomène me semble clair: La distribution des isotopes ne dépend guère de la réaction (Fig. 2.7). Il semble que les isotopes sont produits dans une chaîne de réactions. La direction d'une chaîne de réaction est toujours déterminée par deux facteurs, la dynamique et l'espace de phase.

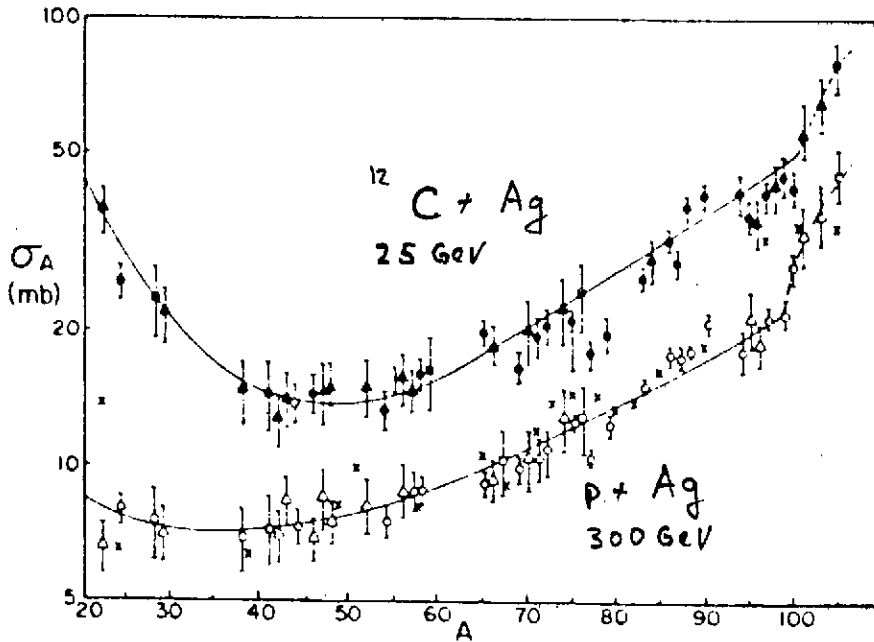


Fig. 2.9: La section efficace pour la production des fragments avec Ag comme cible (Porile et al.¹⁶).

Prenez la formule de Fermi

$$\Gamma(A \rightarrow B+b) = 2\pi | \langle A | H | B, b \rangle |^2 \rho_{B,b}(E) \quad (2.11)$$

pour la désintégration d'un produit A en deux produits B et b où E est l'énergie totale du système. L'élément de matrice contient la dynamique, le facteur ρ compte le nombre des états finaux possibles à l'énergie E. Si les systèmes finaux sont compliqués, leur densité d'états est grande et le facteur ρ est le facteur dominant. (Cet argument est derrière beaucoup de théories d'équilibration). Si la densité des états finaux est décisive, la section efficace pour produire un isotope stable est

$$\sigma(N, Z) = \sigma_0 \sum_{\substack{\alpha \\ E_\alpha \leq E_s}} \rho(E_\alpha, N, Z) \quad (2.12)$$

proportionnelle à une constante (qui varie lentement avec N et Z) et au nombre de tous les états stables (énergie E_α au-dessous du seuil E_s). Cette somme peut être approximée par la densité au seuil

$$\sigma(N, Z) = \sigma_0 \rho(E_s(N, Z); N, Z). \quad (2.13)$$

La densité des états est reliée à l'entropie S par

$$\rho(E, N, Z) = e^{S(E, N, Z)} \quad (2.14)$$

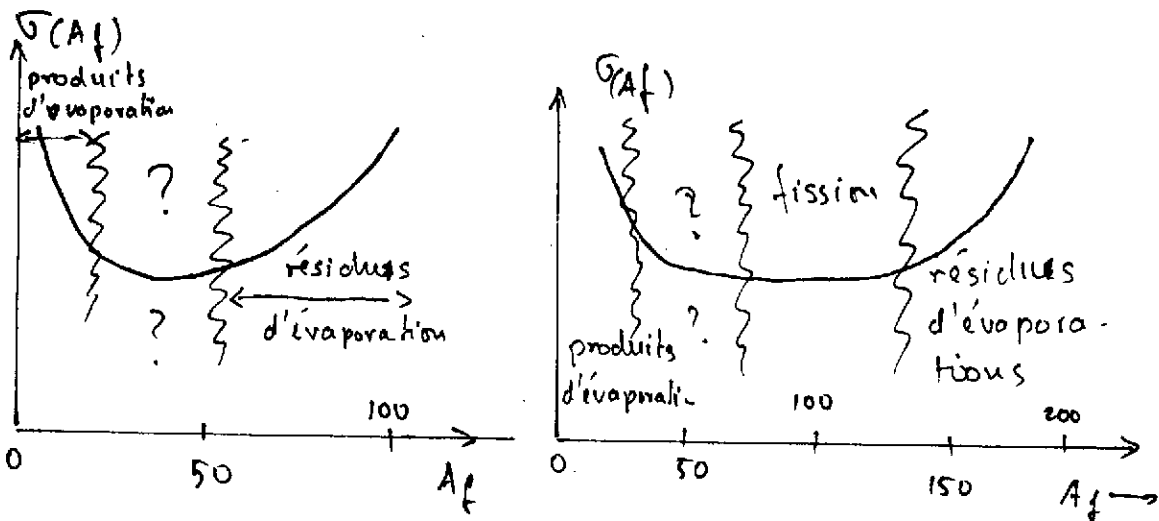


Fig. 2.10: Une division schématique de la section efficace de productions dans la région des résidus d'évaporation de la fission et des produits d'évaporation. Peut-être il y a une région avec un autre mécanisme (point d'interrogation).

