



HAL
open science

Réactions nucléaires par ions lourds. Phénomènes frontières entre le processus de noyau composé et les effets directs de transfert

R. Basile, J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago

► **To cite this version:**

R. Basile, J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago. Réactions nucléaires par ions lourds. Phénomènes frontières entre le processus de noyau composé et les effets directs de transfert. *Journal de Physique*, 1972, 33 (1), pp.9-14. 10.1051/jphys:019720033010900 . jpa-00207232

HAL Id: jpa-00207232

<https://hal.science/jpa-00207232>

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.

Classification
Physics Abstracts :
 12.30

RÉACTIONS NUCLÉAIRES PAR IONS LOURDS. PHÉNOMÈNES FRONTIÈRES ENTRE LE PROCESSUS DE NOYAU COMPOSÉ ET LES EFFETS DIRECTS DE TRANSFERT

R. BASILE

Faculté des Sciences d'Orléans

J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT et X. TARRAGO

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

(Reçu le 15 juillet 1971)

Résumé. — Dans l'étude des réactions nucléaires de surface induites par ions lourds on observe, outre le transfert quasi élastique d'un ou de quelques nucléons avec une direction privilégiée réglée essentiellement par la diffusion Rutherford, un phénomène d'échange de nucléons plus complexe, provoqué préférentiellement vers l'avant et correspondant à une interaction beaucoup plus profonde, au cours de laquelle il y a compression locale de la matière nucléaire. Une tentative d'explication est donnée qui fait intervenir le potentiel Coulombien, la barrière centrifuge pour chaque valeur de l , les potentiels nucléaires attractif et répulsif de Bruckner dans la région d'interpénétration du noyau projectile et du noyau cible. Ceci fait apparaître des composés éphémères pour les valeurs de l inférieures à une certaine valeur dépendant de l'énergie ($43 \hbar$ pour 78 MeV, $54 \hbar$ pour 100 MeV). En estimant le nombre d'excitons (paires particules-trous) créés dans la région où le projectile pénètre dans la cible on trouve une valeur de l en-dessous de laquelle ce nombre est suffisamment grand pour que le processus de formation de noyau composé soit complètement engagé. Il reste une zone de valeurs de l entre 37 et $42 \hbar$ pour 78 MeV et entre 46 et 53 pour 100 MeV pour lesquelles un état transitoire de très faible durée pourrait expliquer les échanges de nucléons très inélastiques.

Abstract. — In heavy ion induced nuclear reactions, grazing collisions are responsible for two classes of phenomena. The first one is known as a quasi elastic transfer reactions which is controlled by Rutherford scattering. The second exchange of nucleons is observed in the very forward direction and involves a deep nuclear interaction in which the nuclear matter is compressed. An attempt is given to explain this second process with the help of Coulomb potential, centrifugal barrier, Bruckner's attractive and repulsive nuclear potentials in the region of high nuclear density where the projectile enters into the target nucleus. Transitory compound systems are formed when l is lower than a given value of \hbar which depends on the energy ($43 \hbar$ at 78 MeV, $54 \hbar$ at 100 MeV). By considering the number of excitons created in the area of interaction, it is found that for l lower than $37 \hbar$, the number of excitons is large enough to carry a true compound nucleus process. A range of l values between 37 and $42 \hbar$ for 78 MeV (and between 46 and $53 \hbar$ for 100 MeV) yields a very short lived state which might explain the very inelastic cases of nucleon transfers.

Introduction. — Dans l'étude des réactions nucléaires induites par ions lourds, on a très rapidement distingué deux mécanismes de réactions très différents, l'un procédant par l'intermédiaire du noyau composé, l'autre correspondant à des phénomènes d'interaction plus directe, généralement appelés réactions de transfert.

La formation du noyau composé, provoquée à des énergies supérieures à celle de la barrière Coulombienne, est suivie de la désexcitation par évaporation de particules légères : protons, neutrons, particules alpha, etc... L'isotropie de leur émission est perturbée par le moment angulaire orbital important apporté par le projectile lourd au noyau de fusion. La probabilité de détection de ces produits est favorisée à l'avant et à l'arrière par rapport à la

direction du faisceau en raison de l'existence d'un plan privilégié contenant le moment angulaire, plan normal au faisceau si on néglige le spin propre du noyau cible.

