

FR860059 P

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF - - 8145

L3

DYNAMIQUE DE LA VOIE D'ENTREE

NGO, C. CEA CEN Saclay, IRF, DPhN

Communication présentée à : Congress of the French Physical Society

Nice (France)

9-13 Sep 1985

DYNAMIQUE DE LA VOIE D'ENTREE

Christian NGÔ

CEA Saclay, Département de Physique Nucléaire, DPHN/MF,
Bât. 34, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

Résumé - Nous présentons quelques exemples typiques de mécanismes de réaction observés lors de la collision entre 2 noyaux lourds à basse, moyenne et haute énergie. Tout au long de l'exposé nous avons essayé de nous adresser aux non spécialistes du domaine ce qui a conduit à schématiser quelque peu l'explication des phénomènes observés.

Abstract - Few typical examples of reaction mechanisms observed in heavy ion collisions at low, medium and high bombarding energies are presented. The present paper is primarily addressed to non specialists in the field.

INTRODUCTION

Un noyau est composé de nucléons qui sont des fermions. Ceux-ci doivent satisfaire au principe de Pauli. Par conséquent, même lorsque le noyau est dans son état fondamental les nucléons qui le composent sont animés d'un mouvement appelé mouvement de Fermi. Leur énergie cinétique à l'intérieur du noyau peut ainsi aller jusqu'à ~ 40 MeV ce qui correspond à l'énergie de Fermi du système.

Depuis une vingtaine d'année la branche de la physique nucléaire s'intéressant à la collision de 2 noyaux (ou ions) lourds connaît un développement spectaculaire /1/. Une grande part des études consacrées à ce domaine s'intéresse aux mécanismes que l'on peut observer lors de l'interaction nucléaire entre 2 ions lourds. Pour observer de telles réactions il faut pouvoir amener les 2 noyaux à des distances relatives de l'ordre de la dizaine de fm car les forces nucléaires sont à courte portée. Pour ce faire il faut vaincre la force de répulsion coulombienne et communiquer au projectile une énergie cinétique dans le laboratoire qui soit au moins égale à la barrière coulombienne entre les 2 noyaux. Cela correspond à quelques MeV/u et dépend de la nature des noyaux en présence. Cette barrière coulombienne est associée approximativement à une configuration où les 2 noyaux commencent à interagir par l'intermédiaire des forces nucléaires.

Les réactions nucléaires que l'on peut observer lors de la collision de 2 ions lourds ne sont intéressantes que si elle ne peuvent pas s'interpréter comme la somme de collisions individuelles entre nucléons libres sinon il suffirait d'observer la collision de 2 nucléons, ce qui serait beaucoup moins coûteux et plus simple. La physique des ions lourds s'est tout d'abord intéressée au domaine d'énergie situé entre la barrière coulombienne et $\sim 10-15$ MeV/u. Cette gamme d'énergie a fourni une moisson très riche d'observations inattendues qui ont permis d'introduire en physique nucléaire des concepts nouveaux bien qu'étant connus dans d'autres branches de la physique. Il a fallu, néanmoins, les modifier et les adapter pour tenir compte de la nature particulière des noyaux. Ainsi, on a pu observer que certaines quantités macroscopiques, comme l'énergie cinétique relative des 2 ions, leur masse ou leur numéro atomique pouvaient présenter, pendant l'interaction, une évolution à caractère dissipatif. L'existence de phénomènes collectifs dissipatifs provient en partie du fait que les quantités (ou variables) macroscopiques observées ont une évolution caractéristique plus lente que celle des degrés de liberté microscopiques et qu'il existe un couplage entre ces 2 types de variables.