Quand on compare des sections efficaces pour des isotopes voisins il faut regarder le rapport

$$\frac{\sigma(N_1, Z)}{\sigma(N_0, Z)} = \exp(S(E_s(N_1, Z); A, Z) - S(E_s(N_0, Z); A, Z)) \quad (2.15)$$

La différence des valeurs de l'entropie est reliée aux quantités thermodynamiques

$$\frac{1}{T} = \beta = \frac{\partial S}{\partial E} \quad , \quad -\mu_A \beta = \frac{\partial S}{\partial A} \quad (2.16)$$

qui sont les définitions d'une température T (ou β^{-1}) et d'un potentiel chimique μ_A . Comme ça on retrouve la formule

$$\frac{\sigma(N_1, Z)}{\sigma(N_0, Z)} = e^{\beta(E_s(N_1, Z) - E_s(N_0, Z)) - \beta \mu_A (N - N_0)} \quad (2.17)$$

Si l'on prend l'isotope le plus stable comme référence, la paramétrisation Eq. (2.17) décrit bien la forme de la cloche, après on a fixé les deux paramètres libres β et μ_A . On trouve, Campi et al.¹⁷⁾

$$\beta = 0.5 \text{ MeV}^{-1} \quad \mu_A = 8 \text{ MeV} \quad (2.18)$$

Le valeur de μ_A correspond bien à ce qu'on attend: Il faut 8 MeV pour tirer un nucleon d'un noyau près de la vallée de la stabilité. Et la température $T = 2$ MeV, à quelle énergie d'excitation E^* correspond-elle? D'après la formule pour un gaz de Fermi

$$E^* = a T^2 \quad a \approx \frac{A}{10 \text{ MeV}} \quad (2.19)$$

qui donne $E^* \approx 8$ MeV, qui est l'énergie du seuil.

L'interprétation est la suivante: Le système chaud (un préfragment) évapore des nucleons (ou petits noyaux) pour refroidir jusqu'à une température T_0 (freeze-out température) ou le système est "trop froid" pour évaporer des nucleons. L'énergie d'excitation qui correspond à T_0 est l'énergie du seuil

$$E_0^* = a T_0^2 = E_s \quad (2.20)$$

Après les noyaux se refroidissent par émissions des rayons gamma. L'émission des gammas ne change plus la distribution isotopique. C'est pourquoi la distribution isotopique reflète la température du freeze-out.

Cette interprétation aussi explique pourquoi la distribution d'isotopes ne dépend guère de la réaction dans laquelle le fragment est produit. Bien sûr l'argument est simplifié. Il y a toujours aussi les éléments de matrice, qui rappellent l'origine et le chemin de l'évolution (Campi et al. ¹⁷). Comme cela on trouve une certaine dépendance (quoique faible) de l'état initial.

3. Les fragments légers, la physique des participants

Il y a une richesse de données expérimentales et de papiers théoriques relevant à la physique des participants. Dans ce cours je ne vais traiter que trois aspects: la géométrie, la thermalisation et un peu de chimie.

3.1 La géométrie

La séparation entre participants et spectateurs suggérée par la Figure 2.1, est-elle réaliste? Comment séparer les particules observées en spectateurs et participants?

- (1) Les fragments lourds ($A_f > 4$) sont des spectateurs dans leur majorité.
- (2) Parmi les fragments légers ($A_f > 4$) ceux dont la rapidité est voisine du projectile ou de la cible peuvent être créés par désintégration des préfragments excités. On les compte comme spectateurs.
- (3) Les fragments légers dans les autres domaines de la rapidité sont définis comme participants. Bien sûr la séparation n'est pas toujours très claire.

Le nombre n_p des participants peut-il être déduit de la géométrie? Pour une densité nucléaire uniforme la section efficace pour trouver un nombre n_p de participants chargés est calculée par

