HAL open science

Quelques aspects des réactions noyau-noyau aux énergies moyennes

C. Guet

▶ To cite this version:

C. Guet. Quelques aspects des réactions noyau-noyau aux énergies moyennes. École thématique. Ecole Joliot Curie "Collisions nucléaires aux énergies voisine de l'énergie de Fermi", Bombannes, (France), du 13-17 septembre 1982, 1982. cel-00638214

HAL Id: cel-00638214

https://cel.hal.science/cel-00638214

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.

QUELQUES ASPECTS DES REACTIONS NOYAU-NOYAU AUX ENERGIES MOYENNES

C. GUET

Centre d'Etudes Nucléaires, Grenoble

RESUME -

On discute quelques aspects des réactions induites par ions lourds aux énergies intermédiaires en se référant aux données de ^{12}C à 85 MeV/nucleon. La transition de l'image de champ moyen a celle de nucleons libres apparaît clairement dans la variation de section efficace de réaction. La fragmentation du projectile met en évidence un comportement identique à celui observé à haute énergie tout en conservant des distortions typiques des basses énergies. Certains fragments légers associés à un grand moment transféré peuvent résulter d'une explosion totale. On discute aussi l'émission de proton en termes de deux modèles opposés : l'équilibre thermique et la diffusion nucléon-nucléon. Les données pioniques s'expliquent aussi par les collisions nucléon-nucléon.

1.- INTRODUCTION -

Mis à part les expériences avec des rayons cosmiques, les collisions noyau-noyau n'ont pas été étudiées avant les années 60. Leur étude qui depuis s'est rapidement développée a permis de découvrir de nouveaux aspects du noyau et de la matière nucléaire. Le comportement qualitatif de la collision dépend fortement de son énergie. Pour des raisons techniques et sans doute accidentelles, l'on a disposé que d'accélérateurs à basse énergie (< 20 MeV par nucléon) et à haute énergie (250 MeV/nucléon à 3 GeV/nucléon). En poussant ces machines à leurs limites, on a pu obtenir quelques résultats dans la région d'énergie intermédiaire de 20 à 200 MeV/nucléon[1-5]. De nouvelles facilités sont ou seront bientôt à notre disposition pour une étude systématique de cette région (GANIL, SARA, MSU, SATURNE, etc ...). L'intérêt pour ce domaine d'énergie est principalement dû au fait que plusieurs seuils y sont rencontrés :

i) - l'énergie de liaison du nucléon, B : si l'énergie d'excitation moyenne de chaque participant de la collision A_1+A_2 : $\varepsilon^* = \varepsilon_{lab} A_1A_2/(A_1+A_2)^2$, dépasse B, une "explosion totale" est possible[6] ;

ii)-la vitesse du son avec l'observation possible d'ondes de choc,

iii)- l'énergie de Fermi, ε_F, définissant grossièrement la frontière entre le régime à un corps (grand libre parcours moyen des nucléons à l'intérieur du noyau dû au principe de Pauli) et le régime à deux corps (petit libre parcours moyen),

iv)- la masse du pion et la possibilité hypothétique de production cohérente.

2.- LA SECTION EFFICACE DE REACTION NOYAU-NOYAU AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Ce thème a été discuté par Menet, au cours de cette école. Je voudrais seulement rappeler ce qui me semble le plus significatif. Alors qu'à basse énergie ($\lesssim$ 10 MeV/nucléon) la valeur, σ_R, de la section efficace de réaction, est essentiellement donnée par la limite géométrique[7]) de fortes déviations à cette limite ont été observées aux énergies relativistes[8]). A cause de l'interaction forte entre les deux noyaux, la section efficace à basse énergie peut s'écrire :

$$\sigma_R^G (E_{CM}) \approx \pi R^2 \left(1 - \frac{V_{CB}}{E_{CM}}\right) \qquad (1)$$

pour l'énergie de centre de masse E_{CM} supérieure à la barrière Coulombienne V_{CB}, R mesure la distance d'effleurement ("grazing") des deux ions et est à peu près 10 à 20% plus grande que la somme des deux rayons[9]) :

$$R_{fm} \approx 0.5 + 1.36\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \qquad (2)$$

Dans cette image de disque noir du noyau, on s'attend à ce que σ_R atteigne asymptotiquement la valeur géométrique. Le fait que le principe d'exclusion de Pauli devienne de moins en moins effectif, comme l'énergie par nucléon incidente dépasse ε_F, se traduit par un comportement du noyau de plus en plus semblable à celui d'ensemble incohérent de particules indépendantes. Alors, se pose la question si la section efficace σ_R n'est que le résultat de la somme incohérente des collisions élémentaires nucléon-nucléon. Un modèle simple se fondant sur cette hypothèse a été développé par Karol[10]) et De Vries et al.[11]). Se donnant la valeur empirique σ^{NN} de la section efficace de réaction nucléon-nucléon à l'énergie considérée, on définit par chaque valeur du paramètre d'impact b, la probabilité d'interaction d'un nucléon incident

$$P(\vec{b}) = 1-\exp(-\sigma^{NN} < T(\vec{b})>). \qquad (3)$$

La quantité $T(\vec{b})$, dite fonction d'épaisseur s'écrit :

$$<T(\vec{b})> = \int T_1(\vec{s})\ T_2(\vec{s}-\vec{b})\ d\vec{s} \qquad (4)$$

avec

$$T_q(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_P(\vec{s},z)\,dz. \qquad (5)$$

La section efficace de σ_R est alors :

$$\sigma_R = \int d\vec{b}\ P(\vec{b}) \qquad (6)$$

Cette approximation, simple de σ_R peut être rigoureusement justifiée dans le cadre de la théorie de diffusion multiple de Glauber[12,13]).

Il est surprenant de constater (fig.1) que le modèle "marche" bien à des énergies aussi basses que 85 MeV par nucléon où l'approximation d'impulsion n'est en principe plus valide. La principale leçon à tirer de ces résultats est que le concept de section efficace géométrique noyau-noyau n'a plus de sens dès que l'énergie de collision dépasse $\sim$ 30 MeV/nucléon dans le laboratoire, et qu'alors l'interaction nucléon-nucléon libre domine la réaction.

