

THESE

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

**LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES**

par

Patricia ROUSSEL

**ETUDE DU POTENTIEL D'INTERACTION NOYAU-NOYAU
A PARTIR DE LA DIFFUSION ELASTIQUE
DE ^{16}O A 94 MeV/u**

Soutenue le 27 juin 1986, devant la Commission d'Examen

MM. H. SERGOLLE

Président

J. BARRETTE

M. BUENERD

Examineurs

R. Da SILVEIRA

Mme L. PAPINEAU

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

**LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES**

par

Patricia ROUSSEL

**ETUDE DU POTENTIEL D'INTERACTION NOYAU-NOYAU
A PARTIR DE LA DIFFUSION ELASTIQUE
DE ^{16}O A 94 MeV/u**

Soutenu le 27 juin 1986, devant la Commission d'Examen

MM. H. SERGOLLE	Président
J. BARRETTE	
M. BUENERD	Examineurs
R. Da SILVEIRA	
Mme L. PAPINEAU	

Abstract

Study of the nucleus-nucleus interaction potential via ^{16}O elastic scattering at 94 MeV/u

The elastic scattering angular distributions of ^{16}O at 94 MeV/u on ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb targets have been measured. They have been analyzed in the framework of the optical model with Woods-Saxon potentials and in the framework of the folding model. Concerning the heaviest system $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, these analyses show that the real potential is well-defined only in the vicinity of the strong absorption radius, whereas for the lighter systems, it is defined in a relatively wide region (2-3 fm), which we called sensitive region and which corresponds to a strong overlap of the two nuclei, especially for the systems $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ and $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. This difference, between the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ system and the other systems originates in the appearance of the far-side contribution which manifests itself in the angular distributions by the so-called Fraunhofer oscillations. This far-side contribution brings very strong constraints on the real potential values.

The imaginary part of the potential is determined only in the vicinity of the strong absorption radius. The large reduction of the strong absorption radius for all the studied systems as the energy increases shows that the nuclear surface transparency is strongly enhanced at intermediate energies.

The calculations performed with folding potentials allowed a study of the nuclear potential strength, in a less ambiguous way than with phenomenological potentials.

In the regions where they are well-defined, the real and imaginary potentials decrease regularly when the energy goes from 10 to 100 MeV/u. This decrease disagrees with the results of microscopic calculations which predict an increase or a saturation of the nuclear potential in this energy range.

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur S. Harar de m'avoir accueillie dans son Service de Physique Nucléaire à Basse Energie.

Je remercie également Monsieur H. Sergolle qui a bien voulu présider mon jury, ainsi que Messieurs M. Buenerd et R. Da Silveira qui ont accepté la tâche de rapporteur.

Je voudrais exprimer ici ma gratitude à Madame L. Papineau et Monsieur J. Barrette qui ont dirigé ce travail. Je tiens à les remercier tout particulièrement pour les nombreux conseils et les encouragements qu'ils m'ont prodigués et pour l'attention qu'ils ont toujours su m'accorder.

Je remercie vivement Monsieur N. Alamanos pour l'aide précieuse et amicale qu'il m'a apportée.

Je voudrais remercier aussi tout ceux qui ont contribué à la réussite des expériences : Madame F. Auger, Messieurs B. Berthier, B. Fernandez, J. Gastebois, L. Bianchi et A. Gillibert du DPhN/BE, Messieurs Disdier, Lott, Scheibling du CRN de Strasbourg, Messieurs Stephan et Tassan-got de l'IPN d'Orsay, Monsieur Doubre et tout particulièrement Monsieur W. Mittag du GANIL.

Enfin je remercie Monsieur D. Bouziat, Mesdames E. Thureau et R. Chevaux qui ont réalisé la présentation de ce mémoire avec une grande efficacité et beaucoup de gentillesse.

Table des Matières

Chapitre I : INTRODUCTION	1
Chapitre II : METHODES EXPERIMENTALES	7
1. EXPERIENCE CYRANO	8
1.1 Dispositif expérimental	8
1.1.1 Description de CYRANO	8
1.1.2 Caractéristiques et focalisation du faisceau	8
1.1.3 Le télescope de détection	10
1.1.4 Moniteurs et cage de Faraday	10
1.2 Cibles	11
1.3 Montage électronique et acquisition	11
1.4 Normalisation des mesures	15
1.5 Présentation des résultats	16
2. EXPERIENCE SPEG	22
2.1 Description du spectromètre	22
2.1.1 Principe général	22
2.1.2 Système de coordonnées	24
2.1.3 Description des différents éléments magnétiques ..	24
2.1.4 Caractéristiques principales du SPEG	25
2.1.5 Possibilité de compensation des effets cinémati- ques	26
2.1.6 Chambre à cibles	27
2.1.7 Système de détection standard	27
2.1.8 Electronique et acquisition	30
2.2 Eléments caractéristiques et déroulement de l'expérience	32
2.2.1 Cibles	32

2.2.2 Détermination de l'angle zéro et étalonnage des détecteurs	32
2.2.3 Etalonnage angulaire	33
2.2.4 Résolution angulaire	33
2.2.5 Mesures effectuées	34
2.3 Dépouillement	34
2.4 Présentation des résultats et comparaison entre les deux expériences	37
Chapitre III : ASPECTS THEORIQUES	41
1. MODELE OPTIQUE	41
2. MODELE DE CONVOLUTION	45
3. DIFFUSION INELASTIQUE	47
3.1 Amplitude de diffusion inélastique DWBA	48
3.2 Equations couplées	49
4. APPROCHES SEMI-CLASSIQUES	51
4.1 Phénomènes réfractifs dans la théorie classique de la diffusion	51
4.1.1 Fonction de deflexion	51
4.1.2 Section efficace classique	53
4.1.3 Singularités	54
4.2 Méthodes semi-classiques	55
4.2.1 Approximations semi-classiques	55
4.2.2 Cas particulier : diffusion arc-en-ciel	57
4.2.3 Absorption	58
5. DECOMPOSITION DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION : METHODE DE FULLER	59
Chapitre IV : ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	65
1. MODELE OPTIQUE	65
2. DETERMINATION D'UNE REGION SENSIBLE : NOTCH TEST	71
3. REGION DU POTENTIEL REEL DETERMINEE PAR LES DONNEES	74
3.1 Description de la méthode et résultats généraux	74
3.2 Système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	77
3.3 Système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	79
3.4 Autres systèmes	80
3.5 Conclusion	81
4. ANALYSE SEMI-CLASSIQUE	82
4.1 Remarques générales	82
4.2 Système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	85

4.3 Systèmes $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ et $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	86
4.4 Systèmes $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ et $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	87
5. INFORMATIONS OBTENUES SUR LE POTENTIEL IMAGINAIRE	92
6. COMPARAISON ENTRE DIFFERENTS RAYONS SIGNIFICATIFS	94
7. MODELE DE CONVOLUTION	97
7.1 La méthode	97
7.2 L'interaction effective	98
7.2.1 Interaction indépendante de la densité	98
7.2.2 Interaction dépendant de la densité	100
7.3 Les densités	102
7.3.1 Densités de charges	102
7.3.2 Densités nucléaires de type Fermi à deux para- mètres	105
7.4 Résultats	106
8. DIFFUSION INELASTIQUE	111
9. COMPARAISON AVEC DES RESULTATS OBTENUS A BASSE ENERGIE	117
9.1 Evolution du rayon d'absorption forte	117
9.2 Evolution de la région sensible	120
Chapitre V : CONCLUSION	123
Références	127

Chapitre I

INTRODUCTION

Les données de diffusion élastique d'ions lourds constituent la principale source d'informations sur l'interaction noyau-noyau. Ces données sont abondantes aux énergies incidentes inférieures à 20 MeV/u, elles sont plus fragmentaires au-delà.

A basse énergie ($E/A < 20$ MeV/u), l'interaction est dominée par les effets d'absorption forte dus à sa partie imaginaire qui masquent tout éventuel effet de réfraction (partie réelle). Ces effets empêchent la détermination du potentiel noyau-noyau ailleurs que dans sa "queue" et conduisent à des ambiguïtés importantes sur les potentiels optiques. Les distributions angulaires ressemblent aux figures de diffraction observées en optique : on les qualifie souvent de distribution de type Fresnel ou de type Fraunhofer. Cette analogie avec l'optique n'est pas sans fondement. Si la région d'interaction nucléaire est représentée comme une sphère totalement absorbante de rayon R , l'onde incidente est diffractée à la surface. Lorsque l'interaction coulombienne est négligeable (c'est le cas des systèmes légers pour lesquels le paramètre de Sommerfeld η est faible), la distribution angulaire aux petits angles se présente sous la forme d'une figure de diffraction de Fraunhofer, car la source de l'onde et le collimateur (détecteur) sont tous deux à l'infini. Le potentiel coulombien, lorsqu'il n'est plus négligeable (cas des systèmes lourds dont le paramètre de Sommerfeld est grand), joue le rôle d'une lentille divergente : le front d'onde incident est distordu et les particules incidentes semblent provenir d'un point source virtuel situé à une distance finie du centre diffuseur. On observe alors dans ce cas une

distribution angulaire de type Fresnel. Les ambiguïtés évoquées plus haut proviennent de la ressemblance qui existe entre une distribution angulaire de diffraction de Fresnel et celle associée au phénomène réfractif d'arc-en-ciel coulombien.

Lorsque l'énergie augmente, l'absorption diminue à la surface des noyaux. La Fig. I.1 illustre cette augmentation de la "transparence" de surface. Sur cette figure sont portées en fonction de l'énergie, les valeurs du rayon de l'arc-en-ciel coulombien, grandeur caractéristique des propriétés réfractives de l'interaction, et les valeurs du rayon d'absorption forte, qui est la distance minimale d'approche associée au moment angulaire λ pour lequel le coefficient de transmission vaut 0,5. Ces rayons correspondent au système $^{40}\text{Ar} + ^{120}\text{Sn}$, mais leur comportement est le même quel que soit le système choisi. Ils ont été calculés à l'aide du potentiel de la référence [Al 84] qui ne dépend pas de l'énergie. Cette approximation, bien qu'elle soit grossière, permet d'avoir une idée générale de l'évolution de ces deux rayons avec l'énergie. Alors que le rayon de l'arc-en-ciel coulombien reste

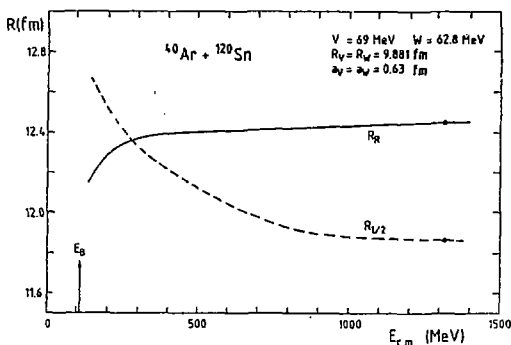


Fig. I.1 - Evolution du rayon d'absorption forte et du rayon d'arc-en-ciel coulombien en fonction de l'énergie.

à peu près constant, le rayon d'absorption forte diminue régulièrement quand l'énergie augmente. Ces deux rayons, qui étaient confondus pour des énergies voisines de la barrière coulombienne, sont par conséquent bien séparés pour des énergies supérieures à 25 MeV/u. De plus le rayon de l'arc-en-ciel étant supérieur au rayon d'absorption forte au-delà de cette énergie, on peut espérer qu'aux énergies intermédiaires les effets de réfraction seront obser-

vables dans les distributions angulaires et permettront d'étudier l'interaction. Par exemple les effets d'arc-en-ciel nucléaire mis en évidence par D.A. Goldberg [Go 72] pour le projectile ${}^4\text{He}$ ont permis de lever les ambiguïtés sur la profondeur du potentiel réel. Il semble donc intéressant d'étudier si de tels effets sont aussi observables avec des projectiles plus lourds.

Les mesures de diffusion élastique dans des domaines d'énergie jusque là peu explorés présentent aussi l'intérêt de permettre d'étudier l'évolution de l'interaction noyau-noyau avec l'énergie et de tester les différents modèles théoriques qui prévoient cette évolution. Les calculs les plus récents [Fa 84, Sa 83, Bo 86] conduisent aux mêmes résultats, à savoir que le potentiel réel devient de plus en plus profond quand l'énergie augmente jusqu'à une certaine valeur puis redevient moins profond. En ce qui concerne le potentiel imaginaire, ils prévoient une augmentation régulière de sa profondeur avec l'énergie. Les résultats de ces calculs complexes peuvent être expliqués qualitativement grâce à des arguments très simples.

La partie réelle du potentiel est déterminée à basse énergie ($E/A < 20$ MeV/u) par les effets de champ moyen et ceux dus au principe d'exclusion de Pauli. Ces effets d'antisymétrisation, qui ont tendance à réduire la force attractive du potentiel, deviennent de moins en moins importants quand l'énergie augmente ; le potentiel réel devient donc de plus en plus profond. Au-delà de 100-200 MeV/u, c'est l'interaction nucléon-nucléon qui domine la diffusion, et les variations du potentiel à haute énergie reflètent le comportement de la section efficace nucléon-nucléon qui est décroissante dans ce domaine d'énergie. La profondeur du potentiel diminue donc et certains calculs prévoient même un potentiel nucléaire répulsif à très haute énergie [Sa 83]. Le domaine d'énergie couvert par le GANIL est donc particulièrement intéressant puisqu'il se situe dans la région de transition où les deux quantités ont des importances relatives comparables.

Les Figs. 1.2a et 1.2b présentent les résultats obtenus respectivement par Faessler et al. qui considèrent la collision de deux matières nucléaires infinies [Fa 84], et par Sartor et al. [Sa 83, Br 75, Sa 81] qui dérivent leur potentiel à partir d'une interaction nucléon-nucléon de type Skyrme. Les deux calculs conduisent à une variation du potentiel réel semblable à celle décrite précédemment, mais dans le premier cas, la profondeur maximale est atteinte pour une énergie incidente d'environ 80 MeV/u, alors que le

second calcul prévoit le maximum de la profondeur à une énergie voisine de 40 MeV/u et un potentiel répulsif pour $E > 200$ MeV/u.

Les Figs. I.3a et I.3b montrent les résultats obtenus par les auteurs cités plus haut pour la partie imaginaire. L'augmentation, avec l'énergie, de la profondeur du potentiel imaginaire observée sur ces figures s'explique par l'accroissement de l'espace de phase accessible pour la diffusion nucléon-nucléon.

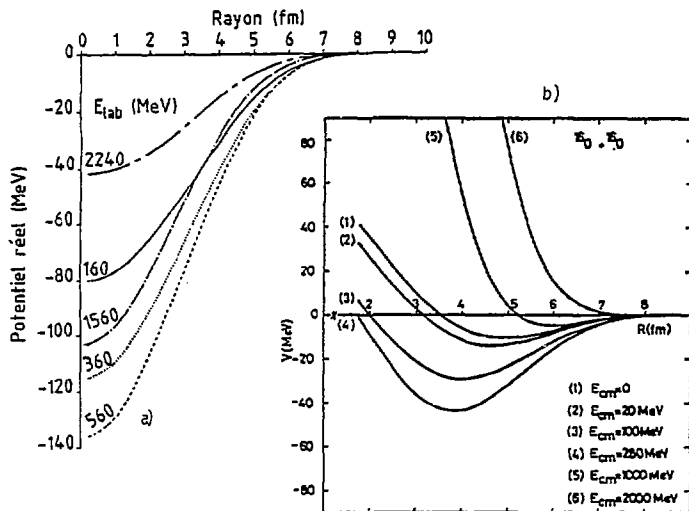


Fig. I.2 - Potentiels réels extraits de [Fa 84] (gauche) et de [Br 75] (droite).

Si on s'intéresse plus précisément à la profondeur du potentiel imaginaire dans la région où il est déterminé par les données, c'est-à-dire au voisinage du rayon d'absorption forte, les résultats d'expériences aux énergies < 20 MeV/u montrent que dans cette région la profondeur augmente puis sature et même tend à diminuer pour $E > 5$ MeV/u [Na 85]. Il sera intéressant de voir si ce désaccord avec les prédictions théoriques citées plus haut se confirme à haute énergie.

Afin d'étudier l'évolution des distributions angulaires de diffusion élastique d'ions lourds à haute énergie en fonction des conditions cinématiques, ainsi que leur sensibilité au potentiel d'interaction nucléaire, nous

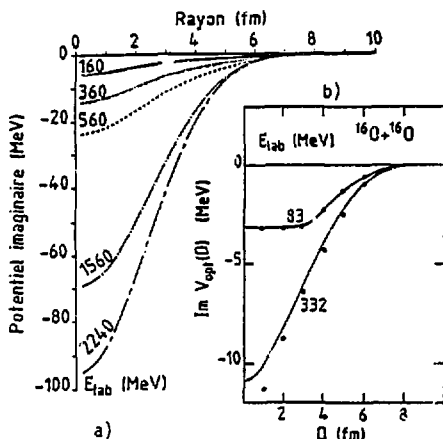


Fig. 1.3 · Potentiels imaginaires extraits de [Fa 84] (gauche) et de [Sa 83] (droite).

avons mesuré la diffusion élastique d'un faisceau de ^{16}O à 94 MeV/u sur tout un ensemble de cibles : ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb . Ces cibles ont été choisies car elles permettent de couvrir tous les types de distributions angulaires allant d'une distribution de type Fresnel encore dominée par l'interaction coulombienne jusqu'à une distribution semblable à celles observées dans la diffusion d'ions légers et dominée par la "réfraction" due au potentiel nucléaire. De plus des données existent pour plusieurs de ces systèmes à plus basse énergie de sorte qu'une comparaison de nos résultats avec ces données devrait permettre d'obtenir de nouvelles informations sur l'évolution de l'interaction noyau-noyau avec l'énergie.

La prise des données a été effectuée au GANIL ; elle s'est déroulée en deux temps. Une première expérience réalisée dans la chambre à réaction CYRANO a permis de mesurer les distributions angulaires de diffusion élastique de ^{16}O sur des cibles de ^{12}C , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb . La mise en service du Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL (SPEG) nous a permis de compléter cet ensemble de données par la mesure de la distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}O + ^{28}Si$ à la même énergie incidente de 94 MeV/u. Le premier état excité du ^{28}Si étant situé à $E^* = 1,78$ MeV, la résolution en énergie nécessaire à la bonne séparation du pic élastique est de l'ordre de 5×10^{-4} et ne peut être atteinte que sur un spectromètre. Au

cours de cette expérience nous avons également mesuré une nouvelle fois les distributions angulaires pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à titre de test, pour s'assurer que le fonctionnement du SPEG était bien maîtrisé. Cette première expérience sur SPEG avait d'ailleurs aussi pour but de tester les caractéristiques de ce nouvel appareil (résolution en énergie, résolution angulaire, possibilité de travail aux petits angles, rejection du bruit de fond ...).

Les dispositifs expérimentaux utilisés lors de ces deux expériences, ainsi que les résultats qu'ils ont permis d'obtenir sont décrits dans le chapitre II. Le chapitre III présente quelques éléments théoriques nécessaires à la compréhension et à l'analyse des données de diffusion élastique. Enfin les principaux résultats obtenus au cours de cette analyse sont développés et discutés dans le chapitre IV.

Chapitre II

METHODES EXPERIMENTALES

Le chapitre I a démontré l'intérêt de l'étude de la diffusion élastique dans le domaine d'énergie couvert par le GANIL. Il ne faut pas en cacher les difficultés qui proviennent essentiellement du fait qu'aux énergies considérées, les ions diffusés élastiquement sont focalisés dans un cône très étroit autour de 0° . A titre d'exemple, le tableau II.1 donne les valeurs des angles d'effleurement pour nos différents systèmes à 94 MeV/u.

Tableau II.1

Angles et moments angulaires d'effleurement pour les cinq systèmes considérés, à 94 MeV/u

Système	$\theta_{gr}(\text{lab})$ en degrés	λ_{gr} (\hbar)
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	0,44	88
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	0,86	156
$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	1,13	189
$^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$	1,96	265
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	3,55	336

Cette focalisation est lourde de conséquences pour les distributions angulaires à étudier. Si elles sont de type Fresnel, leur partie intéressante, qui comprend les oscillations et le début de la décroissance exponentielle, se situe en-deçà de l'angle d'effleurement. Il faut donc faire des mesures très à l'avant, ce qui nécessite une excellente précision angulaire. La situation n'est pas meilleure pour les distributions angulaires de type Fraunhofer : si le domaine sur lequel leurs oscillations

peuvent se développer n'est plus limité, en revanche de nouvelles difficultés surgissent qui sont liées à la période des oscillations. Cette pé-

riode varie comme l'inverse du moment angulaire d'effleurement λ_g , $\Delta\theta = \pi/\lambda_g$. Compte-tenu des grandes valeurs que peut atteindre λ_g aux énergies qui nous intéressent (voir tableau II.1), cette période est parfois inférieure au degré. Il est donc impératif d'avoir aussi une excellente résolution angulaire. Les dispositifs expérimentaux utilisés devront être adaptés à ces très fortes contraintes.

1. EXPERIENCE CYRANO

Les distributions angulaires mesurées sur les cibles de ^{12}C , ^{40}Ca , ^{90}Zr et ^{208}Pb ont été obtenues grâce à un dispositif installé dans la chambre à réaction de grand diamètre appelée "CYRANO".

1.1 Dispositif expérimental (Fig. II.1)

1.1.1 Description de CYRANO

Cette chambre a un diamètre extérieur de 2 m, une hauteur de 1,7 m et doit son nom à un appendice appelé "nez" situé en amont de la chambre proprement dite. En fonction des expériences, les cibles peuvent être installées soit au centre de la chambre, soit en deux autres positions situées dans le nez, l'une juste à l'entrée de la chambre, et l'autre à un mètre en amont de l'entrée.

Afin d'obtenir la précision et la résolution angulaire désirées, nous avons installé nos cibles dans la position la plus avancée et fixé le système de détection, un simple télescope de jonctions silicium, sur un bras de 2,7 m de longueur centré sur le sas à cibles et pouvant couvrir des angles compris entre $\pm 13,5^\circ$, de part et d'autre du faisceau (Fig. II.1). La distance cible-télescope est de $2,462 \pm 0,001$ m et l'angle du bras est connu au cinquantième de degré près.

1.1.2 Caractéristiques et focalisation du faisceau

L'énergie exacte du faisceau de ^{16}O est de 94,0 MeV/u ; elle est obtenue à partir de la mesure du B_p dans le spectromètre α qui sert à analyser le faisceau à la sortie des cyclotrons du GANIL. Nous avons utilisé des intensités comprises entre 0,2 nA et quelques dizaines de nA. Des intensités supérieures étaient disponibles mais nous avons été limités par le taux de

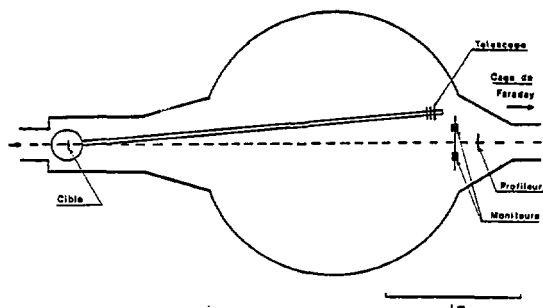


Fig. II.1 - Dispositif expérimental.

comptage des autres produits de réaction dans les détecteurs. La résolution en énergie du faisceau $\Delta E/E$ est inférieure à 10^{-3} puisque la résolution mesurée, incluant aussi la résolution des détecteurs avoisine 10^{-3} ($1,5 \text{ MeV} < \Delta E < 2 \text{ MeV}$, voir Fig. II.6).

Pour atteindre la précision et la résolution angulaires requises avec le présent montage expérimental, il faut optimiser l'optique du faisceau, en particulier en focalisant le faisceau sur un profilleur placé sur l'axe du faisceau près du système de détection. Le principe de la méthode est illustré sur la Fig. II.2 : lorsque le faisceau est focalisé à l'intersection de l'axe défini par le faisceau et le cercle tangent à la cible et au détecteur (point F), l'angle de diffusion d'une particule détectée est indépendant du point d'impact sur la cible. De plus la résolution angulaire dépend en fait uniquement de la dimension du faisceau en F et de la résolution spatiale du détecteur qui est de 2 mm. Par rapport à la Fig. II.2, le profilleur sur lequel est effectuée la focalisation se trouve reculé de 20 à 30 cm par rapport au point F. Ceci entraîne une dégradation négligeable de la précision et de la résolution angulaires, car la

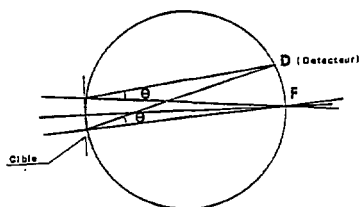


Fig. II.2 - Principe de la focalisation du faisceau près du système de détection.

se trouve reculé de 20 à 30 cm par rapport au point F. Ceci entraîne une dégradation négligeable de la précision et de la résolution angulaires, car la

seule quantité importante est la dimension du faisceau en F. Le profileur utilisé est constitué d'un ensemble de fils horizontaux et verticaux séparés de 0,5 mm. Il permet donc d'avoir une mesure assez précise de la forme et de la taille du faisceau. Tout au long de l'expérience, la largeur du faisceau n'a guère dépassé 2 mm.

Dans ces conditions, nous avons obtenu une résolution angulaire inférieure à $0,05^\circ$ et une précision angulaire de l'ordre de $0,02^\circ$. Cette précision angulaire et les qualités intrinsèques du faisceau ont rendu possibles des mesures vers l'avant jusqu'à $0,6^\circ$.

1.1.3 Le télescope de détection

Le premier étage du télescope est constitué d'une jonction à localisation de $1000 \mu\text{m}$ d'épaisseur et dont les dimensions sont $47 \times 8 \text{ mm}$. Viennent ensuite deux détecteurs silicium à diffusion de lithium de 300 mm^2 de surface et d'épaisseur $5000 \mu\text{m}$ (le parcours moyen des ^{16}O de 1500 MeV dans le Si est d'environ 9,6 mm).

Devant ce télescope se trouve un collimateur de tantale de 2 mm d'épaisseur, percé de quatre fentes de dimension $2 \times 5 \text{ mm}$. Chaque fente délimite un angle solide de $1,65 \times 10^{-3} \text{ msr}$, et l'écart angulaire entre les milieux de deux fentes consécutives est d'environ $0,1^\circ$. Ce dispositif permet de mesurer la section efficace de diffusion élastique simultanément en quatre points de la distribution angulaire. Ceci est très appréciable, particulièrement vers les angles arrière, où les sections efficaces sont très petites et où les mesures deviennent donc très longues.

1.1.4 Moniteurs et cage de Faraday

La normalisation relative des différentes mesures est assurée par deux détecteurs Si-Li de $5000 \mu\text{m}$ d'épaisseur installés au fond de CYRANO. Un disque de cuivre de 2,5 mm d'épaisseur est placé devant chacun de ces détecteurs pour pouvoir arrêter les ^{16}O de 1500 MeV dans les moniteurs et obtenir un pic élastique. La distance entre les moniteurs et le faisceau est ajustable de manière à avoir, pour toutes les cibles, un taux de comptage raisonnable sur les détecteurs.

La cage de Faraday installée dans le prolongement de CYRANO (Fig. II.1) permet de mesurer la charge intégrée. Cette cage de Faraday présentait un courant de fuite d'une intensité de l'ordre de 1 enA qui s'est révélé très gênant lors des mesures aux angles avant utilisant quelques dixièmes de enA. Les mesures de la charge intégrée ont été utilisées uniquement pour la normalisation absolue des mesures faites aux angles arrière où l'intensité du faisceau était de l'ordre de quelques dizaines de enA.

1.2 Cibles

Nous avons utilisé durant l'expérience :

- une cible de ^{12}C de 1,090 mg/cm² ;
- une cible de ^{40}Ca d'environ 1 mg/cm². Cette cible s'est oxydée au cours des diverses manipulations et son épaisseur n'a pas pu être mesurée ;
- une cible de ^{90}Zr de 0,637 mg/cm² ;
- une cible de ^{208}Pb de 1,25 mg/cm².

L'épaisseur de ces cibles (sauf pour la cible de ^{40}Ca) a été obtenue par la mesure de la perte d'énergie des particules α émises par une source de thoron. L'erreur sur l'épaisseur est évaluée à $\pm 3\%$.

A l'énergie considérée, les effets du stragglng en énergie et du stragglng angulaire sont totalement négligeables :

$$\delta E < 70 \text{ keV} , \delta \theta < 0,02^\circ \quad [\text{Se-79}]$$

1.3 Montage électronique et acquisition

Le montage électronique utilisé lors de cette première expérience est schématisé sur la Fig. II.3. Il se divise en trois parties :

- Les voies linéaires transportant des signaux analogiques d'amplitude proportionnelle à l'énergie déposée dans chacun des détecteurs du télescope et des moniteurs et à la position de l'événement physique sur le détecteur à localisation. Ces signaux sont digitalisés par les codeurs ADC de l'acquisition GANIL.

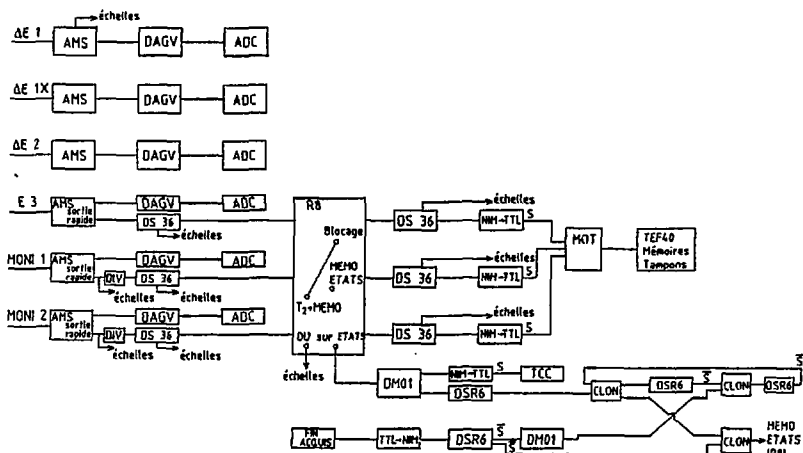


Fig. II.3 - Montage électronique. AMS : Amplificateur lent + amplificateur rapide + discriminateur ; DAGV : Double amplificateur à gain variable ; DIV : Diviseur ; ADC : codeur ; DS36 : Distributeur de Sortie ; DM01 : Double Monostable ; DSR6 : Distribution de Sorties Rapides ; RB : voir texte.

- Les voies rapides : les sorties des amplificateurs rapides reliés aux détecteurs E_3 , Moni I et Moni II signalent la présence d'un événement sur chacun de ces détecteurs au module RB qui gère toutes les voies logiques. Les détecteurs E_1 et E_2 ne sont pas reliés au RB, car compte tenu du parcours moyen des ^{16}O de 1503 MeV dans le silicium, seuls nous intéressent les événements associés à des particules qui arrivent jusqu'au troisième détecteur du télescope.

- Le circuit logique : le module RB permet de localiser les informations qui lui parviennent pendant un temps de coïncidence T_1 . A la fin de T_1 , il déclenche le codage de ces informations et interdit la prise en compte de nouveaux événements physiques jusqu'à ce qu'il ait reçu le signal de fin d'acquisition. Le schéma en temps de cette partie de l'électronique (Fig. II.4) précise la procédure.

Un mot d'identification est associé à chaque élément et transmis aux mémoires tampons du module TEF40.

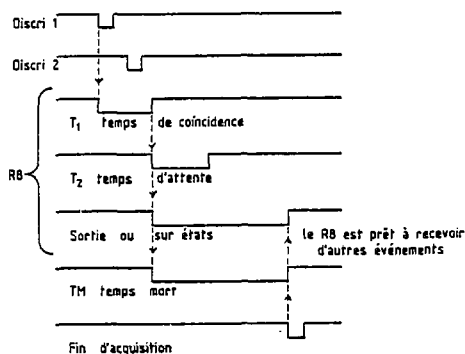


Fig. II.4 - Schéma en temps de la partie "électronique logique".

Un événement physique qui déclenche le télescope est caractérisé par cinq paramètres :

- le mot d'identification ;
- la perte d'énergie dans la première jonction E_1 ;
- le paramètre $E_1 \times 0 \leq x < 1$ qui permettra de connaître la position de l'impact ;
- la perte d'énergie dans la deuxième jonction E_2 ;
- la perte d'énergie dans la troisième jonction E_3 .

Un événement physique qui déclenche une des deux monitrices est caractérisé par deux paramètres :

- le mot d'identification ;
- la perte d'énergie dans la jonction.

L'utilisation des mémoires tampons a pour but de réduire le temps mort lorsque le taux de comptage est très élevé. Ces mémoires tampons reçoivent les informations sur les événements physiques qui arrivent de manière aléatoire et les renvoient à l'acquisition par paquets à intervalles réguliers.

Pour un taux de comptage de 600 événements par seconde, le temps mort avoisine 5 %. Le temps mort est déterminé par la comparaison de deux échelles, donnant l'une le nombre d'événements bruts qui parviennent à l'acquisition, et l'autre le nombre d'événements effectivement acquis. Nous avons veillé à ce que le temps mort ne dépasse jamais 10 ou 15 %.

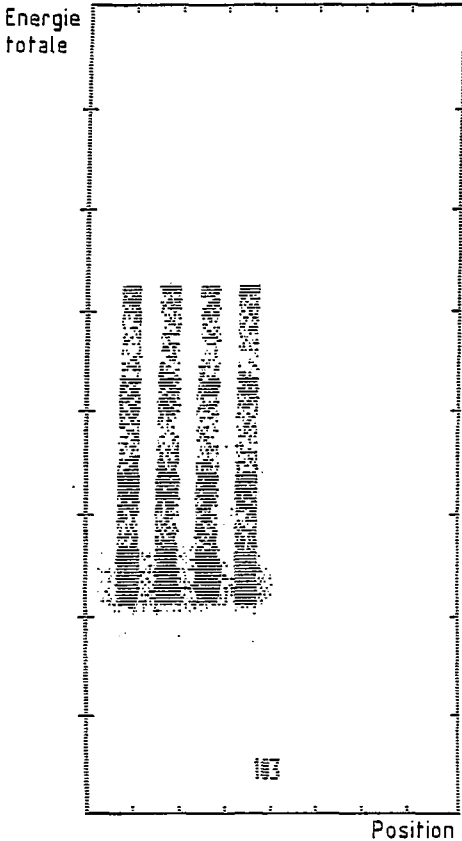


Fig. II.5 - Matrice énergie totale-position.

correspondant au premier niveau excité du ^{12}C à 4,44 MeV est complètement séparé de l'élastique.

La mise sur bande des données se fait événement par événement ; pour chaque événement on enregistre tous les paramètres cités plus haut, se rapportant aux télescopes et aux moniteurs.