En physique des ions lourds on étudie certaines propriétés des noyaux formés au cours de la collision entre un projectile et une cible. Les propriétés des noyaux formés peuvent dépendre de manière critique de la voie d'entrée, i.e. de la nature du projectile et de la cible, de l'énergie incidente et du paramètre d'impact sous lequel se produit la collision. L'étude précise des noyaux formés peut alors permettre d'obtenir d'importantes informations sur la dynamique de la collision. Ce n'est toutefois pas toujours le cas. Par exemple, l'étude, dans un état donné, d'un noyau composé résultant de la fusion du projectile et de la cible, ne dépend pas de la manière dont il a été formé. L'observation expérimentale des noyaux produits se fait après un temps très long (\sim quelques 10^{-9} s) comparé au temps de la réaction nucléaire ($\sim 10^{-23} - 10^{-20}$ s). Ceci représente un rapport d'échelle de temps supérieur à 10^{10} ! Les noyaux formés au cours de la collision ont donc grandement le temps de modifier leur état, en évacuant l'énergie d'excitation qu'ils ont pu acquérir lors de l'interaction, avant d'atteindre les détecteurs. Le physicien doit donc se livrer à une véritable enquête policière et essayer de remonter à ce qui s'est passé au cours de la collision. Une question fondamentale est donc de savoir si ce que l'on observe dans la voie finale est liée aux propriétés intrinsèques de certains noyaux formés au cours de la collision ou s'il y a une relation étroite avec le mécanisme de réaction. Dans le premier cas la réaction nucléaire n'est qu'un outil commode pour former ces noyaux et la mesure consiste essentiellement à étudier les propriétés des noyaux formés. Nous dirons alors qu'il y a indépendance de la voie d'entrée. Dans le second cas on peut au contraire essayer de disséquer le mécanisme de réaction. C'est à cette dernière situation que nous

allons nous intéresser.

Le résultat d'une réaction nucléaire peut parfois se décrire à l'aide d'approches statiques qui ne sont basées que sur des considérations d'énergie potentielle. Dans ce cas il suffit de calculer l'énergie potentielle du système pour différentes configurations et son évolution se fera, par exemple, selon les configurations qui tendent à minimiser cette énergie potentielle. C'est le cas le plus simple et le plus facile à décrire puisque l'énergie cinétique relative n'intervient alors que comme source possible d'énergie potentielle pour permettre au système de franchir des montagnes dans l'espace de configuration. Malheureusement et heureusement, dans beaucoup de situations, les processus dynamiques jouent un rôle important et parfois dominant. Par effets dynamiques on appelle ceux qui sont liés soit à l'inertie, soit aux effets dissipatifs du système. C'est à ceux-ci que nous allons nous intéresser car ils sont aussi fortement reliés à l'énergie de bombardement.

1) Libre parcours moyen des nucléons

En physique des ions lourds il est souvent très commode de considérer les nucléons des noyaux comme des particules ponctuelles semiclassicals qui obéissent au principe de Pauli. Dans ce contexte, le libre parcours moyen des nucléons λ (i.e. la distance moyenne parcourue par un nucléon entre 2 collisions avec un autre nucléon) est une quantité importante pour comprendre l'évolution des mécanismes de réaction avec l'énergie incidente /2/. Dans un noyau isolé et froid ce libre parcours moyen est très grand, bien supérieur aux dimensions du noyau. Ceci est dû au principe de Pauli qui empêche deux nucléons d'être dans le même état. Cet état de fait curieux, appelé blocage de Pauli provient de ce que la physique d'un noyau isolé est dominée par le champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. Ce champ moyen crée une sorte de container enfermant les nucléons et permet d'obtenir le confinement de ceux-ci dans le noyau. Dans la limite extrême où l'interaction entre les nucléons se réduirait un champ moyen, λ serait infini. Par conséquent les seules collisions que subiraient les nucléons seraient celles avec les parois du container. En fait un noyau ne peut se décrire par un champ moyen qu'en première approximation et il existe des interactions résiduelles qui contiennent tous les effets qui ne peuvent pas être décrits par un champ moyen. Celles-ci conduisent à un λ fini mais grand devant les dimensions du noyau.