Il faut être prudent et ne pas généraliser les conséquences de cette observation : la section efficace de réaction est une observable très globale qui reflète surtout le premier stage des réactions périphériques et des phénomènes collectifs peuvent ne pas s'y manifester clairement. De plus, les conclusions sont faites à partir du projectile ^{12}C, noyau peut être trop léger.

3.- EMISSION d'ELEMENTS DU TYPE PROJECTILE

A basse énergie, dépendant de la valeur du paramètre d'impact les réactions noyau-noyau se classent selon trois catégories principales : fusion, réactions très inélastiques et réactions quasi-élastiques (voir le cours de B. Tamain). La compréhension de ces phénomènes se fait grâce au concept de champ moyen qui domine le régime basse énergie. Ce comportement disparaît aux hautes énergies, dominées par les collisions nucléon-nucléon individuels.

En bombardant une série de cibles par des projectiles de ^{12}C aux énergies de 1.05 et 2.1 GeV/nucléon et de ^{16}O à 2.1 GeV/nucléon [14,15]), l'on a détecté les produits de réactions émis vers l'avant. Les propriétés suivantes semblent caractéristiques :

i) on n'observe pas de "pick-up" de nucléon,

ii) on n'observe pas de fragments avec des vitesses très inférieures à celle du projectile.

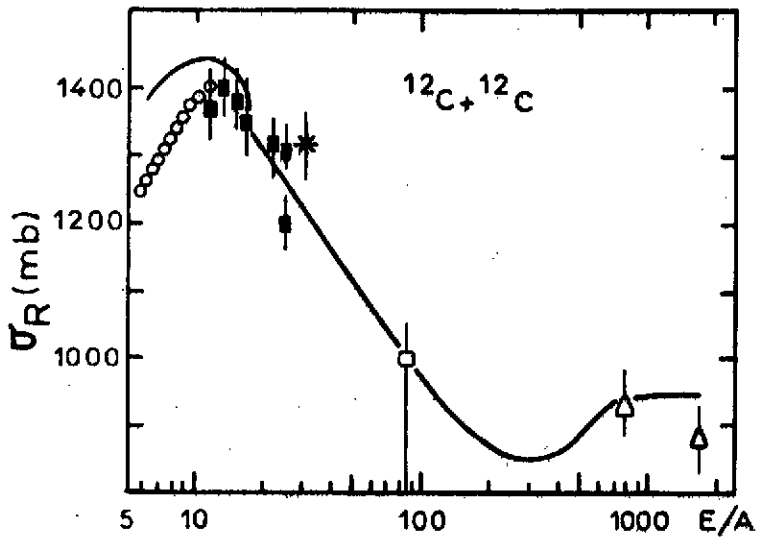

Fig. 1 - Section efficace de réaction $^{12}C+^{12}C$, en fonction de l'énergie incidente. La courbe théorique est empruntée à la référence[11].

Tableau 1

Section efficace (mb) de production de fragment dans des réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucleon et 1.05 GeV/nucleon.
A 85 MeV/nucleon l'ouverture est 2-22° et à 1.05 GeV/nucléon de 0.7° autour de 0°.

Fragment		Target					
Z_F	A_F	Be(85)	Be(1050)	C(85)	C(1050)	Ag(85)	Ag(1050)
3	6	20	24.8	32	27	72	38
3	7	19	23.4	28	21.5	74	42
3	8	1.9	2.4	2.4	2.4	7	2.8
4	7	14	17.8	26	19.9	56	21.6
4	9	6	11.6	10	13.9	25	23.7
4	10	3.4	5.1	4.3	6.5	9.4	8.4
5	8	1.2	1.55	2.4	1.7	4	1.78
5	10	20	28.8	28	30.4	56	43.1
5	11	23	50.7	42	64.5	77	110
5	12	< 0.2	0.09	0.8	0.1	1.4	-
6	9	-	0.42	< 0.5	0.48	-	0.67
6	10	2	4	4	4.4	7	7.53
6	11	27	44.7	43	44.7	74	78.1
6	13	0.2	-	2.7	-	3	-
7	12	< 0.2	0.02	0.3	0.05	0.05	-
7	13	-	-	0.2	-	0.5	-
7	14	-	-	0.1	-	0.3	-

iii) dans le référentiel lié au projectile : a) la distribution angulaire de chaque fragment est approximativement isotropique, b) la distribution d'impulsion longitudinale est approximativement gaussienne. L'impulsion moyenne $\langle p_{//} \rangle$ est proche de zéro ($\sim$ 30-50 MeV/c). La largeur σ peut être paramétrisée selon la forme :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1} \tag{7}$$

avec $\sigma_0 \sim 80$ MeV/c ; K et A étant respectivement les nombres de masse du fragment et du projectile.

iv) ces propriétés sont à peu près indépendantes du noyau cible et de l'énergie incidente.

v) la production relative des différents isotopes est également indépendante de la cible et de l'énergie incidente.

Les points i, ii, iii et iv s'expliquent bien par le modèle de fragmentation du projectile[16,17]. Supposons que A nucleons forment le projectile au repos, $\vec{P}_A = 0$. Prélevant au hasard K nucleons pour former le fragment, Goldhaber[17]) a calculé l'impulsion quadratique moyenne de ces K nucléons dans le référentiel lié au projectile :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{K(A-K)}{(A-1)} \langle p^2 \rangle \tag{8}$$

$\langle p^2 \rangle$ étant l'impulsion quadratique moyenne d'un nucleon du projectile, soit dans le modèle du gaz de Fermi

$$\langle p^2 \rangle = \frac{3}{5} p_F^2 \tag{9}$$

Le paramètre σ_0, de l'eq.7, est alors relié à l'impulsion de Fermi :

$$\sigma_0^2 = \frac{1}{5} p_F^2 \ . \tag{10}$$

La valeur prédite à partir des données de diffusion d'électrons sur ^{12}C et ^{16}O [18]), $\sim$ 100 MeV/c, est proche de la valeur mesurée. On remarquera que toutes les corrélations sinon celles purement cinématiques ont été négligées. Bertsch[19]) a montré que les corrélations de Pauli réduisent la valeur σ_0 de façon significative, et que le facteur de réduction varie fortement avec la masse A. Cette observation est en accord qualitatif avec les quelques données expérimentales dont nous disposons à haute énergie et aux énergies moyennes ; fragmentation de ^{40}Ar à 213 MeV/nucleon[20]) - où σ_0 a été estimé à 94 ± 5 MeV/c à comparer à 112 MeV/c de l'éq.10 et ref.[18]) - et de ^{16}O à 90 et 120 MeV/nucléon[21]).

