



HAL
open science

INTERACTIONS ENTRE IONS TRÈS LOURDS

P. Colombani

► **To cite this version:**

P. Colombani. INTERACTIONS ENTRE IONS TRÈS LOURDS. Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C5), pp.C5-75-C5-83. 10.1051/jphyscol:1974536 . jpa-00215699

HAL Id: jpa-00215699

<https://hal.science/jpa-00215699>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

INTERACTIONS ENTRE IONS TRÈS LOURDS

P. COLOMBANI

Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay, France

Résumé. — Quelques aspects des interactions entre ions très lourds ($A \geq 40$) à des énergies de 5 à 10 MeV/nucléon sont présentés : diffusion élastique et inélastique, excitation coulombienne, transferts d'un grand nombre de nucléons (quasiélastiques et très inélastiques). L'importance des phénomènes de surface est mise en évidence et discutée dans le cadre des théories semi-classiques, ainsi que leur incidence sur la possibilité de formation du noyau composé.

Abstract. — Some features of interactions between very heavy ions ($A \geq 40$) at high energy (5-10 MeV/nucleon) are presented : elastic and inelastic scattering, coulomb excitation, multinucleon transfers. The importance of surface phenomena is pointed out and is discussed in the semi-classical theory framework ; some consequences on the compound nucleus formation are also indicated.

1. **Introduction.** — La physique des ions lourds a pris récemment une nouvelle dimension avec la possibilité d'accélérer des ions très lourds (Ar, Cu, Kr, Xe) à des énergies supérieures à la barrière coulombienne sur des noyaux de masse élevée. Les études systématiques entreprises à Dubna, Orsay et Berkeley avec des projectiles de masse supérieure à 40 accélérés à des énergies de l'ordre de 5 à 10 MeV par nucléon ont permis de mettre en évidence et d'étudier plusieurs types de mécanismes d'interaction entre noyaux très lourds : la diffusion (élastique et inélastique), les transferts quasiélastiques de quelques nucléons, la production de fragments lourds par des processus très inélastiques, la fusion. Dans cet exposé, on discutera surtout les trois premiers mécanismes, souvent dénommés *phénomènes de surface* ; on n'abordera les problèmes liés à la fusion qu'afin de rappeler l'importance de la voie d'entrée dans ce processus.

Les interprétations théoriques des interactions entre ions lourds ont jusqu'ici été fondées sur la constatation du caractère classique du mouvement (le paramètre coulombien η vaut environ 200 pour la réaction $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ à 500 MeV) ; c'est dans ce cadre que seront examinés les résultats expérimentaux obtenus.

On ne s'attachera pas à la description des méthodes expérimentales utilisées dans ces études ; signalons cependant qu'une des principales difficultés des expériences mettant en jeu des projectiles lourds provient de l'identification des produits de la réaction ; pour des noyaux de $A \approx 40$, il est encore possible de déterminer la charge au moyen d'un télescope $E.\Delta E$ de détecteurs solides, mais l'identification en masse requiert une mesure supplémentaire (temps de vol ⁽¹⁾)

(1) GALIN, J., GUERREAU, D., LEFORT, M., TARRAGO, X., Communication personnelle et expérience en cours. (Voir Réf. 31).

ou mesure de rigidité dans un spectromètre magnétique [1, 2]) ; pour des noyaux de $A \approx 80$, l'identification précise en masse et surtout en charge pose encore des problèmes.

2. **Diffusion élastique et inélastique.** — La diffusion purement élastique et la diffusion inélastique menant à des niveaux excités de la cible ou du projectile sont des processus difficilement dissociables dans les réactions par ions très lourds, du fait de l'importance de l'interaction coulombienne, ceci surtout lorsque l'un des deux noyaux présente des valeurs importantes de probabilités réduites de transition.

2.1 DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE DIFFUSION DANS LE CAS D'UN POTENTIEL D'INTERACTION SPHÉRIQUE. — Par suite des difficultés d'identification, on s'est souvent contenté, dans l'étude de la diffusion *élastique* de deux ions très lourds, d'une estimation des sections efficaces de transfert de particules, et les distributions angulaires publiées contiennent, selon les conditions expérimentales (type de détecteurs, résolution du faisceau), une part plus ou moins grande de transferts ; néanmoins, on n'attend de corrections significatives qu'au voisinage de l'angle d'effleurement, lorsque l'énergie incidente est très supérieure à la barrière ; *a fortiori* les sections efficaces publiées contiennent les événements de diffusion inélastique.

Les principales données proviennent de Dubna [3] pour la diffusion élastique de ^{40}Ar par des noyaux lourds, et d'Orsay [4, 5], où ont été étudiées les diffusions de ^{84}Kr par des noyaux lourds à 450 et 500 MeV et de ^{40}Ca par ^{208}Pb à 295 MeV. La figure 1 montre la distribution angulaire obtenue dans le cas de $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ à 500 MeV, réaction pour laquelle on a constaté par ailleurs [5] que la part des phéno-

mènes inélastiques est faible et où on peut admettre que le choix d'un potentiel d'interaction sphérique est une approximation valable. Les distributions angulaires sont très nettement du type *diffraction de Fresnel*, comme prévu par Frahn [6] pour les grandes valeurs de η . Dans ce cadre (modèle à bord abrupt en moment angulaire superposé au champ coulombien), elles permettent de tester des formes réalistes du potentiel noyau-noyau et de déterminer la position et la hauteur de la barrière d'interaction, à partir de la mesure de l'angle critique θ_c pour lequel le rapport de la section efficace de diffusion à la section efficace de Rutherford est $\frac{1}{2}$; de θ_c on déduit en effet le moment angulaire de coupure L_c et le rayon de coupure R_c par les relations :

$$\theta_c = 2 \text{ Arc tg } \frac{\eta}{L_c} \quad \text{et} \quad R_c = \frac{\eta}{k} \left(1 + \frac{1}{\sin \theta_c/2} \right) \quad (1)$$

où k est le nombre d'onde.