Le contrôle en ligne de l'expérience est réalisé en visualisant des spectres monodimensionnels et bidimensionnels bruts ou conditionnés : spectres énergie totale, position, identification, énergie totale conditionnée par la position, matrices (position x E totale), (identification x E totale) ... La Fig. II.5 donne un exemple de matrice (position x énergie totale) typique où les quatre fentes sont bien visibles. Si on projette cette matrice sur l'axe énergie totale, on obtient un spectre dont un exemple est donné par la Fig. II.6 dans le cas du système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ à $\theta_{\text{lab}} = 1,1^\circ$.

Le traitement qui permet de calculer les divers paramètres conditionnés est effectué pour tous les événements. Grâce à ce traitement, nous avons pu obtenir, en ligne, une première ébauche des différentes distributions angulaires. En cours d'expérience, nous avons répété certaines mesures pour vérifier que nos résultats étaient bien reproductibles.

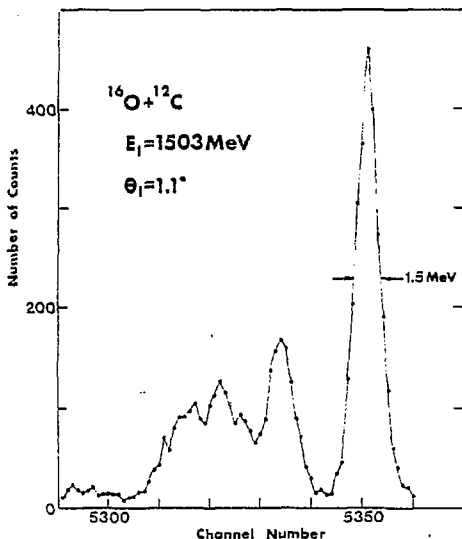


Fig. 11.6 - Spectre énergie obtenu pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ à $\theta_{1ab} = 1,1^\circ$.

1.4 Normalisation des mesures

Les valeurs des sections efficaces sont obtenues grâce à la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{1ab}} \right) \text{cm}^2/\text{sr} = \frac{N_d}{F \cdot N_c \cdot \Delta\Omega} \frac{1}{(1 - T_m)}$$

où N_d = nombre de particules détectées

F = nombre de particules incidentes

N_c = nombre de noyaux cibles par cm^2

$\Delta\Omega$ = angle solide de détection

T_m = temps mort

L'incertitude sur la normalisation absolue provient des erreurs sur la mesure des épaisseurs de cibles, du courant de fuite sur la cage de Faraday et de l'erreur sur la surface des fentes qui intervient dans l'angle solide. Cette incertitude est de l'ordre de $\pm 5\%$.

La normalisation absolue des sections efficaces peut aussi être obtenue par comparaison aux prédictions des calculs du modèle optique aux angles avant où la distribution angulaire dépend très peu du potentiel choisi. L'incertitude de cette méthode peut être estimée à $\pm 10\%$ dans le cas du ^{12}C et à $\pm 5\%$ pour les autres cibles. Dans le cas de la cible de ^{40}Ca qui s'est oxydée au cours de l'expérience la mesure de l'épaisseur n'a pas été possible ; par conséquent seule cette méthode a pu être utilisée. Pour les autres cibles, ces deux méthodes donnent des résultats tout-à-fait cohérents.

1.5 Présentation des résultats

Les Figs. II.7 à II.10 présentent les distributions angulaires de diffusion élastique mesurées, respectivement pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Ces sections efficaces de diffusion sont rapportées à la section efficace de diffusion Rutherford et sont exprimées dans le référentiel du centre de masse. Il est important de noter que, pour passer du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse, nous avons utilisé des transformations relativistes car à l'énergie incidente considérée, les corrections relativistes sont déjà très importantes [Az-84] : pour $E/A = 94$ MeV/u le paramètre $\beta = v/c$ vaut environ 0,4. Nous avons ensuite tracé dans le référentiel du centre de masse le rapport des sections efficaces de diffusion élastique à la section efficace Rutherford. Pour calculer cette dernière, nous avons employé les valeurs relativistes du moment k et de la masse réduite μ .

La forme des distributions angulaires change profondément avec la masse du système. Pour le système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ la distribution angulaire de type Fresnel est totalement dominée par la diffusion vers les angles positifs et par les effets d'arc-en-ciel coulombien. Pour les deux systèmes intermédiaires, de fortes oscillations apparaissent, qui sont dues à des interférences de type Fraunhofer entre les deux amplitudes provenant de chaque côté du noyau. Enfin l'amplitude provenant des angles négatifs domine la distribution $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ pour laquelle on observe une décroissance pratiquement exponentielle aux angles arrière.

La distribution angulaire de diffusion inélastique sur le niveau 2^+ du ^{12}C à 4,4 MeV est présentée sur la Fig. II.11. Son comportement est très voisin de celui de la distribution angulaire de diffusion élastique $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, mais les oscillations sont approximativement hors de phase.

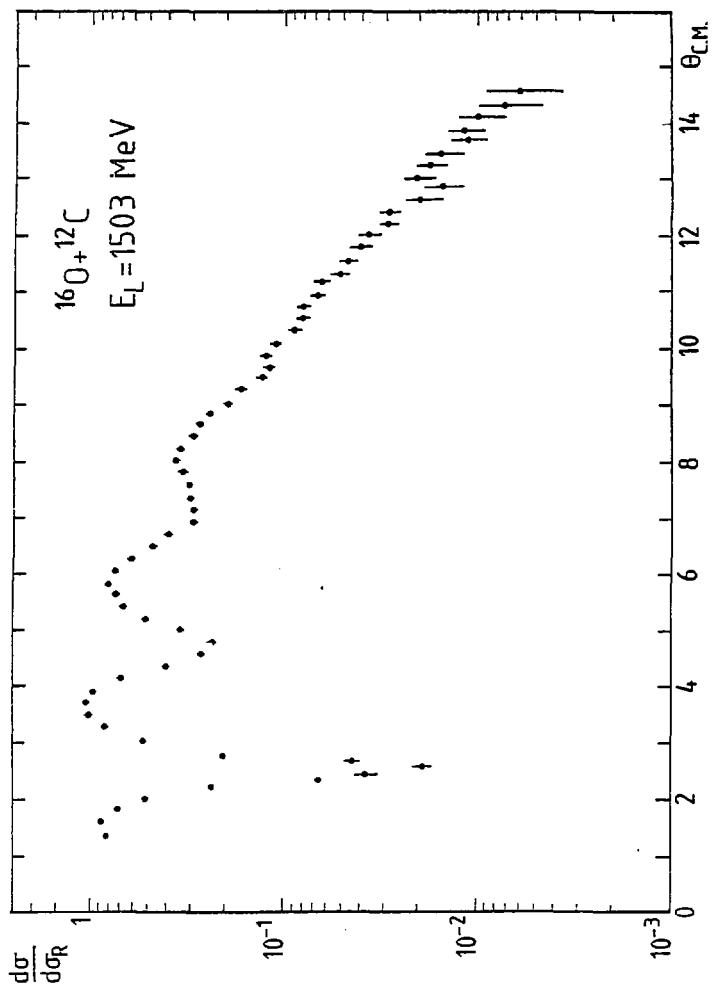


Fig. II.7 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ à 1503 MeV.

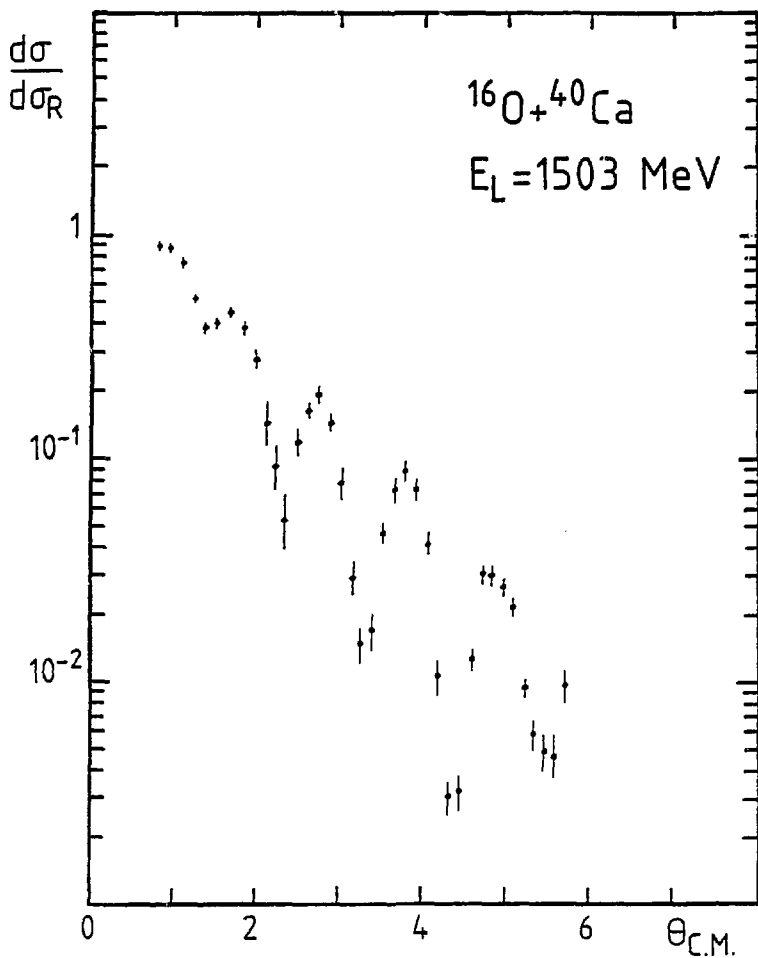


Fig. II.8 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ à 1503 MeV.

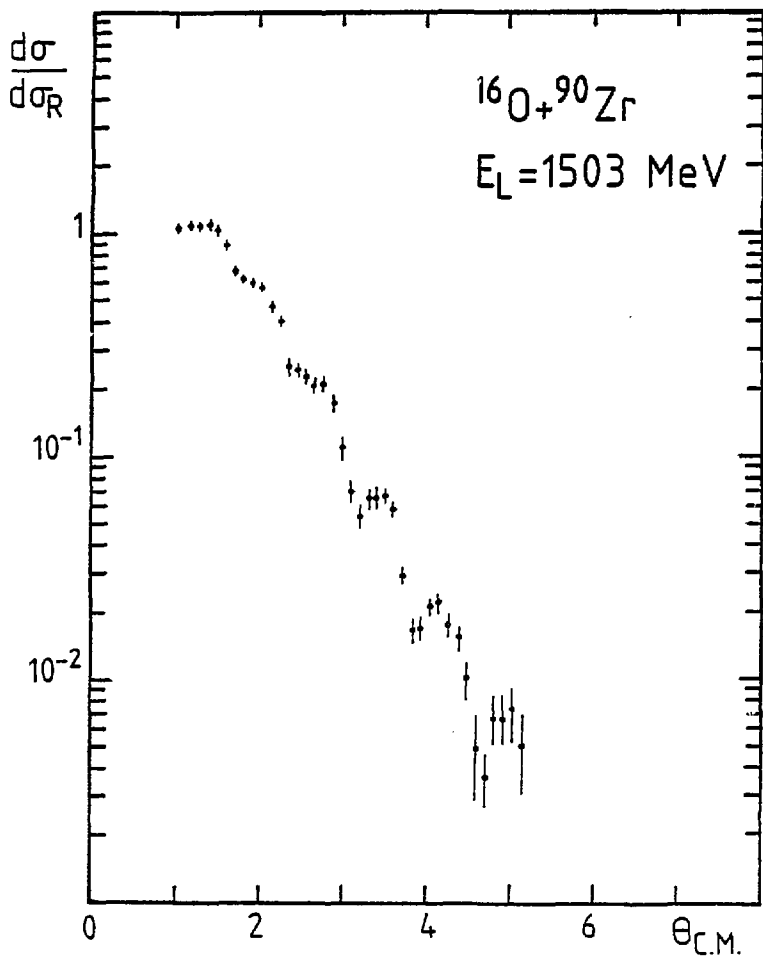


Fig. II.9 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ à 1503 MeV.

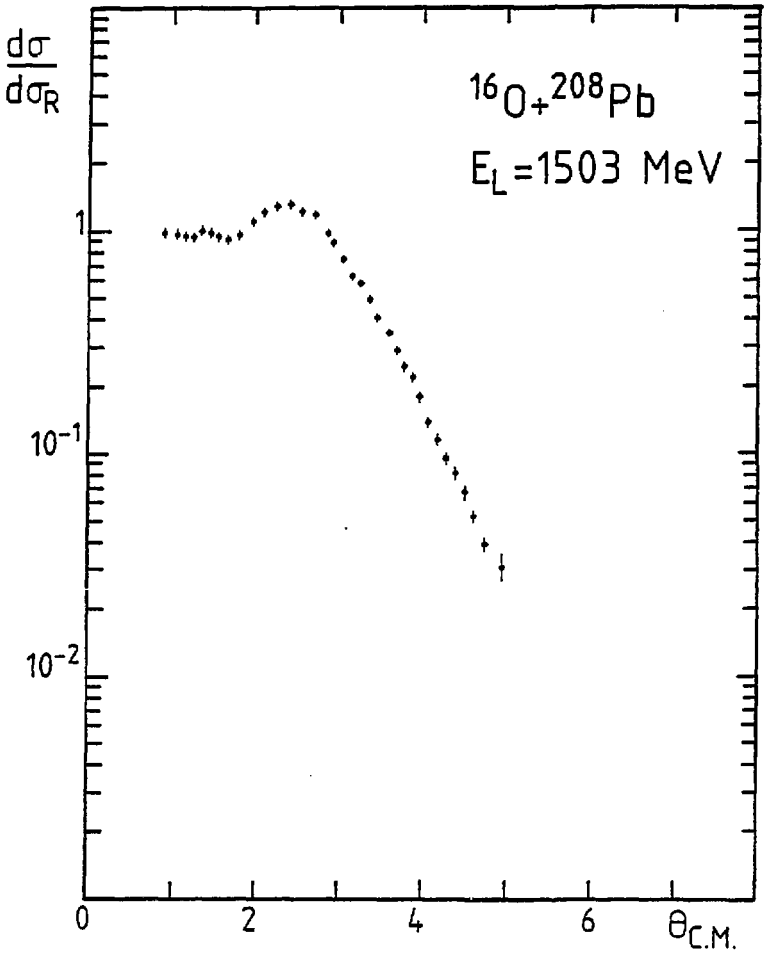


Fig. II.10 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à 1503 MeV.

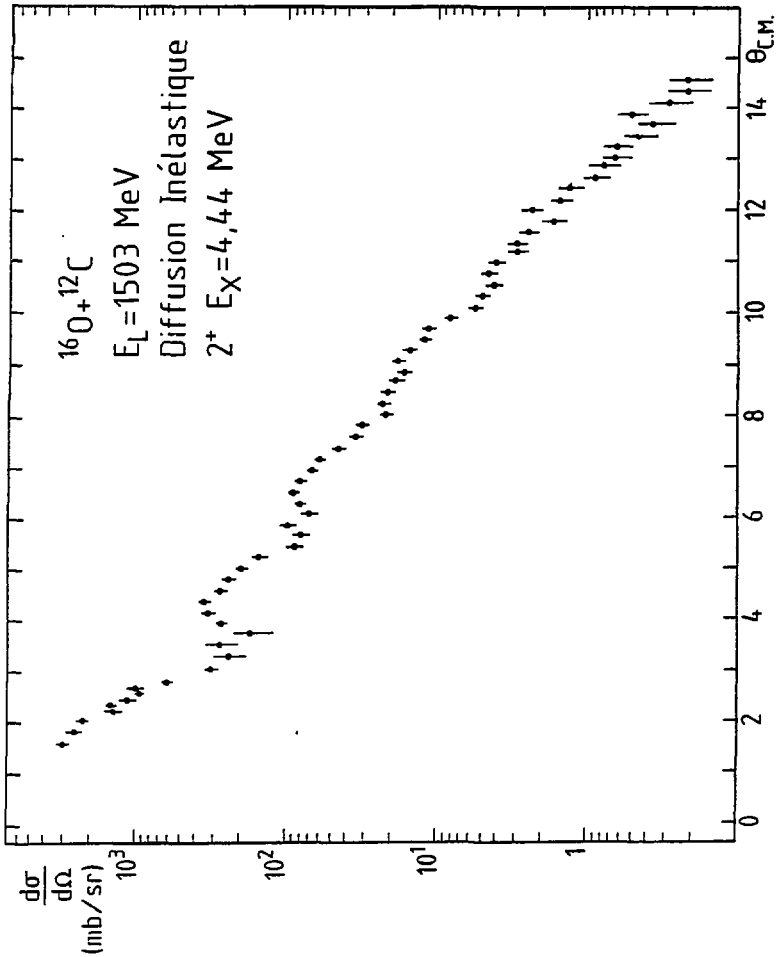


Fig. II.11 - Distribution angulaire de diffusion inélastique de ^{16}O sur le niveau 2^+ (4,439 MeV) du ^{12}C .

Dans cette expérience une mesure a aussi été faite pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ dont la distribution angulaire doit, au vu des résultats précédents, encore présenter une composante négative importante et permettre d'étudier la transition entre les figures de type Franhofer et celles dites à basse énergie du type ion léger. Compte tenu de la résolution en énergie des détecteurs qui n'était pas suffisante pour séparer complètement le pic élastique du premier pic inélastique à $E^* = 1,78$ MeV, les données utilisables pour cette cible ne couvrent qu'un faible domaine angulaire entre $\theta_{\text{cm}} = 1,2^\circ$ et $\theta_{\text{cm}} = 4^\circ$. Ceci nous a conduit à utiliser SPEG pour compléter cette distribution que nous pensons importante, pour notre étude systématique. Les données obtenues sur CYRANO ont toutefois été utiles pour normaliser la distribution angulaire aux angles avant.

2. EXPERIENCE SPEG

2.1 Description du spectromètre

2.1.1 Principe général

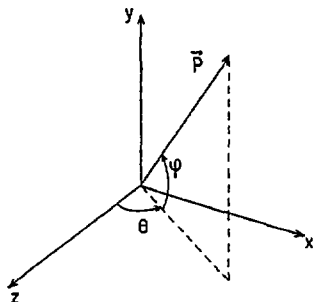
Le spectromètre à perte d'énergie du GANIL est représenté sur la Fig. II.12. Il a été conçu pour séparer les produits de réactions issus de la cible et mesurer le Q d'une réaction, ceci avec une résolution en énergie de l'ordre de 2 ou 3×10^{-4} , alors que la dispersion en énergie des faisceaux délivrés par le GANIL est d'environ 10^{-3} . Dans un tel spectromètre, le Q de la réaction est déterminé grâce à la double mesure de l'impulsion du projectile et de l'éjectile. A cette fin, la cible est placée entre deux ensembles magnétiques : l'analyseur et le spectromètre. L'analyseur disperse le faisceau sur la cible et est réglé de façon que toutes les trajectoires correspondant à la même réaction se retrouvent au même endroit de la focale du spectromètre.

Le spectromètre doit pouvoir compenser les effets de dispersion en énergie du faisceau incident, les effets dus à l'ouverture angulaire du faisceau sur la cible ainsi que les effets cinématiques. Nous ne nous étendons pas sur les deux premiers effets (voir par exemple [Hou-74]). Le paragraphe 2.1.3 indique quels sont les éléments qui assurent ces compensations. Les corrections des effets cinématiques sont discutées plus en détail au paragraphe 2.1.5.

2.1.2 Système de coordonnées

Afin de faciliter la compréhension de ce qui suit il est utile de définir un repère cartésien local (0, x, y, z) direct (Fig. II.13) :

- Oz : tangent à l'axe optique de même direction que la particule
- Ox : perpendiculaire à Oz et dans le plan de déviation
- Oy : perpendiculaire au plan de déviation
- θ : angle que fait avec z la projection de l'impulsion \vec{p} sur le plan xz
- ϕ : angle que fait l'impulsion \vec{p} avec sa projection sur le plan xy.



2.1.3 Description des différents éléments magnétiques [Bi-81]

A partir du point objet formé par le GANIL, les premiers éléments magnétiques

que rencontre le faisceau sont les quadrupôles Q_{25} et Q_{26} , dont la fonction est de former une image intermédiaire pour le reste de la ligne. Ce point objet de dimensions très réduites (0,4 mm x 0,4 mm) coïncide avec le wobbler sur la Fig. II.12. Les quadrupôles Q_{25} et Q_{26} assurent aussi la compensation de l'ouverture angulaire du faisceau. L'élément magnétique suivant est l'aimant d'analyse, c'est lui qui permet la compensation de la dispersion en énergie du faisceau incident et par là détermine la résolution. A l'entrée de cet aimant d'analyse, les fentes horizontales FH24 contrôlent la divergence angulaire du faisceau, donc l'ouverture angulaire qu'il aura sur la cible et par conséquent la résolution angulaire. Sur les pôles de l'aimant d'analyse sont fixées des tôles appelées shims mécaniques, qui conjointement aux shims électriques et aux sextupôles S_{31} et S_{32} corrigent les aberrations en (x/θ^2) et (x/ϕ^2) sur la cible et modifient l'orientation de la focale de l'analyse de manière à ce qu'elle coïncide avec l'orientation de la cible. Entre l'aimant et la cible, outre ces deux sextupôles se trouvent aussi deux quadrupôles Q_{32} et Q_{33} qui, d'une part permettent d'ajuster les images, respectivement verticale et horizontale données par l'aimant d'analyse, au niveau de la cible, d'autre part contrôlent les valeurs des dispersions spatiales et angulaires du faisceau incident.

Fig. II.13 - Système de coordonnées utilisé en optique magnétique.

Après la cible et avant les deux dipôles du spectromètre se trouvent le quadrupôle Q_{35} est le sextupôle S_{36} . Le quadrupôle Q_{35} est focalisant dans le plan vertical et donne aux particules une direction sensiblement parallèle au plan médian de l'aimant du spectromètre. Le sextupôle S_{36} sert principalement à compenser l'aberration (x/ϕ^2) et réduit aussi dans une large mesure l'aberration ($y/\theta\phi$).

L'élément suivant est constitué par un ensemble de deux dipôles. Leur structure a été choisie pour réduire au maximum le bruit de fond sur la détection en évitant les cibles parasites, en particulier dans le cas d'expériences au voisinage de 0° . Ils sont de type C pour pouvoir laisser sortir le faisceau primaire sur la gauche, lorsque les particules incidentes ont une rigidité magnétique supérieure à celle des particules analysées. De plus, l'espace entre les deux aimants permet d'aménager un arrêt de faisceau primaire convenablement blindé, lorsque les particules incidentes ont une rigidité magnétique inférieure à celle des particules analysées.

Les deux dipôles sont désignés sur la Fig. II.12 par D_4P . L'action combinée de l'inclinaison de leurs faces de sortie, des shims électriques D_4SH et du sextupôle S_{36} minimise les aberrations (x/θ^2) et (x/ϕ^2) et oriente la focale horizontale presque perpendiculairement à l'axe optique. Les bobines désignées par D_4CS et D_4NC permettent de corriger des défauts de champ dans les deux dipôles et aident à rendre ce champ uniforme dans tout l'entrefer des aimants. Quant aux bobines de correction D_4C1 et D_4C2 , elles servent à équilibrer le champ entre les deux dipôles. Le dernier élément magnétique est le quadrupôle Q_{41} , dont le rôle est d'annuler la dispersion angulaire du spectromètre. Il est suivi de quatre caissons amovibles qui contiennent l'ensemble de la détection.

2.1.4 Caractéristiques principales du SPEG

Elles sont regroupées dans le tableau II.2

Tableau II.2

La résolution en moment mesurée lors d'un test avec un faisceau de ^{40}Ar à 44 MeV/u sur une cible d'or est meilleure que la résolution nominale, elle vaut $\Delta p/p = 8 \times 10^{-5}$.

Dispersion	8 cm par % en moment
Acceptance en moment	7 %
Surface focale	plan faisant un angle de 8° avec la perpendiculaire à l'axe optique
Résolution	$\Delta p/p = 10^{-4}$
Acceptance angulaire :	
- horizontale	= 35 msr
- verticale	± 35 msr

2.1.5 Possibilité de compensation des effets de cinématique

Compte tenu du grand angle solide de SPEG qui permet de couvrir une large plage angulaire, les effets cinématiques peuvent être particulièrement importants. Lorsqu'il est placé à l'angle θ_0 , le spectromètre analyse toutes les particules diffusées entre les angles $\theta_0 - \Delta\theta$ et $\theta_0 + \Delta\theta$. Dans le cas d'une cible infiniment lourde, le spectromètre focalise sur la focale théorique quel que soit l'angle de diffusion. Dans le cas contraire, les particules diffusées à l'angle $\theta_0 - \Delta\theta$ ont, pour un Q de réaction fixé, plus d'énergie, sont donc moins courbées et leurs trajectoires coupent l'axe optique en aval de la focale théorique (Fig. II.14). Il en est de même pour les particules diffusées à l'angle $\theta_0 + \Delta\theta$ qui ont moins d'énergie et sont donc plus courbées.

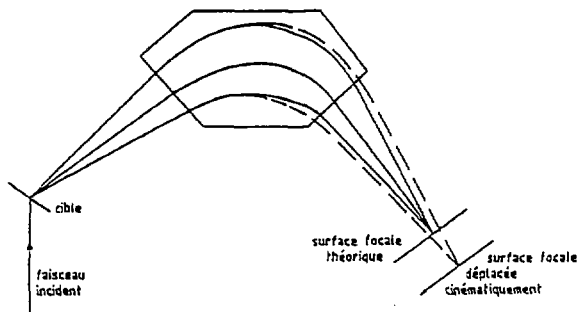


Fig. II.14 - Effet de l'ouverture angulaire horizontale du spectromètre.

On peut développer $\delta = dp/p$ au voisinage de l'angle θ_0

$$\delta = K \Delta\theta + K' \Delta\theta^2 + \dots$$

avec

$$K = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta}, \quad K' = \frac{1}{2p} \frac{d^2p}{d\theta^2}, \dots$$

La correction cinématique consiste à compenser les effets défocalisants dus aux termes en $\Delta\theta$, $\Delta\theta^2$... Le terme en $\Delta\theta$ peut être corrigé grâce au quadrupole Q_{u1} et celui en $\Delta\theta^2$ grâce aux shims électriques. Si les effets cinématiques du premier ordre ne sont pas compensés, la focale recule de 70 cm pour une variation de K de 0,1.

2.1.6 Chambre à cibles

Le spectromètre est complété par une chambre à cibles de 60 cm de rayon et de 40 cm de hauteur, équipée d'un sas à cibles pouvant contenir six cibles. Cette chambre, qui tourne avec le spectromètre, comporte trois bras (deux de 30 cm de long dont le mouvement est indépendant de celui de la chambre et un de 50 cm de long dont la rotation est liée à celle de la chambre). Sur l'un des bras de 30 cm, nous avons fixé un profileur de faisceau, de manière à contrôler l'alignement du faisceau au niveau de la cible. Sur l'autre bras de 30 cm se trouve un détecteur solide qui a servi lors de la détermination de l'angle θ . Enfin le dernier bras est occupé par une cage de Faraday placée à 0° pour arrêter le faisceau et avoir une mesure de son intensité. Un masque escamotable comprenant une dizaine de fentes de 1 mm de large, espacées de 5 mm, et servant à la détermination du grossissement angulaire est accroché au couvercle de la chambre. A la sortie de cette chambre des lèvres horizontales et verticales définissent l'ouverture du spectromètre. Les lèvres verticales se trouvent directement à la sortie de la chambre, alors que les lèvres horizontales sont placées derrière les éléments Q_{35} et S_{36} (Fig. II.12). L'ouverture maximale est de $\pm 2^\circ$ dans les deux plans ; le calcul de l'ouverture horizontale doit tenir compte des effets dus aux éléments magnétiques.

2.1.7 Système de détection standard

Le système de détection doit permettre d'exploiter au mieux les qualités intrinsèques du spectromètre. En particulier, les détecteurs doivent avoir une résolution en position inférieure au mm. Ils doivent fournir une bonne identification des particules et permettre de reconstruire les trajectoires. Pour atteindre ces objectifs, le système de détection comprend quatre détecteurs gazeux :

- deux chambres à dérive, équipée chacune d'un compteur proportionnel pour la mesure des positions horizontales et verticales ;
- un système de plaques parallèles qui fournit un signal temps et une mesure de position x ;
- une chambre à ionisation qui sert principalement à mesurer la perte d'énergie des ions mais fournit également trois mesures de position en x et une mesure en y .

2.1.7.1 Chambres à dérives

La Fig. II.15 présente une vue en coupe d'une des chambres à dérives. Les dimensions sont les suivantes : 80 cm de longueur utile, 12 cm de hauteur utile et une épaisseur de 2 cm. Cette épaisseur permet d'obtenir une perte d'énergie suffisante pour avoir un signal de bonne qualité, même pour les ions les plus légers. Les fenêtres d'étanchéité sont très minces (2,5 μm) car la résolution ne doit pas être affectée par la dispersion spatiale des trajectoires due à la traversée de ces fenêtres. Compte tenu de cette épaisseur très faible, les pressions de fonctionnement sont de l'ordre d'une vingtaine de torrs. Le gaz utilisé est l'isobutane.

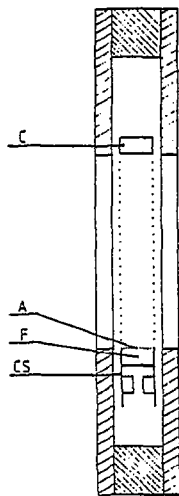


Fig. II.15 - Vue en coupe d'une chambre à dérives. C : cathode ; A : anode ; F : fil de multiplication ; CS : cathode du compteur proportionnel.

Le détecteur est constitué de deux parties :

- la chambre à dérives proprement dite dans laquelle les électrons créés lors du passage d'un ion migrent vers l'anode sous l'action du champ électrique dû à la différence de potentiel entre anode et cathode ($V_A = 0$, $V_C = -1000$ V) ;

- un compteur proportionnel dont le fil porté à un potentiel élevé ($V_F = 800$ V) permet de multiplier le nombre d'électrons, grâce au phénomène d'avalanche. Les électrons ainsi récoltés sur le fil chargent la cathode du compteur proportionnel par induction. Afin de localiser cette induction, la cathode est formée de petites

bandes de 1 mm de large séparées de 2,5 mm et reliées entre elles par des lignes à retard.

La position horizontale de l'événement est déduite de la différence des temps d'arrivée du signal à chaque extrémité de la ligne à retard. La résolution optimale obtenue est d'environ 0,6 mm. Compte tenu de la dispersion de 8 cm par % en moment, cela correspond à une résolution en moment $\Delta p/p \sim 8 \times 10^{-5}$.

La position verticale est donnée par le temps de dérives des électrons dans la chambre. Comme la vitesse de dérives est très faible par rapport à la

vitesse de propagation des signaux, ce temps est obtenu par la différence de temps entre le signal donné par les plaques parallèles et le signal collecté sur le fil de multiplication. La résolution nominale sur la position verticale est proche de 0,3 mm.

2.1.7.2 Plaques parallèles

Le système de plaques parallèles est constitué de deux plaques aluminisées entre lesquelles on établit une différence de potentiel proche de la limite de claquage. Une particule ionisante passant entre les deux plaques provoque une avalanche. Le temps de montée du signal est très rapide ce qui permet d'obtenir une très bonne résolution en temps (100 à quelques centaines de ps). La localisation est obtenue grâce à des bandes verticales dessinées sur les plaques et reliées entre-elles par une ligne à retard. La mesure de la différence de temps d'arrivée aux deux extrémités de la ligne à retard permet de connaître la position de la particule. La résolution (1 à 2 mm) est moins bonne que celle des chambres à dérive. Ces plaques parallèles ont donc essentiellement servi à mesurer le temps d'arrivée des particules sur les détecteurs.

2.1.7.3 Chambre à ionisation

La Fig. II.16 présente un schéma simplifié de la chambre à ionisation. Elle comprend une cathode, une grille et une anode divisée en trois sections. Entre les différentes sections de l'anode se trouve une goulotte dans laquelle est tendu un fil résistif porté à une tension positive (les diverses polarisations sont portées sur la Fig. II.16). La largeur utile de la chambre est de 70 cm, sa hauteur utile de 12 cm et sa profondeur 60 cm. La pression de fonctionnement avoisine 500 mb. A cette pression, les ions ^{16}O de 1503 MeV ne sont pas arrêtés dans la chambre, ils y perdent seulement 40 MeV.

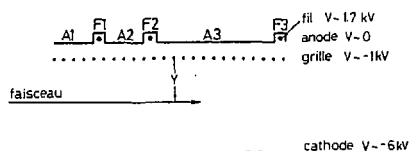


Fig. II.16 - Schéma simplifié de la chambre à ionisation.

La perte d'énergie est donnée par la mesure de la charge collectée sur les trois anodes. Bien que l'énergie totale de la particule ne soit pas connue dans cette expérience, l'information ΔE est suffisante pour identifier parfaitement les particules qui nous intéressent.

La détermination de la position horizontale se fait par division de charges sur les fils proportionnels F_1, F_2, F_3 . La résolution sur la position horizontale avoisine 2 à 3 mm et se dégrade quand on passe du fil 1 aux fils 2 puis 3, à cause de la dispersion due à la traversée d'une épaisseur de gaz de plus en plus importante. La position verticale est connue par la différence de temps entre le signal donné par les plaques parallèles et le signal collecté sur l'un des fils.

2.1.8 Electronique et acquisition

La Fig. II.17 présente un schéma simplifié de l'électronique associée à la détection. On y retrouve approximativement les mêmes composantes que dans l'expérience CYRANO, mais la partie logique, tout en restant très simple, est un peu plus élaborée.

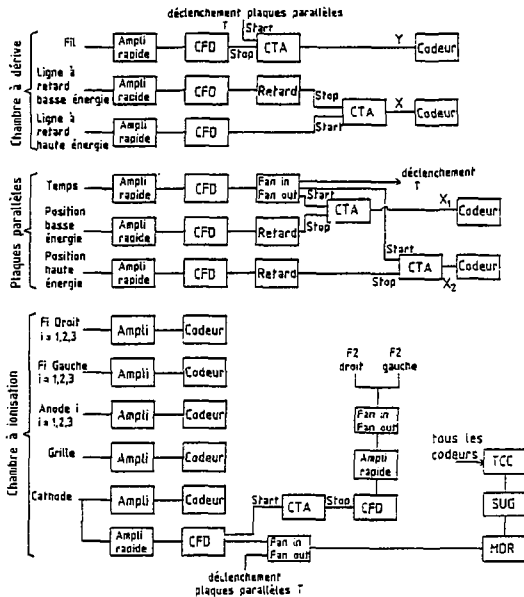


Fig. II.17 - Schéma simplifié de l'électronique. CFD : discriminateur à fraction constante ; CTA : convertisseur temps-amplitude ; MDR : module de déclenchement rapide ; SUG : séquenceur d'utilité générale.