Lorsque les paramètres d'impact sont élevés, contrairement au cas précédent, on observe les transferts d'un ou de plusieurs nucléons entre le projectile et le noyau cible. On imagine alors une diffusion pseudocoulombienne de laquelle seraient exclus les faibles moments angulaires orbitaux qui conduisent au noyau composé et on suppose une faible interaction nucléaire : c'est le modèle du « sharp cut off » [1], [2], [3]. Les traitements théoriques diffèrent plus ou moins mais tous retrouvent l'observation expérimentale : un maximum prononcé à un angle préférentiel dans les distributions angulaires des produits de réaction.

Cet angle varie avec les énergies incidentes et le phénomène s'estompe lorsque le nombre de nucléons transférés augmente, c'est-à-dire lorsque grandit l'importance de l'interaction nucléaire.

Cependant, les résultats expérimentaux ne peuvent pas être totalement expliqués de cette façon et plusieurs auteurs [4], [5], ont observé, dans les distributions angulaires, une remontée vers les très petits angles dont le calcul théorique en terme de diffusion quasi élastique n'a pu rendre compte. Cette remontée vers l'avant possède deux caractéristiques :

1) Les produits formés à la suite du transfert ont une énergie cinétique beaucoup plus faible que dans le cas quasi élastique : il manque une partie de l'énergie cinétique incidente et on ignore actuellement de quelle façon cette partie est utilisée.

2) La section efficace de ce phénomène, intégrée sur l'ensemble des produits formés, augmente avec l'énergie incidente beaucoup plus vite que le transfert quasi élastique.

Le but de ce travail est de proposer une possibilité de description théorique de ce phénomène en suggérant la formation d'un composé éphémère (10^{-21} s) par le jeu des potentiels coulombiens, nucléaires attractifs et répulsifs, et de la barrière centrifuge.

I. Formation d'un composé éphémère. — Les moments angulaires mis en cause dans les processus que nous étudions sont de l'ordre de 40 à 60 \hbar ; il est donc possible de faire une approche du problème à l'aide des trajectoires classiques. Ce faisant, on constate rapidement, en superposant un potentiel nucléaire en $1/(1 + e^{(R-r)/a})$ au potentiel Coulombien qu'on passe d'une diffusion pratiquement Coulombienne à une absorption pratiquement totale pour un changement de quelques unités \hbar .

Or, il est bien connu, tant du point de vue expérimental que théorique [6], [7], qu'il existe une certaine limite de moment angulaire $l_c \hbar$ au-delà de laquelle, la formation du noyau composé classique n'est plus observé. Par exemple, Kalinkin [8] et Sitenko [9] ont montré que la déformation rendue nécessaire par une très grande valeur du moment angulaire interdisait toute stabilité au noyau composé de fusion.

Il semble donc possible de trouver, entre le domaine de stabilité du noyau composé et la limite des phénomènes quasi élastiques, un intervalle de valeurs de l pour lequel existerait un intermédiaire à vie beaucoup plus courte que celle du noyau composé mais supérieure à la durée de l'interaction quasi élastique. Les ordres de grandeur sont d'ailleurs fixés par les résultats expérimentaux. En effet, il n'a pas été possible de mettre en évidence une remontée vers l'arrière des produits de transfert, ce qui interdit un temps de vie permettant au noyau intermédiaire d'effectuer une rotation complète [5]. Ceci fixe une valeur de durée de vie maximale d'environ 10^{-20} s, tandis

que la présence de la remontée vers l'avant impose un temps minimal nécessaire pour que l'ensemble ait effectué d'environ un quart de rotation. Entre ces deux limites on peut imaginer un intermédiaire éphémère de quelque 10^{-21} s de vie. Cette condition élimine l'éventualité d'un processus passant par le franchissement d'une barrière de potentiel car ce passage est toujours beaucoup plus lent que 10^{-20} s.

II. Existence d'un creux de potentiel lors de l'approche d'un noyau par un autre noyau. — Avec l'hypothèse des forces nucléaires centrales, le principe de conservation de l'énergie permet de définir, pour un noyau projectile d'énergie E dans le système du centre de masse, une distance minimum d'approche R_{\min} :

$$E - U(R_{\min}) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R_{\min}^2} = 0$$

μ étant la masse réduite du projectile, $l\hbar$ son moment angulaire orbital et $U(R)$ le potentiel composé d'une partie Coulombienne et d'une partie nucléaire.