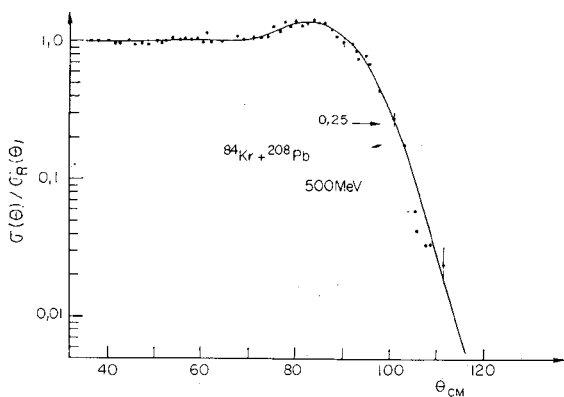


FIG. 1. — Distribution angulaire de diffusion $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ à 500 MeV.

On a ainsi constaté que dans les réactions induites par ^{40}Ar ou ^{84}Kr à des énergies peu supérieures à la barrière coulombienne, les valeurs du paramètre $r_c = R_c/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ sont notablement inférieures à celles obtenues avec des projectiles plus légers dans des conditions expérimentales similaires ($r_c \simeq 1,3$ fm pour $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ à 500 MeV).

Cette décroissance, qui conduit à une augmentation relative de la barrière d'interaction, peut s'expliquer [4, 7] en introduisant une forme réaliste du potentiel d'interaction entre les noyaux valable dans la région $R \simeq R_c$. Brink [7] a ainsi proposé pour le potentiel nucléaire une convolution de la partie réelle $V_1(r)$ de l'interaction nucléon-noyau à quelques MeV et de la densité de matière $\rho_2(r)$ de la cible, supposés être deux puits de Saxon-Woods :

$$V_N(\mathbf{R}) = \int V_1(r) \cdot \rho_2(r - \mathbf{R}) dr. \quad (2)$$

Le choix des paramètres du potentiel nucléaire peut être fixé par la comparaison des valeurs de L_c déduites de ce formalisme et de la mesure de θ_c ; on obtient des valeurs compatibles avec celles connues de l'interaction nucléon-noyau à quelques MeV, ce qui prouve la validité d'un tel type de potentiel pour $R \simeq R_c$. La figure 2 montre la variation du paramètre de rayon r_R correspondant à la position de la barrière d'interaction, déduite de ce modèle; les paramètres indiqués sont ceux choisis pour le potentiel nucléon-noyau, et on a également reporté sur cette figure les valeurs de r_c déduites de la formule (1); on peut en effet montrer [8] que $R_c \simeq R_R$ à des énergies peu supérieures à la barrière pour des ions très lourds. La variation du paramètre r_R (ou r_c) est bien expliquée pour des couples cible-projectile très différents, simplement à l'aide des données bien connues de l'interaction nucléon-noyau, et est attribuable à la variation comparée des potentiels nucléaire et coulombien dans la région du maximum de la barrière d'interaction.

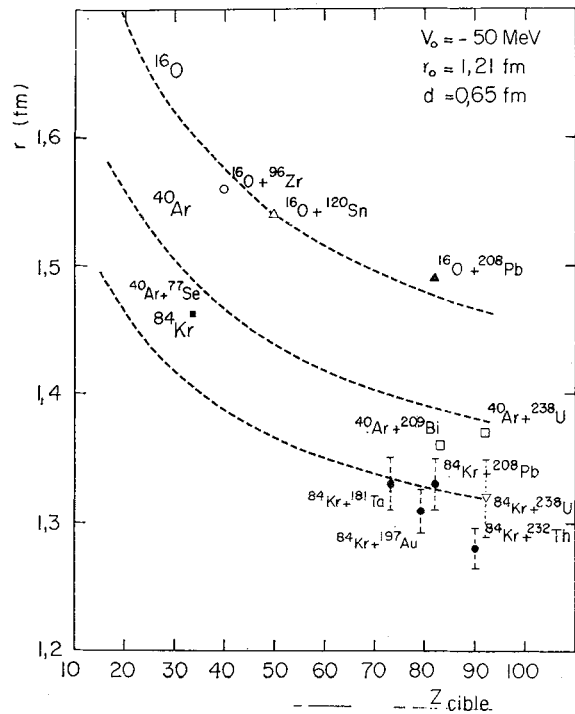


FIG. 2. — Lignes pointillées : variation du paramètre de rayon d'interaction calculé avec un potentiel réaliste pour divers projectiles diffusés sur des cibles choisies dans la vallée de stabilité β . Les points représentent des valeurs expérimentales du paramètre de rayon de coupure.

La diffusion élastique permet d'évaluer plus précisément l'influence du potentiel nucléaire sur les trajectoires; ceci est possible à partir d'un traitement moins sommaire que celui de la diffraction de Fresnel qui ne peut rendre compte de tous les détails des distributions angulaires.

Le potentiel nucléaire influence surtout les trajectoires de moment angulaire assez faible, et pourra

dans certains cas ramener celles-ci vers des angles de diffusion plus petits que ceux donnés par la formule (1). Ceci entraîne dans la fonction de déflexion du système l'existence d'un maximum (Fig. 3) qui donne lieu au phénomène de *rainbow*. Etant donné la rapide variation de la fonction de déflexion, on ne peut pas utiliser sans précautions l'approximation semi-classique et le calcul de la section efficace de diffusion doit être fait en évaluant les déphasages (par l'approximation W. K. B. par exemple), puis en sommant les amplitudes de diffusion élastique. Un tel calcul a été effectué par Rowley [9]. Des résultats voisins ont été obtenus par Da Silveira [10] et le groupe de Copenhague [11] en adaptant le formalisme semi-classique. L'introduction des déphasages nucléaires per-

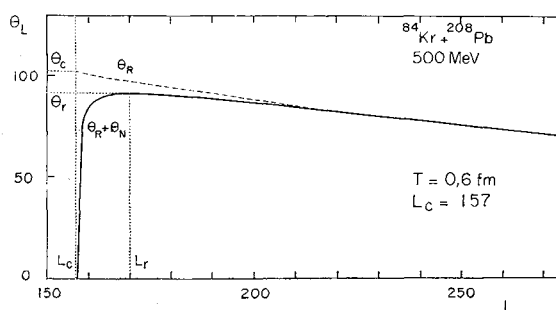


FIG. 3. — Fonction de déflexion pour la diffusion $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ à 500 MeV. L_c est le moment angulaire de coupure et T un paramètre relié à l'épaisseur de surface des noyaux (réf. [10]). θ_R est la fonction de déflexion en l'absence de potentiel nucléaire, θ_r est l'angle *rainbow*.