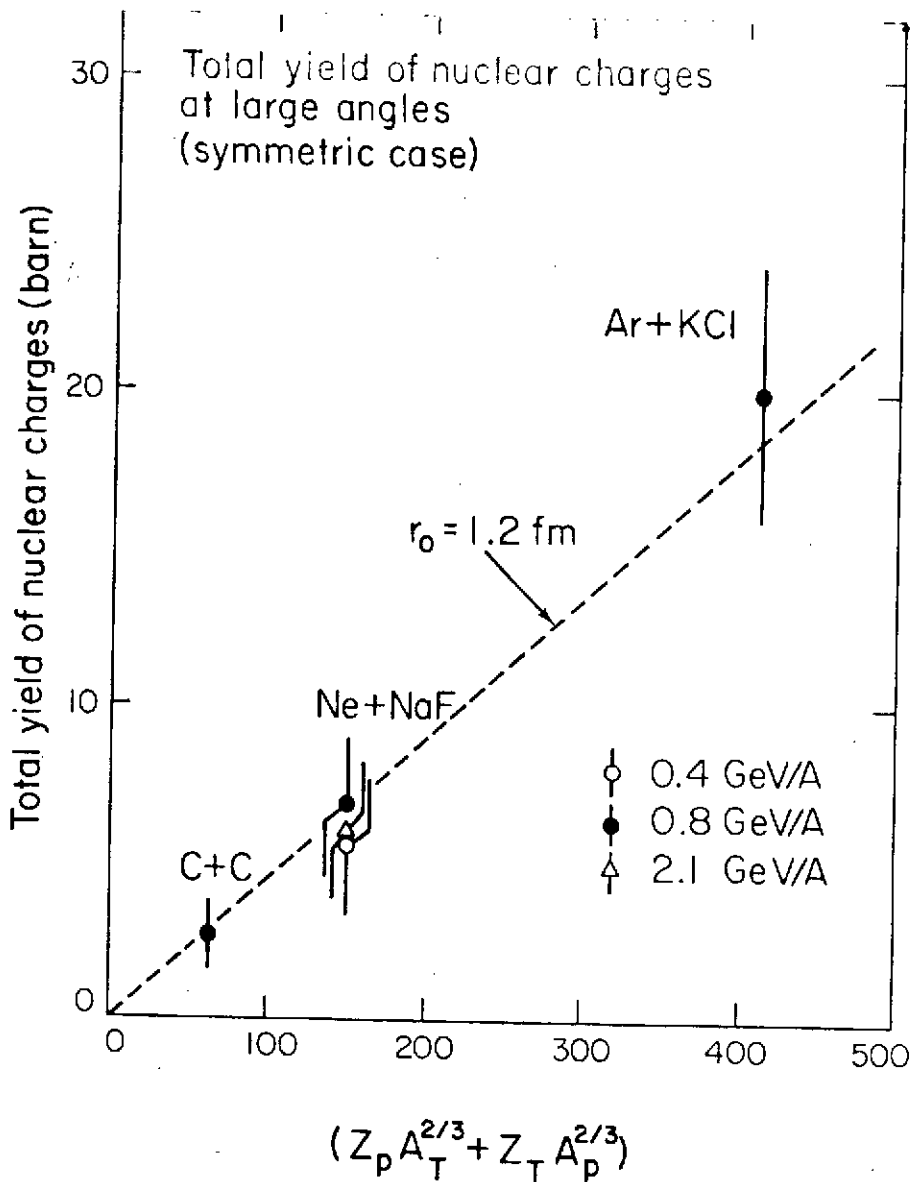


Fig. 3.1: Le rendement total des particules chargées aux grands angles (leur définition de participants) comme fonction de $(Z_p A_T^{2/3} + Z_T A_p^{2/3})$ pour différentes énergies et différentes combinaisons de projectile et cible.

$$\frac{d\sigma}{dn_p} = \int d^2b \delta(n_p - n_p(b)) \quad (3.1)$$

où la fonction $n_p(b)$ est donnée par

$$n_p(b) = \left\{ \frac{Z_p}{A_p} \int d^2s d^2z \rho_0 \Theta(R_p^2 - s^2 - z^2) \Theta(R_T^2 - (b-s)^2) \right\} + \left\{ \frac{Z_T}{A_T} \int d^2s d^2z \rho_0 \Theta(R_T^2 - s^2 - z^2) \Theta(R_p^2 - (b-s)^2) \right\} \quad (3.2)$$

où ρ_0 est la densité de matière nucléaire et la fonction de $\theta(x)$ est définie comme

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

La section intégrale pour trouver des charges ("Total yield of nuclear charges", Fig. 3.1) est calculée par

$$\sigma_{ch}^{tot} = \int dn_p \frac{d\sigma}{dn_p} = \pi r_0^2 (Z_p A_T^{2/3} + Z_T A_p^{2/3}). \quad (3.4)$$

La Figure 3.2 montre une comparaison de cette prédiction avec l'expérience. On observe la ligne droite et l'indépendance de l'énergie.

Pour la section efficace différentielle $d\sigma/dn_p$ nous montrons des résultats de la chambre à streamer. On définit la probabilité $P(n_p)$ par

$$P(n_p) = \frac{1}{\sigma_{ch}^{tot}} \frac{d\sigma}{dn_p} \quad (3.5)$$

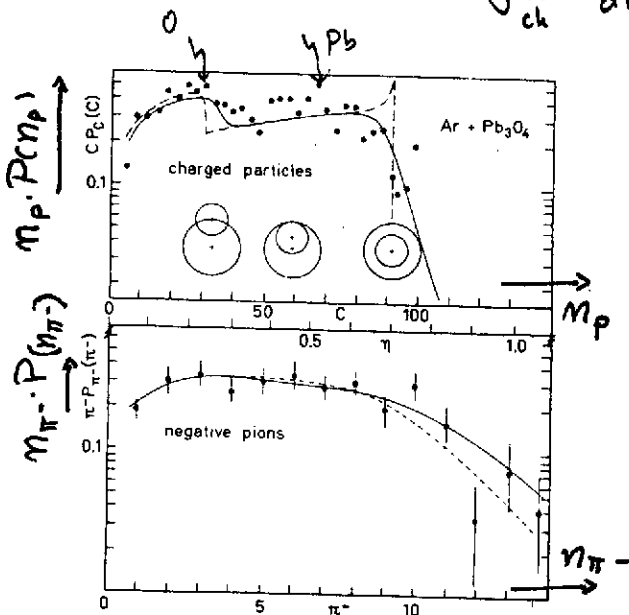


Fig. 3.2: La probabilité $P(n_p)$ de trouver une particule chargée n_p et la probabilité $P(n_{\pi^-})$ pour trouver n_{π^-} pions comme fonction de ce nombre (Knoll et al.²⁰)

On déduit de l'équation (3.2) que

$$n_p \cdot P(n_p) = \frac{1}{n_{max}} \theta(n_{max} - n_p) \quad (3.6)$$

où n_{max} est le maximum des participants, obtenu dans une collision centrale. La Figure 3.2 montre une comparaison avec l'expérience. La cible est Pb₃O₄. On voit bien les deux composantes. Les dessins qui représentent le degré de recouvrement (qui correspondent aux différents n_p) sont pour Ar sur Pb.