Lorsque la vitesse relative entre les 2 noyaux augmente le blocage de Pauli diminue et les collisions entre nucléons deviennent plus fréquentes /2/. Par conséquent le libre parcours moyen diminue pour atteindre 2-3 fm lorsque l'énergie incidente est de l'ordre de 100-200 MeV/u. Le blocage de Pauli est également affecté par l'excitation des noyaux en présence. En effet, un noyau à température finie a une surface de Fermi diffuse ce qui tend à diminuer le blocage de Pauli. Il s'ensuit que le libre parcours moyen diminue lorsque la température augmente /2/. On peut résumer les choses de la manière suivante. A basse énergie ($< 10-15$ MeV/u) λ est grand devant les dimensions du système et l'interaction entre deux noyaux est dominée par le champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. A haute énergie ($> 150-200$ MeV/u) λ devient de l'ordre de 2-3 fm c'est-à-dire faible devant les dimensions du système. La collision entre 2 noyaux est dominée par l'interaction nucléon-nucléon. Au cours de l'interaction comme la température des noyaux en présence augmente λ va diminuer et on peut alors imaginer une localisation de l'excitation dans une partie du système.

Les conclusions précédentes sont appuyées par le fait que le temps de collision entre les 2 noyaux diminue lorsque l'énergie cinétique relative augmente. En conséquence on s'attend à ce que le signal concernant le champ moyen n'ait plus le temps de se propager de manière suffisante à haute énergie car le temps de réaction devient trop court ($< quelques 10^{-23}$ s). Ces simples considérations montrent que la notion somme toute phénoménologique de libre parcours moyen peut permettre de comprendre qualitativement la nature des phénomènes observés lors de la collision de 2 ions lourds selon l'énergie de bombardement. En ce sens λ peut être une représentation de l'influence de la dynamique de la voie d'entrée. Nous allons

à présent brièvement présenter quelques exemples à basse, haute et moyenne énergie de mécanismes illustrant l'influence de la dynamique sur les réactions entre ions lourds.

2) Exemple à basse-énergie : la fusion et le surplus d'énergie dynamique

La fusion est un phénomène fréquemment observé à basse énergie [1,3]. Au cours d'un tel processus tous les nucléons du projectile et de la cible s'amalgament pour former un seul noyau : le noyau de fusion. Toute l'énergie cinétique incidente est alors transformée en énergie d'excitation. Si on trace l'énergie potentielle, V , du système formé par les 2 noyaux incidents en fonction de leur distance de séparation, R , on obtient, si le projectile et la cible ne sont pas trop lourds, une courbe dont la forme est schématiquement représentée dans la fig. 1. Celle-ci