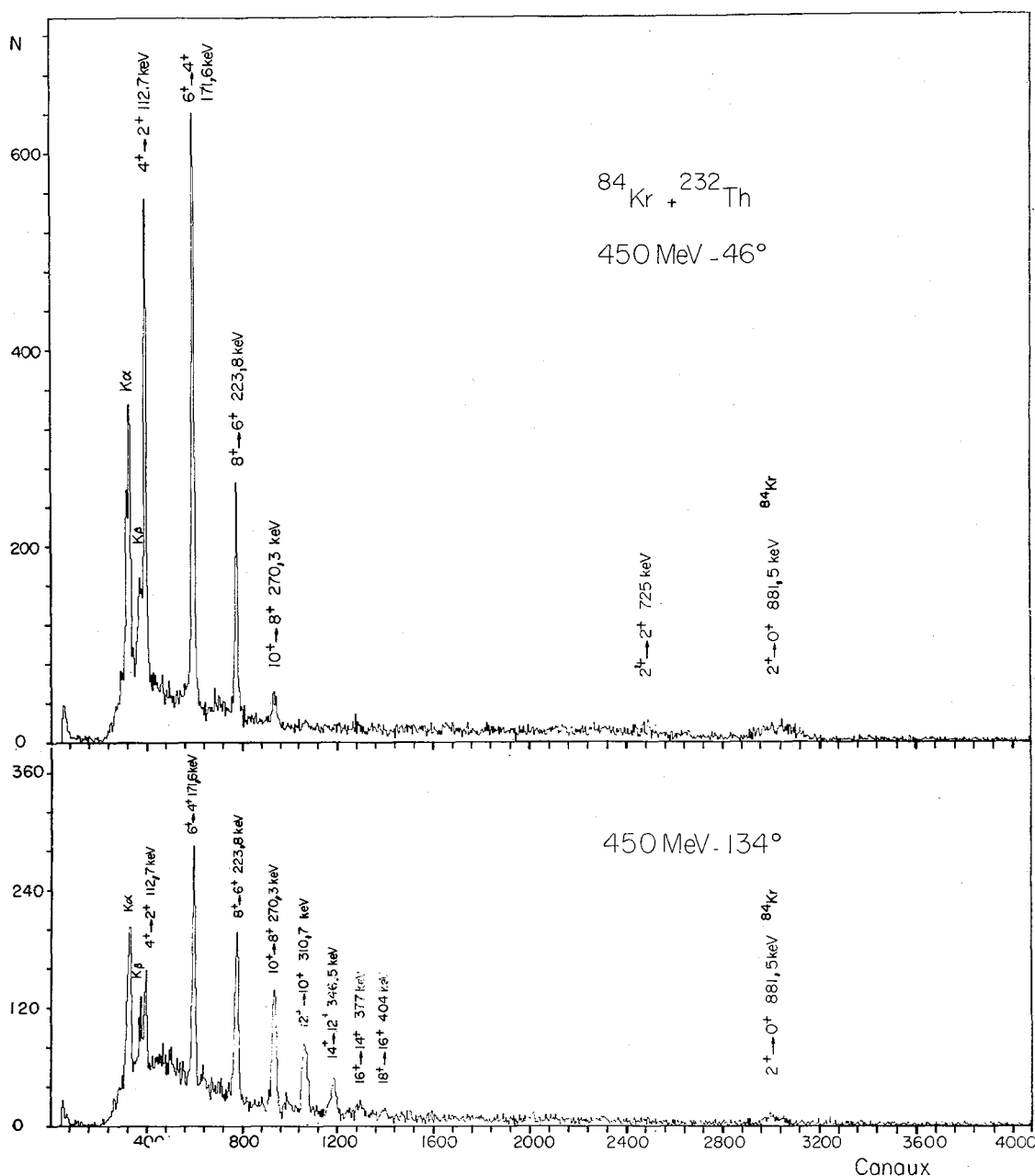


FIG. 4. — Spectres γ en coïncidence avec la diffusion inélastique de ^{84}Kr par ^{232}Th .

met, tout en conservant un formalisme simple, de beaucoup mieux rendre compte des résultats expérimentaux ; on constate en effet sur la figure 3 que le nombre d'ondes partielles affectées par le potentiel nucléaire dans l'interaction $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ à 500 MeV est de l'ordre de 80, ce qui est considérable.

2.2 INFLUENCE DE LA DÉFORMATION SUR LA DIFFUSION. — Les résultats qu'on vient d'exposer sont modifiés lorsque l'un ou l'autre des noyaux en interaction possède une déformation permanente ou d'origine vibrationnelle. L'importance de l'interaction coulombienne conduit, en effet, à une excitation coulombienne intense qui réduit la part de la diffusion élastique pure ; cette question a été étudiée à Orsay [5, 13] de façon complète dans le cas de la diffusion $^{84}\text{Kr} + ^{232}\text{Th}$ à 370 et 450 MeV, qui met en jeu d'une part un noyau de caractère vibrationnel (^{84}Kr), d'autre part un noyau très déformé (^{232}Th), possédant un spectre purement rotationnel jusqu'à 750 keV ; des résultats ont également été obtenus à Berkeley pour le cas de la diffusion $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$.