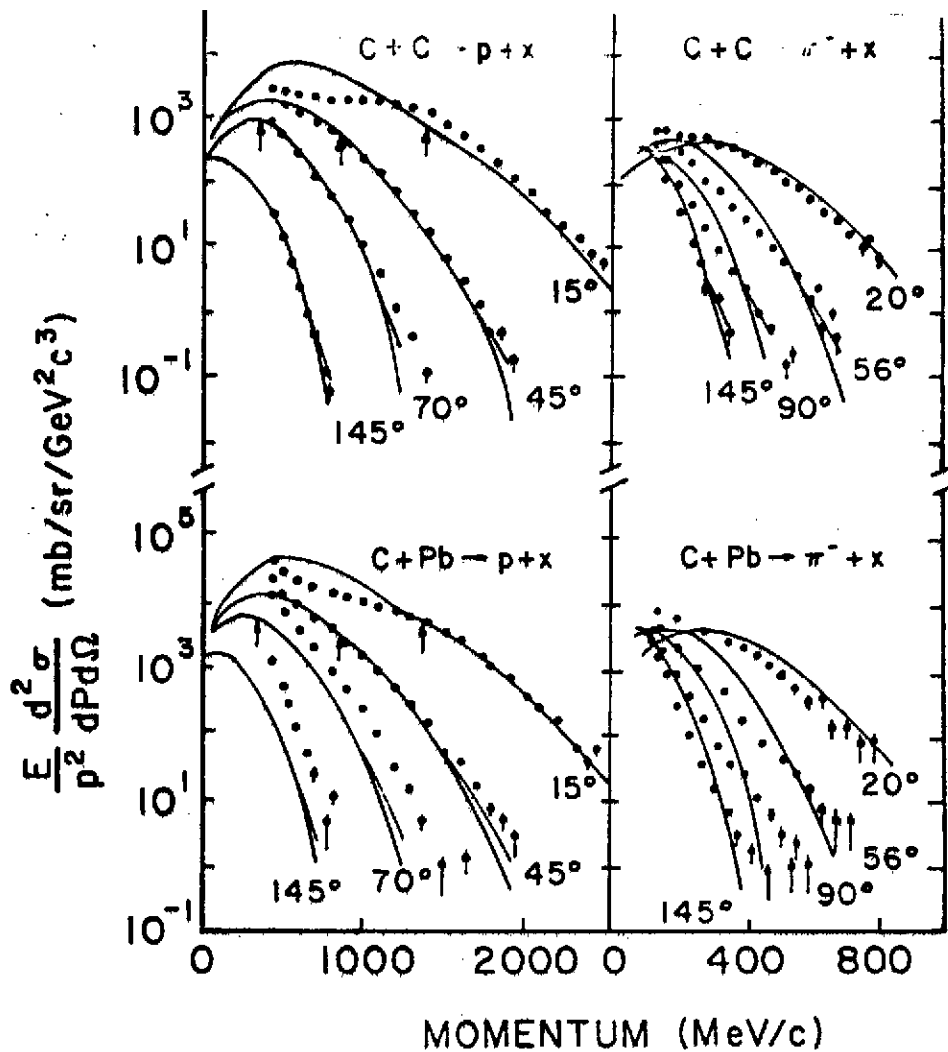


Fig. 3.3: La section efficace $E d^2\sigma/dEd\Omega$ pour la production des protons et pions pour deux cibles, l'énergie est 800 A MeV (Nagamiya et al.²¹).

En bas nous montrons la situation pour les pions négatifs quand on suppose que le nombre de pions est proportionnel au volume de recouvrement (plus fluctuations). Aussi les pions semblent refléter la géométrie.

3.1 La thermalisation

3.2.1 Les phénomènes

Les participants, quelle est leur distribution en énergie et angle? La Figure 3.3 nous montre quelques résultats représentatifs. On montre la section efficace invariante $E d^3\sigma/dp^3$ pour trouver un proton avec l'impulsion p dans le laboratoire. Les sections sont grandes pour les petits angles et les petites énergies. Ils décroissent avec angle et énergie, de même pour les pions. Il est très difficile de proposer quelques idées simples sur la physique.

Pour cette raison il est plus convenable de tracer la section efficace $E d^3\sigma/dp^3$ dans un plan $y - p_{\perp}/m_p c$ rapidité versus vitesse transversale. Si la distribution des impulsions des participants est isotrope dans un système de référence un diagramme comme la Figure 3.4 le montre immédiatement. La partie (b) de la Figure 3.4 montre l'isotropie. Les courbes sont déformées parce que $p_{\perp}/m_p c$ et y sont des mesures différentes de la vitesse. La section efficace expérimentale tracée en $y - p_{\perp}/m_p c$ montre une forte ressemblance à la distribution isotropique: Les participants sont à peu près isotropes dans le système du centre de masse. Mais il y a des déformations surtout pour les petites valeurs de $p_{\perp}/m_p c$ et près des rapidités du projectile et de la cible. Ces protons doivent être classifiés comme spectateurs.

Si dans le centre de masse la distribution des spectateurs est isotrope

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \Big|_{cm} = f(p_{cm}^2) \tag{3.7}$$

quelle est cette fonction $f(p^2)$. La Figure 3.6 montre cette fonction où

$$E_p^{cm} = \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_{i,cm}^2} - m_p \tag{3.8}$$

est l'énergie cinétique du proton. La fonction $f(E_p^{cm})$ est une exponentielle pour la plupart des valeurs de E_p^{cm} : avec des déviations pour les petites valeurs de E_p^{cm} , la pente E_0 de l'exponen-

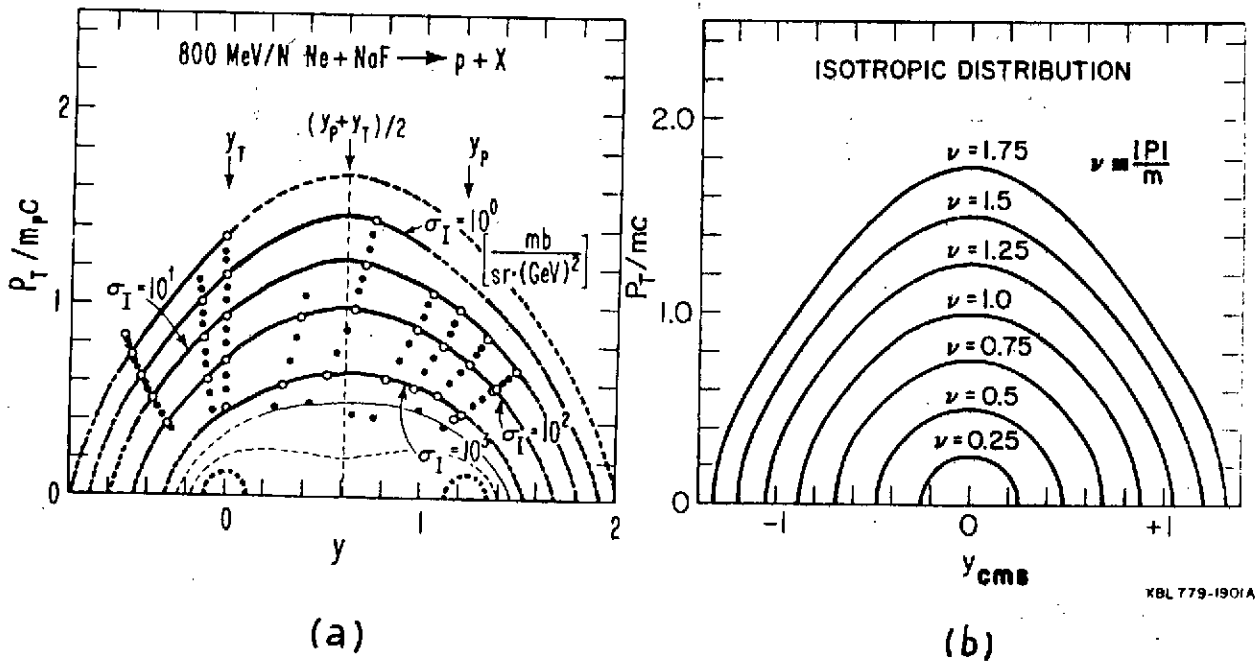


Fig. 3.4: La section efficace pour la production de proton tracée comme lignes du même valeur dans un diagramme rapidité y versus $p_{\perp}/m_p c$. (a) expérience, (b) courbes théoriques pour isotropie.