Après déclenchement du module de décision rapide MDR par les signaux rapides des plaques parallèles (ou la cathode de chambre à ionisation), le séquenceur d'utilité générale SUG génère une fenêtre pendant laquelle peuvent être mémorisées huit voies d'entrée. Le MDR compare la configuration mémorisée aux différentes configurations retenues comme devant participer à la décision et génère un signal de rejet ou d'acceptation. En cas d'acceptation le SUG envoie un ordre de pré-analyse au tiroir TCC qui, étant lui-même connecté à tous les codeurs, déclenche le codage. Après un intervalle de temps fixe et supérieur au temps de codage, le TCC renvoie au SUG un signal de fin de codage. A partir de ce moment, les données sont stockées dans les différentes mémoires-tampons et lorsque tous les codeurs ont été lus par l'acquisition, le SUG transmet pour terminer l'ordre SOG (shift out général) au TCC qui décale toutes les mémoires-tampons d'un mot-mémoire.

Les données sont systématiquement mises sur bande. Cependant un échantillonnage des événements est transmis au programme de traitement. Ce programme permet de reconstruire les trajectoires des particules, connaissant l'angle zéro, l'étalonnage angulaire et l'étalonnage en position des détecteurs. Grâce à cette reconstruction de trajectoires, on peut obtenir en ligne la position x de la particule sur le plan focal correspondant aux conditions cinématiques, ainsi que l'angle de déviation θ . Le programme, permet aussi de compenser les aberrations qui n'ont pas été corrigées par les éléments magnétiques, en minimisant la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\max}} (x_{\text{focale}}^i - x_{\text{focale}}^{\text{théorique}})^2$$

où : x_{focale}^i est la position de l'événement i sur la focale

$$\begin{aligned} x_{\text{focale}}^{\text{théorique}} &= \sum_j a_j \theta^j \\ &= x_0 + \left(\frac{x}{\theta}\right) \theta + \left(\frac{x}{\theta^2}\right) \theta^2 + \dots \end{aligned}$$

N_{\max} = nombre d'événements fixé.

Cette minimisation se fait par rapport aux coefficients a_j .

Après avoir décrit les principaux aspects du spectromètre et de son environnement, nous allons maintenant exposer les détails spécifiques à l'expérience de la mesure de la distribution angulaire élastique $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, et les opérations qui précèdent cette mesure.

2.2 Eléments caractéristiques et déroulement de l'expérience

2.2.1 Cibles

Pour la mesure de la distribution $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, nous avons utilisé une cible de SiO d'environ $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ déposée sur un support de ^{12}C de $27 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Cette cible contenait aussi du tantale, provenant du creuset dans lequel elle avait été évaporée. Les distributions angulaires $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$, reprises à titre de test, ont été mesurées sur une cible de ^{12}C de $1,090 \text{ mg}/\text{cm}^2$ et une cible de ^{208}Pb de $230 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Le porte-cibles contenait aussi une cible-trou de $0,3 \text{ mm}$ de diamètre qui ne laissait passer qu'une fraction infime du faisceau pour la détermination de l'angle θ . Enfin une cible verticale de 1 mm de large de ^{208}Pb a été employée lors de la calibration angulaire.

2.2.2 Détermination de l'angle zéro et étalonnage des détecteurs

La détermination de l'angle zéro et l'étalonnage des détecteurs ont été réalisés en passant directement le faisceau dans le spectromètre placé à 0° . Cette manoeuvre est délicate car elle demande de réduire le faisceau de plus de 10^{10} particules/s à une intensité acceptable par les détecteurs, soit moins de 10^3 particules/s. Le faisceau doit tout d'abord être parfaitement aligné au niveau de la cible; La réduction de son intensité est obtenue en opérant des coupures symétriques le long de tous les axes de son ellipse d'émission. Avant l'aimant d'analyse, les lèvres FH23 (voir Fig. II.12) fermées à $\pm 0,3 \text{ mm}$ limitent l'étalement en Δx et les fentes FH24 ($\pm 0,2 \text{ mm}$) réduisent l'ouverture angulaire à $\Delta\theta = \pm 0,02^\circ$. La cible-trou de diamètre $0,3 \text{ mm}$ permet de restreindre à la fois l'étalement en moment ($\Delta p/p = 3 \times 10^{-5}$) et l'étalement vertical Δy du faisceau. Une dernière coupure sur l'ouverture angulaire verticale $\Delta\phi$, réalisée grâce aux lèvres verticales à l'entrée du spectromètre, permet d'atteindre le taux de comptage désiré. L'angle des trajectoires sur le plan focal définit alors directement l'angle θ , à condition que toutes les coupures dans l'émission aient été faites symétrique-

ment. Dans l'expérience actuelle, nous estimons que la précision angulaire obtenue en utilisant cette méthode est de $0,05^\circ$. Cette valeur tient compte de toutes les sources de décalage possibles (aberrations en θ/ϕ^2 , $\theta/y\phi$..., coupure non symétrique de l'ellipse d'émission, déplacement du faisceau ...). Elle ne représente pas la précision optimale qui peut être atteinte sur SPEG, car à la suite de problèmes intermittents, nous n'avons pas pu mesurer les positions verticales. Or l'information sur la position verticale permet de tenir compte de l'ouverture angulaire en ϕ , de corriger les aberrations en θ/ϕ^2 et $\theta/y\phi$, et par là d'améliorer la précision angulaire.

L'étalonnage des détecteurs a aussi été fait avec le spectromètre à 0° . On repère la position du pic correspondant au "faisceau" sur chacun des détecteurs pour différentes valeurs de la rigidité magnétique et aussi pour les différents réglages de la ligne d'analyse correspondant aux cinématiques des trois cibles utilisées, ceci pour s'assurer que l'étalonnage est indépendant de la cinématique.

2.2.3 Etalonnage angulaire (spectromètre placé à $2,5^\circ$)

Pour déterminer le grossissement angulaire, c'est-à-dire le rapport entre θ_{focale} et θ_{cible} , nous avons défini un ensemble de directions à l'entrée du spectromètre par l'intermédiaire d'une cible verticale de largeur 1 mm et d'un ensemble de fentes verticales de 1 mm séparées de 5 mm et placées à 55 cm de la cible. Cet étalonnage est valable quelle que soit la réaction et la position sur la focale, à condition de régler le quadrupôle $Q_{4,1}$ pour annuler la dispersion angulaire du spectromètre. En contrepartie, comme l'intensité dans $Q_{4,1}$ est fixée, les effets cinématiques du premier ordre ne peuvent plus être corrigés, et la focale recule quand on augmente l'angle du spectromètre pour un système donné.

2.2.4 Résolution angulaire

Elle est déterminée par l'ouverture des fentes FH24 situées en amont de l'aimant d'analyse. Pour toutes les mesures, ces fentes limitaient l'ouverture angulaire du faisceau à des valeurs comprises entre $0,03^\circ$ et $0,1^\circ$. En tenant compte du grossissement angulaire et de la résolution intrinsèque des chambres à dérive (placées à 1 m l'une de l'autre), la résolution angulaire obtenue est, dans les cas les moins favorables proche de $0,1^\circ$.

2.2.5 Mesures effectuées

Une fois ces diverses calibrations et mises au point réalisées, la distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ a été obtenue entre $\theta_{\text{lab}} = 0,5^\circ$ et $9,5^\circ$ en plaçant le spectromètre successivement à $\theta = 2,5^\circ, 5,5^\circ, 6,5^\circ$ et $7,5^\circ$. Pour vérifier que les effets cinématiques étaient bien maîtrisés, les distributions angulaires pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ont aussi été mesurées dans le même domaine angulaire. Nous avons en général utilisé toute l'ouverture angulaire du spectromètre dans le plan horizontal, si bien que chaque mesure couvrait un angle d'environ 4° . L'ouverture dans le plan vertical était ajustée en fonction du taux de comptage désiré ; elle devait toutefois rester suffisamment faible pour ne pas affecter la résolution et la précision angulaire, puisque l'angle ϕ des trajectoires par rapport à l'axe optique n'était pas mesuré.

2.3 Dépouillement

Nous avons utilisé pour le dépouillement, le même programme que pour l'acquisition des données, après de légères modifications destinées à le rendre compatible avec le système de dépouillement MODCOMP de Saclay.

La Fig. II.18 donne un exemple de matrice (x, θ) dans le plan focal : il s'agit d'une mesure réalisée pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ avec le spectromètre placé à $5,5^\circ$. La position de la focale utilisée est celle qui permet de corriger les effets cinématiques du premier ordre pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, ce qui est démontré par le fait que la position des pics correspondant aux états du ^{28}Si (fondamental à droite et premier état excité à 1,78 MeV à gauche) est indépendante de l'angle θ . La ligne inclinée vers la droite correspond à la diffusion élastique sur l'impureté lourde (Ta) contenue dans la cible, et les lignes inclinées vers la gauche correspondent à la diffusion élastique sur ^{16}O et ^{12}C . L'inclinaison de ces lignes montre clairement que les différents éléments de la cible sont associés à des surfaces focales différentes.

La projection de la matrice (x_{foc}, θ) sur l'axe x_{foc} donne le spectre en énergie. Un exemple de spectre obtenu pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ est présenté sur la Fig. II.19. La résolution obtenue est de 350 keV, et on distingue tous les pics correspondant aux premiers états excités du ^{12}C . Le fond sur lequel se trouvent ces pics inélastiques provient de l'excitation de l'état 3^- de ^{16}O à 6,1 MeV très élargi par effet Doppler.

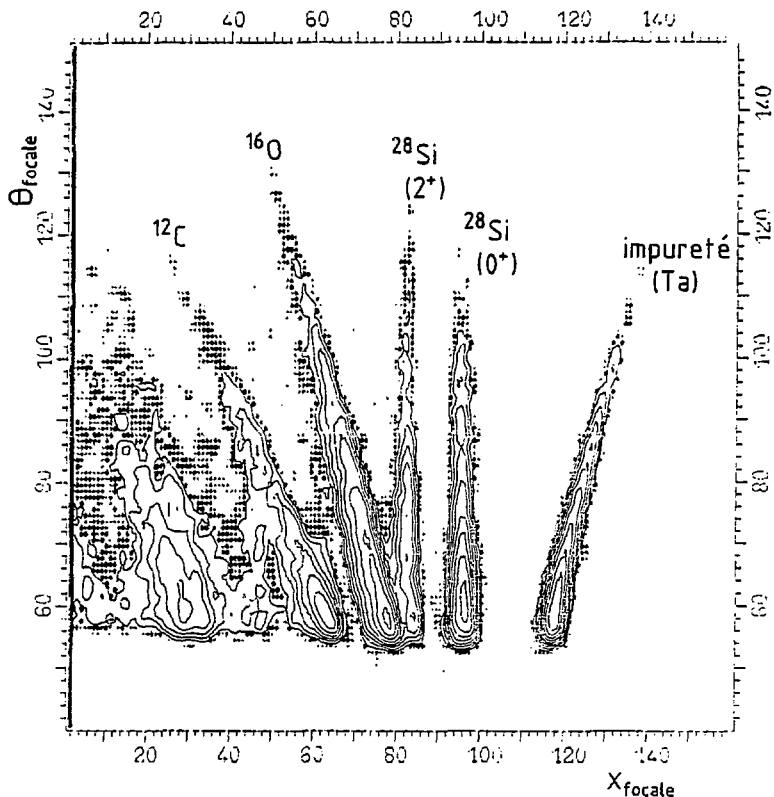


Fig. II.18 - Matrice (x, θ) obtenue par diffusion d'un faisceau 160 sur une cible de SiO , contenant une impureté lourde (Ta).

Les distributions angulaires ont été obtenues en regroupant les spectres θ (projections des matrices (x_{foc}, θ) sur l'axe θ) par tranches d'environ $0,1^\circ$ dans le laboratoire pour le ^{28}Si et d'environ $0,07^\circ$ pour le ^{12}C et le ^{208}Pb . La différence des taux de comptage entre les deux bouts d'une même plage angulaire était telle que nos mesures couvraient en général un angle

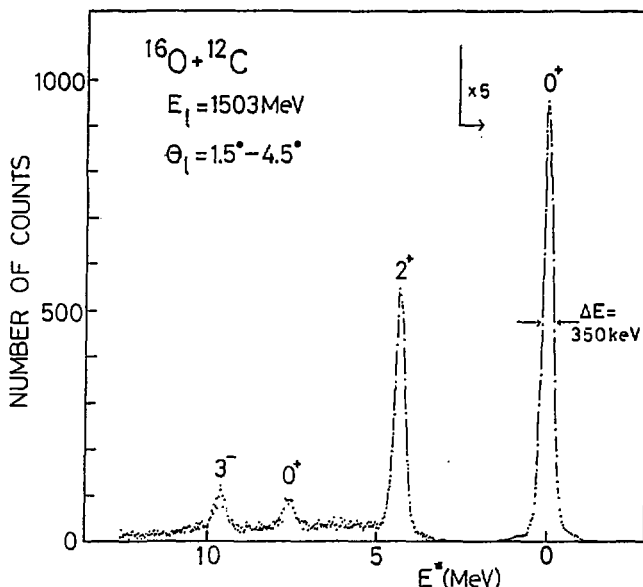


Fig. II.19 - Spectre obtenu par mesure de diffusion élastique et inélastique d'un faisceau ^{16}O de 94 MeV/u sur une cible de ^{12}C , avec SPEG.

voisin de 3° , au lieu des 4° permis par l'ouverture du spectromètre. Néanmoins les recouvrements entre deux mesures successives sont largement suffisants pour permettre de normaliser entre elles les différentes mesures. Pour la normalisation absolue de la distribution angulaire $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, nous nous sommes servis des données précédentes prises sur CYRANO, qui couvrent le domaine angulaire compris entre $\theta_{\text{CM}} = 1,2^\circ$ et $\theta_{\text{CM}} = 4^\circ$, alors que les nouvelles données commencent à $\theta_{\text{CM}} = 2,6^\circ$. Dans ce dernier cas, pour les angles inférieurs à $\theta_{\text{CM}} = 2,6^\circ$ les conditions cinématiques ne permettent pas de séparer le pic correspondant à la diffusion élastique de ^{16}O sur le ^{28}Si de celui, beaucoup plus important, correspondant à la diffusion élastique sur le Ta.

2.4 Présentation des résultats et comparaison avec l'expérience CYRANO

La Fig. II.20 présente la distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. Les fortes oscillations aux angles avant, qui correspondent à l'interférence des composantes positive et négative, sont suivies par le début d'une décroissance presque sans structure pour $\theta_{\text{CM}} > 8^\circ$, qui montre que la composante négative est devenue dominante.

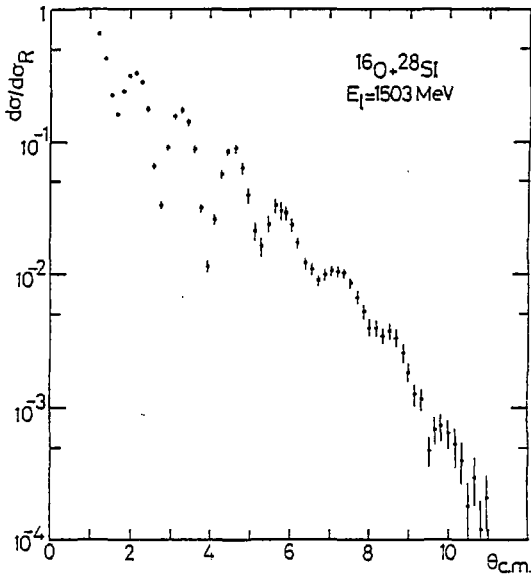


Fig. II.20 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

Les Figs. II.21 et II.22 présentent les résultats obtenus sur les cibles de ^{12}C et de ^{208}Pb . Les distributions angulaires sont tout-à-fait comparables à celles obtenues au cours de l'expérience sur CYRANO, ce qui montre que les effets cinématiques ont bien été pris en compte. Les deux ensembles de données diffèrent seulement par un léger décalage angulaire d'environ un vingtième de degré, dans le laboratoire, décalage qui est à l'intérieur des limites des erreurs expérimentales ($0,02^\circ$ pour CYRANO, $0,05^\circ$ pour

SPEG). L'analyse des données utilisera les distributions angulaires $^{160} + ^{12}\text{C}$ et $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ mesurées sur CYRANO dont la précision angulaire est meilleure.

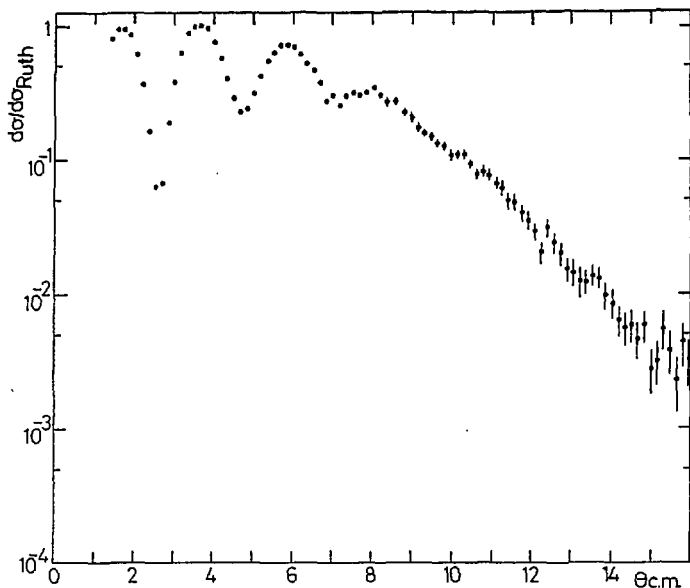


Fig. II.21 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{160} + ^{12}\text{C}$ (SPEG).

En conclusion, l'expérience CYRANO a donné des résultats tout-à-fait remarquables et a permis en particulier d'atteindre une résolution et une précision angulaires exceptionnelles ($0,05^\circ$ et $0,02^\circ$ respectivement). Elle présente cependant l'inconvénient d'avoir des angles solides très réduits et une résolution en énergie nettement moins bonne que celle obtenue avec un spectromètre tel que SPEG. L'emploi du SPEG est donc indispensable pour les mesures de diffusion élastique sur des cibles dont le premier état excité est situé à une énergie inférieure à environ 2 MeV, et pour les mesures aux angles arrière où le taux de comptage de la diffusion élastique est très faible et où il faut rejeter les produits des autres réactions. Grâce au grand angle solide de SPEG, les distributions angulaires $^{160} + ^{28}\text{Si}$ et $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ ont été mesurées jusqu'à des valeurs du rapport $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ voisines de 10^{-4} .

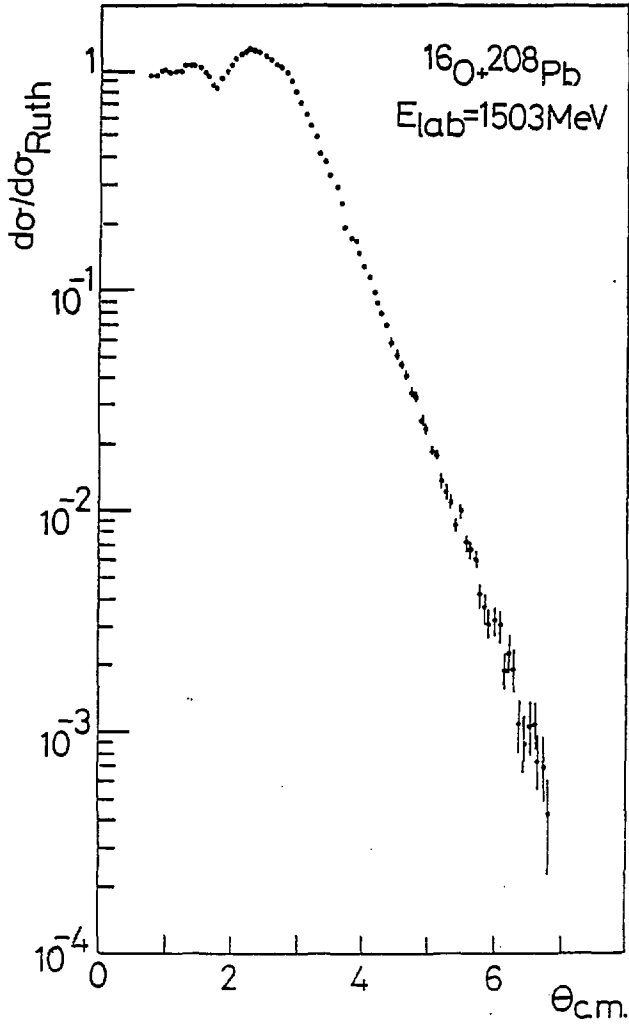


Fig. II.22 - Distribution angulaire de diffusion élastique pour le système $^{16}O + ^{208}Pb$ (SPEG).

en dépit de problèmes liés au bruit de fond (voir ci-dessous). Cette première expérience sur SPEG a aussi démontré qu'il était possible de mesurer des distributions angulaires avec une excellente résolution angulaire ($\Delta\theta < 0,1^\circ$) et jusqu'à des angles très faibles.

En ce qui concerne le bruit de fond, les conditions de cette expérience sur SPEG n'étaient pas optimales, car les détecteurs recevaient d'une part des particules légères produites dans la cage de Faraday et dont la rigidité magnétique était voisine de celle de ^{16}O diffusé élastiquement, et d'autre part un nombre important de neutrons provenant des différentes lèvres de la ligne d'analyse situées en face du système de détection.

Les prochaines expériences bénéficieront, pour s'affranchir de ce bruit de fond, d'une nouvelle cage de Faraday placée entre le quadrupôle et le sextupôle à l'entrée du spectromètre et d'un blindage de toute la ligne d'analyse.

Chapitre III

ASPECTS THEORIQUES

Ce chapitre ne fait que rappeler brièvement les éléments théoriques nécessaires à l'analyse des résultats de diffusion élastique.

1. MODELE OPTIQUE

Quand un noyau A interagit avec un autre noyau B, le comportement du système est déterminé par toutes les interactions entre les nucléons présents. La résolution de l'équation de Schrödinger pour un tel système est impossible dans la pratique.

Le modèle optique suppose que l'on peut remplacer toutes les interactions entre les nucléons par une seule interaction à deux corps entre le noyau projectile et le noyau cible de la forme :

$$V(r) = V_C(r) + V f(r) + iW g(r) + (V_S + iW_S) \mathcal{H}(r) \mathbf{\hat{x}} \cdot \mathbf{\hat{\sigma}} \quad (\text{III.1})$$

où r est la distance entre les deux noyaux

et V_C : potentiel coulombien

V, W : parties réelle et imaginaire du potentiel central

V_S, W_S : parties réelle et imaginaire du potentiel de spin-orbite.

$f(r), g(r), \mathcal{H}(r)$: fonctions donnant la dépendance radiale des potentiels. Elles doivent tenir compte de la faible portée des forces nucléaires.

Nous nous intéressons ici au cas de la diffusion de deux noyaux de spin nul, le terme de spin orbite disparaît donc et il reste :

$$V(r) = V_C(r) + V f(r) + iW g(r) \quad (\text{III.2})$$

V décrit la diffusion élastique des deux noyaux
 N tient compte de tous les processus inélastiques.

Le problème à N corps a ainsi été ramené à l'étude d'un potentiel phénoménologique et il suffit maintenant de résoudre l'équation de Schrödinger décrivant la diffusion élastique par le potentiel $V(r)$ d'une particule dont la masse m est la masse réduite du système cible-projectile et dont l'énergie E est l'énergie de ce système dans le référentiel du centre de masse

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \psi = 0 \quad (\text{III.3})$$

De plus, dans la région asymptotique, les solutions de cette équation doivent se présenter sous la forme d'une somme d'une onde incidente plane et d'une onde diffusée sphérique, soit, en utilisant les coordonnées polaires et en choisissant l'axe des z comme direction du faisceau incident :

$$\psi \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (\text{III.4})$$

avec

$$k = \frac{(2m E)^{1/2}}{\hbar}$$

$f(\theta)$ = amplitude de diffusion

La section efficace différentielle est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{III.5})$$

Le problème est à présent de calculer $f(\theta)$. Nous ne donnerons ici que les grandes lignes du calcul (pour un calcul précis, voir par exemple [10 71]).

Pour résoudre l'équation (III.3), la fonction d'onde ψ est développée sous forme d'un produit de parties radiales et angulaires

$$\psi = \sum_{\lambda} \frac{u_{\lambda}(r)}{r} P_{\lambda}(\cos\theta) \quad (\text{III.6})$$

λ : $\lambda = 0, 1, 2 \dots$: moment angulaire orbital

P_{λ} : polynôme de Legendre.

L'équation (III.3) peut alors se simplifier :

$$\frac{d^2 u_\lambda}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) - \frac{\lambda(\lambda+1)}{r^2} \right] u_\lambda = 0 \quad (\text{III.7})$$

et le comportement asymptotique de la fonction radiale u_λ permet de définir le déphasage δ_λ :

$$u_\lambda(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{i\delta_\lambda} \sin \left(kr - \frac{\lambda\pi}{2} + \delta_\lambda \right) \quad (\text{III.8})$$

L'expression de l'amplitude de diffusion en fonction des déphasages s'écrit :

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sqrt{4\pi(2\lambda+1)} e^{i\delta_\lambda} \sin \delta_\lambda Y_\lambda^0(\theta) \quad (\text{III.9})$$

ou

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1) e^{i\delta_\lambda} \sin \delta_\lambda P_\lambda(\cos\theta) \quad (\text{III.10})$$

Par l'intermédiaire des déphasages δ_λ donnés par la résolution de l'équation de Schrödinger les sections efficaces contiennent toute l'information physique contenue dans le potentiel $V(r)$.

Dans la pratique, le potentiel $V(r)$ est paramétrisé par des fonctions plus ou moins simples de r . Une des formes les plus utilisées pour le représenter est la forme de Woods-Saxon :

$$f(r) = - \frac{1}{1 + e^{(R-R_V)/a_V}}$$

$$g(r) = - \frac{1}{1 + e^{(R-R_W)/a_W}} \quad (\text{III.11})$$

soit :

$$V(r) = V_C(r) - \frac{V}{1 + e^{(R-R_V)/a_V}} - i \frac{W}{1 + e^{(R-R_W)/a_W}}$$

où les rayons sont en général exprimés en fonction d'un rayon réduit $r_{V,W}$ par :

$$R_{V,W} = r_{V,W} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

Lorsque l'absorption est très forte, ce qui est le cas pour bien des systèmes d'ions lourds, sur une grande gamme d'énergie, la diffusion élastique n'est sensible qu'à la "queue" du potentiel nucléaire. Dans cette région où $R \gg R_V, R_W$, on peut écrire :

$$V(r) = V_C(r) - (V e^{R_V/a_V}) e^{-R/a_V} - i (W e^{R_W/a_W}) e^{-R/a_W}$$

et sous cette forme, il est clair que, pour des diffusivités a_V et a_W fixées, tout jeu de paramètres (V, R_V) et (W, R_W) vérifiant les relations :

$$V \exp(R_V/a_V) = \text{cte} \quad W \exp(R_W/a_W) = \text{cte} \quad (\text{III.12})$$

reproduit les données de manière équivalente.

Les ambiguïtés décrites par les relations (III.12) ont été mises en évidence pour la première fois par Igo [Ig 59] en diffusion α -noyau aux énergies intermédiaires. Elles sont connues depuis sous le nom d'ambiguïtés d'Igo.

Pour ces systèmes caractérisés par une très forte absorption, les potentiels correspondant à différentes valeurs de la diffusivité et reproduisant bien les données expérimentales, se croisent tous au voisinage d'un même point [Br 81]. Ce point définit un rayon sensible où les données fixent de manière précise la valeur du potentiel.

Nous utiliserons aussi des potentiels de forme Woods-Saxon au carré. Dans ce cas :

$$f(r) = - \frac{1}{(1 + e^{(R-R_V)/a_V})^2} \quad (\text{III.13})$$

$$g(r) = - \frac{1}{(1 + e^{(R-R_W)/a_W})^2}$$

Ces fonctions présentent l'avantage d'avoir une forme très proche de celle des potentiels de convolution qui vont être décrits dans le paragraphe suivant.

2. MODELE DE CONVOLUTION [Sa 79]

Dans ce modèle, l'opérateur de potentiel effectif V est séparé en deux termes selon la relation :

$$V = V_{00} + \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \alpha \text{ état excité de A} \\ \beta \text{ état excité de B}}} V_{0\alpha} \left(\frac{1}{E - H + i\epsilon} \right)_{\alpha\beta} V_{\beta 0} \quad (\text{III.14})$$

$$= U_F + \Delta U$$

Le potentiel de convolution est donné par le premier terme

$$U_F = V_{00} = \langle \psi_{AO} \psi_{BO} | V | \psi_{AO} \psi_{BO} \rangle \quad (\text{III.15})$$

ψ_{AO} et ψ_{BO} représentent les états propres des deux noyaux dans leur état fondamental.

Le second terme ΔU , que l'on peut associer à un potentiel de polarisation dynamique, tient compte du couplage avec tous les états excités des deux noyaux. Il est en général complexe, non local, et dépend de l'énergie et du moment angulaire. Ses effets absorptifs seront pris en compte par un potentiel imaginaire phénoménologique.

Pour le moment les effets d'antisymétrisation entre les deux noyaux sont négligés, mais les fonctions d'onde nucléaires individuelles ψ_a et ψ_A sont antisymétriques.

Si V est un opérateur local à deux corps

$$V = \sum_{\substack{i,j \\ i \in A \\ j \in B}} v_{i,j} \quad (\text{III.16})$$

le potentiel de convolution devient :

$$U_F(\vec{R}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12} = \vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (\text{III.17})$$

où : ρ_i est la distribution des centres de masses des nucléons dans l'état fondamental du noyau i

$v(r_{12})$: interaction effective nucléon-nucléon.

Les coordonnées r_1, r_2, r_{12} sont représentées sur la Fig. III.1.

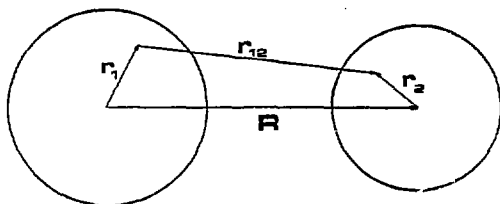


Fig. III.1 - Coordonnées utilisées dans le potentiel de convolution.

Les distributions des centres de masses des nucléons peuvent être obtenues de différentes manières selon le type de noyau considéré, soit par les densités Hartree-Fock, soit par les densités du modèle en couche, soit encore par les distributions de charge de diffusion d'électrons déconvoluées de la densité de charge des nucléons.

Dans le cas général l'interaction effective s'écrit :

$$v_{12} = v_{00}(r_{12}) + v_{01}(r_{12}) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + v_{10} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + v_{11} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (\text{III.18})$$

(+ terme spin-orbite + terme tenseur)

Si le projectile et la cible ont un spin et un isospin nuls, seuls contribuent les termes v_{ST} de l'équation (III.18) pour lesquels $S=0$ et $T=0$; autrement dit l'interaction effective se réduit dans notre cas à $v_{12} = v_{00}(r_{12})$. Elle dépend en général de l'énergie.

Une des interactions les plus utilisées est l'interaction effective M3Y de Bertsch [Be 77] qui se présente sous la forme de deux termes de Yukawa :

$$v_{00}(r) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2,5r}}{2,5r} \right] \text{ MeV .}$$

On lui ajoute souvent un terme de portée nulle dépendant de l'énergie pour simuler l'effet de l'échange d'un nucléon [Sa 79] :

$$j(E) \delta(\vec{r}_{12}) = - 276 (1 - 0,005 E/A) \delta(\vec{r}_{12}) .$$

Cette interaction ne dépend pas de la densité de la matière nucléaire qui entoure les deux nucléons considérés. Elle équivaut à considérer que les deux nucléons sont dans une matière nucléaire de densité moyenne à peu près

égale à un tiers de la densité normale. Cette approximation peut se révéler très gênante aux énergies intermédiaires, où grâce à l'augmentation prévue de la transparence de surface, les rayons d'absorption forte pourraient coïncider avec des zones de fort recouvrement nucléaire. Pour tenir compte de ces effets, nous avons aussi utilisé un potentiel de convolution construit à partir d'une interaction effective dépendant de la densité $u(r_{12}, E, \rho)$. Si on se place dans le cadre de l'approximation de densité locale, ρ est la densité à mi-distance entre les deux nucléons interagissants

$$\rho = \rho_1 \left(|\vec{r}_1 + \frac{1}{2} \vec{r}_{12}| \right) + \rho_2 \left(|\vec{r}_2 - \frac{1}{2} \vec{r}_{12}| \right) \quad (\text{III.19})$$

La variation de u avec la densité peut être paramétrisée sous une forme exponentielle [Az 85]

$$u(r_{12}, \rho, E) = v(r_{12}, E) \times C(E) \left[1 + \alpha(E) e^{-\beta(E)\rho} \right] \quad (\text{III.20})$$

L'évolution des paramètres α , β et C avec l'énergie est présentée au chapitre suivant sur la Fig. (IV.20). L'expression (III.20) se simplifie encore si on suppose que :

$$\rho \approx \rho_1(r_1) + \rho_2(r_2)$$

En effet dans ce cas l'expression (III.20) devient :

$$u(r_{12}, \rho, E) = v(r_{12}, E) \times C(E) \left[1 + \alpha(E) e^{-\beta(E)\rho_1} e^{-\beta(E)\rho_2} \right] \quad (\text{III.21})$$

Grâce à la factorisation qui intervient dans le second terme, les calculs seront du même type que dans le cas d'une interaction indépendante de la densité en remplaçant ρ_i par $\rho_i \exp(-\beta \rho_i)$. Tous les détails pratiques seront donnés au chapitre suivant.

3. DIFFUSION INELASTIQUE

Les analyses effectuées dans le cadre du modèle optique supposent que tous les processus inélastiques sont pris en compte par le potentiel imaginaire, mais ne permettent pas de connaître les sections efficaces associées à ces processus. La théorie des perturbations (DWBA) permet de calculer ces sections efficaces lorsque le couplage entre les voies élastique et inélastiques est faible. Cependant, lorsque le couplage entre les voies élastique

et inélastiques est très fort, cette théorie des perturbations n'est plus assez précise. Il est alors nécessaire de résoudre un système d'équations couplées où interviennent toutes les voies de réactions.

3.1 Amplitude de diffusion inélastique DWBA

Intéressons-nous tout d'abord au cas où la théorie des perturbations est suffisante.