La haute résolution nécessaire pour mettre en évidence l'excitation de la cible et du projectile dans ce type de réactions a été atteinte en détectant les transitions γ de désexcitation des niveaux excités, en coïncidence avec les kryptons diffusés. Sur les spectres typiques présentés sur la figure 4, on constate que l'excitation de la bande de rotation de ^{232}Th domine le spectre (jusqu'au niveau 18^+ à grand angle) ; on observe aussi l'excitation du projectile ^{84}Kr ; la figure 5 montre en effet que pour des distances d'approche

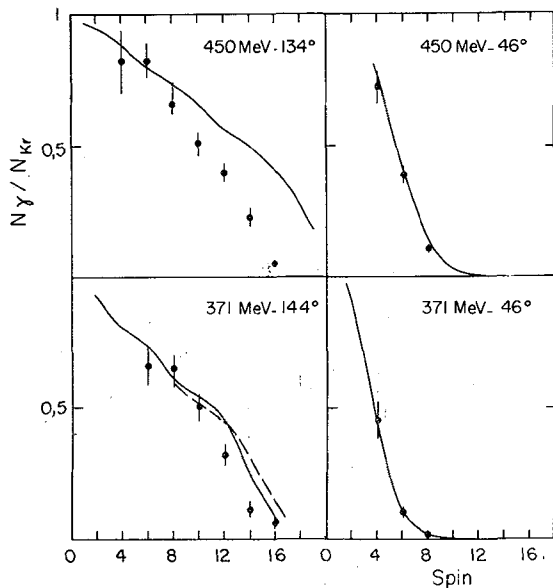


FIG. 5. — Nombre de transitions γ de désexcitation du niveau de spin I de ^{232}Th vers le niveau de spin $I-2$ par ion ^{84}Kr diffusé à différents angles (dans le laboratoire). La courbe en trait plein est le résultat d'un calcul d'excitation coulombienne multiple ; à (371 MeV, 144°), la courbe en pointillés provient d'un calcul incluant l'excitation E4.

très différentes la probabilité d'excitation de la bande de rotation de ^{232}Th est de l'ordre de 80 % de la section efficace totale de diffusion (à faible angle, on doit ajouter l'excitation du 2^+ , totalement converti) ; on constate aussi que lorsque l'interaction coulombienne est très prépondérante, l'accord avec les calculs d'excitation coulombienne en voies couplées [12] est très bon, mais qu'il est moins satisfaisant aux grands angles, où il est probable qu'à ces énergies le potentiel nucléaire limite l'excitation des plus hauts spins. La figure 6 réunit une distribution angulaire de diffusion comprenant les événements élastiques et inélastiques et les probabilités mesurées d'excitation de la cible et du projectile ; on constate que la diffusion élastique pure est limitée à environ 10 % de la section efficace totale, dès que la distance d'approche est inférieure à 20 fm.

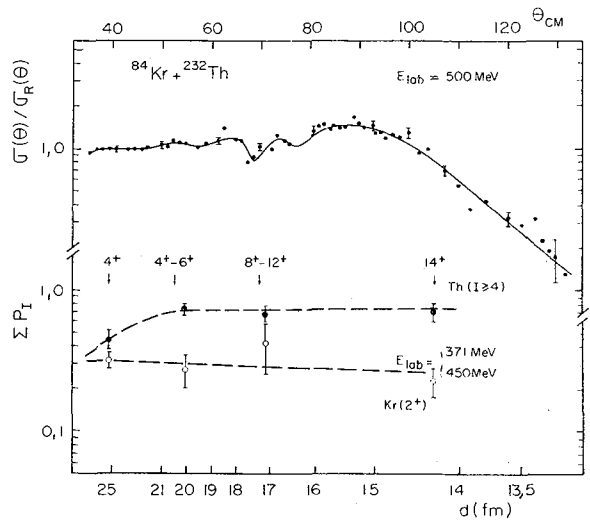


FIG. 6. — Partie supérieure : distribution angulaire de diffusion de ^{84}Kr par ^{232}Th à 500 MeV. Partie inférieure : probabilités d'excitation de ^{84}Kr et de ^{232}Th (vers un état de la bande du fondamental de $I \geq 4$).

En aucune manière la distribution angulaire de diffusion élastique pure qu'on pourrait déduire de ces données ne saurait être décrite par la théorie de Fresnel sphérique avec des paramètres raisonnables (du même ordre que ceux utilisés pour décrire la diffusion $^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ par exemple). Ceci est une conséquence de l'importance du couplage qui existe entre l'état fondamental et les différents états excités de la bande de rotation de ^{232}Th : dans tous les cas, c'est en fait une seule et même configuration qui intervient dans ses différents états de spin, avec un poids différent sur chacun d'eux selon les conditions de la diffusion. Pour en rendre compte dans une théorie semi-classique telle que celle de Fresnel, il est nécessaire d'inclure la déformation des noyaux ; Rowley [14] a traité cette question dans le cadre de l'approximation *adiabatique* qui considère les niveaux de la bande de rotation comme dégénérés sur le fondamental et il

a pu ainsi déduire des distributions angulaires de diffusion totale (incluant événements élastiques et inélastiques) de ^{84}Kr sur ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{197}Au , ^{181}Ta une valeur de la déformation moyenne (r. m. s.) de ^{84}Kr , soit $\beta = 0,23$, et retrouver les valeurs déjà connues pour ^{232}Th , ^{197}Au et ^{181}Ta . On a également pu ainsi mettre en évidence que les effets de déformation abaissaient la barrière d'interaction [5, 14] (d'environ 6 % dans le cas $\text{Kr} + \text{Th}$).

3. Réactions de transfert de nucléons. — Une caractéristique de l'interaction entre deux ions très lourds à haute énergie est la possibilité de transfert d'un grand nombre de nucléons, mise en évidence de façon spectaculaire par Artukh *et al.* [1] pour la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ à 300 MeV. Depuis ces premières expériences, le groupe de Dubna étudie en détail le mécanisme de la réaction qui paraît différent des mécanismes bien connus en Physique Nucléaire : interaction directe et noyau composé. Des recherches analogues sont en cours à Orsay et à Berkeley avec des faisceaux de ^{40}Ar , ^{40}Ca et ^{84}Kr .