tielle dépend faiblement de la combinaison de la cible et du projectile. La pente E_0 dépend fortement de l'énergie E (Figure 3.6) du faisceau. L'énergie E^* est définie comme énergie du

faisceau dans le centre de masse distribuée sur des participants du projectile et de la cible.
 Pour des énergies non-relativistes

$$E^* = \frac{1}{4} (E_{\text{beam}} / A) \tag{3.9}$$

la pente E_0 est une fonction monotone de l'énergie incidente E^* . La Figure 3.5 suggère aussi que la distribution des participants est celle d'un gaz de Maxwell, dans un tel cas, E_0 doit être interprété comme température. Alors, pour un gaz de Boltzmann (sans degrés de liberté internes) on a la relation entre température E_0 et énergie E^*

$$E_0 = \frac{2}{3} E^* \tag{3.10}$$

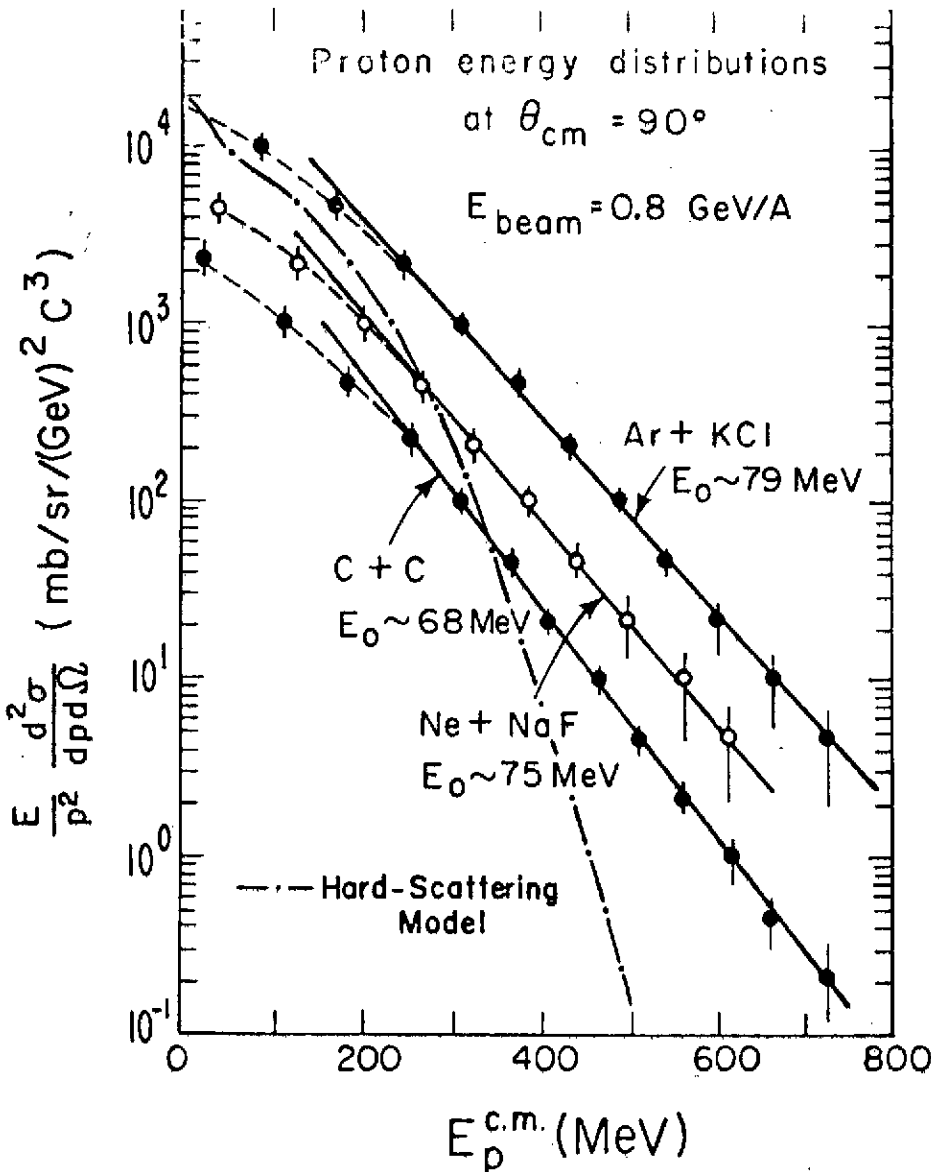


Fig. 3.5: La section efficace pour la production de protons à $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ tracée comme fonction de l'énergie cinétique E_p^{cm} des protons. On voit l'exponentielle à l'exception des basses énergies²¹.

Cette relation n'est pas trop fautive, mais la réalité est plus basse, surtout aux hautes énergies. Cela indique des autres degrés de liberté. Dans la Figure 3.6 on a tracé aussi la "température" des pions, qui est à peu près la température des protons. La présence des pions indique la présence des autres degrés de liberté.