En supposant les interactions locales et en négligeant les termes d'échange, l'amplitude de transition entre un état initial $|\psi_i\rangle$ et un état final $|\psi_f\rangle$, s'écrit selon le formalisme de la DWBA

$$T_{fi} = \int x_f^{(-)*}(\vec{r}) \langle \psi_f | V | \psi_i \rangle x_i^{(+)}(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (III.22)$$

où : \vec{r} est le vecteur position relative projectile-cible

$x_f^{(-)}(\vec{r})$, $x_i^{(+)}(\vec{r})$ sont respectivement les ondes distordues dans la voie de sortie (après diffusion) et dans la voie d'entrée (avant diffusion). Elles sont vecteurs propres du hamiltonien du système (projectile-noyau) où le potentiel total d'interaction V est remplacé par un potentiel moyen \bar{U} qui décrit la diffusion dans la voie considérée.

L'élément de matrice $\langle \psi_f | V | \psi_i \rangle$ contient toute l'information sur la structure des états initiaux et finals du noyau cible et sur l'interaction responsable de la transition : c'est le facteur de forme de la transition.

Pour le calcul de l'amplitude de transition (III.22) il est donc nécessaire :

- de connaître les potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie (\bar{U}_i et \bar{U}_f) ;
- de résoudre l'équation de Schrödinger avec ces potentiels moyens pour obtenir les ondes distordues $x_f^{(-)}$ et $x_i^{(+)}$;
- de déterminer le facteur de forme.

Une fois les conditions cinématiques données et les amplitudes de transitions calculées, la section efficace différentielle DWBA est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right)_{fi} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{m_i, m_f} |T_{fi}|^2 \quad (\text{III.23})$$

où m est la masse réduite

k_i, k_f sont les impulsions relatives avant et après la diffusion.

3.2 Equations couplées

Soient H_A et H_B les hamiltoniens intrinsèques et ψ_A et ψ_B les fonctions d'onde internes des noyaux A et B. Les équations aux valeurs propres pour ces deux noyaux s'écrivent :

$$H_A \psi_A = \epsilon_A \psi_A \quad (\text{III.24})$$

$$H_B \psi_B = \epsilon_B \psi_B$$

où les ϵ_A et ϵ_B sont les niveaux d'énergies des noyaux lorsqu'ils sont isolés.

Quand ils interagissent, l'hamiltonien total s'obtient en ajoutant aux deux hamiltoniens intrinsèques, l'énergie cinétique du mouvement relatif et le potentiel d'interaction V entre A et B

$$H = H_A + H_B - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V \quad (\text{III.25})$$

L'équation de Schrödinger indépendante du temps devient alors :

$$H\psi = E\psi \quad (\text{III.26})$$

où E est l'énergie totale du système

et ψ la fonction d'onde qui décrit le système des deux noyaux en interaction.

Comme les fonctions d'onde internes ψ_A et ψ_B forment une base complète, on peut développer ψ sur cette base

$$\psi = \sum_{A, B} x_{A, B}(\vec{r}) \psi_A, \psi_B \quad (\text{III.27})$$

où r est la distance entre les centres de A et B, et où la somme s'étend sur tous les états possibles de A et B.

En reportant cette expression de Ψ dans l'équation de Schrödinger et en utilisant les relations (III.24), on obtient :

$$\sum_{A' B'} \left[(\epsilon_{A'} + \epsilon_{B'} - E) - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V \right] \chi_{A' B'}(\vec{r}) \psi_{A'} \psi_{B'} = 0 \quad (III.28)$$

En multipliant cette expression par $\psi_A^* \psi_B^*$ à gauche, en intégrant sur toutes les coordonnées internes τ_A et τ_B et en utilisant la propriété d'orthogonalité des fonctions d'onde internes

$$\int \psi_A^*(\tau_A) \psi_{A'}(\tau_A) d\tau_A = \delta_{A, A'} \quad (III.29)$$

il vient :

$$\left[\nabla^2 - U_{AB, AB}(\vec{r}) + k_{AB}^2 \right] \chi_{AB}(\vec{r}) = \sum_{\substack{A' \neq A \\ B' \neq B}} \chi_{A' B'}(\vec{r}) U_{AB, A' B'}(\vec{r}) \quad (III.30)$$

$$\text{avec} \quad k_{AB}^2 = 2m (E - \epsilon_A - \epsilon_B) / \hbar^2 \quad (III.31)$$

et

$$\begin{aligned} U_{AB, A' B'}(\vec{r}) &= \frac{2m}{\hbar^2} \iint \psi_A^*(\tau_A) \psi_B^*(\tau_B) V \psi_{A'}(\tau_A) \psi_{B'}(\tau_B) d\tau_A d\tau_B \\ &= \frac{2m}{\hbar^2} \langle AB | V | A' B' \rangle \end{aligned} \quad (III.32)$$

Dans la relation (III.30) l'élément diagonal $U_{AB, AB}$ a été isolé dans le membre de gauche. En elle-même, cette partie de l'équation décrit la diffusion élastique par un potentiel $U_{AB, AB}(\vec{r})$. C'est le couplage aux autres états excités $A' \neq A$, $B' \neq B$, qui apparaissent dans le membre de droite, qui permet de décrire la diffusion inélastique et ses effets sur la diffusion élastique. Il existe en fait une infinité d'équations du type (III.30) : une pour chaque paire d'états A' et B' .

Dans la pratique, pour résoudre un tel système d'équations couplées, il est nécessaire de tronquer le système et de se limiter à un nombre relativement petit de voies réputées très fortement couplées. Toutes les autres voies de réactions sont prises en compte par la partie imaginaire du potentiel optique.

4. APPROCHES SEMI-CLASSIQUES

La description semi-classique des collisions entre ions lourds est justifiée par le fait que pour ces systèmes, la longueur d'onde de De Broglie du moment relatif est très faible par rapport aux dimensions caractéristiques du potentiel d'interaction. Elle suppose aussi que la diffusion est dominée par les effets réfractifs de la partie réelle de ce potentiel. Jusqu'au paragraphe 4.2.3, nous négligerons donc totalement les effets dus à l'absorption ($\mathcal{W}=0$).

4.1 Phénomènes réfractifs dans la théorie classique de la diffusion

4.1.1 Fonction de déflexion

Dans le cadre d'une théorie classique, la diffusion d'une particule de masse m et d'énergie E par un potentiel central $V(r)$ fait intervenir des trajectoires caractérisées par un paramètre d'impact b et un moment angulaire $\lambda=kb$, émergeant à un angle (c.m.) θ (Fig. III.2). La relation entre λ et θ est décrite par la fonction de déflexion

$$\theta_{cl}(\lambda) = \pi - 2 \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{\lambda}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{2m(E - V(r) - \lambda^2/2m r^2)}} \quad (III.33)$$

avec r_{min} = distance minimum d'approche définie par la relation :

$$E - V(r_{min}) - \lambda^2/2m r_{min}^2 = 0$$

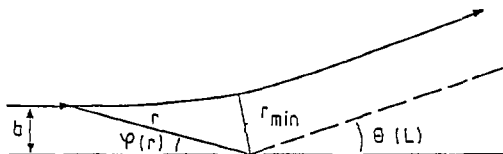


Fig. III.2 - Trajectoire d'une particule dans un champ central.

L'intégrale qui intervient dans la relation (III.33) est toujours positive ; ainsi la fonction $\theta_{cl}(\lambda)$ prend des valeurs comprises entre $-\infty$ et π .

A un même angle de diffusion θ ($0 < \theta < \pi$) il peut donc correspondre plusieurs trajectoires (Fig. III.3) :

- celles déviées vers les angles positifs $+\theta$;
- celles déviées vers les angles négatifs $-\theta$;
- celles qui émergent à $\pm \theta$ après avoir tourné une ou plusieurs fois autour du centre de diffusion.

En résumé :

$$\theta_{c1}(\lambda) = \pm \theta - 2m\pi \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (III.34)$$

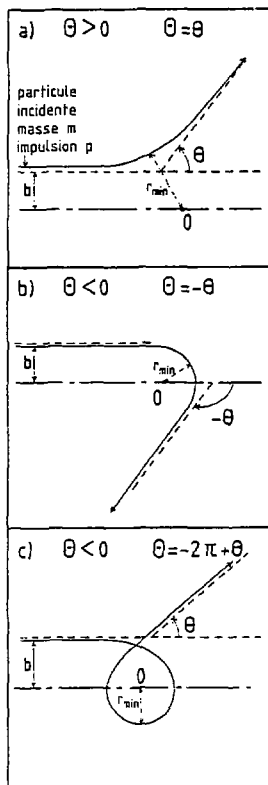


Fig. III.3 - Différentes trajectoires conduisant au même angle de diffusion θ ($0 < \theta < \pi$).

La Fig. (III.4) présente deux fonctions de déflexion typiques, correspondant à des potentiels différents ou à des particules d'énergies incidentes différentes. La fonction de déflexion notée (1) correspond à une situation d'arc-en-ciel nucléaire, celle notée (2) à une mise en orbite (voir plus loin). Les fonctions de déflexion que l'on attend pour les systèmes d'ions lourds aux énergies intermédiaires sont du type de la courbe (1). Trois régions se distinguent sur ces fonctions de déflexion :

- i) Pour les valeurs élevées du moment angulaire, les deux particules sont séparées par des distances bien supérieures à la portée de l'interaction nucléaire et la diffusion est purement coulombienne.

ii) Quand le moment angulaire diminue, les particules entrent progressivement dans la région d'interaction avec le potentiel nucléaire qui les dévie vers des angles d'autant plus négatifs qu'il est plus intense.

iii) Pour les moments angulaires encore plus petits, l'angle de déflexion augmente de nouveau.

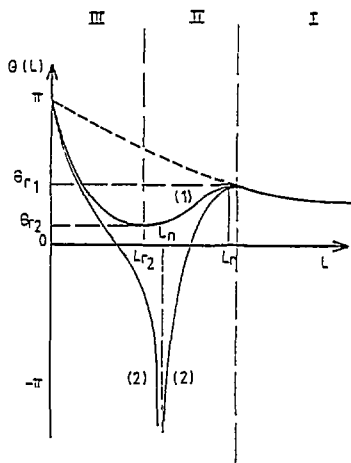


Fig. III.4 - Fonctions de déflexion correspondant : i) à un potentiel réel peu profond (ou à une énergie très élevée) ; ii) à un potentiel réel profond (ou à une faible énergie). La courbe en pointillés représente la fonction de déflexion purement coulombienne.

4.1.2 Section efficace classique

Dans le cas où une seule trajectoire est déviée vers l'angle θ , la section efficace classique est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cl} = \frac{b}{\sin\theta} \left[\frac{db}{d\theta} \right] = \frac{\lambda}{k^2 \sin\theta} \left[\frac{d\theta}{dL} \right] \quad (\text{III.35})$$

Lorsque plusieurs trajectoires correspondent au même angle θ , il faut sommer toutes les contributions :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cl} = \sum_j \frac{b_j(\theta)}{j \sin\theta} \left[\frac{db_j}{d\theta} \right] = \sum_j \left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega}\right)_{cl} \quad (\text{III.36})$$

Il est à noter que cette section efficace classique n'inclut évidemment aucun effet d'interférence, et que la relation qui la lie à la fonction de déflexion conduit à l'existence de plusieurs types de singularités.

4.1.3 Singularités

i) Arc-en-ciel

Dans le cas où le potentiel d'attraction nucléaire est faible, la relation entre θ et λ est univoque (courbe en pointillés de la Fig. III.4). En revanche, si l'attraction est suffisamment forte, la fonction de déflexion peut présenter des minima et maxima locaux pour lesquels $\theta'_{C1}(\lambda_r) = 0$. La section efficace classique présente alors une singularité à l'angle correspondant θ_r .

La diffusion au voisinage d'un tel angle, si $\theta_r \neq 0$, est connue sous le nom de diffusion arc-en-ciel, par analogie avec l'optique et θ_r est l'angle arc-en-ciel pour lequel :

$$\sigma_{C1}(\theta_r) = \infty \quad \theta'_{C1}(\lambda_r) = 0 \quad \theta_{C1}(\lambda_r) = \theta_r$$

Au voisinage de cet angle, la fonction de déflexion sépare l'espace en deux régions angulaires : une dans laquelle chaque angle correspond à deux trajectoires et une région interdite où aucune trajectoire n'arrive. Cela définit, au voisinage de chaque angle arc-en-ciel, une caustique, qui sépare une "zone de lumière" d'une "zone d'ombre".

ii) Effet auréole (Glory)

D'autres ambiguïtés de $\sigma_{C1}(\theta)$ apparaissent si $\theta=0$ ou $\pm\pi$ pour des valeurs non nulles du paramètre d'impact. Dans ce cas $\sin\theta$ s'annule dans l'expression (III.35), et la section efficace classique devient infinie. Ce phénomène est l'effet auréole, il en existe deux sortes : l'effet auréole vers l'avant ($\theta=0$) et l'effet auréole vers l'arrière ($\theta=\pi$).

iii) Mise en orbite

Il peut aussi arriver que la fonction de déflexion elle-même présente des singularités pour certains moments angulaires λ_0 :

$$\theta_{C1}(\lambda_0) = -\infty \quad (m = +\infty \text{ dans la relation (III.34)})$$

Du point de vue physique, ceci correspond au cas où une particule incidente, ayant une énergie suffisante pour vaincre la barrière coulombienne,

est piégée par l'action combinée des champs nucléaire et coulombien. Elle se met alors à tourner indéfiniment autour du centre diffuseur. Ce phénomène ne peut donc se produire que sur un domaine d'énergie limité dans lequel le potentiel effectif a une poche et n'est jamais observé aux énergies qui nous intéressent.

4.2 Méthodes semi-classiques

Les sections efficaces prédites par la théorie classique de la diffusion sont parfois très différentes des sections efficaces observées.

Les méthodes semi-classiques introduites par Ford et Wheeler [Fo 59] ont pour objectif de mieux reproduire les valeurs quantiques de la section efficace, tout en restant proche de l'image classique de la diffusion. Par là même, elles aident à mieux comprendre les résultats des calculs numériques du modèle optique et facilitent l'interprétation physique des résultats quantiques.

Ces méthodes de calculs semi-classiques s'appuient sur une série d'approximations mathématiques portant sur la façon d'évaluer l'amplitude de diffusion :

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1) (e^{2i\delta_{\lambda}} - 1) P_{\lambda}(\cos\theta) \quad (\text{III.37})$$

4.2.1 Approximations semi-classiques

Les approximations sur lesquelles reposent les analyses semi-classiques sont, au minimum, au nombre de trois :

i) Le déphasage δ_{λ} est calculé par la méthode JWKB

$$\delta_{\lambda} = \frac{\pi}{4} + \frac{\lambda\pi}{2} - kr_0 + \int_{r_0}^{\infty} (k_r - k) dr \quad (\text{III.38})$$

où $k = \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{1/2}$

$$k_r = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E-V) - \frac{(\lambda + 1/2)^2}{r^2} \right]^{1/2} \quad (\text{III.39})$$

et r_0 tel que $k_{r_0} = 0$

Cette approximation n'est valable que si le potentiel varie lentement :

$$\frac{1}{k} \frac{1}{V} \frac{dV}{dr} \ll 1$$

La relation entre les résultats classiques et quantiques est illustrée par la relation qui existe entre les déphasages JWKB et la fonction de déflexion classique

$$\Theta(\lambda) = 2 \frac{d\delta_\lambda}{d\lambda} \quad (\text{III.40})$$

ii) Les polynômes de Legendre $P_\lambda(\cos\theta)$ sont remplacés par leurs expressions asymptotiques.

iii) La sommation discrète qui intervient dans le calcul de l'amplitude de diffusion est remplacée par une intégration sur $\lambda = \lambda + 1/2$.

Compte tenu de ces trois approximations, l'amplitude de diffusion devient :

$$f(\theta) = - (2\pi k^2 \sin\theta)^{-1/2} \int_0^\infty \lambda^{1/2} (e^{i\phi_+} - e^{-i\phi_-}) d\lambda \quad (\text{III.41})$$

avec

$$\phi_\pm = 2 \delta_\lambda \pm \lambda \theta \pm \pi/4$$

En fait il est souvent nécessaire d'introduire une quatrième approximation qui consiste à évaluer cette dernière intégrale par la méthode des phases stationnaires. L'amplitude de diffusion évaluée grâce à cette méthode prend la forme suivante :

$$f(\theta) = \pm \frac{1}{k} (\sin\theta)^{-1/2} \sum_n (\lambda_n \frac{d\lambda_n}{d\theta})^{1/2} e^{i(2\delta_{\lambda_n} \pm \lambda_n \theta \pm \pi/4)} \quad (\text{III.42})$$

où les moment angulaires λ_n vérifient $\phi'_\pm(\lambda_n) = 0$ et doivent être bien distincts.

Le déphasage total n'est connu qu'à une phase près.

S'il existe effectivement plusieurs trajectoires caractérisées par des moments angulaires λ_n qui conduisent au même angle de diffusion, les facteurs de phase qui interviennent dans l'expression (III.42) donnent lieu à des interférences dans la section efficace $d\sigma/d\Omega = |f(\theta)|^2$. Bien que les amplitudes conservent leurs singularités classiques pour $\theta=0, \pi$ et pour les points tels que $\theta'_\lambda=0$, ces termes d'interférences représentent une première modification à l'image des trajectoires classiques.

4.2.2 Cas particuliers : diffusion arc-en-ciel

L'analyse du problème de l'arc-en-ciel en optique a été exposée en 1839 par Airy [Ai 39]. Contrairement au résultat de l'optique géométrique qui prévoit une intensité infinie à l'angle arc-en-ciel et nulle dans la région d'ombre, on trouve dans cette région d'ombre une intensité décroissant plus vite qu'une exponentielle et, sans discontinuité en passant par $\theta = \theta_r$, une intensité présentant des oscillations dans la région éclairée (minima d'Airy). Ces oscillations proviennent, de l'interférence entre les deux branches de la fonction de déflexion classique.

Dans le cas de la diffusion arc-en-ciel des particules, les résultats sont semblables. L'amplitude de diffusion ne peut plus être évaluée par la méthode des phases stationnaires car les moments angulaires λ_n ne sont plus bien séparés. Les calculs [Fo 59] font intervenir l'intégrale d'Airy

$$Ai(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[i x u + \frac{1}{3} i u^3 \right] du \quad (III.43)$$

dont l'allure est donnée par la Fig. III.5. Si l'angle de l'arc-en-ciel $\theta_r > 0$, la section efficace de diffusion arc-en-ciel vaut alors :

$$\sigma_r(\theta) = \frac{2\pi (\lambda_r + 1/2)}{k^2 q^2 \sin\theta} Ai^2 \left(\frac{\theta_r - \theta}{q} \right) \quad (III.44)$$

où $q^3 = 1/2 \theta''(\lambda_r)$

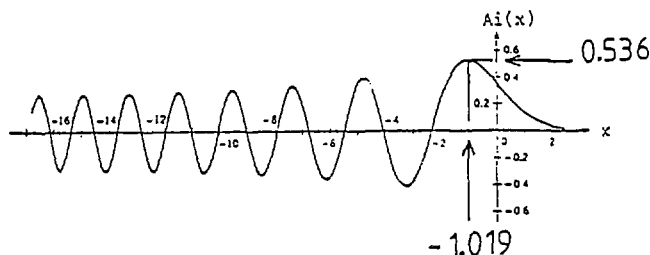


Fig. III.5 - L'intégrale d'Airy $Ai(x)$.

Pour $\theta < \theta_r$ la fonction d'Airy oscille alors que pour $\theta > \theta_r$, elle décroît plus rapidement qu'une exponentielle :

$$\text{Ai}(x) \sim \frac{x^{-1/4}}{2 \sqrt{\pi}} e^{-(2/3) x^{3/2}} \quad (\text{III.45})$$

Si $\theta_r < 0$, il suffit de remplacer $(\theta_r - \theta)$ par $(\theta - \theta_r)$ dans l'expression (III.44).

4.2.3 Absorption

Bien que les analyses semi-classiques aient apporté de notables améliorations par rapport à un traitement purement classique de la diffusion de deux particules, leur principal point faible est de considérer que l'interaction entre les deux particules est uniquement réelle, alors que la description des interactions nucléaires nécessite un potentiel complexe, dont la partie imaginaire décrit l'absorption. Les déphasages $\delta(\lambda)$ associés à un tel potentiel sont également complexes, et la fonction de déflexion telle qu'elle a été définie en (III.40) perd tout son sens. Il est devenu habituel de lui substituer la fonction définie par :

$$\theta_\lambda = 2 \text{Re } \delta'(\lambda) \quad (\text{III.46})$$

Par abus de langage, on l'appelle aussi "fonction de déflexion", mais les conclusions qu'elle permettra de tirer devront être considérées avec prudence.

Pour tenir compte de l'absorption, on introduit un facteur d'atténuation η_λ dans l'amplitude de diffusion

$$f(\theta) = \pm \frac{1}{k(\sin\theta)^{1/2}} \sum_n \left(\lambda_n \frac{d\lambda_n}{d\theta} \right)^{1/2} \eta_{\lambda_n} e^{i(2\delta_{\lambda_n} \pm \lambda_n \theta \pm \pi/4)} \quad (\text{III.47})$$

De même au voisinage d'un arc-en-ciel, la section efficace devient :

$$\sigma_r(\theta) = |\eta_{\lambda_r}|^2 \frac{2\pi (\lambda_r + 1/2)}{k^2 q^2 \sin\theta} \text{Ai}^2(x) \quad (\text{III.48})$$

5. DECOMPOSITION DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION : METHODE DE FULLER

Pour faciliter l'interprétation des phénomènes observés en diffusion élastique en présence d'absorption forte, il est souvent utile de décomposer l'amplitude de diffusion du modèle optique en termes de trajectoires.

Il existe deux types de décompositions :

- Les décompositions radiales : la méthode utilisée par Brink et Takigawa Br 77 suppose que le potentiel effectif possède une poche et décompose l'amplitude en ondes diffusées à la barrière et en ondes internes. Elle est donc peu intéressante aux énergies élevées où les potentiels effectifs ne présentent plus de poche.

- Les décompositions angulaires : c'est ce type de décomposition que nous avons utilisé, et plus précisément celle développée par Fuller Fu 75 . Cette méthode décompose l'amplitude de diffusion en une composante "proche" (Near) $f_N(\theta)$ et une composante "éloignée" (Far) $f_F(\theta)$. Si θ est réel, la composante éloignée ou composante positive correspond à la déflexion des particules par un potentiel total attractif $d/d < 0$, c'est-à-dire vers les angles négatifs, tandis que la composante proche ou composante négative correspond à la déflexion des particules par un potentiel total répulsif $d/d > 0$, c'est-à-dire vers les angles positifs. Le changement de signe entre les noms des composantes et les angles auxquels elles correspondent sera expliqué par la suite.

La méthode de Fuller repose sur la décomposition des polynômes de Legendre en composantes circulaires $Q^{(\pm)}(\cos \theta)$

$$P(\cos \theta) = Q^{(+)}(\cos \theta) + Q^{(-)}(\cos \theta) \quad (\text{III.49})$$

avec

$$Q^{(\pm)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} P(\cos \theta) \pm \frac{2i}{\sin \theta} Q(\cos \theta) \quad (\text{III.50})$$

où $Q(\cos \theta)$ est une fonction de Legendre de deuxième espèce.

Pour une amplitude possédant un développement en ondes partielles, cette décomposition peut être obtenue sans approximation en considérant les deux amplitudes correspondant à la décomposition de chaque polynôme de Legendre en ondes circulaires. C'est le cas de l'amplitude nucléaire $f(\theta)$ qui s'exprime en fonction du déphasage coulombien χ et de la matrice nucléaire S par la relation :

$$\tilde{f}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1) e^{2i\sigma_{\lambda}} (S_{\lambda}-1) P_{\lambda}(\cos\theta) \quad (III.51)$$

Les composantes Near et Far de l'amplitude nucléaire $\tilde{f}(\theta)$ ont donc pour expression :

$$\tilde{f}_{\substack{N \\ F}}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1) e^{2i\sigma_{\lambda}} (S_{\lambda}-1) \tilde{Q}_{\lambda}^{\substack{+ \\ -}}(\cos\theta) \quad (III.52)$$

L'attribution des signes négatif et positif aux composantes Near et Far s'explique ici, par le signe des composantes circulaires qui interviennent dans leurs expressions.

Pour obtenir l'amplitude de diffusion totale, il faut ajouter à l'amplitude nucléaire une amplitude coulombienne dont la décomposition est plus compliquée car cette dernière amplitude n'admet pas de développement en ondes partielles. En fait, il est clair que la diffusion coulombienne (répulsive) est dominée par la contribution due aux angles positifs. Fuller tient néanmoins compte de la contribution des angles négatifs à l'amplitude coulombienne. Pour cela, il utilise une approche qui projette les ondes circulaires à partir de l'amplitude totale. Le détail du calcul pourra être trouvé dans [Fu 75]. Il en ressort qu'effectivement la contribution Near à l'amplitude coulombienne domine très nettement la contribution Far aux angles avant, mais qu'en revanche aux angles arrière les deux contributions sont importantes.

L'intérêt des décompositions Near-Far provient du fait qu'elles permettent de comprendre l'origine des oscillations observées dans les distributions angulaires de diffusion élastique :

i) Interférences de Fresnel : elles apparaissent dans la composante Near de la décomposition et correspondent aux oscillations observées aux angles très avant (angles inférieurs à $\theta_{1/4}$). Ces oscillations peuvent être interprétées soit en termes de diffusion de Fresnel si l'absorption est forte, soit en termes de minima d'Airy dans la région "éclairée" de l'arc-en-ciel coulombien si l'absorption est faible.

ii) Interférences de Fraunhofer : elles ne sont présentes dans aucune des deux composantes Near ou Far de l'amplitude de diffusion, mais seulement dans la section efficace $d\sigma/d\Omega = |\tilde{f}(\theta)|^2$ lorsque les deux composantes sont

du même ordre de grandeur. La Fig. III.6 en donne une illustration (elle est tracée en $\ln d\sigma/d\theta$ et non pas en σ/σ_R , ce qui explique pourquoi l'amplitude Near tend vers l'infini quand θ tend vers zéro) [Hu 84]. Aux petits angles, cette amplitude Near domine très nettement grâce à sa partie coulombienne, mais elle décroît plus vite que l'amplitude Far si bien que les deux amplitudes arrivent à se croiser et produisent alors les oscillations dites de Fraunhofer dont la période est donnée par $\Delta\theta = \pi/Lgr$ ($Lgr =$ moment angulaire d'effieurement). L'angle de croisement dépend du système considéré et de l'énergie incidente. Il peut être supérieur à π , auquel cas on ne l'observe pas, et décroît quand l'énergie augmente ou quand la masse diminue. L'observation du croisement est importante car il donne une mesure de la réfraction, donc apporte des informations sur la "force" du potentiel réel [Mc 84, Hu 84].

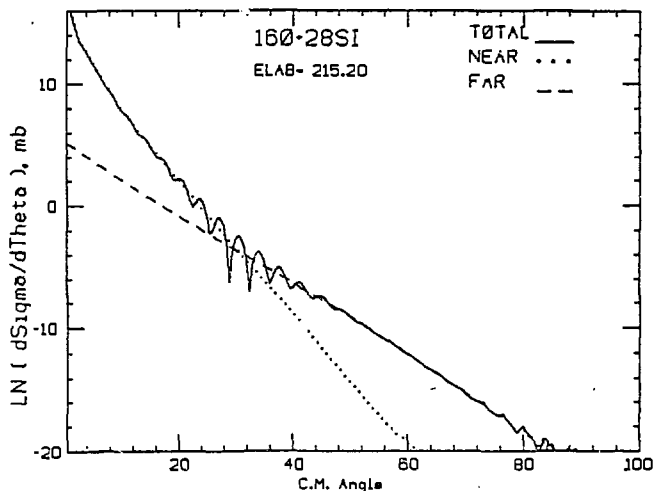


Fig. III.6 - Exemple de figure d'interférence Near-Far.

iii) Interférences dues à la présence d'un arc-en-ciel nucléaire : on les observe dans la composante Far uniquement. La Fig. III.7 donne un exemple de décomposition de distribution angulaire révélant la présence d'un arc-en-ciel nucléaire [Hu 84]. L'angle arc-en-ciel est dans ce cas de -65° environ.

En termes semi-classiques, nous avons vu que chacun des angles négatifs inférieurs à θ_r est associé à deux valeurs du moment angulaire $\lambda_<(\theta)$ et $\lambda_>(\theta)$. C'est leur interférence qui produit les oscillations (minima d'Airy) analogues à celles de l'arc-en-ciel coulombien dont la période est donnée par :

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{\lambda_> - \lambda_<} \quad (\text{III.53})$$

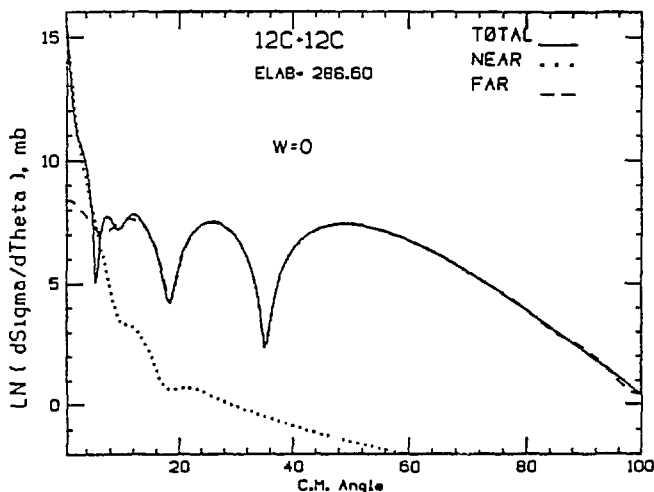


Fig. III.7 - Distribution angulaire révélant la présence d'un arc-en-ciel nucléaire.

La région angulaire située au-delà de θ_r est classiquement interdite, puisqu'aucun moment angulaire n'y arrive : la section efficace décroît de façon monotone.

De telles distributions angulaires n'ont été observées que dans la diffusion élastique d'ions légers. En ce qui concerne les ions lourds, la composante Far se présente sous forme d'une décroissance monotone presque exponentielle. On a souvent voulu voir dans cette décroissance exponentielle la région d'ombre située au-delà de l'arc-en-ciel, et par conséquent une signature de l'arc-en-ciel nucléaire [De 77, Br 82, Bo 82, Su 82].

Certains auteurs sont plus prudents et ne parlent d'arc-en-ciel que dans le cas d'une distribution angulaire présentant effectivement les minima d'Airy qui indiquent l'interférence de $\lambda_<$ et $\lambda_>$ [Sa 83, Mc 84, Mc 85]. En effet la décroissance que l'on observe dans la région d'ombre au-delà d'un arc-en-ciel est très semblable à celle, diffractive, caractéristique des phénomènes d'absorption forte. L'observation des minima d'Airy en-deçà de la décroissance permet de lever cette ambiguïté de manière définitive.

Chapitre IV

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'ensemble des distributions angulaires obtenues au cours de ces expériences est particulièrement intéressant puisqu'il regroupe une distribution de type "Fresnel" telle qu'on en observe pour les ions lourds à basse énergie, une distribution de type "ion léger" dominée par la contribution due à la diffusion vers les angles négatifs, en passant par trois cas intermédiaires présentant des oscillations de type Fraunhofer. Il représente à ce jour l'ensemble le plus complet sur la diffusion élastique d'ions lourds dans le domaine des énergies intermédiaires.

Nous discuterons tout d'abord quelles sont les informations fournies par nos données sur l'interaction nucléaire et essaierons de déterminer quelles sont les propriétés des distributions angulaires qui fournissent ces informations. Nous comparerons ensuite nos résultats avec ceux disponibles sur les mêmes systèmes à basse énergie.

1. MODELE OPTIQUE

Une première analyse de ces distributions angulaires a été effectuée dans le cadre du modèle optique grâce au code ECIS [Ra 81]. Ce code permet une recherche automatique des paramètres du potentiel optique qui minimisent la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{\text{exp}}(\theta_i) - \sigma_{\text{th}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2 \quad (\text{IV.1})$$

où : $\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ est la section efficace mesurée à l'angle θ_i
 $\sigma_{\text{th}}(\theta_i)$ est la section efficace calculée à l'angle θ_i
 $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ est l'erreur sur la section efficace expérimentale. Cette erreur tient compte des erreurs systématiques.

Pour reproduire les données, nous avons tout d'abord utilisé des potentiels de forme Woods-Saxon à six paramètres pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ et à quatre paramètres (géométries égales, $R_V = R_W$, $a_V = a_W$) pour les trois systèmes les plus lourds ($^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{208}Pb).

Pour ces trois systèmes la qualité de la reproduction des données, qui est de toute façon excellente avec des potentiels à quatre paramètres, n'est pas améliorée de manière très significative lorsque des potentiels à six paramètres sont utilisés. Nous avons aussi vérifié, dans le cas du ^{40}Ca que les conclusions que nous allons tirer pour les potentiels à quatre paramètres ne sont pas modifiées lorsqu'on passe à six paramètres.

Les recherches des paramètres donnant le meilleur χ^2 ont été effectuées pour des valeurs fixées de la profondeur V du potentiel réel : pour chaque valeur de V les trois ou cinq autres paramètres étaient libres (procédure n°1). Le tableau IV.1 regroupe les résultats de ces recherches, et les Figs. IV.1 à IV.3 comparent les courbes expérimentales et les distributions angulaires calculées avec les potentiels indiqués par une astérisque dans le tableau. Ces potentiels serviront de références dans toute la suite.

Le tableau IV.1 appelle quelques commentaires :

- 1) Dans le cas du ^{12}C et du ^{28}Si , le χ^2 par point (χ^2/N) de la distribution angulaire varie régulièrement en fonction de V . Il présente un minimum correspondant à $V=80$ MeV pour le ^{12}C et à $V=100$ MeV pour le ^{28}Si .
- 2) En ce qui concerne les trois autres systèmes, le minimum de la fonction $\chi^2 = f(V)$ est très plat. Les distributions angulaires en traits pleins de la Fig. IV.3 correspondent, pour chacun de ces systèmes, à des potentiels si-

tués approximativement au milieu du domaine de profondeur exploré : $V=60$ MeV pour ^{40}Ca , $V=129$ MeV pour ^{90}Zr , $V=80$ MeV pour ^{208}Pb . Pour ce dernier système, la valeur relativement moins bonne du χ^2/N est due à des valeurs systématiquement trop faibles de la section efficace de diffusion élastique mesurée aux angles avant.