3.1 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — **3.1.1 Masse transférée au cours de l'interaction.** — Après interaction, on peut observer soit le projectile modifié soit le noyau lourd résiduel ; il n'a pas été démontré que le gain de nucléons par l'un des partenaires est égal à la perte subie par l'autre ; il est probable qu'au moins quelques nucléons sont émis au cours de l'interaction ou après coup par désexcitation des fragments. L'observation du fragment léger émis a conduit aux résultats suivants :

i) La section efficace totale du processus peut dépasser la moitié de la section efficace totale de réaction ; ceci a été mis en évidence par Volkov *et al.* [15], pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ et par nous-mêmes pour $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ [16] ; elle augmente avec l'énergie incidente [15].

ii) On peut observer jusqu'au transfert d'une vingtaine de nucléons, sur des cibles très lourdes comme ^{232}Th aussi bien que plus légères (Ni , Cu , Ag) et des isotopes éloignés de la stabilité ont ainsi pu être détectés [1]. Les résultats que nous avons obtenus à

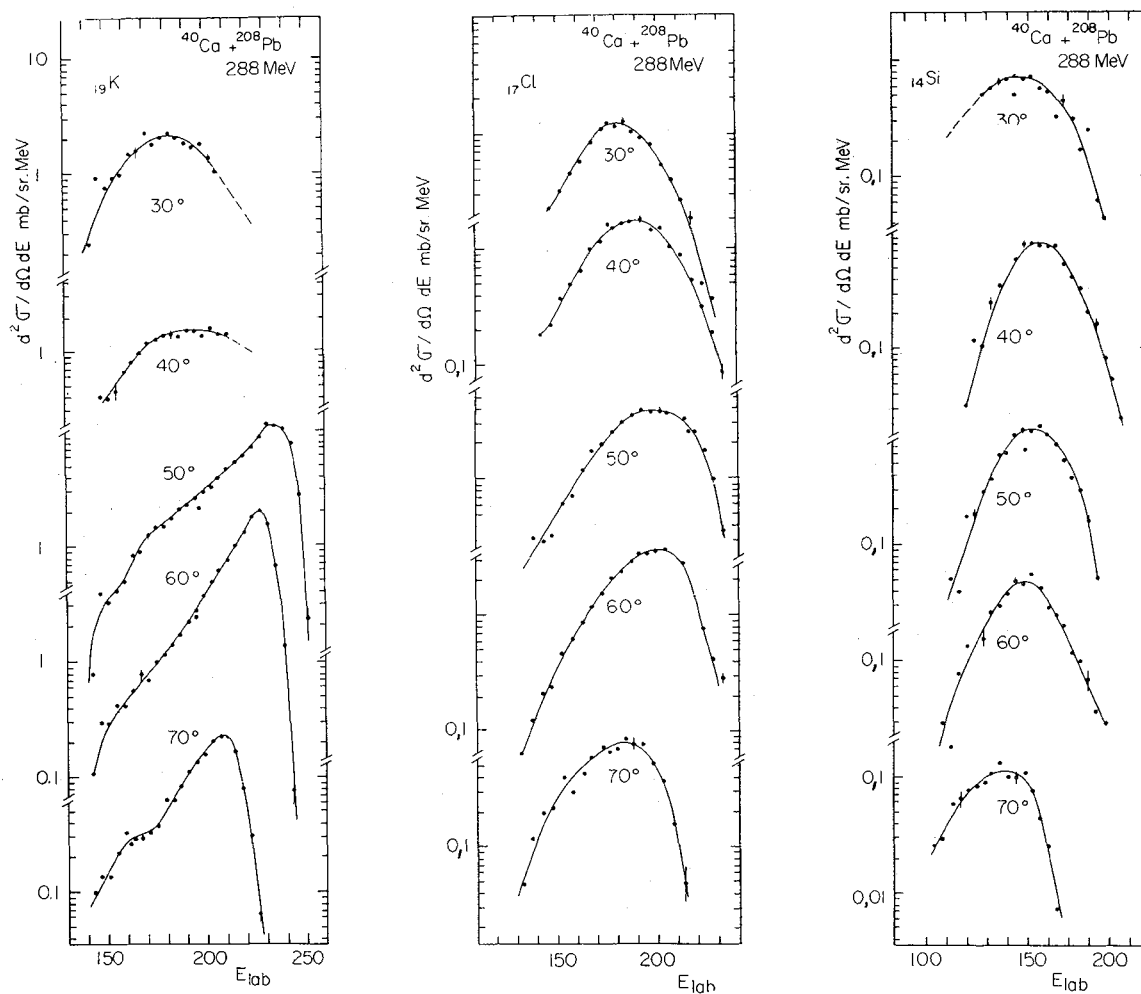


Fig. 7. — Spectres en énergie typiques des fragments légers obtenus dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ à l'énergie incidente de 295 MeV (l'énergie moyenne dans le plan médian de la cible est 288 MeV).

Orsay [18] pour la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ à 295 MeV montrent que le rendement en masse varie avec l'angle de détection : à 40° , il est symétrique autour de $A = 38$, de largeur à mi-hauteur 9, alors qu'une mesure faite à 18° montre qu'il croît régulièrement à partir de $A = 28$. Dans les deux cas, le rendement maximum est observé pour chaque élément pour des isotopes riches en neutrons, soit en moyenne trois de plus que sur la ligne de stabilité. Par contre, si la cible est plus légère, le rapport N/Z est très voisin de 1, comme l'ont montré Guerreau *et al.* (2) pour la réaction $\text{Ar} + \text{Ni}$ à 280 MeV, et il apparaît que la formation de noyaux de Z ou N pair est favorisée.

Des résultats concordants ont été obtenus en détectant le fragment lourd, en particulier par Bimbot *et al.* [19] à Orsay, qui ont observé les isotopes légers de Ac et Th résultant de la perte de huit à dix nucléons par une cible de ^{232}Th bombardée par des ions Kr de 500 MeV ; ces auteurs ont également étudié de façon très complète les fragments lourds émis lors de réactions induites par ^{40}Ar sur les terres rares et en ont également déduit que le fragment léger devrait être riche en neutrons.

3.1.2 Spectres en énergie et distributions angulaires.

— Des spectres en énergie du fragment léger n'ont été mesurés après identification complète de celui-ci qu'à quelques angles à Orsay (2) [18], mais on dispose d'un nombre beaucoup plus grand de données sans identification des isotopes formés, c'est-à-dire de spectres en énergie correspondant à une valeur de Z [15-16-17]. Les caractéristiques essentielles de ces spectres apparaissent sur la figure 7, relative à l'interaction $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ à 288 MeV [16].

i) Pour les cas de transferts d'un nombre important de nucléons (détection de Si par exemple), le spectre en énergie présente à tous les angles une forme gaussienne, centrée sur une valeur bien inférieure à celle obtenue pour un processus quasiélastique.

ii) La même forme de spectre est également observée pour les transferts de quelques nucléons (détection de K par exemple), mais au voisinage de l'angle d'effleurement apparaît un pic important dont l'énergie est plus proche de l'énergie disponible. Dans le cas $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$, Artukh *et al.* [15] ont montré que la position de ce pic était très sensible à l'énergie incidente.