Aux énergies plus basses, autour de 20 MeV/nucléon, la situation est encore très confuse : on ne sait pas encore à quelle énergie le comportement décrit ci-dessus devient dominant.

3.1. Fragmentation du projectile dans les réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucléon.

L'identification complète en masse et charge des fragments de Z = 3 à 7, ainsi que la mesure à bonne résolution de la section efficace $d^2\sigma/dEd\Omega$ ont permis d'étudier en détail la fragmentation du ^{12}C à 85 MeV/nucleon (avec des cibles de ^6Li, ^{12}C, ^{nat}Ag et H par soustraction CH_2-C).

Les sections efficaces de production de chaque isotope identifiable sont globalement semblables à celles obtenues à 1 GeV/nucleon - voir Tableau 1 - comme le sont les sections efficaces de

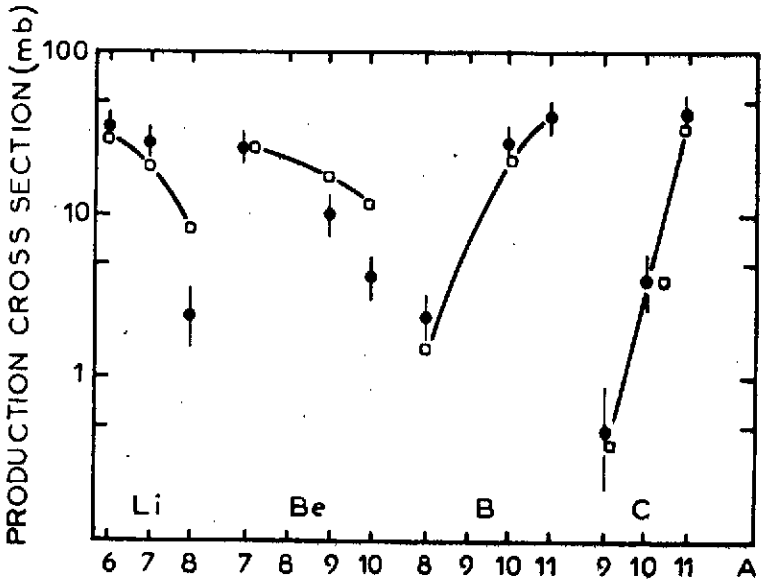

Fig.2 - Section efficace de production isotopique. La courbe montre les résultats du modèle de désexcitation thermique. La cible est ^{12}C.

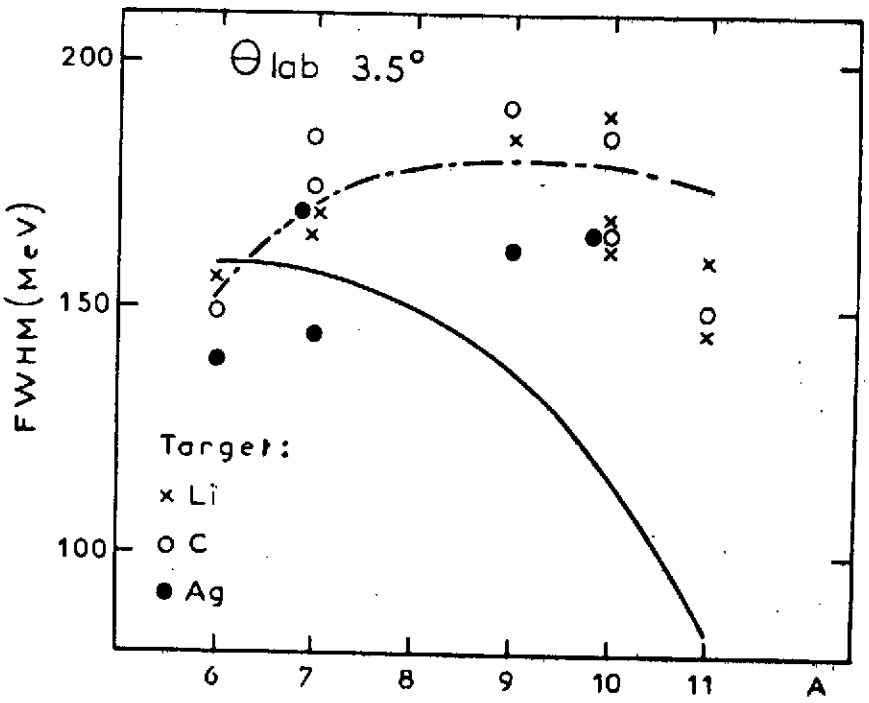

Fig.3 - Largeurs à mi-hauteur des spectres d'énergie cinétique des fragments détectés à 3.5° avec différentes cibles. Les courbes correspondent à l'équation (12) avec les coefficients σ_0, σ_1 respectivement égaux à 89 MeV/c, 0 (trait plein) - 80 MeV/c, 170 MeV/c (courbe hachurée).

réaction. La variation avec la masse de la cible a été soigneusement étudiée à 1 GeV/nucléon sur un grand nombre de cibles et a montré que la fragmentation du projectile se produisait dans les collisions périphériques (dépendance en $A^{1/4}$ à $A^{1/3}$). Il est intéressant de remarquer que les rendements relatifs sont assez bien reproduits par la formule thermodynamique simple :

$$\sigma = C \sum_i \exp(-\frac{Q_i}{T}) \qquad (11)$$

dans laquelle la quantité Q_i désigne la différence de masses initiale (en l'occurence le projectile) et finales de toute voie pouvant mener au fragment considéré ; l'accord satisfaisant obtenu avec une température T de 8 MeV est illustré par la Fig.2. Toutefois, une conclusion définitive sur la validité de cette approche statistique serait prématurée dans la mesure où le nombre de voies de désexcitation du ^{12}C est faible.