Nous étudierons le comportement de ce système pour deux noyaux, l'un d'oxygène, l'autre d'argent, s'approchant à des distances entre centres comprises entre 6 et 9 fm, c'est-à-dire pour une interpénétration appréciable des matières nucléaires, impliquant des échanges d'énergie et de moments angulaires. La somme des rayons $R_1 + R_2$ est en effet égale à 9,3 fm si l'on prend $r_0 = 1,3$ fm et l'on sait que les transferts quasi élastiques ont lieu pour des distances entre centres de l'ordre de 11 à 12 fm correspondant à $r_0 = 1,5$ fm. Examinons donc le choix de $U(R)$.

1) La détermination du potentiel Coulombien est délicate. En toute rigueur, il faudrait calculer l'interaction de 2 sphères diffuses qui s'interpénètrent avec leur densité de charges respective, en tenant compte de surcroît du gonflement et de la déformation des deux noyaux pendant la pénétration. Nous avons adopté une attitude plus modeste et empirique consistant à estimer l'énergie pour deux situations extrêmes. D'un côté, nous avons calculé l'énergie d'interaction de deux sphères tangentes avant toute pénétration, de l'autre l'énergie après formation définitive d'un noyau homogène et entre ces deux valeurs, l'énergie pour une distance R intermédiaire a été estimée en suivant une courbe de forme mathématique $V_{\text{Coul}} = A/R \text{th}(R/\alpha)$, les constantes A et α étant établies d'après les cas extrêmes.

2° Le choix du potentiel nucléaire est tout aussi difficile. Admettre, comme dans le cas des réactions provoquées par protons ou neutrons un potentiel de Saxon-Wood avec ou sans partie imaginaire [10] n'est pas possible avec deux noyaux s'interpénétrant [1]. Par ailleurs, une méthode de calcul self-consistante déterminant point par point des interactions à n corps est trop complexe et il faut utiliser une méthode statistique telle que celles élaborées par Bethe [11], par Bruckner [12] ou plus récemment par Greiner [13].

Dans ces techniques de calcul, il faudrait pour chaque distance R des centres des noyaux en interaction, calculer la répartition des densités de matière nucléaire en équilibre et en déduire l'énergie du système.

Une simplification consiste, comme première étape, à admettre que la densité de matière calculée pour chaque corps pris *séparément* reste valable au moment de l'interaction, ce qui revient à dire que la superposition des noyaux est adiabatique et sans distorsion pendant la collision. L'énergie totale du système resterait alors exprimée par la même fonctionnelle de la densité. Comme l'indique Bruckner [12], on peut trouver une justification de cette hypothèse, du moins pour la première phase de l'interaction, dans le fait que l'énergie cinétique des nucléons *dans chaque noyau* (environ 25 MeV) est très supérieure à l'énergie cinétique par nucléon associée au *déplacement relatif du projectile* et de la cible (quelque 0,1 MeV). Il est clair que dans cette approximation, l'estimation de la partie de forte pénétration, pour R faible et donc une densité de matière élevée, est entachée d'erreur. Greiner [13] a développé une théorie donnant une meilleure représentation de l'énergie pour les régions de grande densité.

Dans une démarche analogue à celle de Chatwin et al. [14], nous nous sommes bornés pour un premier essai à utiliser les formes de potentiel déjà calculées pour le système $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ par Greiner et Bruckner en apportant une correction pour les différences d'énergie Coulombienne et de rayon introduites par Ag au lieu de O. Nous avons procédé de la façon suivante :

a) Les distributions de densités de matière pour ^{107}Ag et ^{16}O séparés nous ayant été données par Lombard [15], nous avons superposé les queues de distribution comme l'indique la figure 1 et avons admis que le potentiel attractif maximal était atteint lorsque la densité de matière nucléaire mixte devenait supérieure à la densité nucléaire limite non comprimée du noyau Ag. Pour cette partie attractive du potentiel, nous avons adopté la valeur de -25 MeV déjà donnée pour ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$). Elle est atteinte à la distance entre centre $R = 7,9$ fm.