Tableau IV.1

Paramètres des potentiels (Woods-Saxon) qui permettent de bien reproduire les données

Système	V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	σ_0 (mb)	χ^2/N
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	50	1,009	0,710	30,0	0,861	1,105	1344	3,1
	60	0,962	0,723	24,1	1,000	0,948	1326	2,24
	70	0,919	0,760	27,6	1,000	0,838	1270	1,39
	80*	0,881	0,784	27,8	1,008	0,800	1259	1,08
	90	0,845	0,810	29,7	1,010	0,776	1251	1,36
	100	0,812	0,836	30,6	1,011	0,758	1242	2,05
	120	0,748	0,893	27,4	1,050	0,723	1242	3,76
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	60	1,012	0,794	39,9	0,986	0,833	1715	2,38
	80	0,944	0,868	48,7	0,981	0,805	1744	1,70
	100*	0,892	0,905	50,5	0,992	0,780	1757	1,62
	110	0,870	0,918	53,7	0,968	0,774	1754	1,72
	130	0,819	0,966	58,6	0,977	0,754	1732	2,14
$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	40	1,122	0,646	31,5	1,122	0,646	1927	1,73
	50	1,078	0,684	42,4	1,078	0,684	1964	1,26
	60*	1,042	0,710	54,1	1,042	0,710	1996	1,14
	70	1,012	0,727	65,9	1,012	0,727	2012	1,16
	90	0,965	0,750	89,0	0,965	0,750	2032	1,28
$^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$	80	1,021	0,754	72,6	1,021	0,754	2720	1,36
	110	0,970	0,781	104,4	0,970	0,781	2739	1,33
	129*	0,946	0,790	124,1	0,946	0,790	2749	1,33
	150	0,924	0,798	146,0	0,924	0,798	2754	1,33
	200	0,881	0,813	200,3	0,881	0,813	2770	1,34
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	47,5	1,134	0,669	29,5	1,134	0,669	3567	2,21
	60	1,105	0,699	39,7	1,105	0,699	3617	2,23
	80*	1,072	0,718	51,6	1,072	0,718	3602	2,42
	100	1,039	0,747	67,1	1,039	0,747	3629	2,49

3) Les sections efficaces de réaction varient en général très peu pour l'ensemble des potentiels qui reproduisent bien les distributions angulaires expérimentales. Les valeurs moyennes des sections efficaces correspondant aux potentiels du tableau IV.1 sont données dans le tableau IV.2. Les différents calculs faits avec des potentiels autres que ceux de forme Woods-Saxon conduisent tous à des valeurs des sections efficaces de réaction qui diffèrent de celles du tableau IV.2 par moins de 5 %.

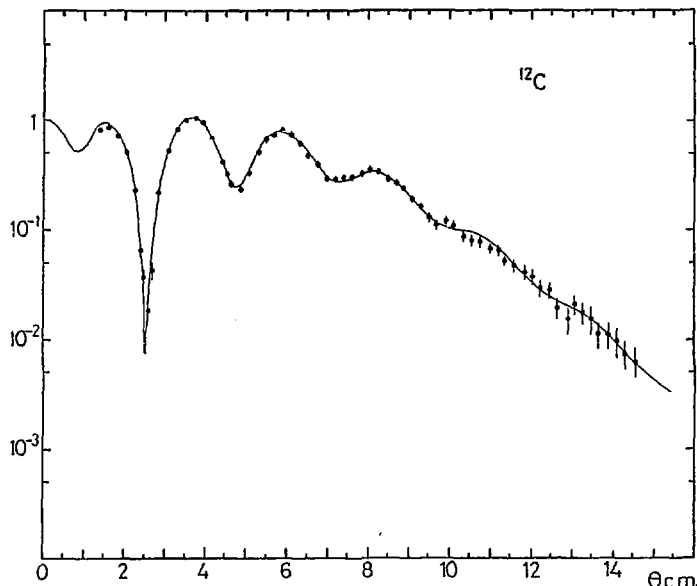


Fig. IV.1 - Comparaison entre la distribution angulaire de diffusion élastique expérimentale et celle calculée avec le potentiel Woods-Saxon de référence du tableau IV.1, pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Dans tous ces calculs, le code suppose, pour obtenir le potentiel coulombien, que le projectile est une charge ponctuelle interagissant avec la cible dont la distribution de charge est de type Fermi avec pour rayon $R = R_{\text{proj}} + R_{\text{cible}}$. Le tableau IV.3 donne les valeurs des rayons coulombiens et des diffusivités utilisés ; ils ont été obtenus à partir des paramètres donnés par les études de diffusion d'électrons [Ja 74].

Système	σ_R (mb)
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	1260
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	1730
$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	1990
$^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$	2750
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	3620

Tableau IV.2

Valeurs moyennes des sections efficaces de réaction calculées à l'aide du modèle optique

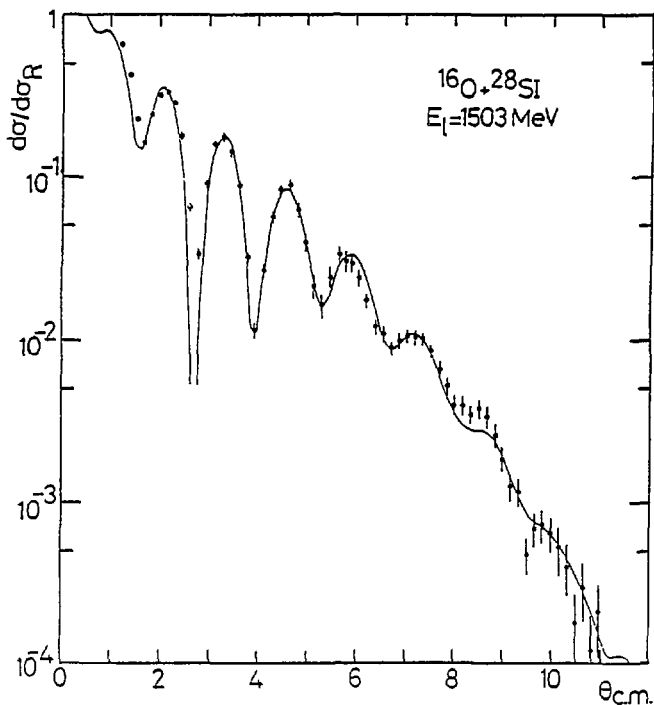


Fig. IV.2 - Comparaison entre la distribution angulaire de diffusion élastique expérimentale et celle calculée avec le potentiel Woods-Saxon de référence du tableau IV.1, pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

Tableau IV.3

Rayons et diffusivités coulombiens

	$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	$^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$	$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$
r_c	1,032	1,034	1,030	1,057	1,093
a_c	0,517	0,525	0,538	0,527	0,531

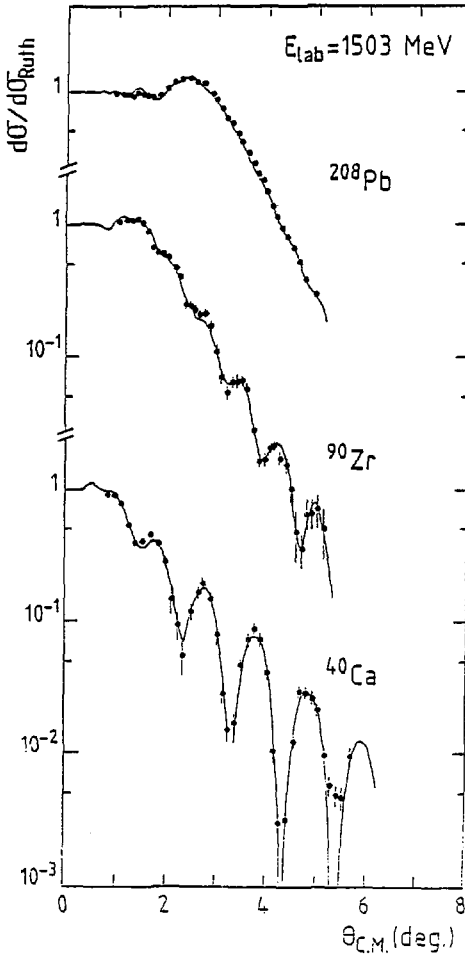


Fig. IV.3 - Comparaison entre les distributions angulaires de diffusion élastique expérimentales et celles calculées avec les potentiels Woods-Saxon de référence du tableau IV.1, pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{208}Pb .

A l'énergie considérée et pour les systèmes légers $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, il est important de prendre les valeurs correctes des rayons coulombiens et des diffusivités, ce qui n'était pas vrai à plus basse énergie. Nous avons en particulier constaté que l'omission de la diffusivité coulombienne modifie de manière non négligeable les distributions angulaires calculées.

Les données de diffusion élastique d'ions lourds à basse énergie ne déterminent le potentiel d'interaction qu'au voisinage d'un point, appelé rayon sensible, et correspondant à des recouvrements très faibles des densités nucléaires [Ma 81, Sa 74]. Des mesures de diffusion élastique $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 85 MeV/u [8u 84] ont démontré que la situation semble plus favorable à haute énergie et que les données deviennent sensibles aux valeurs du potentiel d'interaction nucléaire sur un domaine plus vaste et correspondant à des recouvrements plus forts des noyaux. Nous avons voulu vérifier ce phénomène sur un ensemble complet de données et connaître le domaine radial où le potentiel est déterminé par nos données.

2. DETERMINATION D'UNE REGION SENSIBLE : notch test (test de l'encoche)

L'une des méthodes les plus utilisées pour déterminer à quelle région du potentiel les données sont sensibles a été exposée par Cramer et al. [Cr 80]. Elle consiste à ajouter au potentiel réel ou imaginaire une perturbation étroite (notch) de forme gaussienne ou dont l'expression est donnée par la dérivée d'un terme Woods-Saxon. La distribution angulaire correspondant à ce potentiel perturbé est comparée à la distribution angulaire expérimentale, pour différentes positions de la perturbation. Si le χ^2 se détériore de manière significative lorsque la perturbation est appliquée en un point, c'est que les données sont très sensibles à la valeur du potentiel en ce point.

Nous avons utilisé des perturbations de forme gaussienne de largeur 0,2 fm, dont l'amplitude était égale à 30 % de la valeur du potentiel au point considéré et nous avons appliqué ces perturbations aux potentiels repérés par une astérisque dans le tableau IV.1. L'évolution de la quantité χ^2/N en fonction du point d'application de la perturbation pour les cinq systèmes étudiés est montrée sur la Fig. IV.4, en traits pleins pour le potentiel réel et en traits pointillés pour le potentiel imaginaire. Nous définissons ici la région sensible par le domaine radial où la quantité χ^2/N dépasse sa valeur nominale du tableau IV.1. Cette définition est quelque peu subjective et dépend de la perturbation utilisée. Elle donne cependant une idée générale de la région de sensibilité. Il faut noter qu'on ne doit pas attacher une importance particulière au maximum de la fonction $\chi^2 = f(R)$ qui n'est pas forcément synonyme de maximum de sensibilité des données. Il peut d'ailleurs se produire des minima dus à des coïncidences accidentelles entre les oscillations du calcul incluant la perturbation et les oscillations expérimentales.

les, comme c'est le cas pour $^{160}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. Le tableau IV.4 présente les limites des régions, extraites de la Fig. IV.4 où les données sont très sensibles à la valeur du potentiel.

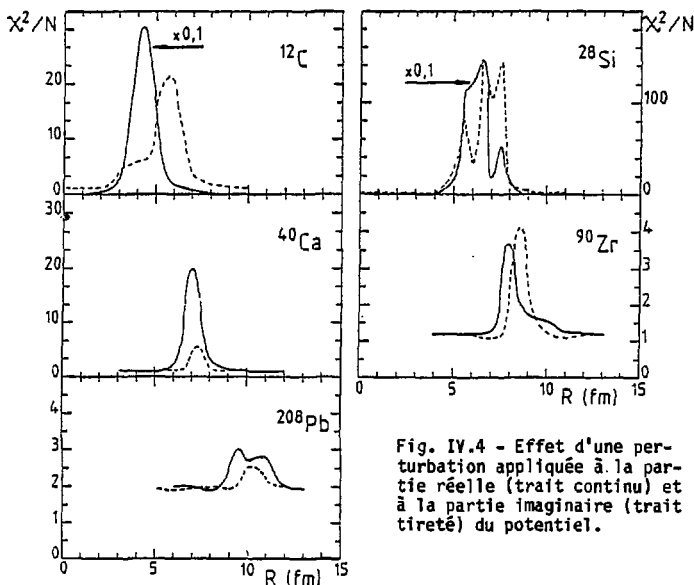


Fig. IV.4 - Effet d'une perturbation appliquée à la partie réelle (trait continu) et à la partie imaginaire (trait tireté) du potentiel.

Avant de commenter ces valeurs, il convient tout d'abord de remarquer que la perturbation appliquée au potentiel réel, n'affecte pas les données de la même manière selon qu'il s'agit d'une distribution angulaire de type Fresnel ou présentant de fortes oscillations aux angles avant : pour le ^{208}Pb , le χ^2 maximum est à peine deux fois supérieur au χ^2 normal alors que ce rapport $\chi_{\text{max}}^2/\chi_{\text{normal}}^2$ est supérieur à 200 pour le ^{12}C et dépasse 1000 pour le ^{28}Si . Dans ces deux derniers cas l'application de la perturbation dans la région sensible du potentiel réel se reflète sur la distribution angulaire par l'apparition d'oscillations beaucoup trop fortes aux angles supérieurs à $\theta_{\text{CM}} = 5-6^\circ$. De plus, la section efficace est très surestimée dans cette même région angulaire.

Tableau IV.4

Limites des régions sensibles définies par le "notch test"
 Les valeurs entre parenthèses sont les valeurs réduites des rayons

Système	$^{160} + ^{12}\text{C}$ (fm)	$^{160} + ^{28}\text{Si}$ (fm)	$^{160} + ^{42}\text{Ca}$ (fm)	$^{160} + ^{90}\text{Zr}$ (fm)	$^{160} + ^{208}\text{Pb}$ (fm)
Potentiel réel	3-6 (0,62-1,25)	5-8 (0,90-1,44)	6-8,5 (1,01-1,43)	7-10,5 (1,00-1,50)	9-11,5 (1,07-1,35)
Potentiel imaginaire	4,5-7 (0,94-1,45)	5-8 (0,90-1,44)	6,5-8 (1,09-1,35)	7,5-10 (1,07-1,43)	9,5-11 (1,12-1,30)
R 1/2	6,2 (1,29)	7,3 (1,31)	7,9 (1,33)	9,3 (1,33)	10,9 (1,29)

Un autre résultat intéressant que montre la Fig. IV.4 est que lorsque la masse du système diminue, les données deviennent beaucoup plus sensibles à la partie réelle du potentiel qu'à sa partie imaginaire. Alors que pour le ^{208}Pb et le ^{90}Zr , la qualité de l'accord entre les distributions angulaires calculées et expérimentales se dégrade de manière équivalente si on applique la perturbation au potentiel réel ou imaginaire, pour les trois systèmes plus légers, l'effet de cette perturbation est nettement plus important lorsqu'elle s'applique au potentiel réel. Ceci montre que la partie réelle est mieux définie que la partie imaginaire du potentiel, et qu'il y a moins d'ambiguïtés entre elles. Ce comportement, est opposé à celui qui avait été observé à basse énergie ($E/A < 15 \text{ MeV/u}$) pour le système $^{160} + ^{28}\text{Si}$ [Cr 80]. Dans ce travail, il était montré que les données étaient beaucoup plus sensibles à la partie imaginaire du potentiel, car à ces énergies les effets d'absorption forte sont dominants. De plus, une extrapolation faite à partir de données fictives à des énergies incidentes de 1 et 2 GeV générées à partir du potentiel E18 utilisé par Cramer et al. [Cr 80], semblait indiquer, qu'à ces énergies aussi le potentiel imaginaire devait être mieux déterminé que le potentiel réel. Ce désaccord peut avoir plusieurs origines. D'une part, les distributions angulaires générées à partir du potentiel E18, reproduisant bien les données de basse énergie, sont très différentes des données obtenues dans le présent travail. D'autre part, dans la région sensible, le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle W/V est deux fois plus grand pour le potentiel E18 que pour notre potentiel de référence associé au système $^{160} + ^{28}\text{Si}$. Cette valeur trop grande de W , qui a pour

conséquence des perturbations trop importantes pour la partie imaginaire peut aussi expliquer pourquoi les distributions angulaires générées dans [Cr 80] semblent plus sensibles à W qu'à V . Nous concluons donc que contrairement aux prédictions de ce travail, pour les énergies incidentes voisines de 100 MeV/u, les données de diffusion élastique sont très sensibles à la partie réelle du potentiel sur une région relativement vaste.

Plus précisément, en ce qui concerne les positions des régions sensibles associées aux potentiels réels et imaginaires, elles sont toutes situées en grande partie à l'intérieur des rayons d'absorption forte $R_{1/2}$ et la région sensible associée au potentiel réel se décale vers l'intérieur par rapport à $R_{1/2}$ quand la masse du système diminue. On peut aussi remarquer que si les régions sensibles associées aux potentiels réels et imaginaires sont très semblables pour les systèmes $^{16}O + ^{12}C$ et $^{16}O + ^{28}Si$, en revanche la région associée au potentiel imaginaire est systématiquement plus étroite que celle associée au potentiel réel pour les trois systèmes plus lourds.

Le notch test donne une idée de la région du potentiel à laquelle les données sont sensibles. Cependant ceci ne signifie pas que les valeurs des potentiels sont parfaitement définies sur toute cette région et que des potentiels de forme différente seraient incapables de reproduire les données. Nous allons maintenant étudier s'il existe un domaine radial où les données sont non seulement sensibles au potentiel, mais en plus déterminent sa valeur. Jusqu'au paragraphe 4, nous nous intéresserons uniquement au potentiel réel, car les remarques précédentes suggèrent que c'est pour cette partie du potentiel que les résultats seront les plus intéressants. La partie imaginaire sera discutée au paragraphe 5.

3. REGION DU POTENTIEL REEL DETERMINEE PAR LES DONNEES

3.1 Description de la méthode et résultats généraux

Si on trace tous les potentiels réels obtenus pour chaque système sur une même figure, on s'aperçoit qu'effectivement, ils ont tendance à venir se superposer sur un domaine radial dont la largeur est de 2 ou 3 fm et où leur profondeur peut atteindre des valeurs importantes (Fig. IV.5 pour le ^{12}C). Pour apprécier ce phénomène de manière plus précise, nous avons calculé, pour chaque système, les rapports des différents potentiels qui permettent de bien reproduire les données aux potentiels de référence du tableau IV.1.

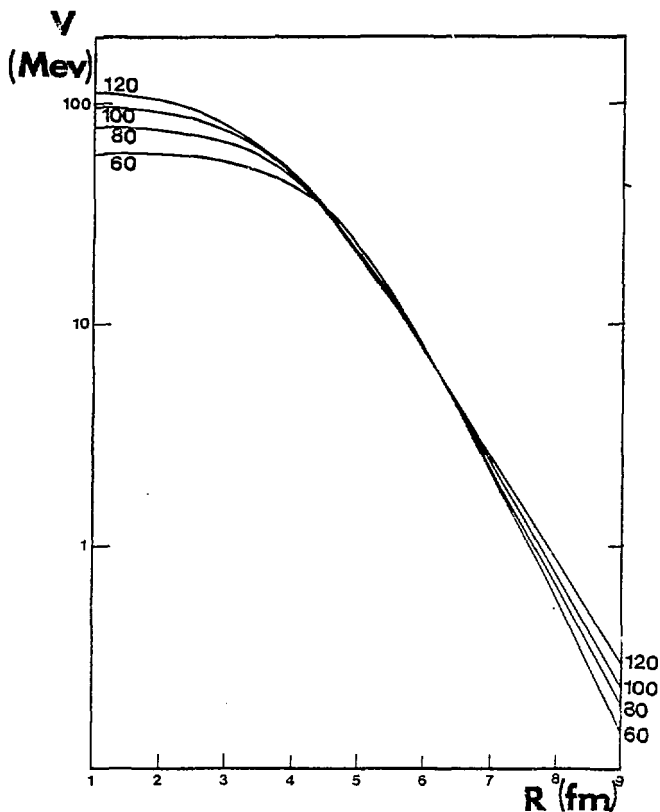


Fig. IV.5 - Différents potentiels Woods-Saxon qui permettent de bien reproduire les données pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

La Fig. IV.6 présente ces rapports en fonction du rayon. On observe alors clairement que, quand la profondeur du potentiel change, les autres paramètres s'ajustent pour que les potentiels approchent tous à mieux de 10 % la même valeur dans des domaines dont les limites sont données dans le tableau IV.5. De plus, pour chaque système, les différents potentiels Woods-Saxon ont approximativement la même dérivée au milieu de ces différents domaines. La comparaison de ce tableau avec le tableau IV.4 montre que de manière générale dans les régions où les données sont sensibles au potentiel réel, les

valeurs de ce potentiel sont très bien déterminées. Il est maintenant intéressant d'étudier chaque système séparément et plus précisément.

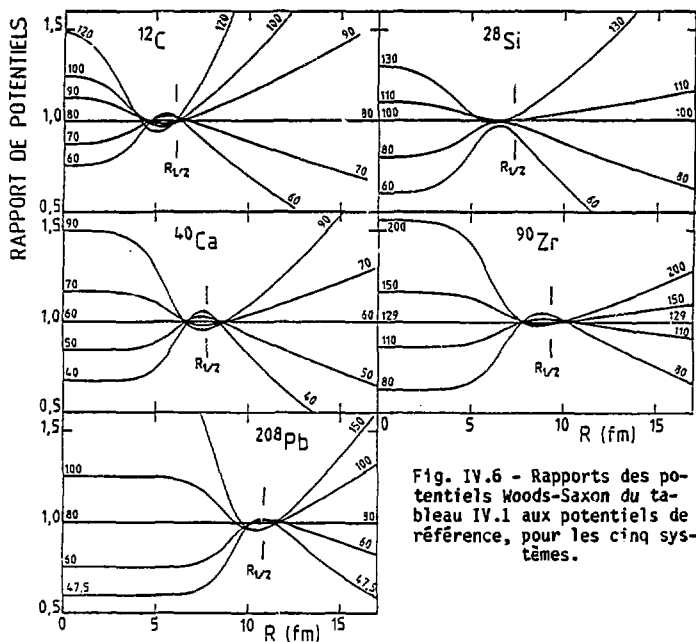


Tableau IV.5

Limites des régions sensibles définies à partir de la Fig. IV.6

Système	$160 + 12C$ (fm)	$160 + 28Si$ (fm)	$160 + 42Ca$ (fm)	$160 + 90Zr$ (fm)	$160 + 208Pb$ (fm)
Potentiel réel	4-7	5-8	6-9	7-11	9,5-12,5

3.2 Système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

Chronologiquement, c'est le premier système que nous avons analysé selon la méthode décrite au paragraphe précédent. Pour ce système nous avons voulu montrer que le recouvrement observé des différents potentiels n'était pas dû à la forme du potentiel utilisé dans les calculs. Une analyse semblable à la précédente a donc été effectuée en prenant pour les parties réelle et imaginaire du potentiel optique des facteurs de forme de type Woods-Saxon au carré $(W.S)^2$. De tels facteurs de forme ont déjà été utilisés avec succès lors de l'analyse de diffusion élastique de particules α [Mi 77].

La procédure utilisée est la même que précédemment : nous avons donné à V des valeurs comprises entre 60 et 160 MeV, et pour chaque valeur de V , recherché l'ensemble des paramètres R_V, a_V, W, R_W, a_W qui minimisent la quantité χ^2/N . Les résultats de cette recherche sont donnés dans le tableau IV.6. La qualité de l'accord entre la distribution angulaire expérimentale et les courbes calculées est sensiblement la même que pour des potentiels de forme Woods-Saxon (Fig. IV.7), et on retrouve à peu près la même valeur pour la section efficace de réaction.

Tableau IV.6

Paramètres des potentiels $(W.S)^2$ qui permettent de bien reproduire les données, pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N
60	5,383	0,994	72,5	3,687	2,200	1148	1,88
70	5,217	1,043	39,6	4,975	1,903	1433	1,34
80	5,036	1,136	50,6	4,693	1,675	1296	1,58
90	4,300	1,186	44,6	4,950	1,594	1297	1,41
100	4,774	1,248	50,3	4,870	1,454	1234	1,75
120	4,549	1,325	51,5	4,965	1,319	1206	1,98
140	4,378	1,425	62,1	5,031	1,043	1142	2,19
160	4,201	1,518	64,4	5,076	0,998	1145	2,29

La Fig. IV.8 présente le rapport des différents potentiels $(W.S)^2$ au potentiel Woods-Saxon de référence en fonction du rayon et montre que de nouveau, les potentiels qui reproduisent bien les données convergent tous

dans la région comprise entre 4 et 6,5 fm, et y prennent de plus les mêmes valeurs que les potentiels Woods-Saxon.

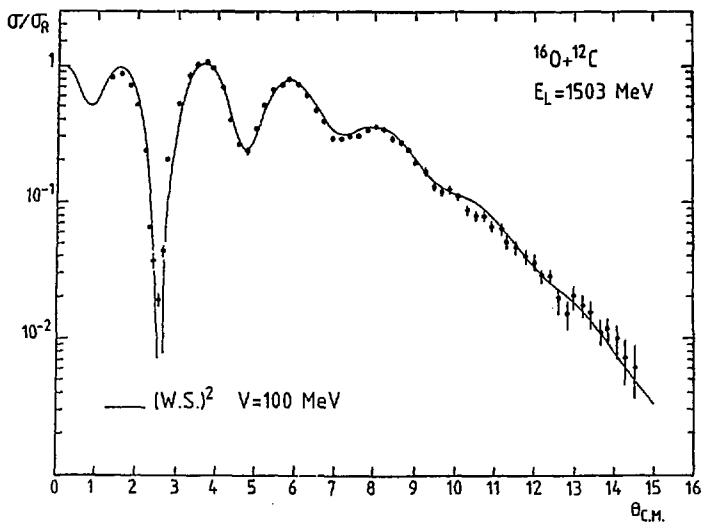


Fig. IV.7 - Comparaison entre la distribution angulaire expérimentale et celle calculée avec le potentiel $(W.S.)^2$ tel que $V=100$ MeV (cf. tableau IV.6) pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

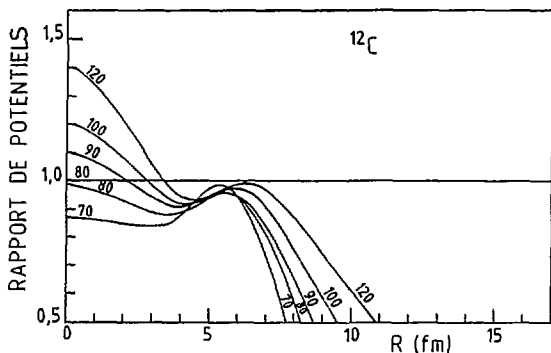


Fig. IV.8 - Rapports de quelques potentiels $(W.S.)^2$ du tableau IV.6 au potentiel Woods-Saxon de référence, pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Le comportement général des potentiels $(W.S)^2$ diffère cependant de celui des potentiels Woods-Saxon par quelques points :

1) Il apparaît sur la Fig. IV.8 que les potentiels $(W.S)^2$ n'ont pas la même dérivée que le potentiel Woods-Saxon de référence, donc que tous les potentiels de forme Woods-Saxon, pour $r = 5$ fm. Nous avons vérifié que ceci est simplement une conséquence de la différence entre les géométries Woods-Saxon et $(W.S)^2$ et correspond à une optimisation de la superposition sur toute la région sensible des deux formes de potentiels.

2) Une autre différence à noter est la disparition sur la Fig. IV.8 des points de croisement situés à 4,4 et 6,1 fm sur la Fig. IV.6. Ces points proviennent donc uniquement du type de potentiel utilisé, mais ne définissent pas des points sensibles où le potentiel serait mieux défini.

3.3 Système $^{160} + ^{208}\text{Pb}$

La distribution angulaire obtenue pour le système $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ est tout-à-fait semblable à celles observées à basse énergie. Il serait donc logique que l'on y retrouve des traits caractéristiques de la diffusion élastique à basse énergie. Pour voir si tel est bien le cas, nous avons réanalysé cette distribution toujours dans le cadre du modèle optique avec des potentiels Woods-Saxon, mais cette fois-ci le paramètre fixé au cours des recherches était la diffusivité $\alpha = a_v = a_w$ et non plus V (procédure n°2). En effet, c'est ce type d'analyse qui est effectué dans un grand nombre d'études de diffusion élastique à basse énergie. Il a été montré [Br 81] que dans ces conditions, les potentiels associés aux différentes valeurs de la diffusivité et qui reproduisent les données, se croisent tous au voisinage d'un point, appelé rayon sensible,

$$R_s = R_{Cr} - a_v/2 + \Delta \quad (\text{IV.2})$$

où R_{Cr} est le rayon associé à l'arc-en-ciel coulombien et Δ une correction coulombienne, totalement négligeable pour les cas qui nous intéressent. Ce point est toujours situé dans la queue exponentielle du potentiel (le calcul qui conduit à l'expression (4.2) suppose en fait qu'au voisinage de R_s , $V(r) = K \exp(-r/a_v)$), et la profondeur du potentiel y dépasse rarement un ou quelques MeV.

La Fig. IV.9 présente les potentiels obtenus pour $^{160} + ^{208}\text{Pb}$, qui correspondent à différentes valeurs de la diffusivité et qui permettent de bien reproduire les données, ainsi que leurs rapports au potentiel de référence caractérisé par $V=80$ MeV. Cette figure montre que, de la même manière qu'à basse énergie, tous les potentiels se croisent en un seul point $R_S=11,6$ fm. Cette valeur est très proche de ce que prévoit la relation (4.2) $R_S=11,8$ fm.

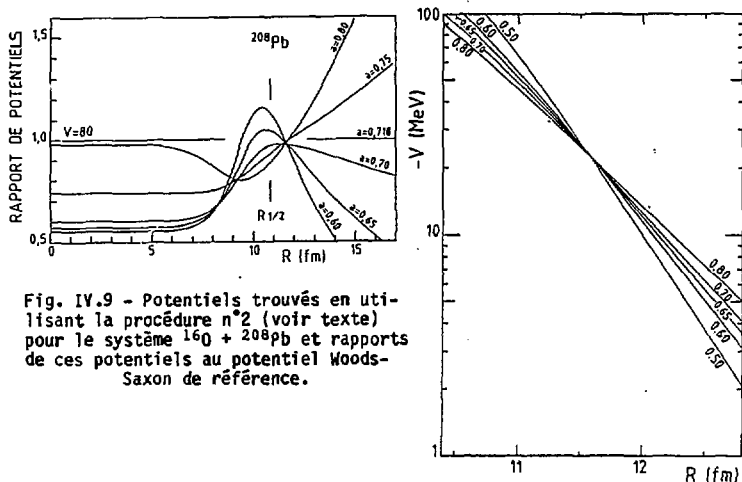


Fig. IV.9 - Potentiels trouvés en utilisant la procédure n°2 (voir texte) pour le système $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ et rapports de ces potentiels au potentiel Woods-Saxon de référence.

La comparaison des Figs. IV.6 et IV.9 indique que, dans ce cas précis, la région du potentiel déterminée par les données n'est pas totalement indépendante de la manière dont on analyse ces données. Néanmoins, le rayon sensible R_S est situé à l'intérieur de la région sensible définie précédemment et au voisinage de ce point, les valeurs des différents potentiels sont très proches de celle du potentiel de référence ($V(R_S) = - 2,2$ MeV).

3.4 Autres systèmes

En ce qui concerne les restrictions que nous venons de faire sur la détermination de la région sensible, la situation est totalement différente pour les trois systèmes de masses intermédiaires (de même que pour le système $^{160} + ^{12}\text{C}$). Des analyses utilisant la procédure n°2 ont aussi été menées pour ces systèmes. Les figures présentant les rapports des potentiels obtenus

nus aux potentiels de référence sont à peu près semblables à ce qui était trouvé sur la Fig. IV.6 dans chacun des cas, comme le montre la Fig. IV.10 dans le cas $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$. Ce résultat montre que pour les systèmes autres que $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, l'hypothèse selon laquelle les données ne sont sensibles qu'à la queue exponentielle du potentiel n'est plus valable. Pour ces systèmes et à l'énergie considérée, les données commencent à tester des régions relativement centrales, où les potentiels Woods-Saxon ne peuvent plus être représentés par des exponentielles.

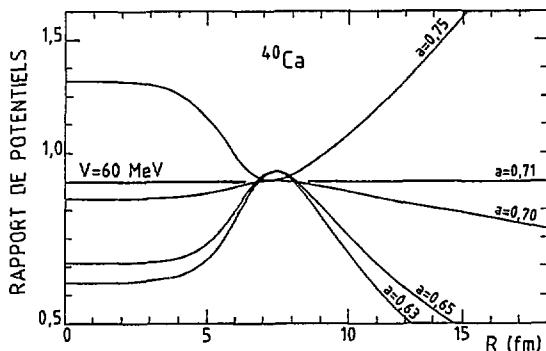


Fig. IV.10 - Rapports de quelques potentiels Woods-Saxon trouvés en utilisant la procédure n°2 (voir texte) au potentiel Woods-Saxon de référence, pour le système $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$.

3.5 Conclusion

Il existe donc une différence entre :

- d'une part le ^{208}Pb pour lequel la détermination du potentiel n'est vraiment indiscutable qu'au voisinage du point $R=11,6$ fm, point qui est situé assez loin dans la queue exponentielle, et qui est supérieur au rayon d'absorption forte $R_{1/2} = 10,9$ fm. On peut aussi remarquer que pour ce système, l'ambiguïté d'Igo $V \exp(R/a) = \text{constante}$, si $a = \text{constante}$, est bien vérifiée ;
- et d'autre part, les quatre systèmes plus légers, pour lesquels la détermination du potentiel est possible sur toute une région qui correspond à un recouvrement des noyaux de plus en plus fort et qui "rentre" à l'intérieur du rayon d'absorption forte quand la masse du système diminue.

Cette différence de comportement trouve son origine dans l'apparition de la contribution due à la diffusion vers les angles négatifs qui se manifeste par des oscillations sur la décroissance exponentielle des distributions angulaires. Cette contribution semble donc apporter des contraintes très fortes sur la valeur de la partie réelle du potentiel nucléaire. Qualitativement ceci est très compréhensible puisqu'elle correspond à des "trajectoires" qui ont ressenti relativement fortement le potentiel d'interaction nucléaire.

Une vue plus quantitative de l'évolution de la composante due à la diffusion vers les angles négatifs (composante positive ou F_{cm}) et de son influence sur le domaine radial de l'interaction testé par les données sera développée dans le paragraphe suivant qui étudie la décomposition de l'amplitude de diffusion en composantes positive et négative pour l'ensemble des systèmes.

