Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 37 (1964)

Heft: IV-V

Artikel: Etude de la spallation produite dans l'émulsion nucléaire par des protons de 600 MeV

Autor: Bovet, Cl.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113490

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Etude de la spallation produite dans l'émulsion nucléaire par des protons de 600 MeV

par **Cl. Bovet**

Institut de Physique, Université de Neuchâtel

(4 II 64)

Summary: Many-prong stars produced by 600 MeV-protons hitting AgBr in emulsion have been selected to improve the distinction between cascade and evaporation processes in the study of the mechanism of spallation.

A careful investigation of the kinematics of the emitting nucleus, allowing the interpretation of the measured angular distribution, has made possible the evaluation of the fraction of particles originating in direct processes. The results obtained are:

— for charge 1 particles $(22 \pm 4)\%$,
— for charge 2 particles (mainly α particles) essentially 0%.

Together with previous observations in this Institute, this data suggests that the expulsion of α particles from the nucleus by direct collisions occurs mainly through peripheral impacts giving stars with few prongs; many-prong stars presumably being produced in central collisions.

Assuming this small contribution of direct processes, a better interpretation of the energy spectra of evaporating particles based on the standard statistical theory is possible. The measured spectra have been corrected taking into account the motion of the emitting nucleus as revealed by the observation of short recoil tracks.

A satisfactory agreement with theory is obtained in this way, using a common initial temperature T_i for charge 1 and charge 2 particles. This initial relevant temperature T_i has been deduced from the mean excitation energy at the beginning of the evaporation, obtained from the Monte Carlo calculations of the cascade. The theoretical energy spectra are based on a new analytical expression which incorporates the cooling process of the emitting nucleus.

The directions of the short tracks and of the recoils are correlated. From this finding, one can deduce that low energy particles are not emitted at the beginning but essentially at the end of the evaporation process.

The measured emission ratio of charge 1 to charge 2 particles $(1{,}66 \pm 0{,}10)$ cannot yet be explained by the evaporation theory.

Chapitre I

Introduction

On entend par spallation la décomposition d'un noyau de masse A et de charge Z en un certain nombre de nouveaux nuclides (A', Z'), (A'', Z''), etc.; cette décomposition étant due à l'apport d'une grande quantité d'énergie (0,1 à 1,0 GeV).

Lorsqu'on porte essentiellement son intérêt sur la relation entre les noyaux initiaux et les nuclides obtenus, on étudie avantageusement ce phénomène au

moyen des méthodes de la radiochimie. C'est aux radiochimistes que nous avons emprunté le terme spallation qui englobe différents types de réactions, et a peut-être un sens trop phénoménologique pour l'analyse qui va suivre.

On sait que le bombardement des noyaux par des nucléons de plus de 0,1 GeV produit tout d'abord une cascade intranucléaire. Un certain nombre de nucléons quittent le noyau dans cette première étape (10^{-22} s). Mais lorsque les transferts d'impulsion ne sont plus assez grands (au cours des collisions), les nucléons heurtés n'ont pas assez d'énergie pour franchir les barrières du noyau. La cascade dégénère donc à l'intérieur du noyau ainsi excité, et l'énergie se répartit de manière statistique entre les nucléons.

Dans un temps plus long, (10^{-18} s), les fluctuations de cette répartition statistique apportent à tel nucléon ou groupe de nucléons une énergie suffisante pour qu'une nouvelle émission soit possible, ce sera l'évaporation.

Enfin, au cours d'une étape plus lente encore, (10^{-17} s), les fluctuations de l'énergie restant à la fin de l'évaporation peuvent amener, selon le rapport Z^2/A du noyau atteint, une fission en deux fragments plus ou moins égaux. Ce phénomène a une probabilité non négligeable même pour des noyaux de $A < 80$. Nous l'avons observé dans environ 3% de nos réactions, ce qui est en accord avec les résultats de BAKER *et al.*[1]), nous n'en parlerons pas d'avantage.