b) Sur la base des mêmes hypothèses nous avons admis que, compte tenu des différences de rayon, le potentiel s'annulait dans les mêmes conditions que pour $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, ce qui définirait le passage par zéro pour 6,8 fm.

c) Nous avons admis que l'interaction nucléaire forte commençant dès que les densités de matière commune n'étaient plus nulles, c'est-à-dire pour $R \sim 11,5$ fm.

d) Partant du chiffre de 115 MeV répulsif (compte tenu de la répulsion Coulombienne) donné par Greiner lors de la superposition totale $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, nous avons admis que la valeur correspondante était atteinte pour (Ag + O), dès que la superposition atteignait le maximum de densité, soit pour $R = 4$ fm.

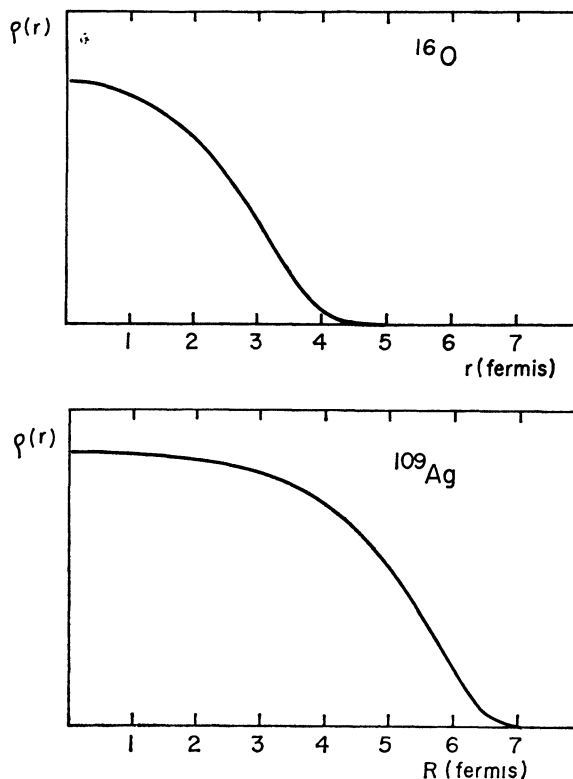


FIGURE 1.

e) Nous avons choisi arbitrairement une représentation analytique par deux formes de type Saxon-Wood de signes contraires. Ceci nous a mené à l'expression :

$$V_n(R) = \frac{115,4}{1 + e^{(R-6,3)/0,6}} - \frac{37}{1 + e^{(R-8,7)/0,5}} \text{ MeV} .$$

Il devient alors possible de construire les courbes (Fig. 2) pour diverses valeurs de l définissant l'énergie d'interaction en fonction de R dans le cas d'ion ^{16}O rencontrant ^{100}Ag .

Si l'énergie incidente est 78 MeV (cas de certaines de nos expériences) on peut voir que, pour $l > 43$ la distance minimum d'approche est supérieure ou égale à la somme des rayons des deux particules. On a diffusion élastique ou transferts quasi-élastique.

Lorsque le moment orbital est inférieur à 43, par contre, une interpénétration d'un ou deux fermis est permise avant que ne soit atteinte la barrière de potentiel répulsive. Après réflexion, le noyau projectile est rejeté et doit à nouveau parcourir un ou deux fermis avec une vitesse résiduelle réduite à quelques MeV. Puis la séparation en deux noyaux a lieu.

Pendant cet aller et retour, le système tourne avec un moment angulaire $l\hbar$ imposé à un moment d'inertie estimé à μR^2 . La rotation peut s'écrire $(d\theta/dt) \mu R^2 = l\hbar$ et elle est définie par l'énergie résiduelle $E_{\text{résid}}$ qui définit le temps dt .

$$d\theta = \frac{l\hbar dr}{R \sqrt{2 \mu E_{\text{résid}}}} \sim 0,072 \frac{l dr}{\sqrt{E_{\text{résid}}}} .$$