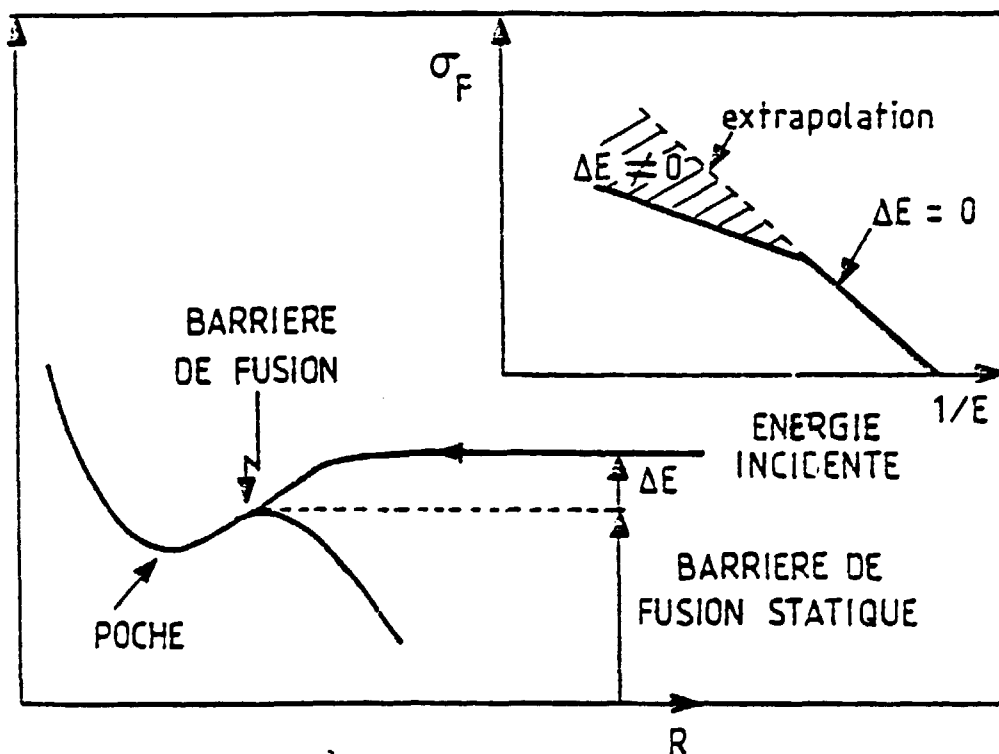


Fig. 1

présente une barrière extérieure (la barrière de fusion) et une poche. La fusion de 2 noyaux peut s'interpréter par la capture du système dans cette poche. Pour ce faire il faut que l'énergie cinétique incidente soit supérieure à la barrière de fusion. Il faut de plus qu'il y ait un mécanisme permettant de transformer une partie de cette énergie cinétique en énergie d'excitation. C'est le rôle du champ moyen qui crée des excitations lorsqu'un nucléon du projectile frappe le container de la cible ou vice versa. Ces excitations élémentaires sont immédiatement transformées en chaleur (énergie désorganisée décrite par un paramètre de température) grâce aux interactions résiduelles [4]. Ce type de dissipation a été appelé friction à un corps car elle ne fait intervenir qu'un nucléon et le champ moyen [5]. Elle est différente en nature de la dissipation observée sur des systèmes macroscopiques (friction à 2 corps) qui fait intervenir les chocs entre 2 nucléons. Les forces de friction se font sentir dès que les forces nucléaires entrent en jeu de manière notable. Cela peut se produire avant, à ou au-delà de la barrière de fusion suivant la nature du système. Dans le cas où cela se produit avant (exemple montré sur la fig. 1), la perte d'énergie ΔE qui a lieu avant d'atteindre la barrière de fusion s'appelle le surplus d'énergie dynamique puisqu'il résulte d'un effet purement dynamique. C'est aussi la différence entre la hauteur d'une barrière

que l'on pourrait qualifier de dynamique et celle de la barrière de fusion statique. Dans beaucoup de cas $\Delta E = 0$ mais dans certaines situations ΔE devient différent de zéro. On observe que ΔE est différent de zéro pour les grandes valeurs du moment angulaire orbital initial et pour les systèmes lourds. Ce surplus d'énergie dynamique permet d'expliquer en particulier pourquoi la section efficace de fusion, σ_f , est inférieure à haute énergie par rapport à ce que l'on peut extrapoler à partir du comportement à basse énergie. (Cf le médaillon de la fig. 2 où σ_f (trait plein) est tracé en fonction de l'inverse de l'énergie de bombardement $1/E$).

3) Exemple à haute énergie : les réaction de type participants-spectateurs

Lorsque l'énergie de bombardement est $> 100-200$ MeV/u la collision entre 2 noyaux est dominée par l'interaction nucléon-nucléon et le libre parcours moyen des nucléons devient plus petit que la taille des noyaux. Pour une collision correspondant à un paramètre d'impact intermédiaire on peut alors observer un mécanisme de type participants-spectateurs /6/ dont le principe est schématiquement représenté dans la fig. 2. On distingue 3 zones dans le système en interaction : 1) les participants