Description théorique

La théorie de la cascade est celle d'une succession d'interactions entre deux nucléons à l'intérieur du noyau. La méthode de Monte-Carlo est évidemment spécialement bien adaptée à ce processus. Différents calculs ont été faits à mesure que se perfectionnaient les machines à calculer électroniques[2-9]).

Nous utiliserons les résultats de MÉTROPOLIS *et al.*[5])[6]) pour fixer la plupart des paramètres initiaux de l'évaporation. Au Chapitre IV nous prolongerons les résultats de cet auteur pour obtenir des spectres d'énergie, distribution angulaire et distribution d'énergie d'excitation spécialement adaptés à notre expérience. Nous utiliserons également les calculs de PORILE[7])[10]), qui fournissent l'impulsion résiduelle du noyau après la cascade.

Quant à la théorie de l'évaporation, on sait qu'elle est due initialement à WEISSKOPF[11]), qu'elle a été complétée par LE COUTEUR[12]), HAGEDORN et MACKE[13]).

Dans l'optique de ces calculs analytiques, nous proposerons au Chapitre V une nouvelle formule du spectre d'énergie. La discussion de nos résultats expérimentaux sera en partie une comparaison avec les calculs de DOSTROVSKY[14]). Ces calculs par la méthode de Monte-Carlo ont l'avantage de décomposer l'évaporation d'un noyau excité, en autant d'étapes qu'il y a de particules émises. Si l'évaporation part d'un noyau (A, Z), de température T, après chaque évaporation les probabilités d'émission sont recalculées avec les paramètres (A', Z') et T', et en utilisant les énergies de liaison expérimentales des différentes particules dans le noyau (A', Z') données par WAPSTRA[15]).

La recherche présentée se fonde sur une méthode de cohérence interne. En effet, avant qu'apparaissent les résultats expérimentaux, on a fait l'hypothèse que, dans cette étude, les protons de cascade allaient représenter une plus faible fraction des protons observés que ce n'est le cas dans l'observation d'étoiles à petit nombre de

branches. Cette hypothèse impliquait une forte excitation du noyau et par conséquent une faible élimination d'énergie par la cascade. On avait dès lors affaire à un phénomène de cascade biaisé puisqu'il s'agissait de «cascades riches» (grand nombre de collisions), produites par des chocs centraux.

Dans les paragraphes qui vont suivre certains calculs se rapportent à la cascade moyenne de protons de 600 MeV sur AgBr, (par exemple au § 4.2, le calcul de l'énergie d'excitation résiduelle), d'autres au contraire font intervenir cette cascade biaisée qui caractérise notre échantillon (§ 4.3, § 4.4). C'est à la fin du travail qu'on est à même d'estimer la fraction cascade/évaporation et que se confirmera notre point de départ. C'est pourquoi il ne faudra pas s'étonner de la précision de nos hypothèses, ni sousestimer l'intérêt de résultats qui semblaient attendus dès le début.

Chapitre II

Méthode d'étude et dispositifs expérimentaux

§ 2.1 *Généralités*

L'étude des interactions produites dans l'émulsion nucléaire présente l'immense avantage, que n'ont pas les compteurs ou la radiochimie, de détecter des corrélations multiples. Non seulement toutes les particules chargées sont rendues visibles dès la plus basse énergie, mais encore elles sont groupées par interactions individuelles et forment ce qu'on appelle des étoiles.

Cette corrélation dans la détection va nous permettre de définir au mieux les conditions initiales de l'évaporation:

1. En restreignant nos mesures aux étoiles de 7 à 10 branches nous diminuons fortement la dispersion de l'énergie d'excitation disponible pour l'évaporation. Nous connaîtrons donc mieux la température initiale (voir § 5.1).

2. En observant les reculs des noyaux nous prenons conscience du système de référence en mouvement dans lequel se fait l'évaporation.

3. Les résultats obtenus (voir § 5.4) montrent qu'ainsi, l'évaporation est étudiée pratiquement à l'«état pur», car la contamination par les particules d'interaction directe est réduite à 1/5 environ pour les particules de charge 1 et à zéro pour celles de charge 2.