Une différence typique par rapport aux données de haute énergie apparaît dans la production d'éléments plus lourds que le projectile : ^{13}C, ^{13}N, ^{14}N avec des sections efficaces de l'ordre de 1-0.1 mb alors qu'à 1 GeV/nucléon elles sont inférieures à 0.05 mb. La réaction d'échange de charge (formation de ^{12}B et ^{12}N) est également plus probable à 85 MeV/nucléon qu'à 1 GeV/nucléon ; sa section efficace étant voisine de celle des réactions de pick-up, un méchanisme direct, plutôt qu'un processus à deux étapes, ne peut être exclu.

L'examen des distributions des impulsions des fragments montre des différences importantes entre 85 et 1000 MeV/nucléon.

Sur la Fig.3 nous avons reporté la valeur des largeurs à mi-hauteur des distributions des énergies cinétiques des fragments détectés à l'angle laboratoire de 3°5. De toute évidence, la dépendance parabolique (eq. 7) n'est pas ici satisfaite, la largeur semblant en fait être indépendante de la masse du projectile. La déviation par rapport à la loi parabolique (courbe pleine) peut s'expliquer par l'importance des distortions à la fois dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie. Dans la voie d'entrée, le projectile est défléchi dans le champ coulombien et le champ nucléaire de la cible, recevant aussi une impulsion quadratique moyenne σ_1^2 dans la direction considérée qui contribue à l'élargissement total[17]) dans cette direction

$$\sigma'^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1} + \sigma_1^2 (\frac{K}{A})^2. \qquad (12)$$

Les largeurs en énergie aux petits angles (donc essentiellement en impulsion longitudinale) sont à peu près reproduites avec des valeurs de σ_0 et σ_1 de 80 et 170 MeV/c. Deux exemples (^{10}B et ^{7}Be) sont reproduits en figure 4. Les courbes pleines correspondent à l'hypothèse d'émission isotropique dans le référentiel lié au projectile

$$d^3\sigma/dp^3 \;\alpha\; \exp(-p^2/2\sigma'^2),$$

soit dans le système du laboratoire :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \;\alpha\; K\sqrt{2KE}\,\exp\left(\frac{E-2\sqrt{EE_o}\cos\theta+E_o}{\sigma'^2}\right),$$

E_o étant l'énergie cinétique du fragment ayant la vitesse du faisceau. Un meilleur accord est

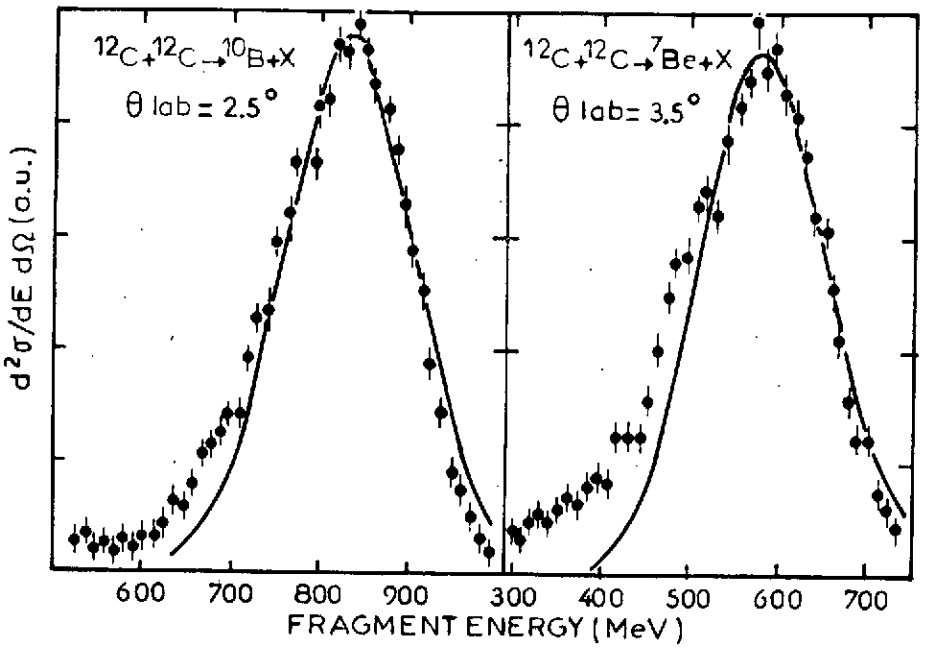

Fig.4 - Distribution d'énergie cinétique de fragments du projectile. Les courbes correspondent à l'équation (12) avec σ_0 = 80 MeV/c et σ_1 = 170 MeV/c.

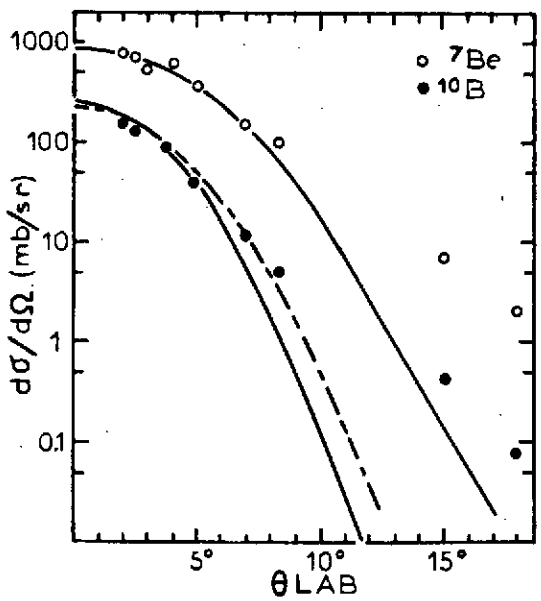

Fig.5 - Distribution angulaire du fragments du projectile dans la réaction $^{12}C+^{12}C$ à 85 MeV/nucléon. Les courbes pleines correspondent à l'équation (12) avec σ_0 = 80 MeV/c, σ_1 = 170 MeV/c. La courbe hachurée correspond à σ_0 = 80 MeV/c et σ_1 = 200 MeV/c.