4. ANALYSE SEMI-CLASSIQUE

La Fig. IV.11 présente les décompositions des amplitudes de diffusion, calculées à partir des potentiels de référence pour les différents systèmes en contributions dues à la deflexion vers les angles positifs (composante négative ou Near Side, cf. chapitre III pour l'explication des différentes appellations) et vers les angles négatifs (composantes positive ou Far Side). Nous avons omis le ^{28}Si pour ne pas surcharger la figure. Les décompositions obtenues à partir des différents autres potentiels qui reproduisent les données sont très semblables à celles de la Fig. IV.11 [Ro 85].

4.1 Remarques générales

Lorsque la masse du système diminue, il apparaît sur la Fig. IV.11 que la composante positive augmente très fortement : alors que pour $^{160+208}\text{Pb}$ elle est toujours inférieure de 3 ou 4 ordres de grandeur à la composante négative, en revanche elle est totalement dominante pour le système $^{160+12}\text{C}$.

Pour étudier les pentes des différentes composantes, il est plus intéressant de représenter ces composantes sous la forme de fonctions

$$\log(\sin\theta)^{1/2} |f(\theta)| = g(\theta_{cm})$$

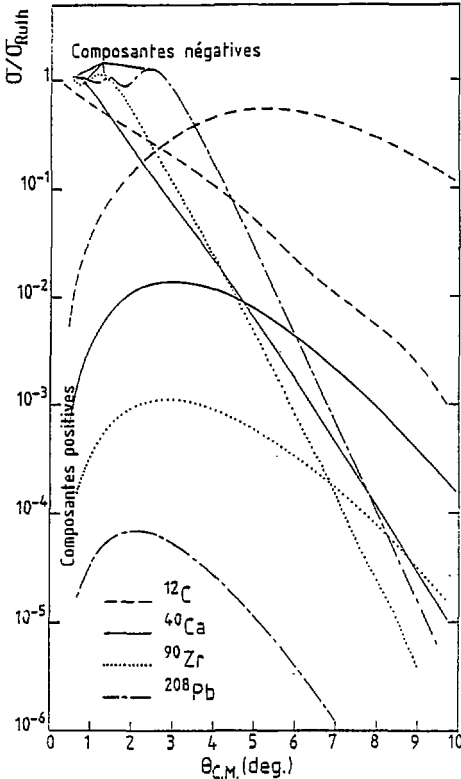


Fig. IV.11 - Décompositions en composantes positives et négatives des distributions angulaires calculées à partir des potentiels de référence.

plutôt que sous la forme $\sigma/\sigma_R = h(\theta_{cm})$. En effet, on obtient alors des droites dont la pente est bien déterminée. La Fig. IV.12 donne un exemple d'une telle représentation pour le système $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$. Toutefois, la discussion qui suit au sujet des différentes pentes est aussi valable pour la Fig. IV.11 à condition de prendre des angles où les différentes composantes décroissent régulièrement. On peut remarquer que les pentes des composantes négatives sont plus raides que celle des composantes positives sauf dans le cas $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ où elles sont assez semblables, et qu'elles ont toutes tendance à diminuer quand la masse du système diminue. Ce comportement est expliqué par Hussein et McVoy comme un phénomène de réfraction dû à la nature attractive du potentiel nucléaire [Hu 84]: ils interprètent tout

d'abord les distributions angulaires de diffusion élastique d'ions lourds en termes de figures de diffraction provenant d'un système de deux fentes et qui ne font intervenir que la forte absorption des noyaux. Chaque fente correspond à une fenêtre en moment angulaire (périphérique) et est associée à l'une des composantes positive ou négative de l'amplitude. La réfraction vient modifier cette image en changeant les pentes des deux composantes et en provoquant leur croisement. Enfin le potentiel coulombien, en agissant

comme une prisme a pour effet de décaler ces deux composantes l'une par rapport à l'autre de $2 \theta_{1/4}$.

Dans ce modèle, les deux composantes de l'amplitude de diffusion ont pour expression :

$$f_N(\theta) = e^{-\beta_N ka(\theta - \theta_{1/4})} \times e^{-i kR(\theta - \theta_{1/4})}$$

$$f_F(\theta) = e^{-\beta_F ka(\theta + \theta_{1/4})} \times e^{+i kR(\theta + \theta_{1/4})}$$

où R et a sont respectivement le rayon et la diffusivité du potentiel (les géométries sont supposées égales $R_V = R_W$, $a_V = a_W$)

$$\theta_{1/4} = 2\eta/kR = V_{\text{Coul}}(R)/E_{\text{C.m.}}$$

$$\beta_N = \pi - \text{Arctg}[W/(V + E_{\text{C.m.}})]$$

et β_F vérifie la relation

$$\cos^2\left(\frac{\beta_F}{2}\right) = \frac{1}{2}(1 + \gamma) - \frac{1}{2}[(1 + \gamma)^2 - 4\gamma \cos^2\phi/2]^{1/2}$$

avec :

$$\gamma = \frac{1}{8} \frac{(V^2 + W^2)^{1/2}}{E_{\text{C.m.}}} \frac{R}{a}$$

$$\phi = \text{Arctg } W/V$$

Les relations donnant β_N et β_F négligent le potentiel coulombien. Elles ne sont donc pas valables aux petits angles ($\theta < \theta_{1/4}$).

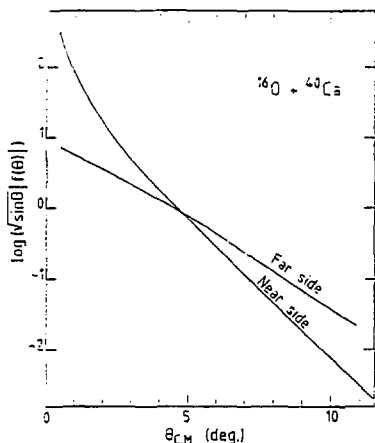


Fig. IV.12 - Décomposition en composante positive et négative de la distribution angulaire calculée à partir du potentiel de référence pour $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, représentée par $\log(|V \sin \theta| |f(\theta)|)$.

Le tableau IV.7 compare les valeurs des pentes moyennes des deux composantes calculées à partir des formules précédentes et celles calculées à partir des décompositions effectuées selon la méthode de Fuller. Pour ces calculs, nous avons utilisé les potentiels de référence du tableau IV.1, sauf pour ^{160}Gd et ^{12}C et $^{160}\text{Gd} + ^{28}\text{Si}$ où ils ont des géométries différentes. Pour ces deux systèmes, nous avons effectué de nouveaux calculs en imposant aux deux parties du potentiel d'avoir les mêmes géométries et nous avons pris les paramètres V, W, R, a résultant de ces recherches. Le comportement des différentes pentes, observé sur la Fig. IV.11 se retrouve bien dans les résultats des calculs donnés dans le tableau IV.7 : pour tous les systèmes les pentes des composantes négatives sont plus fortes que celles des composantes positives et ces pentes augmentent avec la masse du système. L'accord entre les deux valeurs des pentes des composantes négatives (α_N dans le tableau IV.7) est excellent. Les pentes positives (α_F) calculées selon la méthode de [Hu 84] dépassent de 10 à 30 % les valeurs extraites des décompositions effectuées selon la méthode de Fuller, mais l'accord est aussi relativement satisfaisant. En conclusion, il est intéressant de constater que les valeurs de β_F et β_N varient très peu d'un système à l'autre à cause de la grande valeur de $E_{c.m.}$. Comme les diffusivités ne diffèrent pas de plus de 20 %, la variation des pentes α_F et $\alpha_N (=k\alpha_{F,N})$ est donc essentiellement déterminée par la variation du nombre d'onde k.

Tableau IV.7

Comparaison entre les pentes Near et Far calculées selon [Hu 84] et celles extraites d'une décomposition selon la méthode de Fuller

Cible	^{12}C	^{28}Si	^{40}Ca	^{90}Zr	^{208}Pb
α_N	3,10	3,09	3,09	3,05	3,11
$\alpha_N = k\alpha_{\beta_N}$ (calcul)	36,10	59,1	53,4	70,2	71,6
α_N (expérience)	40,9	59,2	57,4	67,9	72,2
β_F	2,53	2,61	2,60	2,42	2,50
$\alpha_F = k\alpha_{\beta_F}$ (calcul)	29,5	50,0	44,8	55,5	57,7
α_F (expérience)	23,6	37,3	37,8	37,4	51,4

Un autre paramètre important que permettent de calculer les formules de f_N et f_F extraites de [Hu 84] est l'angle de croisement des deux composantes

θ_C

$$\theta_C = \frac{\beta_N + \beta_F}{\beta_N - \beta_F} \theta_{1/4} = \frac{\beta_N + \beta_F}{\beta_N - \beta_F} \frac{V_{\text{COUL}}(R)}{E_{c.m.}}$$

Les valeurs de β_N et β_F du tableau IV.7 donnent des valeurs de θ_c systématiquement trop grandes (40 à 50 %). Cette erreur provient des incertitudes sur la valeur de β_F et de l'approximation faite pour le calcul de $\theta_{1/4}$. Néanmoins, l'évolution de θ_c avec la masse du système est très bien reproduite : quand la masse du système diminue, l'augmentation de la composante positive provoque la diminution de θ_c et donc la diminution de l'angle où se trouve le maximum des oscillations Fraunhofer.

Nos données regroupent les principaux cas de figures possibles en ce qui concerne l'angle de croisement des deux composantes. Elles comportent en effet :

- une distribution où la composante positive est toujours totalement négligeable et où l'angle de croisement, s'il existe, se situe à un très grand angle ($^{160} + ^{208}\text{Pb}$) ;
- deux distributions présentant des oscillations de Fraunhofer qui indiquent la proximité de l'angle de croisement ($^{160} + ^{90}\text{Zr}$ et $^{160} + ^{40}\text{Ca}$) ;
- deux distributions qui présentent aussi ces oscillations aux angles très avant et où la composante négative devient dominante aux grands angles ($^{160} + ^{28}\text{Si}$ et $^{160} + ^{12}\text{C}$).

4.2 Système $^{160} + ^{208}\text{Pb}$

Dans le cas du ^{208}Pb , nous avons vu que la composante due à la deflexion vers les angles positifs domine très fortement celle due à la deflexion vers les angles négatifs. Elle détermine ainsi toute la distribution angulaire dans le domaine angulaire considéré.

Les distributions angulaires de ce type peuvent être interprétées soit en termes de diffraction de Fresnel, soit en termes d'arc-en-ciel coulombien. Aux énergies intermédiaires, il a été montré que la décroissance exponentielle observée pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{60}\text{Ni}$, ^{120}Sn , ^{208}Pb à 44 MeV/u, est de nature réfractive [A1 84]. Pour étudier si tel est encore le cas pour le système $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ à 94 MeV/u, nous avons tout d'abord tracé la fonction de deflexion et la matrice S (Fig. IV.13). Les moments angulaires situés au voisinage de l'arc-en-ciel coulombien ($\theta_{cr} \sim 3,2^\circ$) sont très peu absorbés, ce qui suggère déjà que c'est bien la réfraction qui domine. Ceci est con-

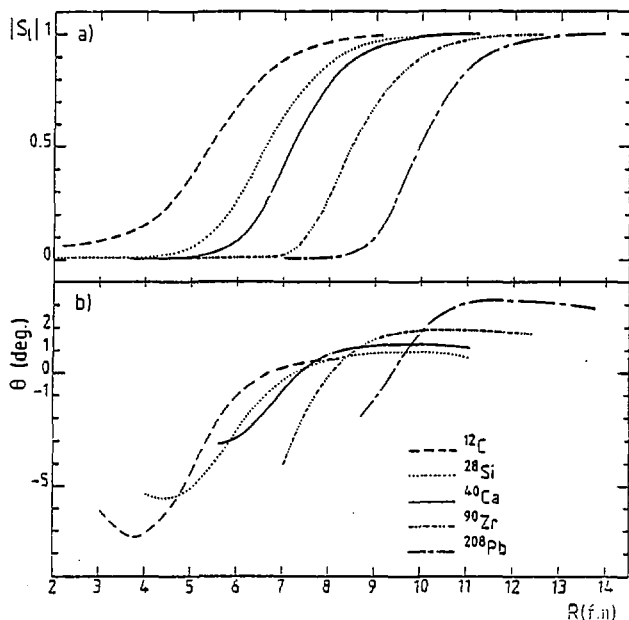


Fig. IV.13 - a) Module de la matrice S pour les potentiels de référence associés à chaque système. b) Fonctions de deflexion correspondantes (potentiels sans partie imaginaire).

firmé par la Fig. IV.14 où sont reportées les distributions angulaires calculées pour deux profondeurs du potentiel imaginaire. Le changement d'un facteur 2 de cette profondeur modifie l'amplitude des oscillations aux angles avant mais affecte peu la décroissance exponentielle. En particulier, l'angle de l'arc-en-ciel coulombien, qui correspond à une valeur de $\sigma/\sigma_R = 0,6$, est le même dans les deux cas.

4.3 Système $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ et $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$

Les composantes positives et négatives de ces deux systèmes sont pratiquement sans structures, les oscillations observées dans les distributions angulaires proviennent donc de l'interférence entre les deux composantes, comme le montre la Fig. IV.15.

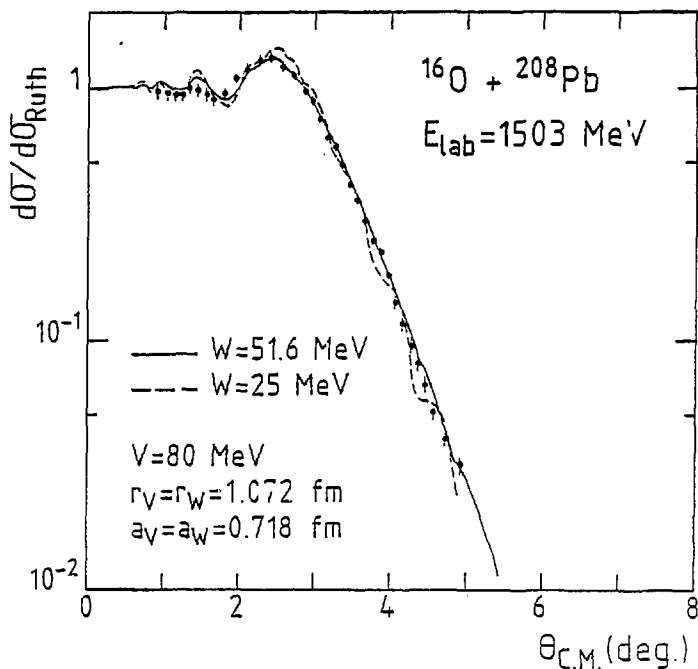


Fig. IV.14 - Comparaison entre les distributions angulaires calculées à partir de deux potentiels différant uniquement par W , pour le système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$.

De telles distributions angulaires ne sont plus dominées uniquement par le phénomène d'arc-en-ciel coulombien. Elles sont également déterminées par la branche négative de la fonction de deflexion. La Fig. IV.13 montre que l'absorption n'est pas totale lorsque la fonction de deflexion passe par 0 (pour ^{90}Zr , $S_\chi = 0,3$ et pour ^{40}Ca , $S_\chi = 0,56$ quand $\theta_\chi = 0$).

4.4 Systèmes $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ et $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

La Fig. IV.16 montre que les pentes moyennes des distributions angulaires sont les mêmes que celles des composantes positives, au-delà de $\theta_{\text{C.M.}} = 4^\circ$ pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et de $\theta_{\text{C.M.}} = 5^\circ$ pour $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, et les oscillations observées aux angles avant laissent la place à une décroissance exponentielle aux

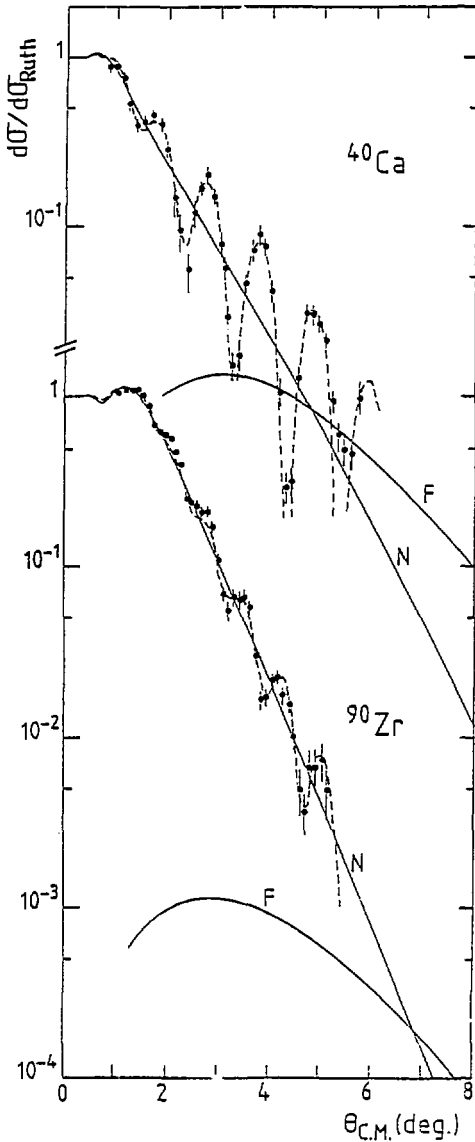


Fig. IV.15 - Décompositions en composantes positives (F) et négatives (N) calculées à partir des potentiels de référence pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ et $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$. Les courbes en pointillés rappellent l'allure des distributions angulaires calculées.

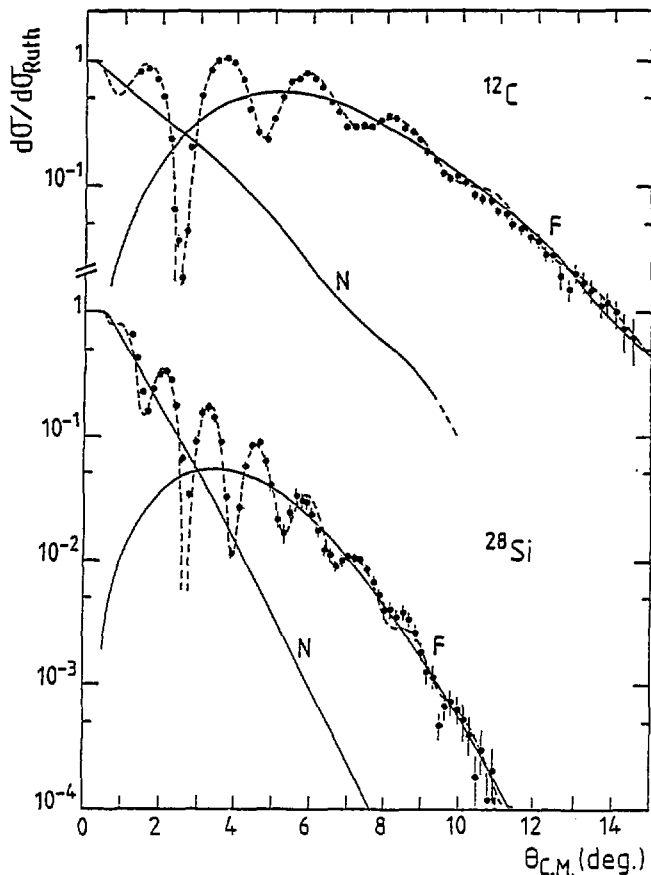


Fig. IV.16 - Décompositions en composantes positives (F) et négatives (N) calculées à partir des potentiels de référence pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. Les courbes en pointillés rappellent l'allure des distributions angulaires calculées.

angles arrière. Ainsi la distinction qui avait été faite à basse énergie [DeV 77] entre, d'une part, les systèmes de type "ions lourds" pour lesquels on observe des distributions oscillantes de nature diffractive, et d'autre part les systèmes de type "ions légers" pour lesquels l'observation d'une

décroissance sans structure révèle le phénomène d'arc-en-ciel nucléaire, n'est plus très valable. En effet, la distribution angulaire obtenue pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, est plus proche de celles de type "ions légers". A l'énergie considérée, la transition entre les deux types de distributions intervient pour des systèmes tels que $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

Toutefois, si les distributions angulaires mesurées pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ressemblent dans leur allure générale à celles mesurées en diffusion d' α par exemple, les composantes négatives que l'on peut déduire de la décomposition de leur amplitude de diffusion ne révèlent aucune oscillation caractéristique du phénomène d'arc-en-ciel nucléaire. Or, la Fig. IV.13 montre que dans le cas $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, l'absorption n'est pas totale pour les moments angulaires voisins de l'arc-en-ciel nucléaire et on aurait pu s'attendre à observer des oscillations, même très amorties sur la composante négative. La Fig. IV.17 explique pourquoi de telles oscillations ne sont pas observées. Cette figure présente les fonctions de deflexion et les matrices S obtenues avec trois des potentiels du tableau (IV.1) et un potentiel $(W.S)^2$ du tableau IV.6, toujours pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. Les quatre fonctions de deflexion présentent toutes un arc-en-ciel nucléaire dans une région où l'absorption n'est pas complète. Mais l'angle et le moment angulaire associés à cet arc-en-ciel sont différents pour chacun des quatre potentiels. Ces paramètres ne sont donc pas déterminés par les données de manière précise, car la position de la région sensible (4-6,5 fm) où les données déterminent la valeur du potentiel ne correspond pas à des recouvrements des noyaux suffisants pour inclure le rayon de l'arc-en-ciel nucléaire. De plus, même si la situation était plus favorable, les oscillations d'Airy permettant de signer l'arc-en-ciel nucléaire se développeraient sur la composante négative avec une période d'environ 8° [Si 84] et donc voisine de la valeur de θ_{NR} . Par conséquent le premier minimum d'Airy correspondrait à un angle proche de 0° , voire négatif et ne serait donc pas observable. La seule trace de l'arc-en-ciel nucléaire dans la distribution angulaire est la décroissance presque sans structure observée à grand angle et qui correspond à la région d'ombre au-delà de l'arc-en-ciel. On l'observe aussi pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ mais sur un domaine angulaire plus restreint.

Toute cette analyse montre qu'à haute énergie, les distributions angulaires sont fortement réfractives et que leur comportement est très bien décrit par de simples considérations semi-classiques.

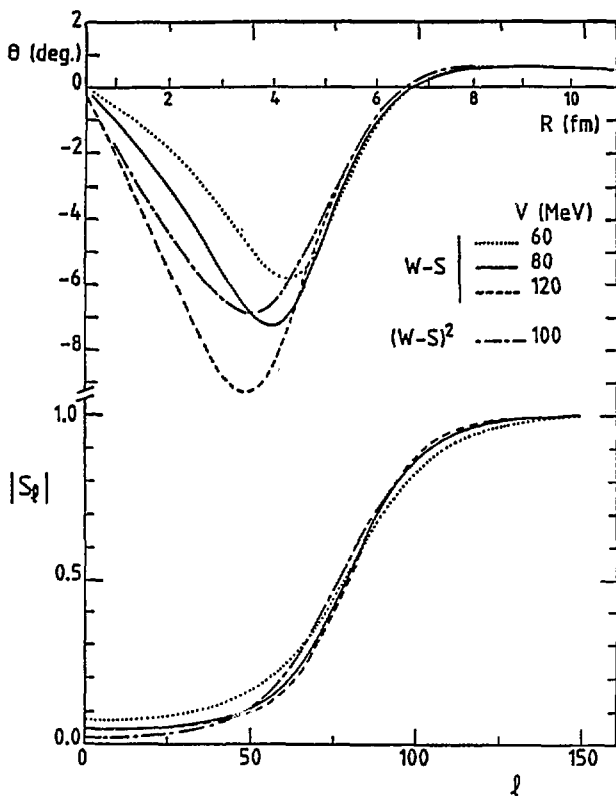


Fig. IV.17 - Haut : fonctions de deflexion classiques calculées pour quelques potentiels permettant de bien reproduire les données $^{16}O + ^{12}C$. Bas : module des matrices S correspondantes.

Nous nous sommes intéressés jusqu'ici uniquement à la partie réelle du potentiel d'interaction nucléaire. Nous allons à présent étudier ce que les données nous apprennent de sa partie imaginaire.

5. INFORMATIONS OBTENUES SUR LE POTENTIEL IMAGINAIRE

La Fig. IV.18 présente en fonction du rayon, les rapports des différents potentiels imaginaires du tableau IV.1 aux parties imaginaires des potentiels de référence, pour chaque système. Pour les trois systèmes ^{160}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb , les figures sont très semblables à celles obtenues pour les potentiels réels : tous les potentiels imaginaires de forme Woods-Saxon se tangentent et s'approchent à $\pm 10\%$ sur un domaine de largeur comprise entre 1 et 2 fm qui contient le rayon d'absorption forte, et qui correspond bien à la région sensible définie par le "notch test". Mais dans ces trois cas, nous avons pris les mêmes géométries pour les parties réelle et imaginaire du potentiel afin de réduire le nombre de paramètres, et il est alors assez difficile de distinguer ce qui est imposé par cette contrainte et ce qui correspond à une région sensible déterminée par les données. Par exemple, une analyse de la distribution angulaire du système ^{160}Ca faite

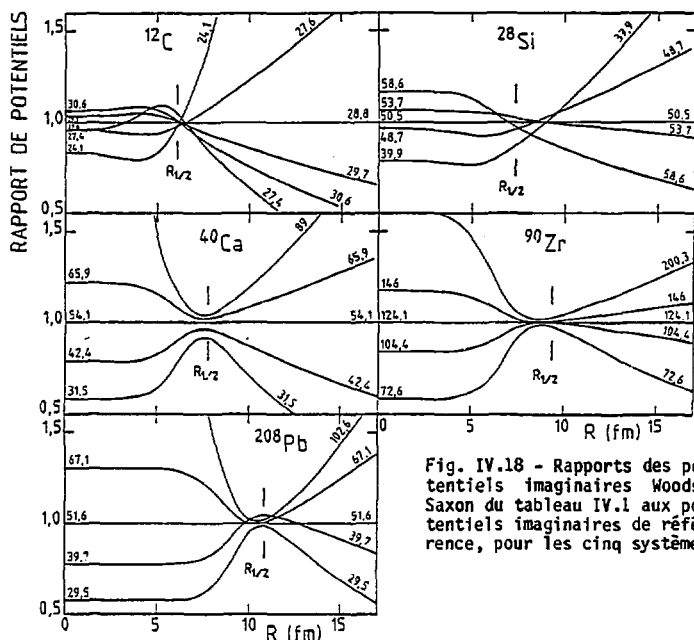


Fig. IV.18 - Rapports des potentiels imaginaires Woods-Saxon du tableau IV.1 aux potentiels imaginaires de référence, pour les cinq systèmes

avec des potentiels Woods-Saxon dont les parties réelle et imaginaire pouvaient avoir des géométries différentes ($r_V \neq r_W$, $a_V \neq a_W$) montre que les valeurs du potentiel imaginaire ne sont vraiment bien définies qu'au voisinage très proche du rayon d'absorption forte. De plus, pour le système $^{160} + ^{208}\text{Pb}$, la remarque qui avait été faite pour les potentiels réels et trouvés par la procédure n°2 (recherches de paramètres avec diffusivité fixe) est aussi valable ici : les potentiels imaginaires obtenus grâce à cette procédure ne sont définis que sur une région très étroite centrée sur le rayon d'absorption forte.

Les Figs. IV.18 qui correspondent aux systèmes $^{160} + ^{12}\text{C}$ et $^{160} + ^{28}\text{Si}$ montrent que pour ces deux systèmes le comportement des potentiels imaginaires est très différent de celui des potentiels réels (Fig. IV.6) : les potentiels imaginaires prennent des valeurs très semblables au voisinage du rayon d'absorption forte mais se croisent très rapidement contrairement à ce qui se passait pour les potentiels réels. Il semble donc que, si les données de diffusion élastique aux énergies GANIL permettent de déterminer la valeur du potentiel réel sur un domaine radial plus vaste qu'à basse énergie, en revanche le potentiel imaginaire n'est déterminé qu'au voisinage du rayon d'absorption forte. En ce point, le rapport W/V est en moyenne légèrement inférieur à 1. Plus précisément :

$(W/V)_{R_{1/2}} = 0,74$	pour	^{12}C
0,66	pour	^{28}Si
0,90	pour	^{40}Ca
0,96	pour	^{90}Zr
0,65	pour	^{208}Pb .

Ces rapports sont en accord avec le résultat trouvé par Bonin et al. [Bo 85] dans la mesure de la diffusion de particules α . Ces auteurs calculent les intégrales de volume des potentiels réels et imaginaires, eux mêmes obtenus dans le cadre d'un modèle de convolution et qui ont donc la même géométrie. Dans ces conditions, le rapport des intégrales de volume est proportionnel au rapport W/V pour $R=0$. Pour la diffusion de particules α sur des cibles de ^{208}Pb , ^{116}Sn , ^{58}Ni à 100 MeV/u, le rapport $(W/V)_{R=0}$ est trouvé légèrement inférieur à 1. En ce qui concerne nos trois systèmes lourds pour lesquels les géométries des parties réelles et imaginaires du potentiel Woods-Saxon sont les mêmes, le rapport (W/V) ne dépend pas du rayon et les résultats sont donc directement comparables à ceux de [Bo 85]. Ce n'est plus

vrai lorsque les géométries sont différentes, mais là encore la même tendance est observée.

Nous pouvons également comparer les rapports W/V donnés plus haut aux résultats d'autres études de diffusion élastique d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Pour les trois systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{60}\text{Ni}$, ^{120}Sn et ^{208}Pb à 44 MeV/u, les potentiels Woods-Saxon (géométries égales) qui reproduisent le mieux les données vérifient $W/V = 0,9$ [Al 84], et pour $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 85 MeV/u [Bu 84], ce rapport vaut environ 0,75 au rayon d'absorption forte.

Ces résultats indiquent que quel que soit le projectile (depuis l' α jusqu'à ^{40}Ar au moins) le rapport W/V est toujours légèrement inférieur à 1 dans les régions où ces potentiels sont déterminés pour les énergies voisines de 100 MeV/u.

6. COMPARAISON ENTRE DIFFERENTS RAYONS SIGNIFICATIFS

Nous avons déjà évoqué les positions relatives du rayon d'absorption forte et de la région sensible (Figs. IV.4 et IV.6). Il est intéressant de comparer entre eux les différents rayons significatifs que l'on peut définir pour un système :

- R_{CD} : est la somme des rayons des deux noyaux où la densité de matière atteint la moitié de sa valeur au centre des noyaux. C'est la distance de séparation entre les deux noyaux pour laquelle la somme des densités atteint de manière approximativement constante la valeur de la densité dans la matière nucléaire.
- R_{CB} : est le rayon de la barrière coulombienne pour $z=0$.
- R_{CR} : est le rayon de l'arc-en-ciel coulombien.
- $R_{1/2}$: est le rayon d'absorption forte, soit encore la distance minimale d'approche pour laquelle le coefficient de transmission vaut 0,5.
- R_S : est le milieu de la région sensible, qu'il nous arrivera d'appeler, par abus de langage, rayon sensible.

Tous ces rayons sont reportés sur la Fig. IV.19 pour chacun des cinq systèmes par l'intermédiaire de leurs valeurs réduites. Les rayons d'absorption forte, de l'arc-en-ciel coulombien et de la barrière coulombienne, ont été calculés à partir des potentiels de référence. Nous avons mis des barres d'erreur sur le rayon sensible, dont le choix est quelque peu subjectif.

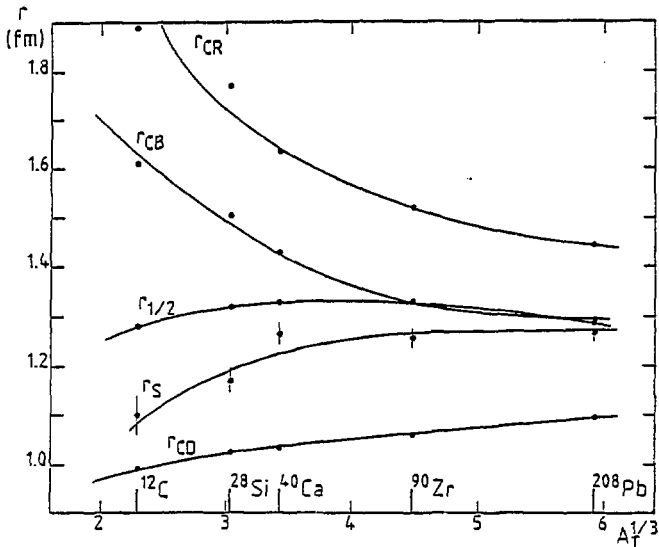


Fig. IV.19 - Evolution de quelques rayons significatifs en fonction de la masse de la cible.

Pour la cible de ^{208}Pb , le potentiel est déterminé tout près du rayon d'absorption forte et du rayon de la barrière coulombienne qui sont presque confondus. Du point de vue dynamique, la situation est tout-à-fait analogue à ce qui se passait à basse énergie [Ba 75] où ces trois rayons sont aussi sensiblement égaux. Ce qui diffère, c'est leur valeur absolue : ils sont ici voisins de 11 fm alors qu'à basse énergie ils atteignaient environ 12,5 fm [Ol 78] (voir paragraphe 9). Donc même dans ce cas qui est moins favorable que les systèmes légers, les renseignements que l'on tire sur la valeur du potentiel optique font intervenir des distances inter-nucléaires beaucoup plus faibles qu'à basse énergie.

Pour les quatre systèmes plus légers, le rayon correspondant au milieu de la région sensible devient nettement inférieur aux rayons d'absorption forte et au rayon de la barrière coulombienne. Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, les données de diffusion élastique de ces quatre systèmes sont sensibles à la valeur du potentiel dans des régions qui correspon-

dent à un fort recouvrement des deux noyaux, et incluant même, dans le cas $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, des rayons où la densité totale est proche de la densité dans la matière nucléaire.

Mis à part r_S , nous n'avons pas indiqué les barres d'erreur sur la Fig. IV.19. Il faut cependant noter que les rayons R_{CR} et R_{CB} dépendent des potentiels utilisés. Comme ces rayons sont situés en dehors de la région où le potentiel est bien déterminé, ils ne sont pas parfaitement définis. Les valeurs de ces rayons qui sont reportées sur la Fig. IV.19 sont des valeurs indicatives. Ce que nous avons surtout voulu montrer, c'est l'effet de séparation nette entre les différents rayons significatifs, pour les systèmes les plus légers. Cette séparation, et le déplacement de la région sensible vers l'intérieur peut être reliée à la présence de la contribution due à la diffusion vers les angles négatifs (cf. paragraphe 4). Mais contrairement à ce qui était attendu par certains auteurs [Go 74], l'apparition de cette composante n'élargit pas la région sensible autour du rayon sensible défini à basse énergie (proche de r_{CB} et r_{CR}). Ce qui se produit c'est que la région sensible est déplacée vers les rayons faibles, et s'élargit sensiblement, mais ne recouvre plus les rayons de l'arc-en-ciel coulombien et de la barrière coulombienne. Cette perte d'information dans la région des grands rayons, n'est pas due à la qualité insuffisante des données au voisinage de θ_{CR} . En effet, la comparaison entre les distributions angulaires calculées avec différents potentiels pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ montre que tous ces potentiels conduisent au même résultat dans la région angulaire entourant l'arc-en-ciel coulombien ($\theta_{CR} = 0,62^\circ$). Par conséquent même des données extrêmement précises dans la région angulaire proche de θ_{CR} ne permettraient pas de mieux définir le potentiel pour les rayons $r = R_{CR}$.