On peut considérer que les transferts d'un grand nombre de nucléons entre ions très lourds relèvent de deux mécanismes différents :

a) Un processus qu'on dénommera *quasiélastique*, pour les transferts de quelques nucléons au voisinage de l'angle d'effleurement.

b) Un processus *très inélastique*, pour tous les

(2) GUERREAU, D., LEFORT, M., TARRAGO, X., Communication personnelle. (Voir Réf. 31).

transferts, avec une perte d'énergie importante, dans un grand domaine angulaire.

Ceci est confirmé par l'étude des distributions angulaires, comme le montre la figure 8 ; les distributions angulaires de transferts très inélastiques sont piquées vers l'avant et décroissent de façon continue ; il s'y superpose pour les transferts de quelques nucléons

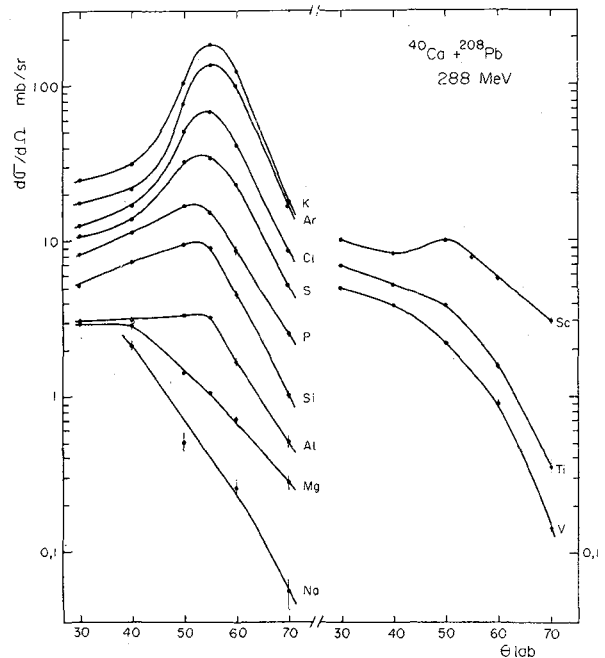


Fig. 8. — Distributions angulaires de fragments légers détectés dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ à l'énergie moyenne de 288 MeV (dans le plan médian de la cible).

au voisinage de l'angle d'effleurement la forme caractéristique de gaussienne prévue par les théories semi-classiques pour des transferts quasiélastiques ; il apparaît que ceux-ci forment une grande partie de la section efficace totale de transfert (Fig. 9). Les mesures de distributions angulaires et de fonctions d'excitation des fragments lourds [19-29-30] sont en accord avec ces résultats.

3.2 APERÇU SUR LES MÉCANISMES PROPOSÉS POUR LES RÉACTIONS DE TRANSFERT. — L'interprétation des réactions de transfert quasiélastiques est bien connue et plusieurs auteurs en ont développé le formalisme semi-classique [20] qui prévoit l'existence d'une *fenêtre* en Q et d'un angle d'émission privilégié (peu différent de l'angle d'effleurement). Le principal problème est posé par les transferts très inélastiques et on peut envisager les explications suivantes :

a) il s'agit d'un processus à plus de deux corps dans la voie de sortie : des expériences sont en cours à Orsay [1] afin de vérifier l'existence d'un noyau lourd corrélé avec le fragment léger détecté,

b) l'hypothèse d'un processus à deux corps semble cependant appuyée par la constatation suivante : les

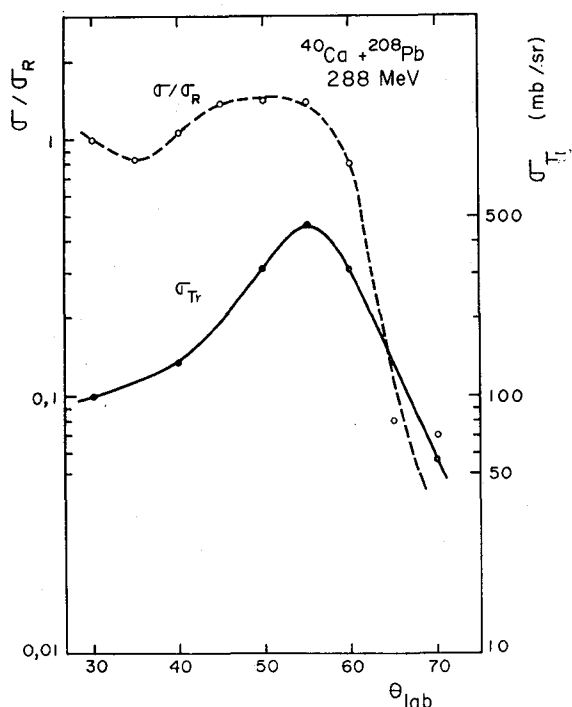


FIG. 9. — Distribution angulaire de diffusion $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ à 288 MeV et distribution angulaire de la section efficace totale des processus de transfert.

valeurs des énergies cinétiques moyennes pour chaque valeur de Z obtenues à différents angles coïncident assez bien avec les énergies cinétiques qu'auraient les deux fragments déformés par suite de la répulsion coulombienne, comme le montre la figure 10 pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ à 288 MeV, et comme cela a été constaté pour les cas $\text{Ar} + \text{Ni}$, $\text{Ar} + \text{Cu}$, $\text{Ar} + \text{Ag}$ [18]. La figure 11 présente le cas de $\text{Ar} + \text{Th}$ à 18° où l'identification complète des isotopes est réalisée : on constate que l'énergie moyenne,

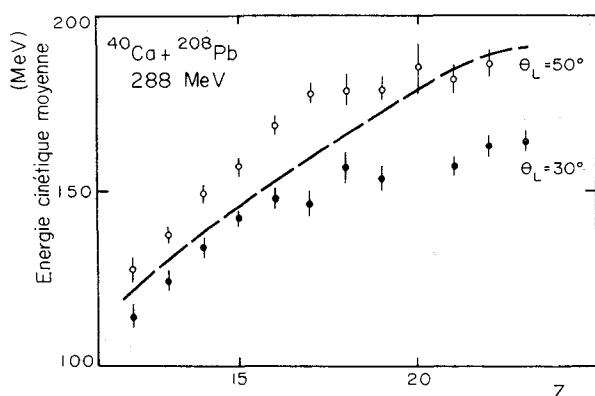


FIG. 10. — Énergie cinétique totale la plus probable dans le système du centre de masse, dans l'hypothèse d'un processus à deux corps dans la voie de sortie du système $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ à 288 MeV. La courbe en pointillés représente l'énergie de répulsion coulombienne de deux sphères rigides de rayons $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,4$ fm. A est choisi pour chaque noyau en fonction de résultats de la référence [18].