obtenu en considérant un léger décalage d'environ -2 à -3 MeV/nucléon, ce qui correspond à un décalage $<\Delta p>$ d'environ -5 à -7 MeV/c par nucléon proche de ce qui est mesuré aux énergies relativistes[15]. Dans tous les cas les déviations à cette image simple de fragmentation s'observent seulement - mais typiquement - dans la partie de basse énergie du spectre. Gardant l'hypothèse d'émission isotropique nous comparons les distributions angulaires mesurées aux prédictions du modèle. Les résultats pour le ^{7}Be et ^{10}B sont montrés sur la Fig.5. Alors qu'un bon accord est observé aux petits angles, des écarts considérables caractérisent les angles supérieurs à $\sim 8°$. L'élargissement (par rapport aux prédictions du modèle de Goldhaber) se manifestant également sur les composantes d'impulsion longitudinale et transverse contredit l'observation faite avec un projectile ^{16}O sur les cibles d'Al et de Au aux énergies 93 et 118 MeV/nucléon[21], où il était trouvé que seules les largeurs en $p_{\perp}$ ne satisfaisaient la loi parabolique alors que le σ_0 associé à $p_{//}$ était proche de l'estimation en termes de mouvement de Fermi.

Sur la Fig.6, on peut suivre l'évolution du spectre énergétique en fonction de la direction d'émission. Cette évolution suggère la présence de deux mécanismes distincts : le premier que nous venons de discuter - fragmentation convoluée avec un élargissement dû aux effets de champ mutuel - et le second dont l'amplitude relative croit avec l'angle. A 15°, cette seconde composante domine complètement le spectre dont la forme approximativement gaussienne est centrée autour de 60 MeV/nucléon - à comparer à 77 MeV, valeur prédite par le modèle de fragmentation à cet angle. Le même phénomène s'observe sur toutes les cibles comme le montre la Fig.7. Le taux de production de ces événements est d'une part supérieur par plusieurs ordres de grandeur à l'estimation de fragmentation du projectile (voir Fig.8), et d'autre part décroît avec la masse de fragment (voir tableau 2).Cette ensemble d'observations s'explique difficilement dans un cadre conventionnel de processus très inélastiques. Nous proposons une interprétation (très spéculative) dans le cadre du modèle de coalescence développé pour les réactions à haute énergie, modèle dans lequel la formation du noyau composite est calculée par de simples considérations de statistique et d'espace de phase[22,23,24]. On suppose que les nucléons dont l'impulsion est à l'intérieur d'une sphère de rayon P_o peuvent condenser. On peut alors relier la section efficace différentielle de production de l'élément (Z,N) à celle de production de protons par une loi de puissance. Ne disposant pas dans l'expérience du CERN, (pour des raisons techniques expérimentales), de données sur les particules plus légères que ^{6}Li, nous normalisons les rendements de chaque isotope par rapport à celui de l'élément ^{6}Li, soit :

$$\frac{d^2\sigma(Z,N)}{dEd\Omega} = \left[\frac{d^2\sigma(^6Li)}{dEd\Omega}\right]^{\frac{Z+N}{6}} \left(\frac{4\pi}{3}\ \frac{P_0^3}{\sigma_R}\ \frac{1}{m\sqrt{2mE}}\right)^{\left(\frac{Z+N}{6}-1\right)} \frac{\gamma(Z,N)}{\gamma(3,3)^{\frac{Z+N}{6}}} \tag{14}$$

où $\gamma(Z,N)$ est un facteur combinatorial :

$$\gamma(Z,N) = \binom{M_q}{Z}\binom{M_q}{N}\ \frac{1}{2}\left[\frac{1}{M_q-Z+1} + \frac{1}{M_q-N+1}\right] \tag{15}$$

avec $2M_q$ mesurant la multiplicité des nucleons pour un système totalement symétrique. Il est nécessaire de supposer une multiplicité maximale (24 pour $^{12}C + ^{12}C$ et $^{12}C + Ag$, et 18 pour $^{12}C + ^{9}Be$) et une valeur de P_o - paramètre dont le sens réel physique est à éclaircir - d'environ 300 MeV/c pour obtenir une variation avec la masse du fragment approchant les données expérimentales, comme le montre le Tableau 2. Evidemment, le manque d'informations systématiques

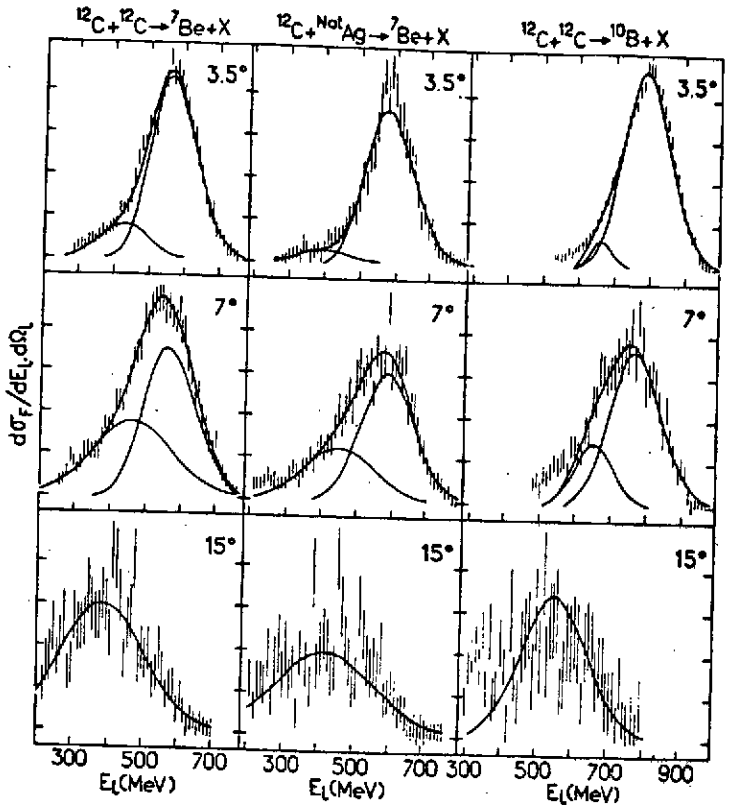

Fig.6 - Evolution des spectres des énergies des fragments du projectile avec l'angle. Les courbes correspondent à une analyse en termes de deux composantes : celle de fragmentation et une contribution de forme gaussienne.