Pour que la meilleure analyse de charge et de masse (dans les longues traces) soit possible, il était nécessaire d'utiliser des émulsions dont la gradation de noircissement fut élevée pour des densités d'ionisation de l'ordre de 500 MeV/cm. Les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant des émulsions Ilford K 1. Avec un développement approprié[16]), le comptage des grains est alors possible jusqu'à l'extrémité des traces d'alphas. D'autre part, les protons sont enregistrés jusqu'à l'énergie de 30 MeV. A 600 MeV, ils voilent si peu la plaque que nous avons pu faire une irradiation aux protons plutôt qu'aux neutrons[17]). Le principal avantage est la parfaite définition de l'énergie incidente E_p.

§ 2.2 *Développement et conservation des émulsions*

Les plaques ont été développées au moyen du révélateur VAN DER GRINTEN dont la composition est la suivante:

$Na\ SO_3$	10 g
$Na_2\ CO_3$, 10 H_2O	100 g
K Br	0,5 g
hydroquinone	0,5 g
eau	1000 g

Les étapes du développement ont été conditionnées par notre machine à développer automatique[18]) qui assura la reproduction de conditions testées auparavant.

Séchées à l'alcool, les plaques furent imprégnées de glycérine (8% dans l'alcool). Le facteur d'affaissement fut déterminé: $2{,}30 \pm 0{,}10$.

Nous avons rencontré quelques difficultés dues aux variations considérables de l'humidité dans l'air de nos laboratoires. Des mesures très exactes de la cote verticale ne peuvent se faire, sur une émulsion dont une surface est à l'air libre, que dans un local climatisé. Toutefois selon B. STILLER[19]) il est possible d'améliorer sensiblement la situation en recouvrant la surface de l'émulsion d'une fine couche de plastic (10 μ). Le plastic liquide qui convient est le «Liquid Spraypeal 725 Clear». Nous en avons recouvert nos plaques pendant les mesures de pente des traces.

§ 2.3 *Recherche des événements*

La sélection des événements produits sur les noyaux lourds de l'émulsion a été faite selon les critères suivants:

1. Les étoiles doivent avoir au moins 8 branches dépassant de 8 fois le minimum d'ionisation.
2. Parmi ces branches on doit identifier soit le recul du noyau (2 à 10 μ), soit une fission, soit un nombre de charges émises supérieur à 9.

Remarque: Des critères plus faibles ont été utilisés par exemple par LOCK *et al.*[20]) et ont conduit à des erreurs. D'autre part, la sévérité de nos critères nous est fort utile puisque le grand nombre de branches assurera une définition plus étroite de l'énergie d'excitation.

Les événements retenus sont au nombre de 201, les nombres de branches, sans compter les reculs, allant de 7 à 12.

§ 2.4 *Correction des distributions de parcours*

Les traces qui ont été choisies pour les différentes mesures effectuées répondent aux conditions suivantes:

1. L'angle de pente par rapport au plan de l'émulsion est inférieur à 60°;
2. la trace se termine dans l'émulsion.

Les distributions de parcours doivent donc être corrigées par un facteur f dépendant du parcours R. La situation géométrique est présentée ci-dessous à la Fig. 1. Seules les traces contenues dans la région hachurée sont utilisées pour les mesures.

Si $N(R)$ est le nombre des traces de longueur R distribuées dans tout l'espace, et $N_1(R)$ le nombre des traces se terminant dans l'émulsion, on aura la relation

$$N(R) = f(R)\ N_1(R)\ .$$

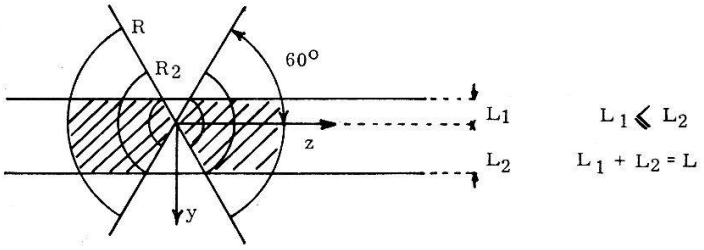

Fig. 1
Coupe perpendiculaire au plan de l'émulsion

Dans notre cas il faut distinguer trois domaines pour la variable R. Les limites en sont $R = a\,L_1$ et $R = a\,L_2$, ($a = \operatorname{cosec} 60°$).