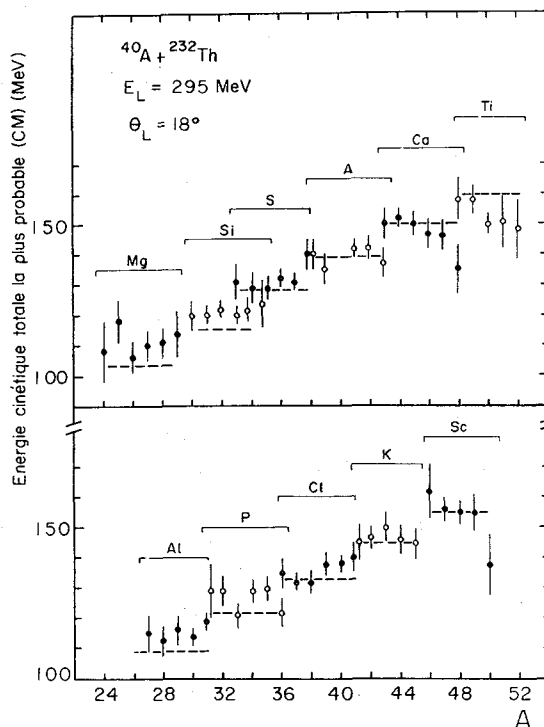


FIG. 11. — Énergie cinétique totale la plus probable dans le système du centre de masse dans l'hypothèse d'un processus à deux corps dans la voie de sortie du système $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ à 295 MeV et 18° (labo). Les courbes en pointillés représentent l'énergie de répulsion coulombienne de deux sphères rigides (voir référence [18]).

variant entre 100 et 150 MeV, ne dépend que de Z , ce qui confirme cette hypothèse. D'autre part, l'observation dans le cas d'une cible de ^{232}Th de fragments légers riches en neutrons laisse penser que l'énergie d'excitation est surtout emportée par le fragment lourd ; par contre, le fait que N/Z soit peu différent de 1 lorsque la cible est légère semble montrer qu'alors l'énergie d'excitation est également répartie sur les deux fragments ; ceci est confirmé par la mise en évidence d'un effet de parité dans les sections efficaces observées. On peut interpréter classiquement la perte d'énergie par rapport à l'énergie initiale comme due à une force de viscosité [22-23-24] associée aux degrés de liberté collectifs du système au moment de la collision, et penser qu'il y aurait alors formation d'un état intermédiaire très déformé. Les distributions angulaires excluent l'hypothèse de la formation d'un véritable noyau composé et montrent que le temps de vie de cet état intermédiaire est inférieur ou de l'ordre de sa période de rotation [24], soit environ 10^{-20} s pour $\text{Ca} + \text{Pb}$ à 288 MeV.

3.3 INFLUENCE DE LA DÉFORMATION. — La comparaison des distributions angulaires de transfert d'un proton pour $\text{Ar} + \text{Th}$ à 288 MeV [15] et $\text{Ca} + \text{Pb}$ à 288 MeV [16] montre nettement l'influence de la déformation du thorium : les angles correspondant au rendement maximum de *stripping quasiélastique*

d'un proton sont en effet très différents pour ces deux réactions de mêmes paramètres coulombien et nombre d'onde dans la voie d'entrée. Les paramètres de rayon d'interaction qu'on peut en déduire par la théorie semi-classique sont respectivement 1,59 fm et 1,46 fm : l'interaction a lieu à plus grande distance lorsque les noyaux sont déformés ; l'écart est de l'ordre de grandeur de la déformation de ^{232}Th . Par contre, les valeurs des énergies moyennes des transferts très inélastiques ainsi que l'observation de sections efficaces du même ordre semblent montrer que les deux réactions présentent peu de différences au point de vue de la viscosité.

3.4 BARRIÈRE DE FUSION POUR DES PROJECTILES TRÈS LOURDS. — Des résultats que l'on peut relier aux échanges très inélastiques de matière nucléaire ont été obtenus par réactions induites par ^{84}Kr sur des noyaux lourds. Péter *et al.* [21-25] à Orsay et J. R. Hui-zenga (Communication personnelle) à Berkeley ont montré que ces réactions ne conduisaient au noyau composé qu'à condition de disposer d'une énergie très supérieure à la barrière d'interaction (de l'ordre de 100 MeV pour Kr + U). Le groupe d'Orsay a pu mettre en évidence que les voies de sortie ouvertes à plus basse énergie correspondaient à des processus très inélastiques ; cependant l'allure des distributions angulaires, bien qu'elle interdise toute confusion avec des événements de fission très asymétriques, ne correspond pas aux résultats obtenus sur les transferts très inélastiques avec des ions plus légers.