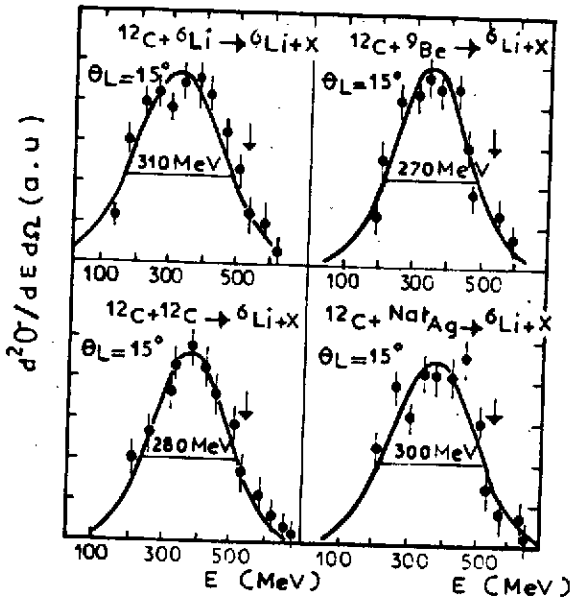

Fig.7 - Distributions des énergies des fragments de ^{6}Li dans des réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucléon sur différentes cibles. Les courbes ajustées sont du type gaussien.

sur tous les éléments les plus légers rend douteuse toute conclusion ; néanmoins on peut déduire de ces composites lourds la section efficace différentielle de production de protons prédite par ce modèle. Le spectre calculé piquerait à 70 MeV/Nucléon, à l'angle θ = 15°, avec une intensité $d^2\sigma/dEd\Omega$ = 4 mb/MeV/sr (système $^{12}C+^{12}C$) ce qui est en bon accord avec le spectre mesuré[5]).

Tableau 2

Section efficace différentielle, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr) mesuré à θ = 15° et comparé au modèle de coalescence avec P_o = 200 MeV/c.

Fragment	$^{12}C + ^{12}C$		$^{12}C + ^{nat}Ag$		$^{12}C + ^{9}Be$	
	exp.	theo	exp.	theo	exp.	theo
^{6}Li	15	15	32	32	8	8
^{7}Li	10	5	23	9	5	2
^{7}Be	6	5	13	9	3	2
^{8}Li	0.9	0.9	2	1.8	0.4	0.3
^{9}Be	0.7	0.25	1.7	0.5	0.4	0.1

4.- EMISSION DE PARTICULES LEGERES

Il existe une quantité impressionnante de données expérimentales sur les spectres des particules légères, neutrons et isotopes d'hydrogène, émises dans les réactions noyau-noyau. La plupart de ces données sont inclusives, ce qui en rend l'interprétation très difficile, plusieurs mécanismes distincts l'un de l'autre pouvant alors contribuer. Dans le domaine des hautes énergies les spectres inclusifs sont aussi bien reproduits par les modèles de cascade[26,27]) que par les modèles hydrodynamiques[28,29]) avec peut-être un avantage en faveur de ces derniers[29]). Seules des mesures détaillées de corrélation p-p, p-d, d-d, etc ... devraient permettre des distinctions inambigües[30]).

A basse énergie, et mettant à part les particules produites par l'évaporation des produits finaux de la réaction, on observe l'émission de particules rapides pour des énergies incidentes supérieures à environ 7 MeV/nucléon. Cette émission avait été prédite par Bondorf[31]) qui envisageait que dès que les deux noyaux venaient en contact, un nucléon pouvait passer librement de l'un à l'autre et s'échapper dans le continuum en couplant sa vitesse interne à la vitesse relative des deux noyaux. Alternativement ces spectres de particules rapides suggèrent l'existence de zone chaude[32]) créée dans la collision. Ce concept introduit à une analyse naturelle des données expérimentales en termes d'une source thermique de Boltzmann en mouvement.

La Figure 8 empruntée à la ref.[33]) montre la variation de la température avec l'énergie incidente déduite de ce modèle.

La Figure 9 montre que le spectre énergétique des protons émis dans la réaction ^{12}C + Au (85 MeV/nucléon) à différents angles. Le spectre mesuré qui s'étend de 7 MeV à 160 MeV, ne peut être reproduit par une source thermique unique, mais très correctement par la combinaison de trois sources dont l'explication physique est directe. Deux de ces sources sont simplement les résidus excités de la cible et du projectile à partir desquels les nucléons sont évaporés selon la loi de distribution,

$$\frac{d^2\sigma}{dSd\Omega_S} = C\,\frac{S}{T^2}\,\exp(-S/T), \qquad (16)$$

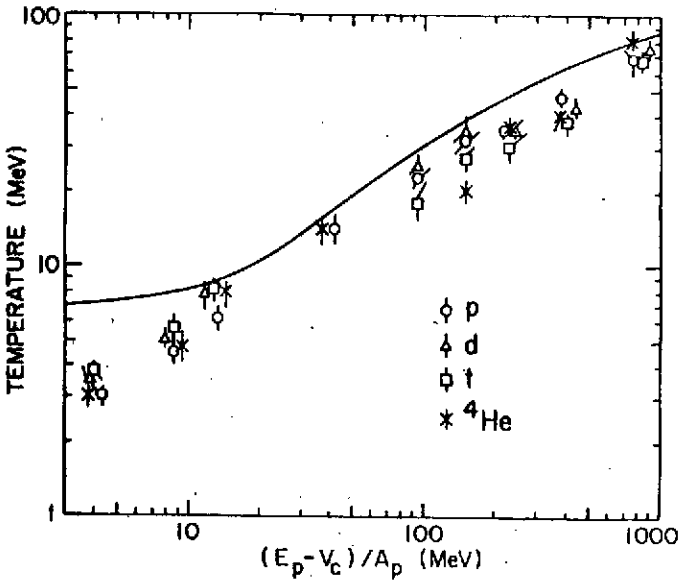

Fig.8 - Températures extraites du modèle de source en mouvement. La courbe solide correspond à la prédiction du modèle de "boule de feu".