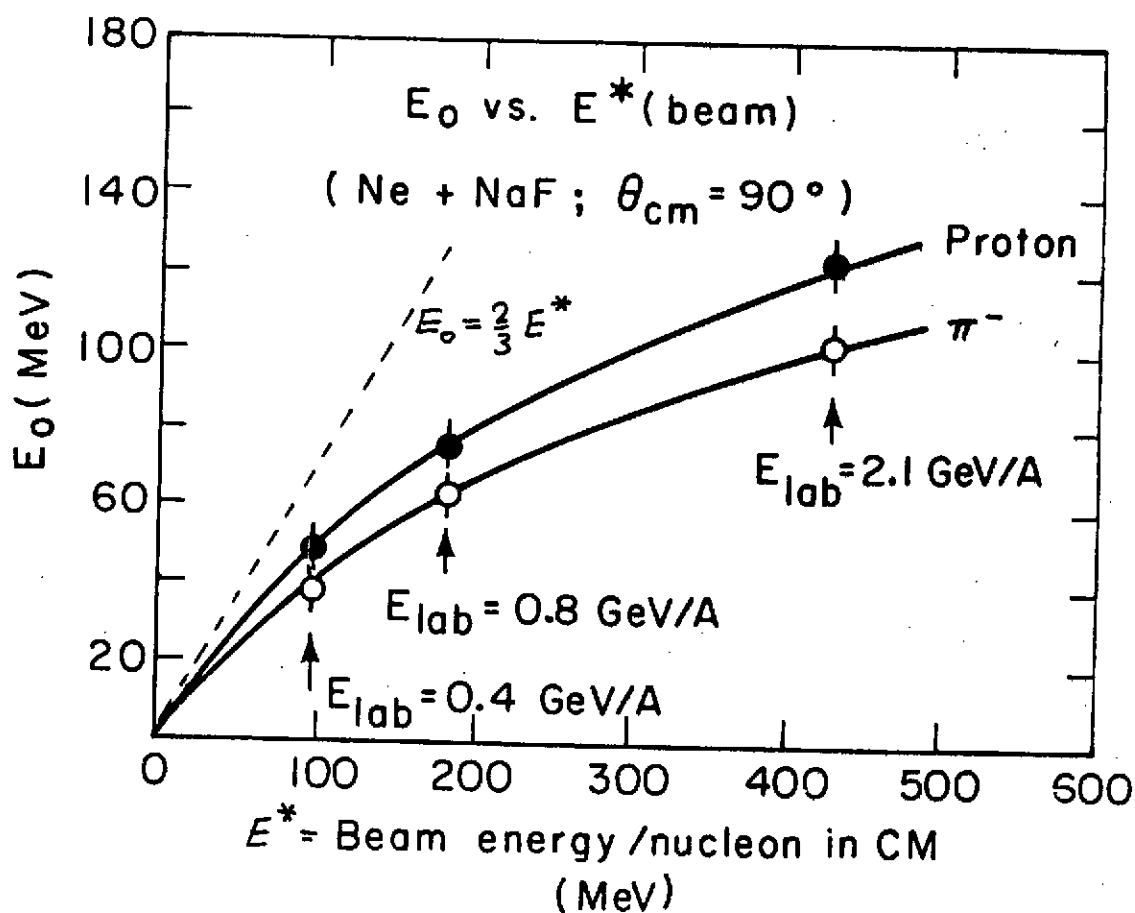


Fig. 3.6: La pente E_0 de la distribution des protons (Fig. 3.5) tracée comme fonction de l'énergie incidente²¹. La ligne pointillée est la prédiction de la relation entre température et énergie cinétique

3.2.2 Un modèle pour la thermalisation

Les expériences montrent: Les nucléons participants sont thermalisés (pas complètement, bien sûr) après la réaction. Peut-on comprendre la thermalisation? Y-a-t-il assez de temps pour la thermalisation? J'ai étudié ce phénomène dans un petit modèle, basé sur la théorie de Glauber: Une particule traverse un noyau et on observe l'impulsion transverse q_{\perp} de cette particule, mais l'état du noyau n'est pas déterminé (à l'exception qu'il ne soit pas la diffusion élastique). Cette situation est typique: Pour avoir les phénomènes de la thermalisation une condition nécessaire est: On n'observe qu'une très petite part de toutes les observables.

On a pour la section efficace

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\bar{q}_\perp} = \lim_{z \rightarrow \infty} \sum_{n \neq 0} \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\bar{q}_\perp \cdot b} \langle \phi_n | \Pi(1 - \theta(z-t)) | \bar{q}_\perp(b-z) | \phi_0 \rangle \right|^2, \quad (3.11)$$

où l'index "in" indique que nous excluons la diffusion élastique. La dépendance en z n'a qu'une importance pédagogique. La section Eq. (3.11) peut être écrite dans la forme

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\bar{q}_\perp} = \lim_{z \rightarrow \infty} \int d^2b [W(b, z; \bar{q}_\perp) - W_0(b, z; \bar{q}_\perp)], \quad (3.12)$$

où W est la fonction de Wigner pour notre particule diffusée. Si l'état fondamental $|\phi_0\rangle$ dans Eq. (3.11) ne contient pas des corrélations, on déduit de Eq. (3.11) une équation pour la fonction de Wigner

$$\frac{d}{dz} W(b, z; \bar{q}_\perp) + \bar{F}(b, z) \nabla_{\bar{q}_\perp} W(b, z; \bar{q}_\perp) = \int d\bar{q}'_\perp \frac{d\sigma^{NN}}{d\bar{q}'_\perp} (\bar{q} - \bar{q}') \{W(b, z; \bar{q}'_\perp) - W(b, z; \bar{q}_\perp)\}. \quad (3.13)$$

Cette équation ressemble beaucoup à l'équation de Boltzmann. La fonction $W(b, z; q)$ est la probabilité de trouver la particule dans "l'espace de phase transverse", i.e. la probabilité de la trouver avec paramètre d'impact b et avec l'impulsion transverse \bar{q}_\perp . La coordonnée z joue le rôle du temps. Comme cela Eq. (3.13) doit être interprétée de la manière suivante: Avec l'évolution du temps le paramètre d'impact reste toujours le même, mais l'impulsion transverse change. D'abord il change parce qu'il y a une force transverse

$$\bar{F}(b, z) = - \bar{\nabla}_b \text{Re } U_{opt}(b, z), \quad (3.14)$$

qui est la dérivée du potentiel optique. Deuxièmement la distribution en \bar{q}_\perp change à cause des collisions nucléons-nucléons (partie droite de (3.13)). Cette expression a la forme d'un terme de collision: La partie positive est le terme du gain, la partie négative est le terme de la perte. La fonction $W_0(b, z, q)$ de (3.12) satisfait l'équation (3.13) sans le terme de collision. La section efficace est reliée à la fonction de Wigner pour un temps infini.