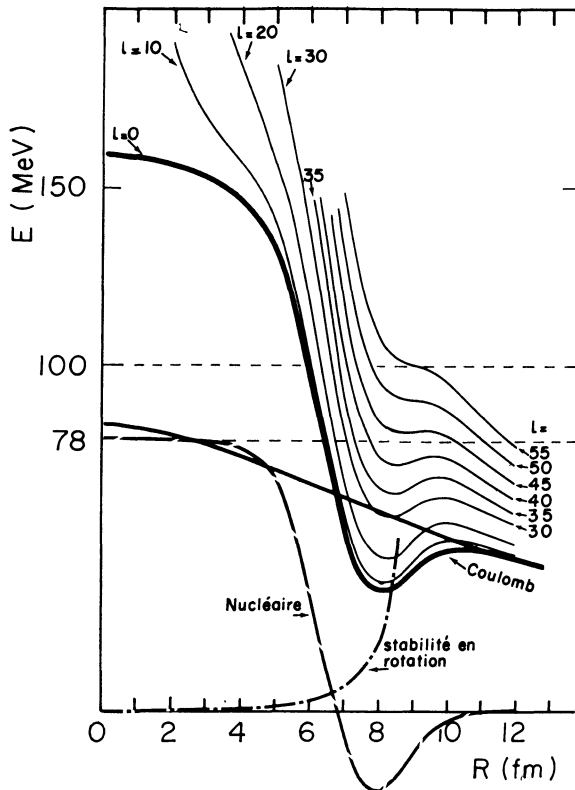


FIGURE 2.

Si on suppose que cette rotation a lieu pour un rayon de 8 fm on trouve $d\theta = 1,2$ rd pour $l = 40$ et $d\theta = 0,9$ rd pour $l = 30$.

Il est donc raisonnable d'attendre la formation d'un composé éphémère formé de deux noyaux. La fusion complète n'aurait pas lieu et la séparation interviendrait à nouveau après une rotation d'environ un radian, et en tout cas avant une rotation supérieure à π qui engendrerait une émission vers l'arrière non trouvée expérimentalement.

Pour une énergie incidente plus grande, les approches en profondeur existent jusque pour des valeurs plus élevées de l . Mais les énergies résiduelles sont plus grandes aussi et $d\theta$ peut être plus faible, de sorte que l'émission en avant reste très favorisée. Il est donc admissible qu'en dessous d'une certaine valeur de l un système transitoire existe, dans le quel des phénomènes inélastiques sont possibles (excitation intrinsèque, échanges de nucléons...) sans toutefois qu'il y ait incorporation complète au noyau cible [16] (Modèle F. P. S., Fusion Prompt Scission).

III. Limite inférieure de l pour le système éphémère. Conditions de formation de noyau composé. — Pour des valeurs plus faibles de l , la figure 2 montre que la pénétration devient très profonde et plusieurs nucléons sont mis en commun par les deux potentiels nucléaires. Il en résulte une perte importante d'énergie cinétique par nucléon du projectile et son départ devient impossible. Le problème, pour déterminer en dessous de quelle valeur de l le noyau composé

a toute chance de se former, est d'apprécier à partir de quand l'échange d'énergie entre les nucléons du noyau projectile et les nucléons du noyau cible devient tel que l'énergie cinétique du projectile soit insuffisante pour permettre une sortie. Il est alors possible d'utiliser le concept d'excitons (paires particule-trou) proposé par Griffin [17] dans l'étude de la formation du noyau composé et appliqué avec succès par Blann [18] dans le but de montrer que l'équilibre statistique n'est pas atteint immédiatement et que la désexcitation est parfois possible avant que ne soit atteint l'équilibre.

Nous proposons donc un modèle approché décrivant, de façon analogue au modèle de Griffin, les phénomènes initiaux ayant lieu lorsqu'un ou plusieurs nucléons interagissent avec les nucléons d'un noyau à l'état fondamental. Ce modèle n'est valable qu'à condition de rester dans le domaine d'énergie d'excitation assez élevée pour lequel la théorie statistique est applicable.

1) EQUATION INTÉGRALE DÉFINISSANT LE NOMBRE D'EXCITONS. — On peut penser que les excitons sont créés dans la zone mise en commun par les deux noyaux qui s'interpénètrent. Il est alors possible d'apprécier le nombre d'excitons créés en fonction de la distance R qui sépare les centres des deux noyaux.