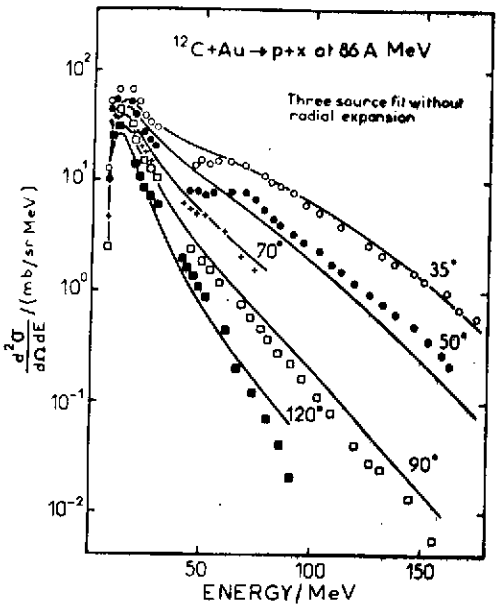

Fig.9 - Section efficace doublement différentielle pour la production de protons. La courbe solide est le résultat d'un ajustement du modèle de trois sources en mouvement.

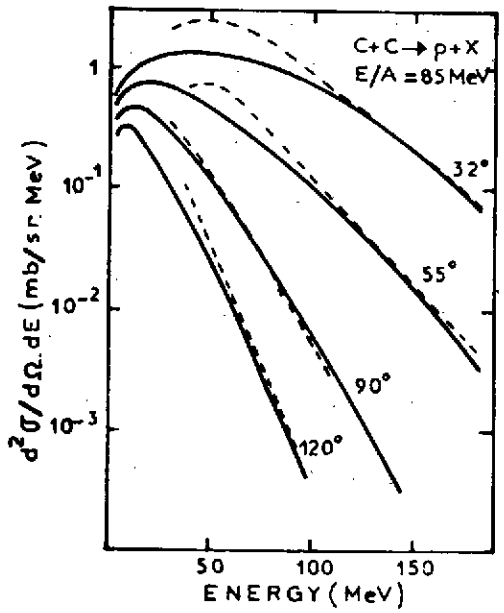

Fig.10 - Spectre inclusif de protons calculé dans un modèle de diffusion nucléon-nucléon. Les courbes hachurées sont expérimentales.

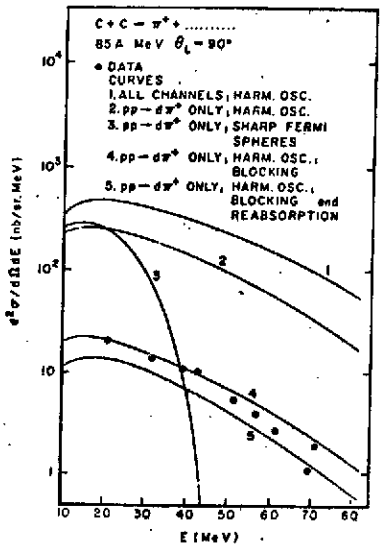

Fig.11 - Production de pions, π^+ à $\theta = 90°$ et 85 MeV/nucleon dans la collision $^{12}C + {}^{12}C$ et comparée aux prédictions du modèle de première collision.

La partie de haute énergie des spectres mesurés aux grands angles ($\theta > 30°$) est donnée par la source intermédiaire. Les spectres des particules émises sont supposés obéir à la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{d^2\sigma}{dSd\Omega} = \frac{C_1}{T_i^{3/2}} \sqrt{S} \exp(-S/T_i), \tag{17}$$

soit dans le laboratoire :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{C_1}{T_i^{3/2}} \sqrt{E} \exp[-(E+E_{S_i} - 2\sqrt{E+E_i}\cos\nu)/T_i] \tag{18}$$

L'ajustement des données à ce modèle de trois sources est assez satisfaisant - voir Fig.9 - et donnent les paramètres de source suivants : des températures de 5, 10 et 18,2 MeV pour les sources cible, projectile et intermédiaire et des vitesses respectives de 0.03 c, 0.4 c et 0.14 c. On remarque que la température de la source intermédiaire est en parfait accord avec la systématique montrée à la Fig.8 et que la vitesse de 0.14 c est de 30% inférieure à la vitesse du centre de masse nucléon-nucléon (0.4 c est la vitesse du faisceau). Cet écart s'il est effectivement significatif permet de distinguer cette source intermédiaire hypothétique de l'émission à partir de collisions nucléon-nucléon. Il est intéressant toutefois de considérer ce mécanisme le plus simple et ses prédictions : dans ce modèle on suppose que les nucléons de la cible peuvent diffuser avec ceux du projectile avec des sections efficaces égales à celle des collisions nucléon-nucléon libres. Il est évidemment essentiel de considérer le mouvement de Fermi des nucléons et des supposer sur couche ; on choisit une distribution d'impulsions fournie par le modèle de l'oscillateur harmonique avec le paramètre ajusté à la valeur expérimentale de l'impulsion de Fermi. Ce choix est très satisfaisant pour les noyaux légers tels que ^{12}C. La Fig.10 donne les résultats du modèle pour la réaction ($^{12}C+^{12}C$). Seule la courbe calculée à 90° a été réajustée pour renormaliser la valeur absolue (le modèle prévoyant une section efficace plus grande). Ce modèle reproduit donc bien les queues de haute énergie des spectres ainsi que leur distribution angulaire. Ceci montre combien il est nécessaire de faire des mesures de corrélation p-p pour déterminer l'importance de ces réactions de knock-out. Comme pour les sections efficaces de réaction on peut aussi penser que le projectile ^{12}C, est trop léger et favorise les collision nucléon-nucléon au détriment de processus d'équilibre.