La condition initiale pour (3.13) est

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} W(b, z; q_\perp) = \lim_{z \rightarrow -\infty} W_0(b, z; \bar{q}_\perp) = \delta^2(\bar{q}_\perp). \quad (3.15)$$

L'importance de l'équation (3.13) reste dans le fait: A partir de la mécanique quantique on peut dériver une équation classique, qui décrit l'évolution vers l'équilibre thermique. Mais, y a-t-il du temps suffisant pour arriver à l'équilibre, le temps de vie de la boule de feu des participants peut être estimé par

$$\tau \approx \frac{R}{v} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ s}, \quad (3.16)$$

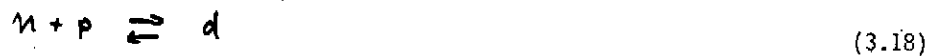
où R est une longueur caractéristique de la boule de feu $R \approx 5 - 10 \text{ fm}$ et v/c est une vitesse typique thermique

$$\frac{v}{c} \approx \sqrt{\frac{3T}{m_p}} \approx 0.5 \quad (3.17)$$

pour $T = 80 \text{ MeV}$. Le temps de vie est très court (quelques 10^{-23} s). Mais pendant ce temps, chaque nucleon peut diffuser avec quelques nucleons. Trois collisions suffisent pour qu'un nucleon arrive à l'équilibre thermique. C'est la raison pour laquelle l'équilibre thermique est réalisé pour la plupart des nucleons. Bien sûr, il y a toujours des nucleons qui rencontrent moins de partenaires sur leur chemin. Ces nucleons montrent les propriétés prééquilibrées. En général, ce n'est pas facile de séparer les composantes différentes, équilibrées et prééquilibrées.

3.3 Réactions chimiques

Après avoir vu qu'un équilibre thermique est atteint - au moins partiellement - on peut essayer les idées thermiques aussi pour d'autres aspects des participants. Comme un exemple nous traitons ici la "réaction chimique"



i.e. la formation des deutons. Je commence avec les expériences: La Figure 3.7 montre le rapport d/p entre des deutons et protons pour des énergies différentes et quelques combinaisons de projectile et de cible. Il y a peu près 10% - 30% de deutons, le rapport ne dépend pas fortement de l'énergie et semble indépendant de la combinaison projectile-cible. La Figure 3.8 montre la relation suivante entre les spectres des protons et deutons.

$$\frac{d^3 \sigma^d}{d^3 p_d} = c \left(\frac{d^3 \sigma^p}{d^3 p_p} \right)^2 \Big|_{\vec{p}_d = 2 \vec{p}_p} \quad (3.19)$$

Le carré des distributions des protons donne la distribution des deutons.

Peut-on comprendre ces phénomènes dans un traitement thermique: Commençons par les spectres: Si l'on a une distribution de Maxwell pour les deutons et les protons

$$f_d(\vec{p}_d) \sim e^{-\vec{p}_d^2/2m_d} ; f_p(\vec{p}_p) \sim e^{-\vec{p}_p^2/2m_p} \quad (3.20)$$

Si $\vec{p}_d = 2\vec{p}_p$ et $m_d = 2m_p$ on a

$$f_d(\vec{p}_d) \sim f_p^2(\vec{p}_p), \tag{3.21}$$

qui est la relation Eq. (3.19). Bien sûr il y a aussi d'autres explications pour la relation (3.19). Par exemple la coalescence.

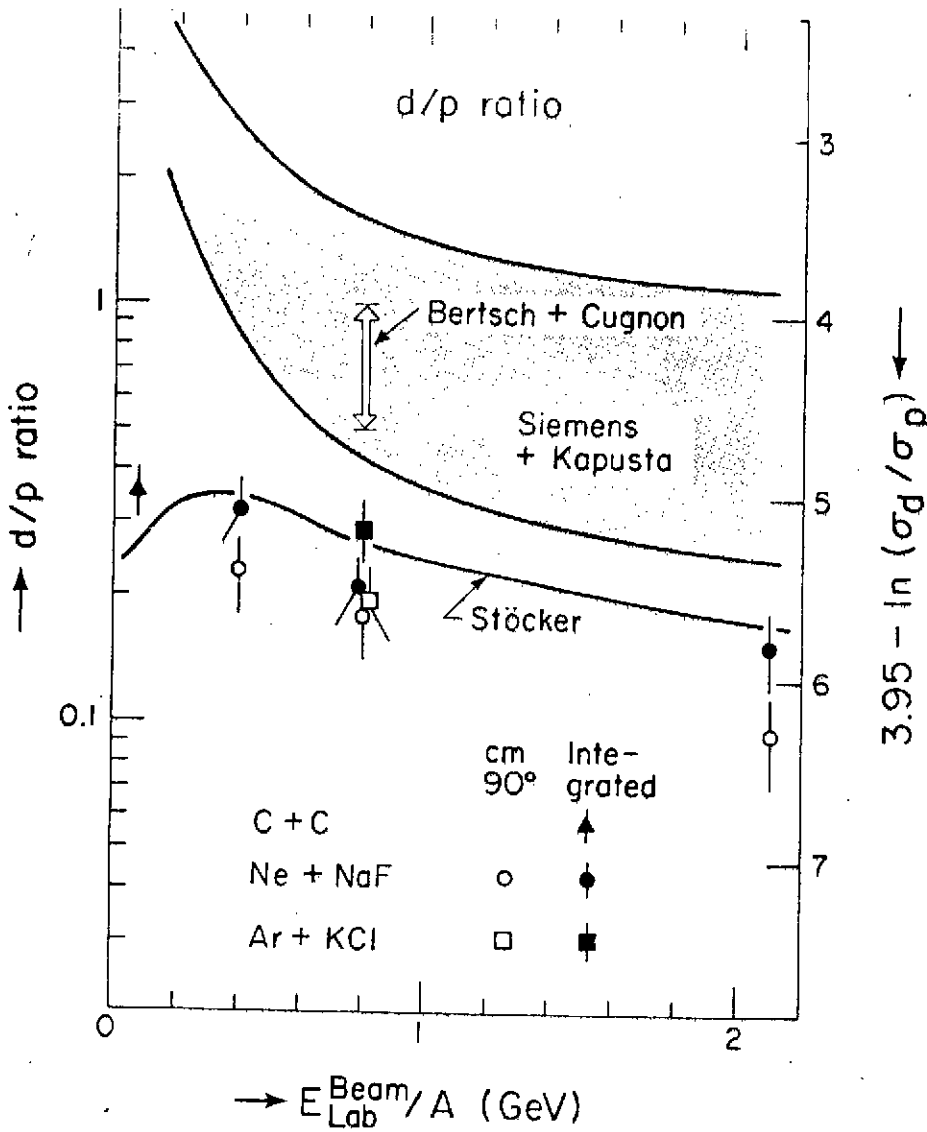


Fig. 3.7: Le rapport d/p entre les deutons et les protons comme fonction d'énergie.