4. Limitations à la fusion complète lors de la collision entre deux noyaux lourds. — Les résultats obtenus pour l'interaction Kr + Bi ou Kr + Th et la non-observation du noyau composé *super-lourd* attendu ont entraîné de nombreuses recherches sur le mécanisme de la fusion complète. Il a été établi depuis longtemps pour des projectiles plus légers que la formation du noyau composé n'est possible que pour

des valeurs du moment angulaire relatif inférieures à une valeur critique L_{cr} . Des expériences récentes de Zebelman et Miller [26] Galin *et al.* [27], ont cependant montré que ce paramètre L_{cr} dépendait nettement de la voie d'entrée ; une comparaison systématique des mesures de L_{cr} pour différentes réactions avec un modèle d'interaction noyau-noyau dans l'approximation soudaine réalisée par Galin *et al.* [28] a mis en évidence qu'en fait la limitation à la fusion complète semble dépendre plutôt d'une distance critique d'approche entre les deux noyaux R_{cr} , correspondant à un paramètre de rayon très peu dépendant de la voie d'entrée et égal à

$$r_{cr} = 1,0 \pm 0,07 \text{ fm} .$$

Cependant, même si cette distance d'approche critique est atteinte, les expériences menées avec les faisceaux de ^{40}Ar et ^{84}Kr ont montré que les voies de sortie ouvertes vers la production de fragments lourds limitaient nettement la fusion.

5. Conclusion. — L'interaction entre ions très lourds à des énergies supérieures à la barrière coulombienne est donc caractérisée par :

i) L'importance de l'interaction coulombienne et la sensibilité aux effets dus à la déformation, particulièrement pour les phénomènes quasi élastiques.

ii) L'importance des phénomènes de surface : transferts quasi élastiques et très inélastiques, ces derniers pouvant être décrits dans un formalisme semi-classique par introduction de forces de frottement.

De nombreux faits expérimentaux restent encore mal expliqués et des études expérimentales supplémentaires et systématiques sont nécessaires. Les informations recueillies et les développements possibles montrent cependant l'intérêt de ce nouveau domaine et de son extension à des projectiles de masse et de charge plus élevées.

Bibliographie

- [1] ARTUKH, A. G., AVDEICHIKOV, V. V., GRIDNEV, G. F., MIKHEEV, V. L., VOLKOV, V. V., WILCZYNSKI, J., *Nucl. Phys. A* **176** (1971) 284.
- [2] COLOMBANI, P., DOUBRE, H., JACMART, J. C., POFPE, N., RIOU, M., ROYNETTE, J. C., STEPHAN, C., SINGH, P. P. et WEIDINGER, A., Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics (Munich 27 août-1^{er} septembre 1973) Vol. 1, p. 496.
- [3] KARAMYAN, S. A., OGANESSIAN, Y. C., PENIONZKEVITZ, Y. E., PUSTYLNİK, B. I., Preprint JINR P7 (1971) 5884.
- [4] COLOMBANI, P., JACMART, J. C., POFPE, N., RIOU, M., STEPHAN, C., TYS, J., *Phys. Lett.* **42B** (1972) 197.
- [5] COLOMBANI, P., Thèse Université de Paris-Sud (1974).
- [6] FRAHN, W. E., *Nucl. Phys.* **75** (1966) 577.
- [7] BRINK, D. M. et ROWLEY, N., *Nucl. Phys. A* **219** (1974) 79.
- [8] BRINK, D. M., Cours, Orsay (1972) (non publié).
- [9] ROWLEY, N., Thèse Université d'Oxford (1973).
- [10] DA SILVEIRA, R., *Phys. Lett.* **45B** (1973) 211.
- [11] MALFLIET, R. A., LANDOWNE, S., ROSTOKIN, V., *Phys. Lett.* **44B** (1973) 238.
- [12] WINTHER, A., DE BOER, J. dans « *Coulomb Excitation* » (Academic Press) 1966, p. 303.
- [13] COLOMBANI, P., JACMART, J. C., POFPE, N., RIOU, M., SINGH, P. P., STEPHAN, C., WEIDINGER, A., *Phys. Lett.* **48B** (1974) 315.
- [14] ROWLEY, N., *Nucl. Phys. A* **219** (1974) 93.
- [15] ARTUKH, A. G., GRIDNEV, G. F., MIKHEEV, V. L., VOLKOV, V. V., WILCZYNSKI, J., *Nucl. Phys. A* **215** (1973) 91.
- [16] COLOMBANI, P., FRASCARIA, N., JACMART, J. C., RIOU, M., STEPHAN, C., Expérience en cours.
- [17] MORETTO, L. G., HEUNEMANN, D., JARED, R. C., GATTI, R. C., THOMPSON, S. G., Third Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 13-17 août 1973

- [18] COLOMBANI, P., DOUBRE, H., FRASCARIA, N., JACMART, J. C., POFTE, N., RIOU, M., ROYNETTE, J. C., STEPHAN, C., WEIDINGER, A., *J. Physique Collq.* **35** (1974) C5-8.
- [19] BIMBOT, R., GARDES, D., HAHN, R. L., DE MORAS, Y., RIVET, M. F., Rapport IPN Orsay, RC 74.01 (1974).
- [20] SIEMENS, P. J., BONDORF, J. P., GROSS, D. H. E., DICKMANN, F., *Phys. Lett.* **36B** 1 (1971) 24.
- [21] LEFORT, M., NGO, C., PETER, J., TAMAIN, B., *Nucl. Phys.* **A 216** (1973) 166.
- [22] BECK, R. et GROSS, D. H. E., *Phys. Lett.* **47B** (1973) 143.
- [23] WILCZYNSKI, J., *Phys. Lett.* **47B** (1973) 484.
- [24] STRUTINSKY, V. M., *Phys. Lett.* **44B** (1973) 245.
- [25] HANAPPE, F., LEFORT, M., NGO, C., PETER, J., TAMAIN, B., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 738.
- [26] ZEBELMAN, A. M., MILLER, J. M., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 27.
- [27] GALIN, J., GATTY, B., GUERREAU, D., ROUSSET, C., SCHLOTTHAUER-VOOS, U. C., TARRAGO, X., *Phys. Rev.* **C9** (1974) 1126.
- [28] GALIN, J., GUERREAU, D., LEFORT, M., TARRAGO, X., *Phys. Rev.* **C9** (1974) 1018.
- [29] HUBERT, F., Thèse Université de Bordeaux (1973).
- [30] HUBERT, F., DELAGRANGE, H., FLEURY, A., *J. Physique Collq.* **35** (1974) C5-9.
- [31] GATTY, B., GUERREAU, D., LEFORT, M., POUTHAS, J., TARRAGO, X., GALIN, J., CAUVIN, B., GIRARD, J., NIFENECKER, H., *J. Physique Lett.* **35** (1974) L-117.