Pour rappel, nous résumons les principales tendances caractérisant les spectres de particules légères émises dans les réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucléon et 58 MeV/nucléon :

i) Les formes de spectres dépendent très peu de la masse de la cible, A_T, $12 < A_T < 197$.

ii) Les sections efficaces absolues sont proportionnelles à $A_T^{2/3}$ sauf aux petits angles où on observe une dépendance plus faible.

iii) Les spectres à 58 MeV/nucléon sont plus abruptes que ceux à 85 MeV/nucléon avec un rapport des pentes à peu près égal à celui des énergies et tel que le prédit le modèle de diffusion nucléon-nucléon.

5.- PRODUCTION DE PIONS SOUS LE SEUIL NUCLEON-NUCLEON

Par production de pions sous le seuil, nous entendons la production dans des réactions noyau-noyau à des énergies (par nucléon) incidentes, ε_{Lab}, inférieure à 290 MeV. Ce thème a été discuté par H. Pirner à cette école. Nous voulons ici simplement souligner que le modèle de première collision nucléon-nucléon dans lequel les distributions d'impulsion sont données par le potentiel

d'oscillation harmonique reproduit assez bien les données expérimentales. Un point reste à notre avis obscur : comment traiter correctement l'effet du blocage de Pauli ; la courbe 4 de la Fig. 11 représente le résultat que prédirait un blocage maximal, obtenu dans une configuration gelée de deux sphères de Fermi en recouvrement.

6.- CONCLUSION

Ces premiers résultats obtenus aux énergies intermédiaires avec le faisceau de ^{12}C disponible au CERN, semble indiquer l'importance des collisions nucléon-nucléon. Nous l'avons vu sur la section efficace de réaction, la production de particule légrère et de pions. Des comportements propres à ces énergies - notamment visibles sur les spectres associés aux "fragments" du type projectile - sont très mal compris et invitent à une étude passionnante de ces réactions nucléaires.

REFERENCES

1) Collaboration of H.Å. Gustafsson, T. Johansson, H. Ryde (CERN) ; J. Bondorf, O.B. Nielsen (COPENHAGEN) ; R. Bertholet, C. Guet, D. Heuer, M. Maurel, J. Mougey, H. Nifenecker, P. Perrin, J. Pinston, Ch. Ristori, F. Schussler (CEN/Grenoble) ; M. Buenerd, A.J. Cole, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, R. Ost, P. de Saintignon (ISN/Grenoble) ; L. Carlen, B. Jakobsson, A. Oskarsson, I. Otterlund (LUND), G. Tibell (UPPSALA) ; *see reference 12, 15, 43, 55.*

2) D.K. Scott, *talk presented at the European Physical Society, International Conference on Nuclear and Atomic Physics with Heavy Ions, MSUCL-359 (1981).*

3) J. Mougey, *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982) to appear in Nucl. Phys.*

4) B. Jakobsson, *Proc. of 4th Nordic Meeting in Intermediate and High Energy Nuclear Physics (Norway, 1981), LUIP 8102.*

5) U. Lynen et al., *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982), to appear in Nucl. Phys. see also* M.E. Rivet et al., *same conf.*

6) J. Bondorf, *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982) to appear in Nucl. Phys.*

7) W. Nörenberg and H.A. Weidenmüller, *in Lecture Notes in Physics 51, Springer-Verlag, (1980).*

8) J. Jaros et al., *Phys. Rev. C18 (1978) 2273.*

9) J. Wilczynski, *Nucl. Phys. A216 (1973) 386.*

10) P.J. Karol, *Phys. Rev. C11 (1975) 1203.*

11) R.M. De Vries and J.C. Peng, *Phys. Rev. C22 (1980) 1055.*

12) R.J. Glauber, *in Lectures in Theoretical Physics, edited by W.E. Brittin and L.G. Dunham (Interscience, New-York, 1959), Vol.1.*

13) J. Hüfner, K. Schäfer and B. Schürmann, *Phys. Rev. C12 (1975) 1888, see references therein.*

14) P.J. Lindstrom et al. *Internal report LBL-3650.*

15) D.E. Greiner et al., *Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152.*

16) H. Feshback and K. Huang, *Phys. Lett.* 47B (1973) 300.

17) A.S. Goldhaber, *Phys. Lett.* 53B (1974) 306.

18) E.J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.* 26 (1971) 445.

19) G.F. Bertsch, *Phys. Rev. Lett* 46 (1981) 472.

20) Y.P. Viyogi et al., *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 33.

21) K. Van bibber et al. *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 840.

22) H.H. Gutbrod et al., *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 667.

23) J. Gosset et al., *Phys. Rev.* C16 (1977) 629.

24) M.C. Lemaire et al., *Phys. Lett.* 85B (1979) 38.

25) B. Jakobsson et al., *Phys. Lett.* 102B (1981) 121.

26) Y. Yariv and Z. Fraenkel, *Phys. Rev,* C20 (1979) 2227.

27) J. Cugnon, *Int. Conf. on Selected Aspects of Heav y Ion Reactions, Saclay* (1982) *to appear in Nucl. Phys. and references therein.*

28) A.J. Sierk and J.1. Nix, *Phys. Rev.* C22 (1980) 1920.

29) H. Stöcker et al., *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay* (1982) *to appear in Nucl. Phys.*

30) L.P. Csernai et al., *Phys. Rev.* C25 (1982) *in press.*

31) J. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* A333 (1980) 285 ; *and references therein.*

32) P.A. Gottschalk an M. Weström, *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 1250.

33) G.D. Westfall et al., *Michigan State University Preprint MSUCL-365* (1982).