Pour l'étude des aspects dynamiques de la diffusion élastique, nous nous sommes servis de potentiels phénoménologiques de forme Woods-Saxon ou $(W.S)^2$, car leur paramétrisation s'y prête bien. Afin d'obtenir des renseignements plus quantitatifs sur l'évolution de l'interaction noyau-noyau, il est plus intéressant de comparer nos données aux prédictions de potentiels construits à partir d'une interaction nucléon-nucléon. Une telle analyse facilite aussi la comparaison avec les résultats obtenus sur d'autres systèmes ou à d'autres énergies.

7. MODELE DE CONVOLUTION

Les potentiels obtenus par double convolution, des densités de matière nucléaire et d'une interaction nucléon-nucléon effective ont été souvent utilisés, avec succès, pour l'analyse des données de diffusion élastique d'ions lourds à basse énergie [Sa 79, Ko 83, St 79]. Plus récemment, ils ont aussi été utilisés pour l'analyse de données aux énergies intermédiaires. De par leur construction, ils doivent bien rendre compte de la géométrie du potentiel noyau-noyau au moins dans la queue. Ces potentiels ont pour expression (cf. chapitre III) :

$$v(\vec{R}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12} = \vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (4.3)$$

7.1 La méthode

Pour effectuer cette double convolution, il est plus facile de se placer dans l'espace des moments. Soit $f(\vec{k})$ la transformée de Fourier de la fonction $f(r)$:

$$\tilde{f}(\vec{k}) = \int d\vec{r} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} f(\vec{r}) \quad (4.4)$$

alors :

$$f(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \tilde{f}(\vec{k}) d\vec{k} \quad (4.5)$$

Dans le cas de $v(r_{12})$ on obtient :

$$v(r_{12}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{v}(k) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1)} d\vec{k} \quad (4.6)$$

En reportant l'expression (4.6) dans (4.3)

$$\begin{aligned} U(\vec{R}) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) \tilde{v}(k) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1)} d\vec{k} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{\rho}_1(\vec{k}) \tilde{\rho}_2(-\vec{k}) \tilde{v}(k) e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} d\vec{k} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Par conséquent :

$$U(\vec{R}) = \tilde{\rho}_1(\vec{k}) \tilde{\rho}_2(-\vec{k}) \tilde{v}(\vec{k}) \quad (4.8)$$

Le problème se trouve ainsi ramené à un produit de trois transformées de Fourier.

Le calcul des transformées de Fourier à trois dimensions est particulièrement aisé si les fonctions considérées ont la symétrie sphérique. Dans ce cas :

$$\tilde{f}(\vec{k}) = \iiint f(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r}$$

$$\tilde{f}(k) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} f(r) e^{-ik\cdot r \cos\theta} r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi$$

où $\theta = (\vec{k}, \vec{r})$

$$\tilde{f}(k) = \frac{4\pi}{k} \int_0^{\infty} f(r) \sin(kr) r dr \quad (4.9)$$

Nous avons donc calculé par cette méthode la transformée de Fourier de chacune des trois fonctions qui interviennent dans le second membre de la relation (4.3), effectué le produit des trois résultats et recherché la transformée de Fourier inverse de ce produit qui représente directement le potentiel de convolution. Il ne reste donc plus qu'à définir les deux ingrédients de ce calcul : l'interaction effective et les densités nucléaires.

7.2 L'interaction effective

7.2.1 Interaction indépendante de la densité

Nous avons tout d'abord utilisé les interactions effectives M3Y données par Bertsch et al. [Be 77] qui se présentent sous la forme de somme de termes de forme Yukawa, dont l'un rend compte de l'OPEP et un autre simule les échanges multiples de pions. Pour les commodités du calcul, un terme de portée 0,25 fm est souvent ajouté.

Satchler et Love [Sa 79] utilisent deux types d'interaction M3Y :

a) l'une pour laquelle l'OPEP n'apporte pas de contribution

$$v_{00}(r) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2,5r}}{2,5r} \right] \text{ MeV} \quad (4.10)$$

b) l'autre suppose que seul l'OPEP agit dans les états impairs :

$$v_{00}(r) = \left[6315 \frac{e^{-4r}}{4r} - 1961 \frac{e^{-2,5r}}{2,5r} \right] \text{ MeV} \quad (4.11)$$

Ces deux interactions donnent des potentiels noyaux-noyaux équivalents quand on tient compte des effets d'échange entre les deux noyaux (les fonctions d'onde de chacun des deux noyaux sont antisymétriques, cf. chapitre II). Lorsque le recouvrement des densités n'est pas trop important, la principale correction apportée par l'antisymétrisation est l'échange d'un seul nucléon entre la cible et le projectile. Elle peut être incluse dans le modèle de double convolution en remplaçant v_{12} par $v_{12}(1-P_{12})$ où P_{12} est l'opérateur qui échange les coordonnées des nucléons 1 et 2 (1 nucléon de A, 2 nucléon de B). Il a été démontré [Sa 76, Go 76] que le terme supplémentaire $-P_{12} v_{12}$ peut être approximé par un pseudo-potentiel de forme $\alpha(E) \delta(\vec{r}_{12})$.

L'équation (4.10) devient alors :

$$v_{00}(r, E) = 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2,5r}}{2,5r} + \alpha_1(E) \delta(\vec{r}) \quad (4.12)$$

avec :

$$\alpha_1(E) = - 276 (1 - 0,005 E/A) \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$$

ce qui donne pour une énergie de 94 MeV/u :

$$\alpha_1(E) = - 146,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$$

et l'équation (4.11) devient :

$$v_{00}(r, E) = 6315 \frac{e^{-4r}}{4r} - 1961 \frac{e^{-2,5r}}{2,5r} + \alpha_2(r) \delta(\vec{r}) \quad (4.13)$$

avec :

$$\alpha_2(E) = - 94,2 (1 - 0,0136 E/A) \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$$

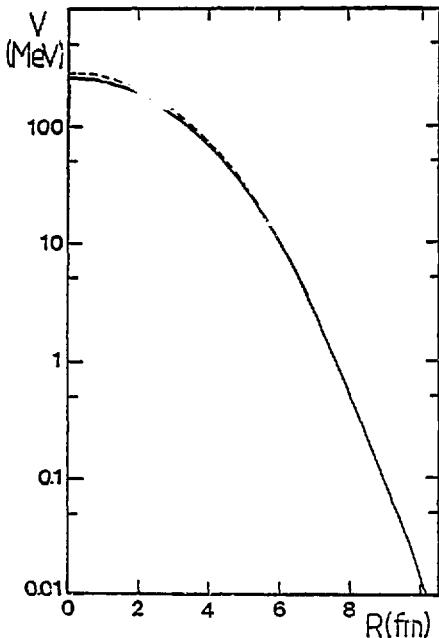


Fig. IV.20 - Potentiels de convolution obtenus pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ avec les deux interactions M3Y (trait plein : interaction (4.12) ; trait pointillé : interaction (4.13))

La Fig. IV.20 compare les potentiels obtenus dans le cas $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ avec ces deux interactions et en prenant pour densités les densités de charge (cf. paragraphe suivant). Avec la formule (4.12), la profondeur du potentiel est de 265 MeV, alors qu'avec la formule (4.13) elle atteint 290 MeV. Mais pour $r > 6$ fm les différences deviennent totalement négligeables. Nous avons choisi pour tous nos calculs l'interaction donnée par la relation (4.12).

7.2.2 Interaction dépendante de la densité

Dans le cas du système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, les données de diffusion élastique sont sensibles à la valeur du potentiel réel dans une région où le recouvrement des densité nucléaires est très

important puisque la somme des rayons de demi-densité correspond avec le milieu de la région sensible ($R = 5$ fm). Les interactions M3Y données par les expressions (4.12) et (4.13) peuvent être utilisées sans inconvénient à basse énergie, lorsque la diffusion élastique n'est sensible qu'à la queue du potentiel. Ici, il semble plus justifié d'inclure une dépendance vis-à-vis de la densité dans ces interactions effectives.

Les interactions DOM3Y [Sa 79, Az 85] sont définies par :

$$v(\epsilon, \rho, r) = v_{00}(r, \epsilon) f(\epsilon, \rho) \quad (4.14)$$

où $v_{00}(r,E)$ est donnée par l'une des expressions (4.12) ou (4.13) (nous utiliserons toujours (4.12)) et où la fonction $f(E,\rho)$ est paramétrisée sous la forme [Az 85] :

$$f(E,\rho) = C(E) [1 + \alpha(E) e^{-\beta(E)\rho}] \quad (4.15)$$

avec :

$$\rho \cdot \lambda = \rho_1(r_1) + r_2(r_2)$$

Les paramètres α , β et C ont été ajustés [Az 85] à chaque énergie et pour des densités de matière nucléaire comprises entre $\rho = 0,008 \text{ fm}^{-3}$ et $\rho = 0,185 \text{ fm}^{-3}$ de manière à reproduire les intégrales de volume de $v(E,\rho,r)$ obtenues par [Je 77].

Les valeurs $C(E)$, $\alpha(E)$, $\beta(E)$ ont été extrapolées jusqu'à $E = 94 \text{ MeV/u}$ à partir des courbes de la Fig. IV.21 (extraite de [Az 85]). On trouve :

$$C(E) = 0,047$$

$$\alpha(E) = 23,40$$

$$\beta(E) = 3,97$$

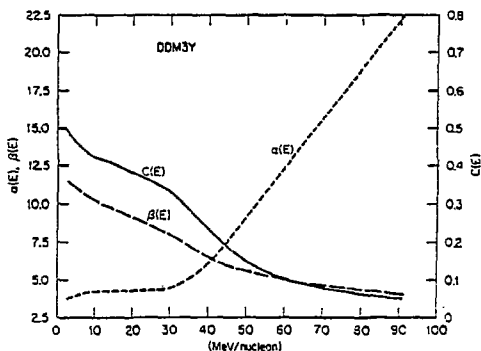
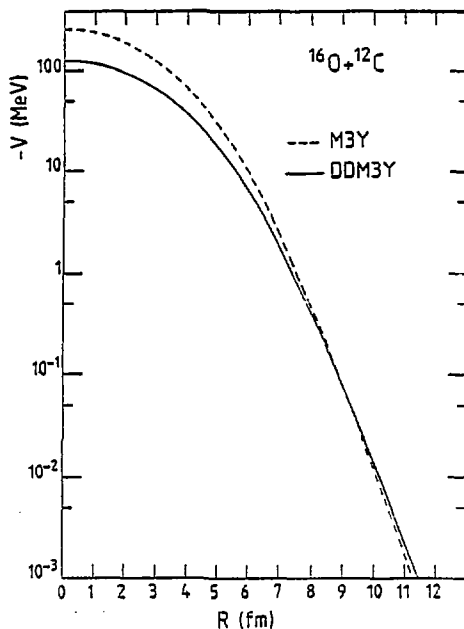


Fig. IV.21 - Evolution des paramètres C , α , β avec l'énergie.

Comme nous l'avons mentionné au Chapitre III, les calculs faisant intervenir les interactions DDM3Y sont du même type que pour les interactions M3Y : il suffit de remplacer, pour le second terme de la somme de l'expression (4.15), ρ_j par $\rho_j \exp(-\beta(E)\rho_j)$ dans les transformées de Fourier de la relation (4.8).

Les potentiels DDM3Y sont toujours moins profonds et ont une pente moins forte que les potentiels M3Y. A titre d'exemple, la Fig. IV.22 compare les potentiels obtenus à partir des interactions M3Y et DDM3Y pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. Le potentiel où une dépendance vis-à-vis de la densité a été prise en compte est environ deux fois moins profond que l'autre pour $r=0$. Ils se croisent au voisinage de $r = 9,0 \text{ fm}$.



7.3 Les densités

7.3.1 Densités de charges

Pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ et $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, nous avons utilisé dans les calculs faisant intervenir les interactions M3Y les densités de charge obtenues par diffusion d'électrons et plus précisément celles de forme Fermi à trois paramètres [Ja 74]

Fig. IV.22 - Potentiels de convolution obtenus pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ avec une interaction M3Y et une interaction DDM3Y.

$$\rho(r) = \rho_0 (1 + \omega r^2/c^2) [1 + \exp(r-c)/z]^{-1} \quad (4.16)$$

Le tableau IV.8 donne les valeurs des différents paramètres pour les quatre noyaux ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca .

Tableau IV.8

Paramètres des distributions de densité de charge

Noyau	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	C	Z	η
^{12}C	2,455	2,355	0,522	- 0,149
^{16}O	2,730	2,608	0,513	- 0,051
^{28}Si	3,08	3,30	0,545	- 0,18
^{40}Ca	3,482	3,766	0,586	- 0,161

Pour les noyaux légers avec $N=Z$, on peut supposer que la distribution de neutrons est identique à celle des protons. La densité $\rho(r)$ devient alors une "densité de masse", ρ_{tot} , si le coefficient ρ_0 est choisi de telle sorte que chacune des densités soit normalisée à A

$$4\pi \int \rho_i(r) r^2 dr = A_i \quad i=^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}..$$

Toutefois, ce ne sont pas les densités de masse qui interviennent dans l'équation (4.3) mais les distributions des centres de masse des nucléons. Pour obtenir la distribution des centres de masse des protons à partir de la densité de charge, il faut déconvoluer cette densité de charge, obtenue par diffusion d'électrons, de la densité de charge du proton dont le rayon carré moyen est $\langle r^2 \rangle = 0,76 \text{ fm}^2$. Une autre correction à prendre en compte est la distribution de charge à l'intérieur du neutron, pour laquelle $\langle r^2 \rangle = - 0,11 \text{ fm}^2$.

Les rayons des distributions de charge et des protons sont donc liés par la relation [Sa 79]

$$\langle r^2 \rangle_p = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}} - 0,76 + 0,11 N/Z \quad (4.17)$$

Cette opération de déconvolution des distributions de charge des nucléons se réduit, de même qu'au paragraphe 7.1, à une simple division dans l'espace des moments.

De manière plus précise, les densités de charge obtenues par diffusion d'électrons sont reliées dans l'espace des moments, aux distributions des centres de masses des nucléons par la relation :

$$\tilde{\rho}_{\text{ch}}(k) = \tilde{\rho}_N(k) \tilde{\rho}_n(k) + \tilde{\rho}_p(k) \tilde{\rho}_p(k) \quad (4.18)$$

où

ρ_p, ρ_n = densité de charge du proton, du neutron

ρ_p, ρ_N = distribution des centres de masses des protons et des neutrons.

Comme : $\rho_p = \frac{N}{Z} \rho_N$ (noyaux légers)

$$\tilde{\rho}_p(k) = \tilde{\rho}_{ch} / (\tilde{\rho}_p + \frac{N}{Z} \tilde{\rho}_n)$$

et

$$\tilde{\rho}_i(k) = \tilde{\rho}_{tot,i} / (\tilde{\rho}_p + \frac{N}{Z} \tilde{\rho}_n) \quad i = {}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C} \dots \quad (4.19)$$

Nous avons utilisé une forme exponentielle pour :

$$\rho = \rho_p + \frac{N}{Z} \rho_n$$

(la forme choisie n'a pas grande importance, pourvu qu'elle reproduise la quantité $\langle r^2 \rangle$)

$$\rho(r) = \frac{\alpha^3}{8\pi} e^{-\alpha r}$$

pour laquelle $\langle r^2 \rangle = 12/\alpha^2$.

Le paramètre α est choisi tel que (cf. (4.17))

$$\langle r^2 \rangle = 0,76 - 0,11 (N/Z) \text{ fm}^2$$

La Fig. IV.23 permet de comparer pour ${}^{16}\text{O}$, la densité de charge initiale et la densité après déconvolution de la densité de charge des nucléons.

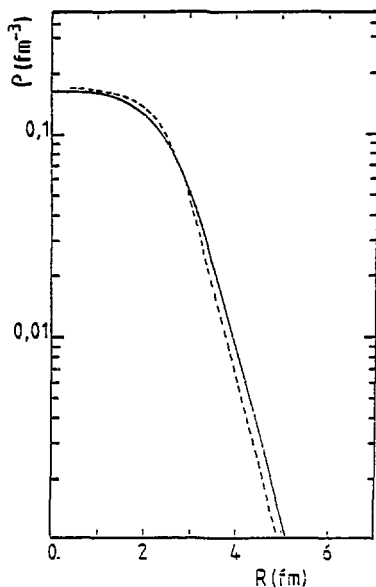


Fig. IV.23 - Densité de charge pour ${}^{16}\text{O}$ avant (ligne continue) et après (ligne tiretée) déconvolution de la densité de charge des nucléons.

7.3.2 Densités nucléaires de type Fermi à deux paramètres

Les densités calculées à partir des densités de charge ne sont utilisables de manière simple que pour les noyaux légers qui ont le même nombre de protons et de neutrons.

Pour le ^{90}Zr et le ^{208}Pb , nous avons utilisé des densités nucléaires de type Fermi à deux paramètres

$$\rho(r) = \rho_0 [1 + \exp(r-c)/a]^{-1}$$

dont les paramètres sont ajustés de manière à reproduire les rayons carrés moyens et les épaisseurs des distributions de densités obtenues à partir du modèle en couches [Az 85, Sa 79].

En fait, dans les calculs utilisant l'interaction DOM3Y, ces dernières densités ont été utilisées pour les cinq systèmes et non seulement pour les deux plus lourds. Le tableau IV.9 donne les valeurs des paramètres c et a pour les noyaux qui nous intéressent.

Tableau IV.9

Paramètres des distributions de densités du modèle de Fermi
(deux paramètres)

Noyau	^{12}C	^{16}O	^{28}Si	^{40}Ca	^{90}Zr	^{208}Pb
ρ_0 (fm^{-3})	0,207	0,181	0,175	0,169	0,165	0,150
c (fm)	2,1545	2,525	3,15	3,60	4,90	6,40
a (fm)	0,425	0,45	0,475	0,523	0,515	0,515
$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	2,298	2,574	3,012	3,399	4,251	5,604

Nous avons vérifié que ces densités donnent bien les mêmes potentiels que ceux obtenus à partir des densités de charge pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, à 3 % près pour le ^{12}C et à 1 % près pour le ^{40}Ca (dans les régions sensibles).

7.4 Résultats

Nous avons tout d'abord comparé les résultats obtenus en utilisant les densités calculées à partir des densités de charge avec ce qui avait été calculé dans des travaux précédents en utilisant des densités générées à partir des fonctions d'onde du modèle des particules indépendantes. Les Figs. IV.24 illustrent deux exemples :

- a) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ sur une gamme d'énergies comprises entre 21 et 35 MeV [Ko 83]: l'accord est très bon.
- b) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sur une gamme d'énergies comprises entre 35 et 63 MeV [St 79]. Notre calcul et celui de la référence [St 79] donnent des résultats très semblables. La courbe extraite de [St 79] est multipliée pour reproduire les données par un facteur voisin de 1,1, ce qui explique la différence observée sur la figure.

Nous avons également vérifié que les résultats obtenus en utilisant les distributions nucléaires du modèle de Fermi à deux paramètres correspondent bien à ceux donnés par [Az 85].

Ces vérifications étant faites, nous avons appliqué la méthode de calcul exposée précédemment aux cinq systèmes, avec les deux types d'interactions : M3Y et DDM3Y. Les potentiels de double convolution ainsi obtenus ont été utilisés comme parties réelles du potentiel nucléaire. La partie imaginaire a été prise de forme $(W.S)^2$. Le potentiel de double convolution est souvent renormalisé d'un facteur N (noté par la suite N pour les potentiels M3Y et N_D pour les potentiels DDM3Y). A basse énergie, ce facteur N n'est jamais très différent de 1, alors qu'à haute énergie, il peut s'en écarter de manière significative, ce qui montre que le modèle de convolution n'est plus totalement satisfaisant. La procédure a donc été la suivante : pour chaque valeur de N , nous avons effectué une recherche sur r_W et a_W pour obtenir un χ^2 minimum. La profondeur de W était fixée, car les recherches où W , r_W et a_W pouvaient varier en même temps convergeaient trop lentement et avaient conduit à des ambiguïtés gênantes. Les résultats sont regroupés dans le tableau IV.10 ; pour chaque système, seuls sont donnés les paramètres correspondant au meilleur χ^2 .

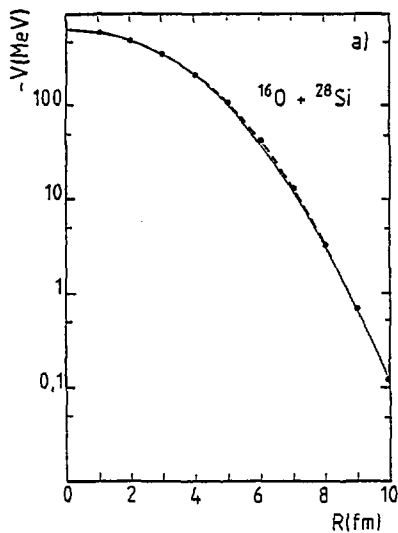


Fig. IV.24 - Comparaison entre les potentiels de convolution obtenus à partir des densités de charge (traits tiretés) et ceux obtenus par [Ko 83] (a) et [St 79] (b) (traits continus).

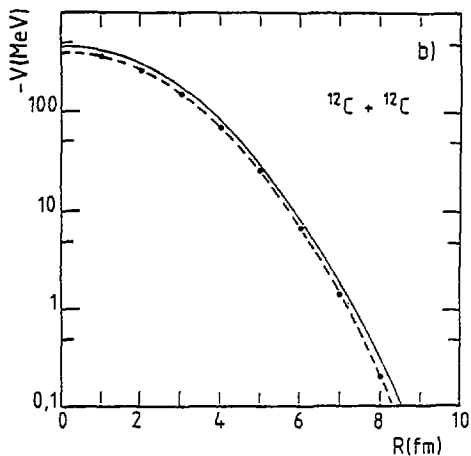


Tableau IV.10

Paramètres des potentiels de convolution conduisant au meilleur χ^2
a) M3Y, b) DDM3Y

Système		N	W (MeV)	R_W (fm)	a_W (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	a	0,67	45	5,328	1,090	1184	8,7
	b	1,19	67	5,008	1,020	1136	3,3
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	a	0,64	90	5,837	1,273	1759	2,9
	b	1,05	80	5,700	1,500	1836	1,5
$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	a	0,68	90	6,237	1,373	2050	1,11
	b	1,05	40	7,121	1,117	1964	1,20
$^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$	a	0,64	130	7,236	1,348	2720	1,17
	b	0,87	80	7,886	0,995	2523	1,01
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	a	0,64	90	9,595	0,950	3510	1,92
	b	0,83	60	9,998	0,818	3485	1,65

Pour les potentiels construits à partir de l'interaction M3Y, les valeurs de N qui permettent de reproduire le mieux les données sont toutes voisines de $N = 0,66$. Elles sont aussi très proches de celles obtenues pour d'autres systèmes à haute énergie avec ce type de potentiel : $^{40}\text{Ar} + ^{60}\text{Ni}$, ^{120}Sn et ^{208}Pb à 44 MeV/u pour lesquels $N = 0,65$ [Az 85] et $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 85 MeV/u pour lequel $N = 0,70$. Dans ce dernier cas, il est aussi intéressant de noter que le potentiel M3Y multiplié par le facteur $N = 0,70$ prend, dans toute la région sensible définie par [Bu 84], les mêmes valeurs que le potentiel trouvé par Faessler [Fa 84].

Aux énergies considérées les potentiels M3Y sont donc de manière générale trop profonds ($N < 1$), alors qu'à basse énergie les coefficients de normalisation sont toujours très proches de 1 [Sa 79]. Ceci prouve que la variation avec l'énergie des ces potentiels contenue dans la relation (4.12) ne permet pas de rendre compte de la diminution de la force du potentiel réel quand l'énergie augmente. Il est cependant intéressant de constater que le coefficient de normalisation qu'il faut leur appliquer ne dépend pas du système considéré (à l'intérieur des incertitudes expérimentales).

En ce qui concerne les potentiels DDM3Y et leurs coefficients de normalisation N_D , il convient tout d'abord de remarquer que pour tous les systèmes $N_D > N$, alors que les données de diffusion élastique d'ions lourds de basse énergie et d'énergie intermédiaire, jusqu'à 44 MeV/u au moins, requièrent $N_D < N$ [Az 85]. L'explication de cette inversion est simple. A basse énergie, les données déterminent la valeur du potentiel au voisinage d'un rayon supérieur au rayon de croisement des potentiels M3Y et DDM3Y, et où le potentiel M3Y est inférieur au potentiel DDM3Y. Pour les ramener tous deux à la même valeur, il faut donc $N_D < N$. En revanche nos données prises à une énergie incidente de 94 MeV/u déterminent le potentiel réel dans un domaine en-deçà du rayon de croisement et où le potentiel M3Y est supérieur au potentiel DDM3Y, pour un système donné.

Contrairement à ce qui se passait pour les potentiels construits à partir de l'interaction M3Y où les cinq facteurs de normalisation N étaient sensiblement égaux ($N = 0,66 \pm 0,02$), la valeur de N_D pour les potentiels DDM3Y diminue régulièrement quand la masse du système augmente. Pour le système le plus léger, le facteur $N_D = 1,19$ est proche de ce qui avait été obtenu en diffusion d'alpha où le facteur de normalisation nécessaire avoisine $N_D = 1,30$, alors que pour le système le plus lourd, le facteur $N_D = 0,83$ tend à se rapprocher des valeurs trouvées à basse énergie ou pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{60}\text{Ni}$, ^{120}Sn , ^{208}Pb à 44 MeV/u [Az 85]. Cette variation du facteur de normalisation N_D avec le système considéré montre que la variation de l'interaction avec la densité n'est pas parfaite, puisqu'elle ne permet pas de reproduire simultanément les données de diffusion élastique d'ions lourds et d'alpha ou d'ions lourds "légers". En revanche, l'approximation faite dans l'utilisation des potentiels M3Y et qui consiste à moyenner l'interaction sur une densité valant approximativement le tiers de la densité de la matière nucléaire conduit à des formes de potentiels convenables jusqu'à des recouvrements importants des deux noyaux. Ce n'est que dans le cas des systèmes $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ et surtout $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ que les données deviennent sensibles à des régions suffisamment intérieures pour mettre cette approximation en défaut. Pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ il est en effet impossible de bien reproduire les données avec un potentiel M3Y. Le meilleur résultat, obtenu pour $N = 0,67$, conduit à des valeurs du χ^2/N nettement moins bonnes (tableau IV.10) que celles atteintes avec des potentiels phénoménologiques.

La Fig. IV.25 montre que la distribution angulaire calculée pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ à partir du potentiel M3Y multiplié par le facteur $N = 0,67$ présente des

oscillations un peu trop fortes. Ceci provient du fait que ce potentiel a une pente trop forte dans la région sensible associée à ce système (cf. plus loin Fig. IV.26). Sur la Fig. IV.25 se trouve aussi reportée la distribution angulaire calculée pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ avec le potentiel DDM3Y renormalisé d'un facteur $N = 1,19$. Elle est très proche de la distribution angulaire expérimentale, et la quantité χ^2/N est divisée par un facteur supérieur à deux par rapport à ce qui avait été obtenu avec des potentiels M3Y.

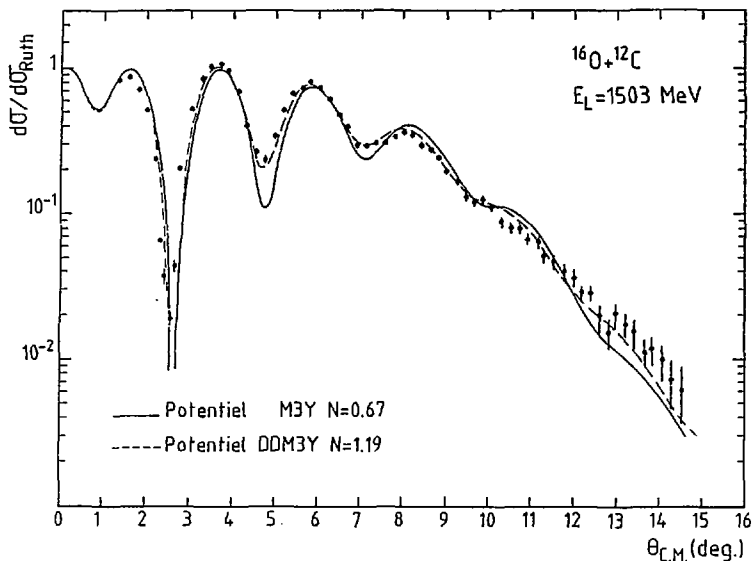


Fig. IV.25 - Comparaison entre la distribution angulaire expérimentale et les distributions angulaires calculées à partir des potentiels M3Y ($N = 0,67$) et DDM3Y ($N = 1,19$) pour le système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Pour les autres systèmes, le tableau IV.10 montre que les potentiels M3Y et DDM3Y après renormalisation, permettent une bonne reproduction des données. Il faut cependant rappeler que pour ces systèmes les données ne sont sensibles qu'à des régions où le potentiel est de forme exponentielle, et ne testent pas les régions intérieures où il s'écarte de cette forme.

Enfin, nous nous sommes intéressés aux valeurs absolues prises par les potentiels de convolution dans les régions sensibles définies précédemment. La Fig. IV.26 indique que, dans ces régions, les potentiels M3Y et DDM3Y re-normalisés sont très peu différents des potentiels phénoménologiques de référence. Il apparaît clairement que pour les deux systèmes légers $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, les pentes des potentiels M3Y sont trop fortes, alors que pour les autres systèmes elles sont très semblables à celles des potentiels DDM3Y et Woods-Saxon.

Les potentiels imaginaires associés à ces différents potentiels réels sont représentés sur la Fig. IV.27, dans les régions sensibles. Pour chaque système, il se croisent au voisinage du rayon d'absorption forte, conformément à ce qui avait déjà été observé pour les différents potentiels Woods-Saxon qui reproduisent bien les données.

En résumé, cette analyse de nos données avec des potentiels construits par double convolution des densités nucléaires et d'une interaction effective nucléon-nucléon a montré que les potentiels M3Y ont une bonne géométrie dans les régions où le recouvrement des densités est faible. En revanche, lorsque ce recouvrement devient important et que la somme des densités approche de la valeur de la densité de la matière nucléaire, les potentiels M3Y sont trop profonds et la forme du potentiel d'interaction noyau-noyau est alors certainement plus proche de celle des potentiels dépendant de la densité.

8. DIFFUSION INELASTIQUE

Dans tout ce qui précède, la perte de flux dans la voie de sortie est représentée par un potentiel imaginaire d'absorption. Ceci suppose qu'aucune des voies inélastiques n'est fortement couplée à la voie élastique et exclut toute possibilité de retour du flux de la voie inélastique vers la voie élastique. L'introduction explicite de voies fortement couplées à l'élastique peut entraîner une modification non seulement du potentiel imaginaire mais aussi du potentiel réel équivalent. Ce sont les excitations des états collectifs de la cible et du projectile qui ont la plus grande section efficace et qui offrent donc la meilleure possibilité d'étudier l'influence du couplage des voies inélastiques sur les valeurs du potentiel. A basse énergie, il a été montré qu'il est très important de prendre en compte le couplage entre la voie élastique et les états excités [Sa 84], alors qu'à haute énergie on s'attend à des effets beaucoup plus faibles.

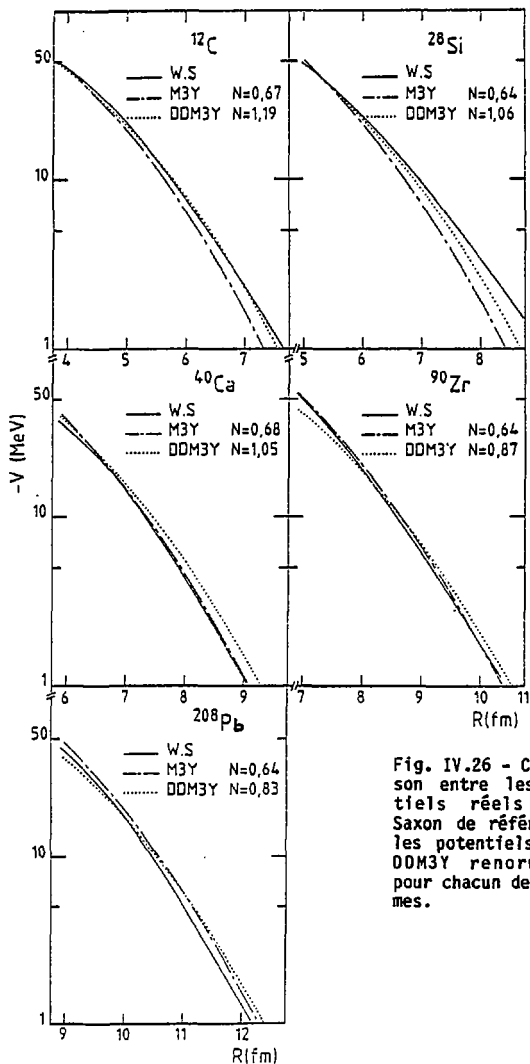


Fig. IV.26 - Comparai-
son entre les poten-
tiels réels Woods-
Saxon de référence et
les potentiels M3Y et
DDM3Y renormalisés
pour chacun des systè-
mes.

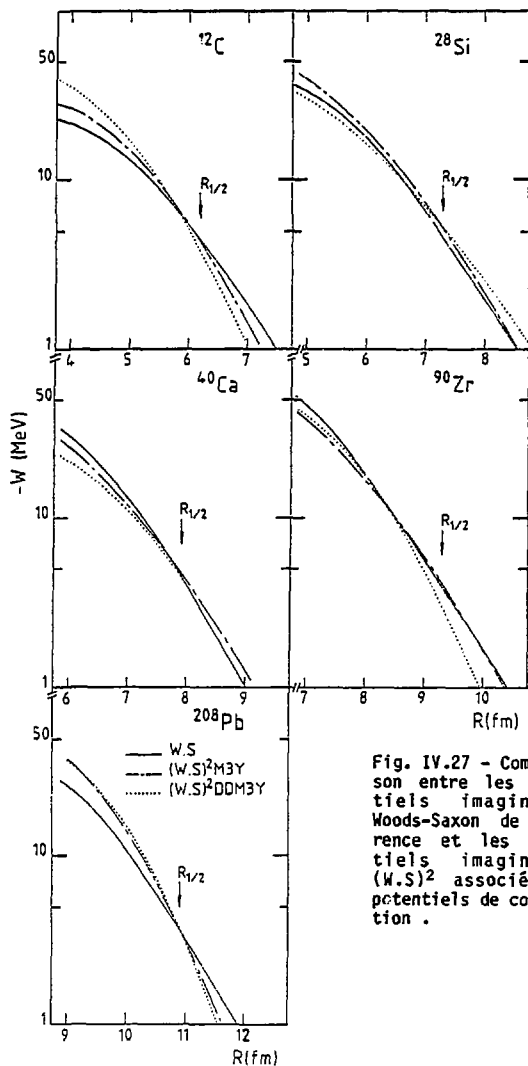


Fig. IV.27 - Comparai-
son entre les poten-
tiels imaginaires
Woods-Saxon de réfé-
rence et les poten-
tiels imaginaires
 $(W.S.)^2$ associés aux
potentiels de convo-
lution .