En définissant une section commune S aux deux noyaux, on peut admettre en première approximation que tout nucléon traversant cette surface crée un exciton, le nombre d'exciton est alors égal, selon les lois élémentaires de théorie cinétique à $2 \nu v/4$, ν étant le nombre de particules par unité de volume, v leur vitesse d'agitation (*). On a donc :

$$dN = 2 S v \frac{v}{4} dt = 2 S v \frac{v}{4} \frac{dt}{dR} dR .$$

Mais dR/dt est la vitesse relative résiduelle $\sqrt{2\mu E_{\text{résid}}}$ et

$$S = \pi \left(R_1^2 - \frac{(R^2 + R_1^2 - R_2^2)^2}{4 R^2} \right)$$

R_1 et R_2 : rayon des noyaux 1 et 2.

Le nombre d'excitons formés lorsque la distance des centres est R peut s'écrire :

$$N = \int_{R_1+R_2}^R 2 S \frac{v v}{4 v_{\text{résid}}} dR . \quad (1)$$

On peut prendre $v = 0,231$ c, correspondant à une énergie d'agitation d'environ 25 MeV, ce qui est approximativement correct sur le haut de la distribution de Fermi à l'intérieur de chaque noyau.

Pour obtenir un résultat plus réaliste, il est cependant nécessaire d'affiner certains détails.

2) PHÉNOMÈNES INÉLASTIQUES ET PERTE D'ÉNERGIE. — Toutes les fois qu'un exciton est formé, une certaine

(*) $\nu v/4$ est le nombre de particules frappant une surface, le facteur 2 provient de la traversée dans les deux sens.

quantité d'énergie est prise sur l'énergie cinétique incidente. Pour l'apprécier, nous avons relevé l'énergie des premiers niveaux de ^{109}Ag et considéré que les premiers excitons servaient uniquement à exciter ces niveaux, ce qui a pour effet de remplacer $2v/4$ par $v/4$ d'une part et de provoquer une perte d'énergie résiduelle d'autre part. En extrapolant les pertes d'énergies correspondant aux premiers niveaux nous avons adopté la forme suivante

$$E_{\text{perdue}} = .044 \exp(7N).$$

Cependant, il n'est pas possible de négliger les possibilités d'excitation de ^{16}O lorsque N augmente, aussi avons-nous introduit arbitrairement devant $v/4$ un coefficient η compris entre 1 et 2 de la forme suivante :

$$\eta = 1 + \text{th} \left[\text{entier} \left(\frac{N}{6} \right) \right] \quad (2)$$

qui vaut 1 pour $N < 6$ et tend asymptotiquement vers 2 lorsque N augmente. Nous avons choisi le chiffre 6 pour que η devienne voisin de 2 aussitôt que l'énergie perdue devient voisine de l'énergie du premier état excité de ^{16}O et que des excitons peuvent ainsi se former dans l'oxygène.

3) INFLUENCE DES PERTES DE MOMENTS ANGULAIRES. — Aussitôt qu'un exciton est formé, une part de moment angulaire lui est transféré qui n'intervient plus ensuite dans la barrière centrifuge, à la sortie. Il est donc nécessaire de modifier l au fur et à mesure que des excitons sont formés.

Il est bien évidemment impossible d'admettre que Δl est proportionnel à N car on arriverait très vite à des pertes inadmissibles. Par ailleurs, il est raisonnable d'admettre que le moment angulaire transféré est d'autant plus élevé que le moment angulaire incident est plus grand. Enfin, il faut imposer une limite au transfert.

En définitive, nous avons choisi la forme suivante :

$$l = l_0 - \text{entière} \left[\frac{l_0 - 25}{2} \text{th} \frac{4N}{l_0 - 25} \right] \quad (3)$$

ce qui assure un transfert $\Delta l = 2$ dès le premier exciton.

Cette approximation peut être justifiée en estimant l'énergie de rotation de deux ellipsoïdes [19] de moment d'inertie

$$J = J_{\text{rig}} \frac{16 \varepsilon^2}{1 + 15 \varepsilon^2}$$

J_{rig} est le moment d'inertie du corps rigide. On trouve alors que la perte d'énergie de rotation du projectile est cohérente avec une perte de moment angulaire voisine de l'estimation ci-dessus.