Nous avons alors

$$f(R) = a \qquad 0 < R \leqslant a\,L_1\,,$$

$$f(R) = \frac{2\,a\,R}{R + a\,L_1} \qquad a\,L_1 \leqslant R \leqslant a\,L_2\,,$$

$$f(R) = \frac{2\,R}{L} \qquad a\,L_2 \leqslant R\,.$$

Comme la distribution de nos étoiles n'est pas constante dans l'épaisseur, car nous avons choisi d'explorer de préférence le centre, il faut faire une moyenne pondérée des fonctions $f(R, L_1)$, avec $L_1 = 10\ \mu, 30\ \mu, \ldots$ et en prenant pour poids les nombres d'étoiles se trouvant à la profondeur L_1. L'épaisseur moyenne des plaques vaut $L = 410\ \mu$; dix fonctions $f(R, L_1)$ pour $L_1 = 10, 30, 50\ \mu \ldots$ ont été calculées puis une moyenne pondérée a été faite sur les 201 étoiles.

§ 2.5 *Mesures d'ionisation*

Aux faibles énergies qui nous intéressent, les parcours, n'ayant que quelques dizaines ou centaines de microns, rendent très difficiles les mesures d'ionisation. On ne peut rien tirer par exemple de la diffusion multiple que nous avons essayé de mesurer par la méthode sagitta sur des fins de parcours de 200 μ. Evidemment aucune mesure ne peut être faite sur les lacunes car la densité de grains qui doit permettre de distinguer les protons jusqu'à 30 MeV est en moyenne trop élevée.

D'autre part, les mesures de très forte ionisation par densitométrie optique, mesure de la largeur de la trace, etc., même faites au moyen de machines, ne conviendraient pas pour des ions plus légers que N.

Nous avons donc choisi de faire du comptage de grains. Et nous avons développé nos plaques de manière que la densité des grains soit maximum et qu'on puisse cependant les compter séparément (peu d'amas).

Pour l'étalonnage du comptage, nous avons pris de longues traces ($R \geqslant 1600\ \mu$), parmi lesquelles il était bien facile de reconnaître des protons et des alphas (voir Fig. 2).

A partir de cet étalonnage donnant la relation $dN/dR = f(dE/dR)$ on peut construire la courbe $N(R)$. En effet, de la fonction $E(R)$, connue pour les protons dans l'émulsion[26]), on tire la dérivée $dE/dR = I(R)$, (qui devra être soigneusement lissée).

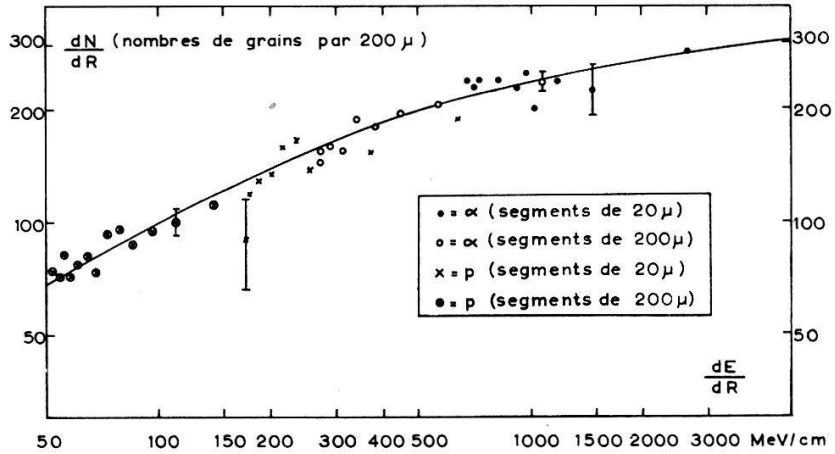

Fig. 2
Etalonnage du comptage de grains

On a alors

$$N(R) = \int_0^R f[I(R)]\, dR\,.$$

Cette intégration se remplace en pratique par une somme sur des intervalles suffisamment fins.