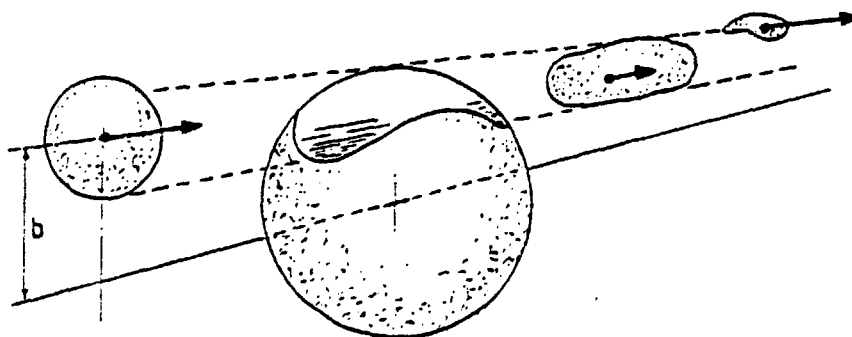


Fig. 2

qui correspondent à la zone commune au projectile et à la cible. Ce domaine est fortement excité et comprimé. Lorsque le projectile et la cible sont identiques, cette zone se déplace dans le laboratoire avec une vitesse égale à la moitié de celle du projectile, 2) Les spectateurs du projectile qui se déplacent avec la vitesse du projectile et 3) les spectateurs de la cible qui sont pratiquement au repos dans le laboratoire. Les zones spectatrices, qui sont initialement peu excitées le deviennent par la suite légèrement lors de la transformation d'une partie de leur énergie de déformation en énergie d'excitation. Ce type d'interaction où peu de communications semblent se produire entre les 3 zones est dû essentiellement au faible temps de réaction et la petite valeur de λ qui empêchent toute information de se propager d'un domaine à l'autre.

4) Les énergies intermédiaires

Depuis peu de temps il est possible d'étudier les collisions entre ions lourds induites à des énergies de bombardement comprises entre ~ 20 et 100 MeV/u grâce aux accélérateurs GANIL à Caen et SARA à Grenoble. Ce domaine est intéressant /7/ car il doit permettre d'observer comment se fait la transition entre les mécanismes de basse énergie, dominés par le champ moyen, et ceux de haute énergie, dominés par les collisions nucléon-nucléon. Nous allons présenter brièvement 2 exemples montrant l'évolution graduelle des mécanismes de réaction dans ce domaine de transition.

1) La fusion incomplète et le transfert incomplet de moment linéaire

À basse énergie la fusion de 2 noyaux est complète car tous les nucléons du projectile et de la cible se retrouvent dans le système formé. Il n'en n'est plus de même lorsque l'on augmente l'énergie de bombardement au-dessus de ~ 10 MeV/u

car des nucléons ou des particules composites comme des alphas peuvent s'échapper du projectile ou de la cible avant que les restes de ceux-ci fusionnent ensemble /8/. Si ces particules sont émises par le projectile elles sont très rapides dans le système du laboratoire. Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer leur origine : émission de nucléons du projectile accélérés par le champ moyen de la cible lors du contact (jets de Fermi, particules promptes) /9/, émission de prééquilibre /10/, désexcitation d'un point de matière nucléaire chaud /11/, etc. mais il est encore difficile de choisir définitivement parmi ces différentes hypothèses dont certaines peuvent avoir lieu simultanément. Ces particules emmènent une partie de l'énergie cinétique, de l'impulsion linéaire et du moment angulaire initiaux. En particulier il s'ensuit que le noyau de fusion incomplète va reculer, dans le système du laboratoire, avec une vitesse qui sera inférieure à celle correspondant au noyau de fusion complète. La mesure de cette vitesse permet d'accéder à la proportion de moment linéaire transféré, ρ , du projectile au noyau de fusion incomplète (lorsque $\rho = 1$ il y a fusion complète). Diverses méthodes expérimentales ont été employées pour arriver à ce but dont la plus utilisée consiste à mesurer l'angle de corrélation entre 2 fragments de fission résultant de la fission du noyau de fusion incomplète /7,12/. Avec des projectiles légers comme le C, O ou Ne on observe que ρ , la valeur la plus probable de ρ suit approximativement une évolution systématique ne dépendant que de l'énergie de bombardement par nucléon, ϵ . Toutefois, des expériences utilisant des projectiles plus lourds (Ar) ont montré que cette systématique n'était plus suivie /13,14/ montrant ainsi clairement que ρ ne dépend pas seulement de ϵ , mais aussi de la taille du projectile. On peut alors se demander si cela ne serait pas à cause de la trop grande quantité d'énergie que l'on cherche à déposer dans un système nucléaire qui, dans le cas de projectile lourd, deviendrait trop grande pour pouvoir être supportée par un noyau sous forme d'un équilibre statistique global /14/. De nombreuses expériences et des modèles théoriques semblent en effet indiquer qu'on ne pourrait pas déposer une densité d'énergie par nucléon supérieure à 5-6 MeV dans un noyau en équilibre global sinon on obtient une ébullition totale de celui-ci /15/.