4) RÉFLEXION DES NUCLÉONS INCIDENTS ET POSSIBILITÉS DE RÉÉMISSION. — Il devient donc possible de déterminer $N(R)$, nombre d'excitons créés lorsque

la distance est R , à l'aide de l'équation intégral-différentielle (1) puisque N apparaît sous l'intégrale sans $V_{\text{résid}}$ (ou $E_{\text{résid}}$) dans le coefficient (équations (2)) et dans la relation (3). Le calcul est mené en poursuivant l'intégration par R décroissants depuis $R_1 + R_2$ jusqu'à R_{min} déterminé par la distance pour laquelle l'énergie résiduelle devient nulle. Le potentiel répulsif s'exerce et on reprend l'intégration par R croissant. Deux cas peuvent alors se présenter.

a) Les deux noyaux se séparent car l'énergie résiduelle des nucléons incidents reste supérieure à zéro et le noyau ne reste pas prisonnier du creux de potentiel. L'intermédiaire éphémère a pu perdre ou gagner un ou plusieurs nucléons. Son énergie cinétique a été diminuée et le processus global correspond au phénomène très inélastique observé expérimentalement. Le nombre d'excitons N et la perte d'énergie peuvent être obtenus.

b) Au cours du retour, l'énergie résiduelle s'annule. Les nucléons sont prisonniers du puits de potentiel et la traversée de barrière correspond à une durée telle que le nombre d'excitons devient grand et le noyau composé est formé irréversiblement.

IV. Résultats. Caractéristiques en valeurs de l des composés éphémères. — 1) INTERVALLES DE l DANS LESQUELS LE COMPOSÉ ÉPHÉMÈRE PEUT ÊTRE FORMÉ. —

En raison des approximations très grossières de ce modèle, en particulier en ce qui concerne les transferts d'énergie et de moment angulaire lors de la formation d'excitons, les prévisions calculées ne peuvent être qu'indicatives. Les résultats sont les suivants :

a) Le projectile n'atteint aucune zone attractive pour $l > 43 \hbar$ à 78 MeV et $l > 54 \hbar$ à 100 MeV. On peut prévoir que pour ces valeurs, seules la diffusion et le transfert quasi élastique auront lieu. Les estimations de distance d'approche effectuées d'après les distributions angulaires observées pour des phénomènes analogues correspondent bien à des valeurs de $l_T = 43 \hbar$ à 70 MeV et $l_T = 54 \hbar$ à 100 MeV.

b) Pour $l < 47 \hbar$ à 78 MeV et $l < 46 \hbar$ à 100 MeV, la pénétration dans le creux de potentiel est si importante que les pertes d'énergie successives rendent le projectile prisonnier de la barrière de potentiel sur le chemin du retour. On peut considérer que ces valeurs critiques l_c correspondent aux diverses déterminations des limites de formation de noyau composé.

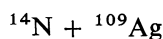
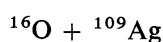
c) Entre $l_c = 37 \hbar$ et $l_T = 43 \hbar$ à 78 MeV (et $l_c = 46 \hbar$ et $l_T = 54 \hbar$ à 100 MeV), la sortie reste possible malgré les transferts d'énergie dans la zone attractive. La région ainsi délimitée serait celle du composé éphémère. Comme nous l'a fait remarquer M. Demeur [20], un traitement quantique du problème ne permet certainement pas de définir chaque valeur de l , les énergies des nucléons étant faibles.

Il ne semble donc pas justifié d'examiner le comportement de la courbe de potentiel pour chaque valeur de l . De plus, au voisinage des limites l_T les trajectoires tangentielles peuvent imposer de très forts transferts de moment angulaire. Ces conditions d'interaction favorisent en effet le transfert d'une énergie de rotation d'ensemble qui peut se rapprocher de l'énergie de rotation transmise à un corps rigide. Le fait de modifier ainsi très fortement la caractéristique en l de la trajectoire peut conduire à une diffusion simple ou à un transfert quasi élastique.