Dans le cas $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ où nous avons mesuré la distribution angulaire de diffusion inélastique sur le premier niveau excité du ^{12}C à $E^* = 4,44$ MeV nous avons effectué des calculs en voies couplées, incluant cet état, pour étudier son influence sur les résultats concernant les régions sensibles.

La Fig. IV.28 présente les données de diffusion élastique et inélastique sur le niveau 2^+ du ^{12}C . Les oscillations observées dans les deux distributions angulaires sont clairement déphasées de 180° . Ce déphasage est en désaccord avec la règle de phase de Da Silva [Si 75] qui s'applique à basse énergie où les oscillations observées dans les distributions angulaires élastique et inélastique proviennent de l'interférence entre la branche positive de la fonction de déflexion dominée par l'interaction coulombienne et la branche négative dominée par l'interaction nucléaire. Dans ce dernier cas, les oscillations des deux distributions sont en phase puisque les amplitudes coulombienne et nucléaire sont de signes opposés (déphasage π) et qu'un autre déphasage de π s'ajoute quand on change de branche de la fonction de déflexion.

Dans le cas présent, le résultat qui est semblable à la règle de phase de Blair s'explique en supposant que les amplitudes provenant des deux branches de la fonction de déflexion sont dominées par l'interaction nucléaire. L'hypothèse selon laquelle l'influence de l'interaction coulombienne peut être négligée est démontrée par la comparaison des calculs où nous avons imposé $\beta_{\text{nucléaire}} = 0$ puis $\beta_{\text{coul.}} = 0$: l'omission de $\beta_{\text{coul.}}$ n'affecte pratiquement pas le résultat final, alors que dans les calculs où seule l'excitation coulombienne est prise en compte, la section efficace de diffusion inélastique sur le niveau 2^+ est divisée par un facteur voisin de 100.

Les courbes en traits pleins de la Fig. IV.28 représentent le résultat du calcul en voies couplées qui correspond au χ^2 minimum ($\chi^2/N = 4,6$), lorsque les distributions angulaires élastique et inélastique sont prises en compte simultanément dans la recherche des meilleurs paramètres du potentiel. Pour parvenir à ce résultat, le paramètre de déformation β a été réajusté jusqu'à ce que l'amplitude des distributions angulaires calculées soit en accord avec les données. Nous avons également supposé que la longueur de déformation βR était constante.

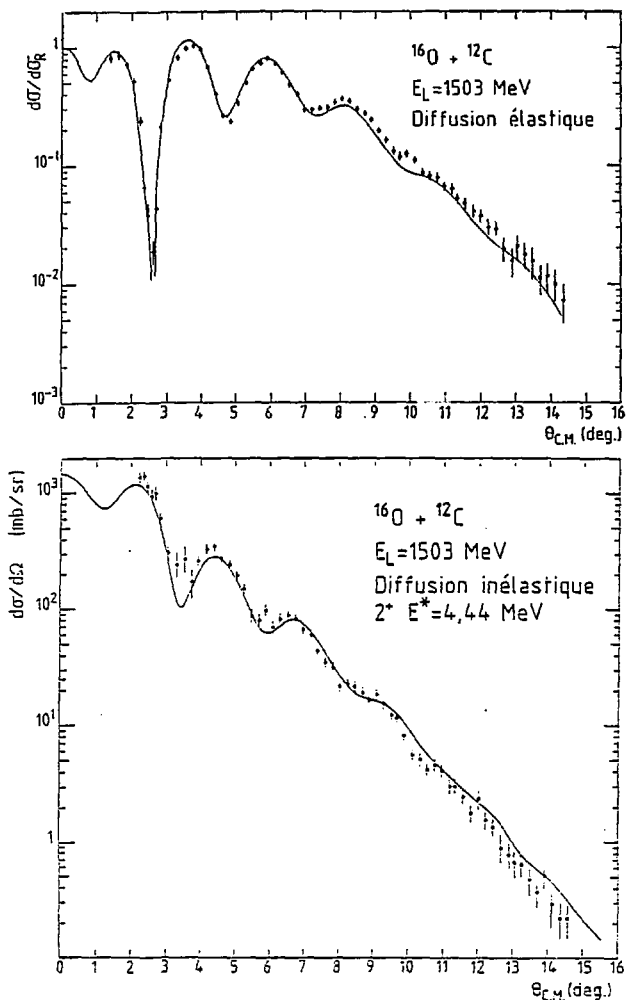


Fig. IV.28 - Système $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$: distributions angulaires expérimentales de diffusion élastique et inélastique sur le niveau 2^+ , $E^* = 4,44 \text{ MeV}$, du ^{12}C .
Les courbes en traits pleins représentent le résultat du calcul en voies couplées qui reproduit le mieux les données.

$$\beta_r R_V = \beta_i R_W = \beta_C R_T$$

où R_T est le rayon de la cible.

Les paramètres du potentiel ainsi que les valeurs de β qui permettent de reproduire au mieux les données sont regroupés dans le tableau IV.11.

Tableau IV.11

Paramètres du potentiel Woods-Saxon et paramètres de déformation obtenus dans un calcul en voies couplées

Potentiel	Profondeur (MeV)	Rayon (fm)	Diffusivité (fm)	β
Réel	78,8	0,881	0,766	- 0,550
Imaginaire	16,6	1,160	0,787	- 0,418
Coulombien	—	1,032	0,517	- 0,944

La longueur de déformation calculée à partir de ces valeurs est en parfait accord avec les valeurs obtenues par [Bo 82] pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 300 \text{ MeV}$ ($|\beta_R| = 2,15$).

Les potentiels réel et imaginaire trouvés dans ce calcul sont représentés sur la Fig. IV. 29 (trait tireté) où ils

sont comparés au potentiel (Woods-Saxon) de référence pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ (trait continu).

Les différences entre les potentiels réels sont totalement négligeables et les potentiels imaginaires se croisent de nouveau au voisinage du rayon d'absorption forte ($R_{1/2} = 6,2 \text{ fm}$). A ce rayon, le potentiel imaginaire du calcul en voies couplées est légèrement supérieur au potentiel de référence, alors qu'on aurait attendu un résultat inverse. A titre de test supplémentaire nous avons effectué un autre calcul en voies couplées en fixant la profondeur de W égale à la profondeur du potentiel de référence ($W(r=0) = 19 \text{ MeV}$). La profondeur du potentiel imaginaire au rayon d'absorption forte est alors de 10 % inférieure à celle du potentiel de référence (trait pointillé sur la Fig. IV.29). Le potentiel réel reste, quant à lui, inchangé.

Contrairement à ce qui se passait à basse énergie, le couplage entre la voie élastique et les états excités semble donc très faible et n'affecte pas les conclusions tirées précédemment.

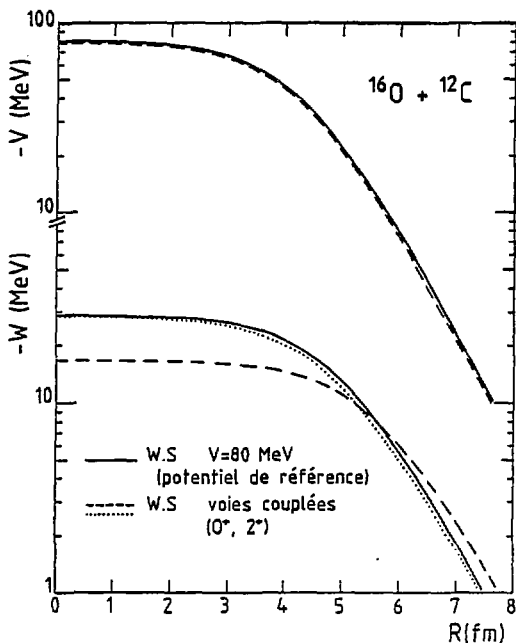


Fig. IV.29 - Comparaison entre le potentiel de référence pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ et les potentiels trouvés dans les calculs en voies couplées incluant l'inélastique (2^+ , $E^* = 4,44$ MeV).

9. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE BASSE ENERGIE

9.1 Evolution du rayon d'absorption forte

L'analyse de nos données nous a déjà permis de tirer quelques conclusions sur le comportement général du potentiel nucléaire (régions déterminées par les données, évolution de la profondeur du potentiel réel avec l'énergie ...). Pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, il existe d'abondantes données expérimentales à basse énergie ($E < 20$ MeV/u) [Ga 73, Cr 76, Pi 78, Ol 78, Ba 75, Vi 79]. Pour les deux derniers systèmes, nous avons étudié comment évoluent les rayons d'absorption forte et les sections efficaces de réaction en fonction de l'énergie incidente. Les résul-

tats sont reportés sur la Fig. IV.30. Dans les deux cas, ce rayon diminue de manière régulière quand l'énergie augmente :

- pour le ^{208}Pb , il passe de 13 fm pour $E_{\text{lab}} = 80$ MeV à environ 10,5 fm pour $E_{\text{lab}} = 1503$ MeV ;
- pour le ^{40}Ca , il passe de 9,6 fm pour $E_{\text{lab}} = 55,6$ MeV à 7,75 fm pour $E_{\text{lab}} = 1503$ MeV.

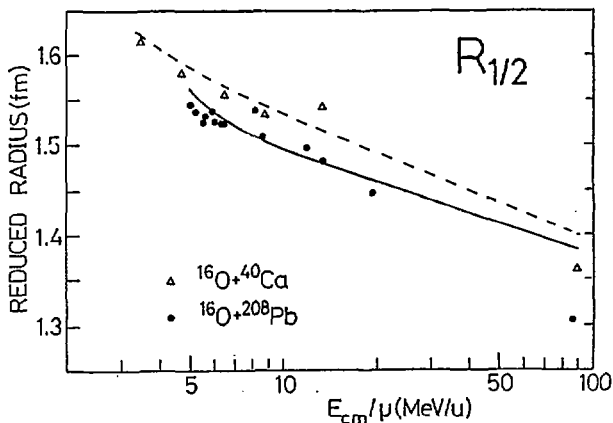


Fig. IV.30 - Evolution du rayon d'absorption forte avec l'énergie pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$.

Les valeurs de $R_{1/2}$ à 94 MeV/u sont légèrement différentes de celles reportées dans le tableau IV.4, car elles n'ont pas été calculées de la même façon. Précédemment $R_{1/2}$ était la distance minimale d'approche associée au moment angulaire pour lequel le coefficient de transmission vaut 0,5. Pour des raisons de commodité nous calculons ici $R_{1/2}$ dans l'hypothèse de coupure franche où $R_{1/2} = (\sigma_R/\pi k^2)^{1/2}$.

Les lignes sur la Fig. IV.30 (trait continu pour $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ et tireté pour $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$) indiquent l'évolution de $R_{1/2}$ prédite par des potentiels indépendants de l'énergie dont les paramètres ont été ajustés pour décrire l'ensemble des données de diffusion élastique au-dessous de 20 MeV/u [Pi 78, Vi 79]. Ces potentiels prédisent effectivement une certaine décroissance

de $R_{1/2}$ quand l'énergie augmente. Cette décroissance est expliquée par l'augmentation avec l'énergie du parcours moyen des particules dans un potentiel complexe : le parcours moyen varie comme $(E+V)^{1/2}/W$ [Mc 85]. Ainsi pour W fixé, et si $V \ll E$, le parcours moyen augmente comme \sqrt{E} , et par conséquent l'absorption devient moins importante en surface, donc $R_{1/2}$ diminue. Toutefois, les potentiels indépendants de l'énergie surestiment encore nettement les vraies valeurs de $R_{1/2}$. Cette deuxième partie de la réduction de l'absorption à la surface des noyaux peut s'expliquer par la diminution importante de la section efficace de réaction nucléon-nucléon jusqu'à 200 MeV/u et démontre qu'il est impossible de décrire un ensemble de données (à des énergies très différentes) avec un potentiel imaginaire indépendant de l'énergie.

La Fig. IV.31 illustre cette augmentation de la transparence de surface en comparant nos potentiels imaginaires de référence pour $^{160} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ aux potentiels indépendants de l'énergie qui reproduisent bien les données de basse énergie. Dans les deux cas, la réduction du potentiel imaginaire en surface est très nette. Elle est comprise entre 40 et 60 %. Ce résultat est en accord avec l'analyse effectuée dans le cadre du modèle de convolution pour $^{160} + ^{208}\text{Pb}$ [Li 85, Na 85] et qui montre qu'au voisinage du rayon d'absorption forte, les potentiels imaginaires qui reproduisent bien les données diminuent régulièrement à partir de $E_{\text{Tab}} = 86$ MeV. Les deux analyses sont donc en désaccord avec les calculs théoriques [Fa 84, Sa 83] qui prévoient une augmentation générale de la profondeur du potentiel imaginaire avec l'énergie.

L'augmentation de la transparence de surface se traduit aussi par une diminution de la section efficace de réaction pour les systèmes légers, ou par une augmentation plus lente de cette section efficace pour les systèmes lourds. La Fig. IV.32 extraite de [Bra 81] présente l'évolution de la section efficace de réaction en fonction de l'énergie pour le système $^{160} + ^{12}\text{C}$. Nous y avons ajouté le point correspondant à nos données ($E_{\text{cm}} = 636$ MeV). A 94 MeV/u, la section efficace de réaction est inférieure de 25 % à sa valeur maximale atteinte pour $E/A = 10$ MeV/u. Un comportement similaire avait été observé pour $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ entre 10 et 85 MeV/u [Bu 84]. La courbe en trait plein de la Fig. IV.32 représente le résultat d'un calcul effectué à partir des données de diffusion nucléon-nucléon [DeV 80]. Il reproduit assez bien l'évolution des points expérimentaux, mais cet accord est probablement fortuit car ces calculs négligent en fait deux facteurs aux comportements

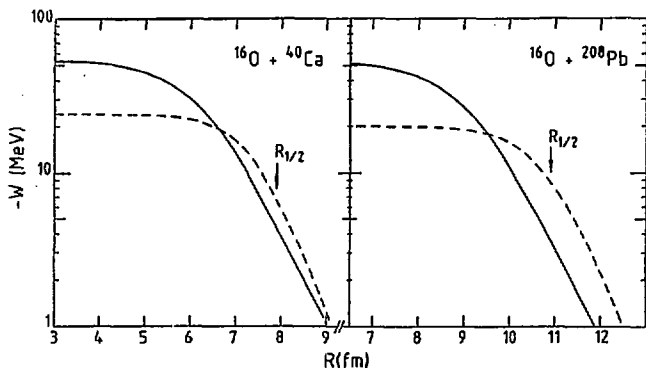


Fig. IV.31 - Comparaison entre les potentiels imaginaires de référence (traits pleins) et des potentiels imaginaires permettant de reproduire les données de basse énergie (traits tiretés), pour $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ et $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$.

opposés qui se compensent : le principe de Pauli qui réduit σ_R et les excitations des modes de surface qui l'augmentent. Les calculs de Faessler et al. [Fa 84] reproduisent également très bien la variation de la section efficace de réaction entre 10 et 100 MeV/u en tenant compte de ces deux facteurs (pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$).

9.2 Evolution de la région sensible avec l'énergie incidente

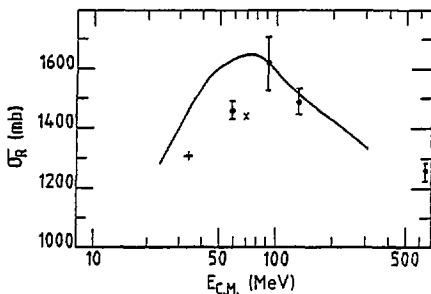


Fig. IV.32 - Evolution de la section efficace de réaction en fonction de l'énergie, pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ (noter le point à $E_{c.m.} = 636$ MeV).

Pour terminer, nous avons voulu illustrer la principale conclusion de ce travail, à savoir le décalage de la région sensible vers les petits rayons quand l'énergie incidente augmente. Pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ pour

lequel il existait tout un ensemble de données entre 33 MeV et 215,2 MeV, Cramer et DeVries [Cr 80] ont déterminé par la méthode du "notch test" appliquée au potentiel E18 les différentes régions sensibles sur cette gamme d'énergie. La Fig. IV.33 compare ces régions sensibles à celle que nous avons trouvée précédemment pour $E = 1503$ MeV. Elle présente en fonction de l'énergie incidente les centres des régions sensibles (rayons sensibles : trait plein) ainsi que les largeurs à mi-hauteur des pics (trait tiretés) qui représentent la fonction $\chi^2/N = f(R)$ (cf. paragraphe 2). La diminution du rayon sensible est très nette et on observe aussi un élargissement notable de la région sensible à haute énergie. L'élargissement observé à une énergie de 33 MeV est sans doute sans signification. La ligne pointillée sur la Fig. IV.33 représente l'évolution du rayon d'absorption forte calculé à partir du potentiel E18 jusqu'à $E = 215,2$ MeV et à partir de notre potentiel de référence pour $E = 1503$ MeV. Il apparaît que, pour ce système, les régions sensibles sont toujours situées à l'intérieur du rayon d'absorption forte et que leurs limites extérieures correspondent approximativement avec ce rayon. De plus, la Fig. IV.33 montre clairement que la région sensible s'élargit du côté des rayons intérieurs quand l'énergie passe d'une dizaine de MeV/u à une centaine de MeV/u.

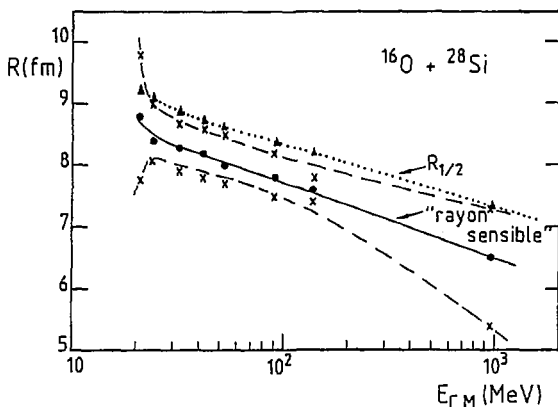


Fig. IV.33 - Evolution de la région sensible, définie par le "notch test", pour le système $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

Chapitre V

CONCLUSION

L'étude de la diffusion élastique de ^{16}O à 94 MeV/u sur des cibles de ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb nous a fourni de nombreuses informations sur le potentiel d'interaction noyau-noyau.

Comme cela avait déjà été observé pour $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 85 MeV/u [Bu 84], le potentiel réel est déterminé sur un domaine relativement large, que nous avons appelé région sensible, et qui correspond à un fort recouvrement des densités nucléaires, ceci étant d'autant plus vrai que la masse du système est faible. Pour le système le plus lourd, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, le potentiel réel n'est déterminé de manière indiscutable qu'au voisinage du rayon d'absorption forte et on retrouve donc la situation observée à basse énergie. Dans la région sensible, la profondeur du potentiel réel atteint, pour les systèmes les plus légers, plusieurs dizaines de MeV. Dans le cas de la diffusion élastique de particules légères telles que les particules α , la profondeur du potentiel près de $r=0$ a pu être fixée grâce à la mise en évidence dans les distributions angulaires du phénomène d'arc-en-ciel nucléaire [Go 74]. Ici, même pour $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ où la distribution angulaire présente aux angles arrière une décroissance régulière qui semble être associée à un "fantôme" d'arc-en-ciel nucléaire, il n'est pas possible de déterminer de manière unique l'angle et le moment angulaire associé à cet arc-en-ciel. Toutefois cette décroissance pratiquement exponentielle qui se développe au-delà du "croisement de Fraunhofer" [Hu 84] apporte déjà des contraintes très fortes sur la profondeur du potentiel réel.

Pour comparer l'évolution en fonction de l'énergie de la profondeur du potentiel réel avec les prédictions des calculs théoriques évoqués au chapitre I, nous avons regroupé sur la Fig. V.1 le facteur par lequel on doit multiplier les potentiels de double convolution pour bien reproduire les données des systèmes $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [Br 82, St 79], $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ [Ro 85, Sa 84, Br 86] et $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [Az 85], à différentes énergies. Tous les calculs ont été faits à partir de l'interaction M3Y [Sat 79], et en incluant le terme dépendant de l'énergie donné par les relations (IV.12) ou (IV.13). L'augmentation du potentiel au voisinage de la barrière coulombienne pour $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ est liée, par l'intermédiaire de la relation de dispersion [Na 85], à une rapide augmentation de W près du seuil d'ouverture des différentes voies inélastiques. Au-delà de la barrière coulombienne on observe une diminution régulière du potentiel réel. Cette diminution qui est très semblable pour les différents systèmes, si on tient compte des erreurs expérimentales. Alors que les facteurs de normalisation sont tous voisins de 1,0 pour $E = 10$ MeV/u, ils approchent 0,6 pour 100 MeV/u.

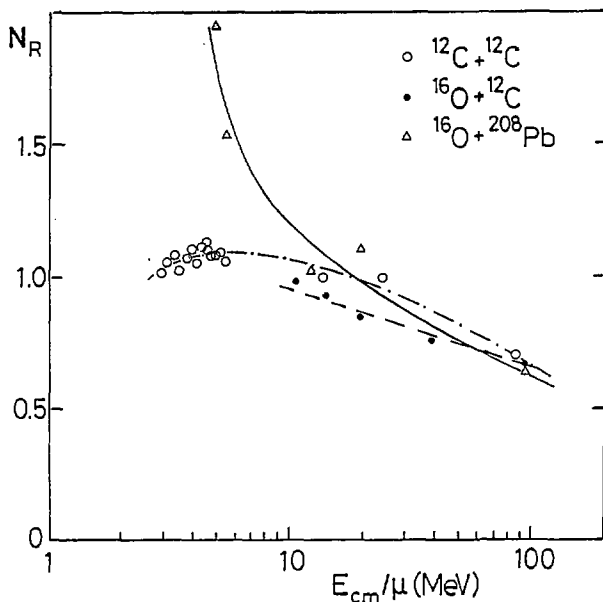


Fig. V.1

Ce comportement est en désaccord avec les résultats des calculs microscopiques [Fa 84, Sa 83] qui prévoient une augmentation du potentiel réel jusqu'à $E_L = 40-100$ MeV/u. Toutefois le potentiel trouvé par Faessler pour $^{12}C + ^{12}C$ à 84 MeV/u correspond bien avec les potentiels phénoménologiques donnés par Buenerd et al. [Bu 84] ainsi qu'avec le potentiel de double convolution si on le multiplie par 0,7 [Rou 85], et ceci dans toute la région sensible. Il semble donc que c'est à plus basse énergie que le désaccord se manifeste, mais il n'est plus aussi facile de le mettre en évidence. En effet les données ne déterminent alors le potentiel qu'en un point situé loin dans sa queue. De plus à basse énergie, les effets de V et W sur la forme des distributions angulaires ne sont pas très différents et il est donc possible de compenser un défaut de V en agissant sur W.

La variation du potentiel imaginaire avec l'énergie est moins bien connue que celle du potentiel réel. Tout d'abord, alors que le potentiel réel est déterminé à haute énergie sur un large domaine radial, le potentiel imaginaire n'est jamais déterminé que près du rayon d'absorption forte. Comme ce point diminue avec l'énergie, il est difficile de distinguer quelle partie de la variation avec l'énergie est due à cette diminution et quelle est celle qui est vraiment due à la variation de la force du potentiel. Néanmoins, le potentiel imaginaire tend, de manière générale à diminuer, comme le montre la Fig. V.2 pour le système $^{16}O + ^{208}Pb$. Sur cette figure nous avons reporté en fonction de l'énergie et pour différents rayons les valeurs prises par les potentiels imaginaires qui permettent de reproduire au mieux les différents ensembles de données existant pour ce système. Le rayon de 12,4 fm correspond à une valeur moyenne du rayon d'absorption forte pour les données de basse énergie ($E/A < 20$ MeV/u).

Comme pour la partie réelle du potentiel, le comportement observé pour la partie imaginaire est opposé aux prédictions des modèles microscopiques. Il faut tout de même encore rappeler que les données ne donnent pas de renseignements très précis sur W. Dans le cas d'une distribution angulaire de type Fresnel, ce sont les oscillations des angles avant qui sont sensibles aux valeurs de W. Des informations précises sur W requièrent donc une mesure de ces oscillations encore plus précise que ce qui est généralement fait.

En résumé, nous avons présenté dans ce travail un ensemble de données sur la diffusion élastique d'ions lourds à haute énergie qui couvre un large domaine de conditions cinématiques. Nous avons étudié comment ces conditions

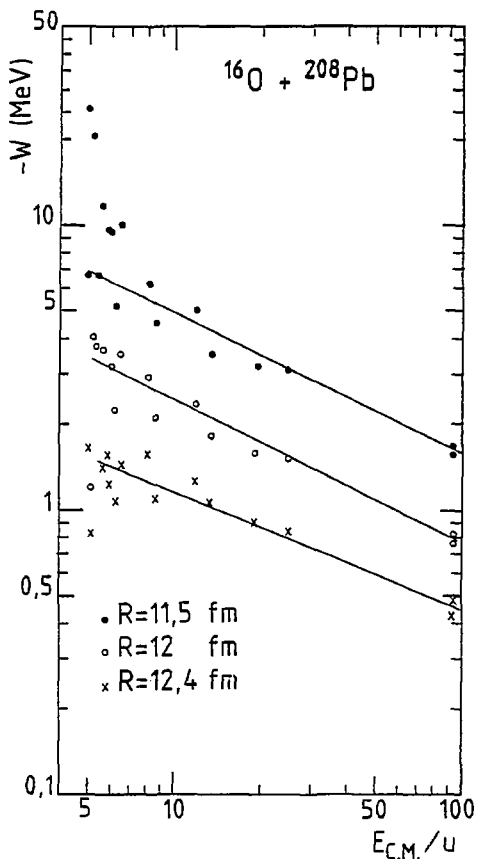


Fig. V.2

déterminent l'information que l'on peut extraire des distributions angulaires de diffusion élastique sur l'interaction noyau-noyau.

Nous avons démontré qu'à haute énergie, le potentiel d'interaction est déterminé dans des régions correspondant à un recouvrement des densités nucléaires relativement fort, en particulier pour les systèmes légers. De plus cette détermination semble moins ambiguë qu'à plus basse énergie : quelle que soit la forme utilisée pour le potentiel (Woods-Saxon, (W.S.)², convolution), tous les potentiels qui permettent de bien reproduire une distribution angulaire prennent à 10 % près, les mêmes valeurs dans la région sensible.

De ces nouvelles données, associées aux données obtenues précédemment à plus basse énergie, semble se dégager une première vision globale de l'évolution de l'interaction noyau-noyau avec l'énergie.

Références

- [Ai 39] G.B. Airy, Proc. Cambridge Phil. Soc. 6 (1839) 379.
- [Al 84] N. Alamanos et al., Phys. Lett. 137B (1984) 37.
- [Az 84] M. El Azab Farid et G.R. Satcher, Phys. Lett. 146B (1984) 389.
- [Az 85] M. El Azab Farid et G.R. Satchler, Nucl. Phys. A438 (1985) 525 ;
Nucl. Phys. A441 (1985) 157.
- [Ba 75] J.B. Ball et al., Nucl. Phys. A252 (1975) 208.
- [Be 77] G. Bertsch et al., Nucl. Phys. A284 (1977) 399.
- [Bi 81] P. Birien et S. Valéro, Note CEA-N-2215 (1981).
- [Bl 59] J.S. Blair, Phys. Rev. 115 (1959) 928.
- [Bo 82] H.E. Bohlen et al., Z. Phys. A308 (1982) 121.
- [Bo 85] B. Bonin et al., Nucl. Phys. A445 (1985) 381.
- [Bo 86] B. Bonin, à paraître.
- [Br 75] D.M. Brink et Fl. Stancu, Nucl. Phys. A243 (1975) 175.
- [Br 77] D.M. Brink et N. Takigawa, Nucl. Phys. A279 (1977) 159.
- [Br 81] R.A. Broglia et A. Winther, Heavy ion reactions, vol. 1 (Benjamin Cummings, Reading, M.A., 1981).
- [Bra 81] M.E. Brandan et A. Menchaca-Rocha, Phys. Rev. C23 (1981) 1272.
- [Br 82] M.E. Brandan, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1132.
- [Br 86] M.E. Brandan, B.A.P.S. 31 (1986) 839.
- [Bu 84] M. Buenerd et al., Nucl. Phys. A424 (1984) 313.
- [Cr 76] J.G. Cramer et al., Phys. Rev. C14 (1976) 2158.
- [Cr 80] J.G. Cramer et R.M. DeVries, Phys. Rev. C22 (1980) 91.
- [DeV 77] R.M. DeVries et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 450.
- [DeV 80] R.M. DeVries et J.C. Peng, Phys. Rev. C22 (1980) 1055.
- [Fa 84] A. Faessler et al., Nucl. Phys. A428 (1984) 271c.
- [Fo 59] K.W. Ford et J.A. Wheeler, Ann. Phys. 7 (1959) 259.
- [Fu 75] R.C. Fuller, Phys. Rev. C12 (1975) 1561.

- [Ga 73] D.S. Gale et J.S. Eck, Phys. Rev. C7 (1973) 1950.
- [Go 74] D.A. Goldberg et al., Phys. Rev. C10 (1974) 1362 ;
D.A. Goldberg et S.M. Smith, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 715.
- [Ho 71] P.E. Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure (Clarendon Press, Oxford, 1971).
- [Hou 74] Méthodes expérimentales en physique nucléaire, Compte rendu de l'école d'été des Houches (1974).
- [Hu 84] M.S. Hussein et K.W. McVoy, Progress in Particle and Nuclear Physics, vol. 12 (1984) 103.
- [Ig 59] G. Igo, Phys. Rev. 1156 (1959) 1665.
- [Ja 74] C.W. de Jager, M. DeVries et C. DeVries, At. Data Nuclear Data Tables 14 (1974) 479.
- [Je 77] J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, Phys. Rev. C16 (1977) 80.
- [Ko 83] A.M. Kobos et al., Nucl. Phys. A395 (1983) 248.
- [Li 85] J.S. Lilley et al., Phys. Lett. 151B (1985) 181.
- [Ma 81] M.H. MacFarlane et S.C. Pieper, Phys. Lett. 103B (1981) 169.
- [Mc 84] K.W. McVoy et G.R. Satchler, Nucl. Phys. A417 (1984) 157.
- [Mc 85] K.W. McVoy, Proc. of OAXTEPEC Symposium on Nuclear Physics (1985).
- [Mi 77] F. Michel et R. Vanderpoorten, Phys. Rev. C16 (1977) 142.
- [Na 85] M.A. Nagarajan, C.C. Mahaux et G.R. Satchler, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1136.
- [Ol 78] C. Olmer et al., Phys. Rev. C18 (1978) 205.
- [Pi 78] S.C. Pieper et al., Phys. Rev. C18 (1978) 180.
- [Ra 81] J. Raynal, Phys; Rev. C23 (1981) 2571.
- [Ro 85] P. Roussel et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1779.
- [Sa 74] G.R. Satchler, Proc. of Intern. Conf. on Reactions between complex nuclei, Nashville, Tennessee (1974).
- [Sa 79] G.R. Satchler et W.G. Love, Phys. Rep. 55C (1979) 183.
- [Sa 83] R. Sartor et Fl. Stancu, Nucl. Phys. A404 (1983) 392.
- [Sa 84] Y. Sakuragi et M. Kamimura, Phys. Lett. 149B (1984) 307.
- [Se 79] Compte rendu de l'école d'été de Serre-Chevalier, 10-14 septembre 1979.
- [Si 75] R. da Silveira et Ch. Leclercq-Willain, J. Phys. Lett. 36 (1975) L117.
- [Si 84] R. da Silveira et Ch. Leclercq-Willain, J. de Phys. 45 (1984) C6-395.
- [St 79] R.G. Stokstad et al., Phys. Rev. C20 (1979) 655.
- [Vi 79] S.E. Vigdor et al., Phys. Rev. C20 (1979) 2147.

Résumé

Etude du potentiel d'interaction noyau-noyau à partir de la diffusion élastique de ^{16}O à 94 MeV/u

Nous avons mesuré les distributions angulaires de diffusion élastique de ^{16}O à 94 MeV/u sur des cibles de ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb . Ces distributions angulaires ont été analysées dans le cadre du modèle optique avec des potentiels de forme Woods-Saxon et dans le cadre du modèle de convolution. Pour le système le plus lourd, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, ces analyses montrent que le potentiel réel n'est déterminé de manière indiscutable qu'au voisinage du rayon d'absorption forte, alors que pour tous les systèmes plus légers, il est déterminé sur un domaine relativement large (2-3 fm), que nous avons appelé région sensible et qui correspond à un recouvrement des noyaux d'autant plus fort que la masse du système est plus faible. Cette différence entre, d'une part, le système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ et d'autre part les autres systèmes trouve son origine dans l'apparition de la contribution due à la déflexion vers les angles négatifs qui se manifeste par des oscillations, dites de Fraunhofer, dans les distributions angulaires. C'est elle qui apporte des contraintes très fortes sur les valeurs du potentiel réel.

La partie imaginaire du potentiel n'est, quant à elle déterminée qu'au voisinage du rayon d'absorption forte. La diminution importante du rayon d'absorption forte quand l'énergie augmente révèle une forte augmentation de la transparence à la surface des noyaux.

Les calculs effectués dans le cadre du modèle de convolution ont permis d'étudier la force du potentiel nucléaire de manière moins ambiguë qu'avec des potentiels phénoménologiques.

Dans les régions où ils sont déterminés, les potentiels réels et imaginaires diminuent régulièrement quand l'énergie passe de 10 à 100 MeV/u. Cette diminution est en désaccord avec les résultats de différents calculs microscopiques qui prévoient une augmentation ou une saturation du potentiel nucléaire dans cette gamme d'énergies.

Mots Clés

Ions lourds

Diffusion élastique

Energies intermédiaires

Potentiel d'interaction nucléaire

Modèle optique

Modèle de convolution

Approches semi-classiques

Section efficace de réaction