Ainsi, par rapport à la fusion complète observée à basse énergie on observe, aux énergies intermédiaires, une transition graduelle de ce mécanisme en fusion incomplète où des particules légères sont émises au tout début de réaction et ceci avant la fusion des restes du système. On se trouve vite confronté, en étudiant ce type de mécanisme, à la densité d'énergie maximum que l'on peut déposer dans un noyau en équilibre statistique global. On pourrait ainsi atteindre la température d'ébullition des noyaux qui semblerait se situer aux alentours de 7 à 8 MeV.

b) Le phénomène de caléfaction nucléaire

À basse énergie il a été montré qu'on ne pouvait pas réaliser la fusion d'ions Kryptons avec des cibles lourdes /16/ car les forces nucléaires, qui obéissent à des propriétés de saturation, ne peuvent pas contrebalancer les forces coulombiennes. Lors des collisions centrales, à la place d'un noyau de fusion on observe deux noyaux qui ont subi une interaction fortement dissipative (réaction très inélastique). Cette dissipation est de type friction à 1 corps et on peut se demander si elle ne va pas évoluer vers une friction de type 2 corps lorsque l'énergie de bombardement augmente puisque le blocage de Pauli diminue. Des expériences récentes /17/ utilisant du Kr à 22 MeV/u sur différentes cibles ont montré l'existence de produits qui pourraient être associés à un mécanisme fortement dissipatif, bien que différent des réactions très inélastiques, que l'on pourrait interpréter schématiquement de la manière suivante. Pour cela considérons la fig. 2 qui montre l'image participants-spectateurs valable à haute énergie et voyons comment cette image peut être modifiée aux énergies intermédiaires par la présence d'un champ moyen. Comme c'est le cas à basse énergie, la fusion des 2 zones spectatrices et de la zone participante ne peut se faire à cause des forces coulombiennes. Par contre on peut tout à fait imaginer que la zone participante fusionne avec l'une des 2 zones spectatrices, par exemple avec celle associée au projectile (fig. 3). Dans ce cas on obtient un noyau ayant une zone chaude (les participants) et une zone froide (les spectateurs du projectile). Ce noyau se déplace, dans le laboratoire, avec une vitesse d'autant plus petite par rapport

à celle du projectile, que la zone participante est grosse. L'excitation de la zone participante peut se répartir dans tout le noyau mais on peut aussi imaginer que les 2 zones se reséparent au bout d'un certain temps, conduisant à 2 noyaux ayant la même vitesse à la répulsion coulombienne près ; ce type de reséparation pourrait être analogue à la caléfaction macroscopique que l'on observe lorsque l'on jette de l'eau sur une plaque chauffée à plus de 380°. Les résultats expérimentaux obtenus à ce jour ne sont pas en contradiction avec une telle interprétation mais des expériences plus complètes doivent être faites pour confirmer totalement cette hypothèse.