2) ESTIMATION DES SECTIONS EFFICACES. — Puisque la limite au voisinage de l_T est délicate à déterminer, l'estimation de la section efficace de formation du composé éphémère,

$$\sigma = \pi \lambda^2 \sum_{l_c}^{l_{\max}} (2l + 1)$$

$l_c - l_{\max}$
 σ_{exp}



$$\sigma = h^2 \sum_{l_c}^{l_T} (2l + 1) T_l$$

ne peut être qu'approximative. Comme première tentative nous avons fait l'hypothèse également discutable de prendre $T_l = 1$ pour tous les l compris entre l_c et l_T .

Le tableau ci-dessous indique les résultats de calcul pour ^{16}O à 78 MeV et 100 MeV. A titre de comparaison, les résultats expérimentaux obtenus pour les sections efficaces de tous les transferts inélastiques produits sur Ag par des ions ^{14}N sont mentionnées.

On peut voir que le modèle rend bien compte de l'ordre de grandeur des phénomènes et de l'évolution en fonction de l'énergie.

	$E_{\text{CM}} = 78 \text{ MeV}$	$E_{\text{CM}} = 100 \text{ MeV}$
	—	—
	37 h-41 h	46 h-52 h
	180 mb	270 mb
	$E_{\text{CM}} = 70 \text{ MeV}$	$E_{\text{CM}} = 100 \text{ MeV}$
	70 mb	230 mb

L'accroissement de l'écart entre l_c et l_{\max} rend bien compte de l'accroissement des sections efficaces. Il est raisonnable de penser que pour des ions très lourds et des énergies élevées, la plus grande partie de la section efficace de réaction entre dans ce méca-

nisme. C'est pourquoi le modèle proposé ci-dessus devra être perfectionné et moins approximatif.

Remerciements. — Nous souhaitons remercier M. Demeur et R. da Silveira avec lesquels nous avons eu d'intéressantes et fructueuses discussions.

Bibliographie

- [1] GREIDER (K. R.), *Ann. Rev. Nucl. Phys.*, 1965, **15**, 291.
- [2] FRAHN (W. E.), VENTER (R. H.), *Ann. Phys.*, 1964, **27**, 135.
- [3] DAR (A.), *Phys. Rev.*, 1965, **139B**, 1193.
- [4] POMORSKI (L.), TYS (J.), VOLKOV (V. V.), WILEZINSKI (J.), *Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei*, University of California Press, 1963, 135.
- [5] GALIN (J.), GUERREAU (D.), LEFORT (M.), PÉTER (J.), TARRAGO (X.), BASILE (R.), *Phys. Rev.*, 1969, **182**, 1267 et *Nucl. Phys.*, 1970, **A 159**, 461.
- [6] NATOWITZ (J. B.), *Phys. Rev.*, 1970, **C1**, 623.
- [7] COHEN (S.), PLASIL (F.), SWIATECKI (Æ. J.), *Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei*, University of California Press, 1963, 325.
- [8] KALINKIN (B. N.), *Acta Physica Polonica*, 1964, **25**, 265.
- [9] SITENKO, *J. Exp. Tech. Phys.* (URSS), 1959, **36**, 558.
- [10] BRUCKNER (K. A.), BUCHLER (J. R.), KELLY (M. M.), *Phys. Rev.*, 1968, **173**, 944.
- [11] BETHE (H. A.), *Phys. Rev.*, 1968, **167**, 879.
- [12] BRUCKNER (K. A.), BUCHLER (J. R.), JORNA (S.), LOMBARD (R. J.), *Phys. Rev.*, 1968, **171**, 1188.
- [13] SCHEID (W.), GREINER (W.), *Z. Phys.*, 1969, **226**, 364.
- [14] CHATWIN (R. A.), ECK (J. S.), RICHTER (A.), ROBSON (D.), *Phys. Rev.*, 1969, **180**, 1049.
- [15] LOMBARD (R. J.), Communication personnelle.
- [16] GALIN (J.), GUERREAU (D.), LEFORT (M.), TARRAGO (X.), *J. Physique*, 1971, **32**, 7.
- [17] GRIFFIN (J. J.), *Phys. Rev. Letters*, 1966, **17**, 478.
- [18] BLANN (M.), *Phys. Rev. Letters*, 1968, **21**, 1357.
- [19] PRESTON (M. A.), *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley, 1965, 280.
- [20] DEMEUR M., Communication personnelle.