Le rapport d/p, de quoi dépend-il? La loi de l'équilibre chimique nous donne pour les densités n_d et n_p (densité = nombre/volume!)

$$\frac{n_d}{n_p^2} = \frac{3}{\sqrt{2}} \left(\frac{2\pi}{mT} \right)^{3/2} \tag{3.22}$$

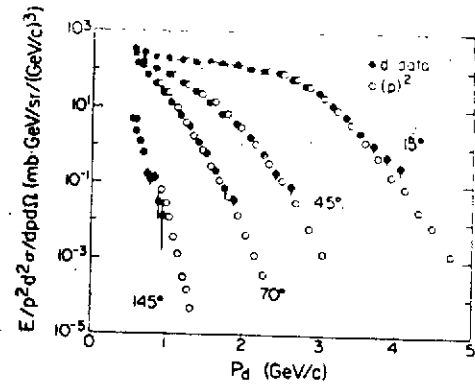
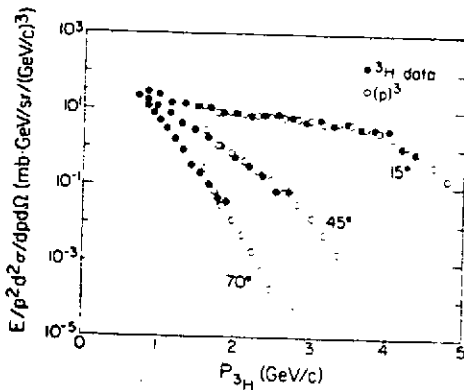


Fig. 3.8: Comparaison des spectres des deutons avec le carré des spectres des protons²¹



où m est la masse d'un nucléon et T la température. Alors le rapport d/p des nombres des deutons sur protons dépend de la densité des protons:

$$\frac{d}{p} = n_p \cdot \frac{3}{\sqrt{2}} \left(\frac{2\pi}{mT} \right)^{3/2}. \quad (3.23)$$

Quelle densité est-ce? La densité dans la boule de feu au moment de la production ou pendant l'expansion? On l'appelle la densité du freeze-out. Quand on prend le rapport d/p expérimental et la température T mesurée par les spectres, on obtient pour la densité du freeze-out les valeurs présentées dans le tableau 3.1

E [A GeV]	T [MeV]	d/p	$n_{F.O.}/n_{N.M.}$
0.4	55	0.3	0.17 ± 0.06
0.8	75	0.2	0.18 ± 0.06
2.1	125	0.13	0.25 ± 0.08

Tableau 3.1: La freeze-out densité $n_{F.O.}$ (mesurée en rapport avec la densité de matière nucléaire) calculée à partir de la température expérimentale et du rapport d/p expérimental.

On voit: La densité du freeze-out ne varie guère avec l'énergie. Comme cela, elle est un concept acceptable.

4. Fin

Dans mes cours je n'ai traité que peu de phénomènes et peu de notions. Pour le lecteur plus intéressé je recommande les revues suivantes qui sont assez récentes.

- (1) E. M. Friedlander et H. Heckmann, LBL-13864 pour: Heavy Ions Science, D. A. Bromley ed., Plenum Press
- (2) S. Nagamiya et M. Gyulassy, LBL-14035 pour: Advances in Nuclear Physics, Plenum Press
- (3) D. K. Scott, Prog. Part. Nucl. Phys. 4 (1980) 5
- (4) H. Stöcker, J. Hofmann, J. A. Maruhn et W. Greiner, Prog. Part. Nucl. Phys. 4 (1980) 133

La Littérature

- (1) J. Jaros et al., Phys. Rev. C18 (1978) 2273
- (2) A. Bujak et al., Phys. Rev. D23 (1981) 1895
- (3) M. Ambrosio et al., Phys. Lett. 113B (1982) 347
- (4) R. M. De Vries et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1373; Phys. Rev. C22 (1980) 1055
- (5) J. Berger et al., Nucl. Phys. A338 (1980) 421
- (6) W. Bell et al., Phys. Lett.
- (7) R. J. Glauber in: Lectures in Theoretical Physics, ed. by W. E. Brittin et al. (Interscience Publ., Inc., New York, 1959) Vol. I, p. 315
- (8) J. Hüfner et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1888
- (9) D. E. Greiner et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1976) 926
- (10) L. Anderson et al., LBL-14328
- (11) A. S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306
- (12) H. Feshbach et al., Phys. Lett. 47B (1973) 300
- (13) J. Hüfner et al., Phys. Rev. C23 (1981) 2538
- (14) A. Abul-Magd et al., Z. Phys. A277 (1976) 379
- (15) D. Morissey et al., Phys. Rev. C21 (1980) 1783
- (16) N. Porile et al., Phys. Rev. C19 (1979) 2288
- (17) X. Campi et al., Phys. Rev. C24 (1981) 2199
- (18) W. Czyz et al., Ann. Phys. 52 (1969) 59
- (19) S. Nagamiya, 5th High Energy Heavy Ion Study, Berkeley, 1981, LBL-12659
- (20) J. Knoll et al., Nucl. Phys. A308 (1978) 500
- (21) S. Nagamiya et al., J. Phys. Soc. Japan 44 Suppl. 378 (1978); Phys. Rev. C24 (1981) 971; LBL-12123 (1981)