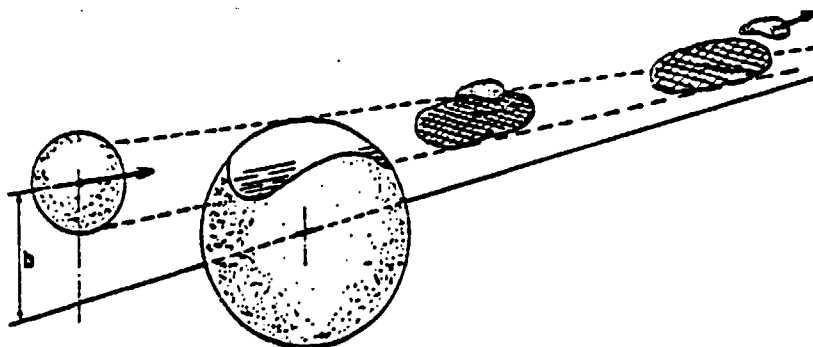


Fig. 3

CONCLUSION

Les collisions entre ions lourds permettent d'observer de nombreux types de mécanismes qui font intervenir des phénomènes cohérents et qui dépendent fortement de la dynamique de la voie d'entrée. La mise en service récente d'accélérateurs d'ions lourds aux énergies intermédiaires devrait rapidement permettre de combler le trou qui existait entre ~ 20 et 100 MeV/u et on devrait vite aboutir à une vue générale de la physique des ions lourds. La jonction avec la physique des particules devrait également être faite prochainement par la physique des ions lourds ultra relativistes, lors des études concernant le plasma quarks-gluons.

Je voudrais remercier Madame C. Burri pour son efficacité dans la mise en pages et la frappe de ce texte et Monsieur J. Matuszek pour la réalisation des figures.

REFERENCES

- /1/ Pour une revue voir par exemple : M. Lefort et C. Ngô, Ann. Phys. (Paris) 3 (1978) 5. C. Ngô, Approche phénoménologique des collisions dissipatives entre ions lourds à basse énergie, Note CEA-N-2354, Saclay (1983). W.U. Schröder et J.R. Huizenga, Treatise on heavy ion science, Vol. 2 Plenum Press ed. par Allan Bromley.
- /2/ K. Kikuchi et M. Kawai, Nuclear matter and nuclear reactions, ed. North Holland publishing Company (1968). M.T. Collins et J.J. Griffin, Nucl. Phys. A348 (1980) 63.
- /3/ Pour une revue voir par exemple : C. Ngô, prog. in part and Nucl. Phys. (sous presse).
- /4/ H. Hofmann et P.J. Siemens, Nucl. Phys. A257 (1976) 165 et Nucl. Phys. A275 (1977) 464.
- /5/ J. Blocki et al., Ann. Phys. 113 (1978) 330.
- /6/ J.D. Bowan, W.J. Swiatecki et C.F. Tsang, rapport LBL n° 29098 (1975). G.D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202.
- /7/ Pour une revue voir par exemple : C. Ngô, Ecole de Erica, avril 1985 : Nucleus-nucleus collisions from the Coulomb barrier up to the quark-gluon plasma, à paraître dans Prog. in part and Nucl. Phys. M. Lefort : Int. Conf. on nuclear structure with heavy ions, Legnaro, mai 1985.
- /8/ Pour une revue voir par exemple : C. Gerschel, Int. Conf. on selected aspect of heavy ion reactions, Saclay (1982) Nucl. Phys. A387 (1982) 297. R.H. Siemssen, Int. Conf. on nucleus-nucleus collisions, Michigan (1982), Nucl. Phys. A400

(1983) 248.

/9/ J.P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 285.

/10/ J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478.. H. Blann, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1357.

/11/ M.I. Sobel et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 502. R. Weiner et H. Weström, Nucl. Phys. A286 (1977) 282.

/12/ Pour une revue voir par exemple : S. Leray et al., XXIII Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie (1985) 608.

/13/ S. Leray et al., Nucl. Phys. A425 (1984) 345. E.C. Pollaco et al. Phys. Lett. 146B (1984) 29.

/14/ S. Leray et al. Z. Phys. A320 (1985) 533.

/15/ Pour une revue voir par exemple : M.F. Rivet et B. Borderie, Tsukuba Int. Symp. on heavy ion fusion reactions, Japon (1984).

/16/ M. Lefort et al. Nucl. Phys. A216 (1973) 166.

17/ D. Dalili et al. Z. Phys. A320 (1985) 349. C. Ngô, D. Dalili et R. Lucas, XXIII Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie (1985) p. 349. D. Dalili et al., preprint (1985).

/18/ T. Suomijärvi et al., Nuovo Cim. 82A (1984) 57.