La fonction $N(R)$ peut être déduite de facon analogue pour les autres particules.

Chapitre III

Considérations de cinématique

L'étude des distributions angulaires observées dans le système du laboratoire implique la connaissance du mouvement du noyau émetteur.

C'est un des points les plus délicats de l'étude de l'évaporation et nous allons préciser de quelle façon ce mouvement a pu être déterminé au mieux. Après la cascade, le noyau qui va s'évaporer est caractérisé par une énergie d'excitation et une impulsion qui seront calculées au chapitre suivant, puis déterminées expérimentalement. Ce noyau composé est lié au départ à un système de référence (SC). Au cours des évaporations successives, le noyau, additionnant (avec le signe opposé) les impulsions des particules émises, se meut dans (SC) à une vitesse croissante, dont la direction est isotrope. Projetée sur la direction des protons incidents, cette vitesse a une valeur moyenne nulle; par conséquent, seule la vitesse de (SC) par rapport au système du laboratoire (SL) intervient dans la transformation des distributions angulaires.

§ 3.1 *Transformation de* $\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\omega}$, *au passage de* (SC) *à* (SL)

En pratique la vitesse V_c qui sépare les deux systèmes est toujours inférieure à la vitesse d'émission des particules, v_0. La transformation est alors univoque, comme on le voit sur la Fig. 3. D'après LANDAU[21]), p. 63, et en posant $B = V_c/v_0$, on a

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, \phi)\, d\omega = \left\{2\, B \cos\theta + \frac{1 - B^2 + 2\, B^2 \cos^2\theta}{\sqrt{1 - B^2 \sin^2\theta}}\right\} \frac{d\sigma_0}{d\omega_0}\, [\theta_0(\theta), \phi]\, d\omega_0\,.$$

Si l'émission est isotrope dans (SC), on a $[d\sigma_0/d\omega_0]\,(\theta_0, \phi) = 1/4\pi$. Il vient alors

$$\frac{d\sigma(\cos\theta)}{-\,d\cos\theta} = \frac{1}{2}\left\{2\,B\cos\theta + \frac{1 - B^2 + 2\,B^2\cos^2\theta}{\sqrt{1 - B^2\sin^2\theta}}\right\}.$$

Cette relation est illustrée par la Fig. 5, pour différentes valeurs de B.

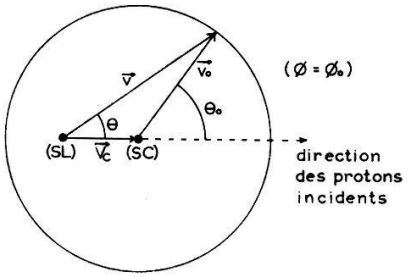

Fig. 3

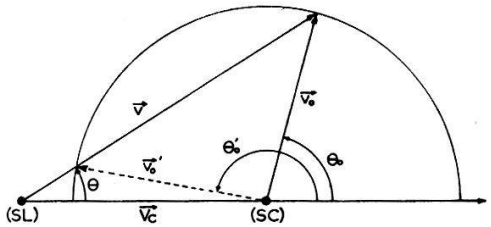

Fig. 4

§ 3.2 *Transformation de* $\overline{\cos\theta}$

Dans certains cas une information suffisante sur la distribution angulaire est fournie par la valeur du $\overline{\cos\theta}$. Pour $B < 1$, la disposition est celle que montre la Fig. 3. Mais nous avons aussi calculé le cas $B > 1$ (voir Fig. 4). On trouve

$$\overline{\cos\theta} = \begin{cases} 2\,B/3 & B \leqslant 1\,, \qquad (1\,\mathrm{a}) \\ 1 - 1/3B^2 & B \geqslant 1\,. \qquad (1\,\mathrm{b}) \end{cases}$$

Lorsque B est inférieur à un, un autre paramètre peut être très utile, c'est le rapport des particules émises respectivement vers l'avant et vers l'arrière:

$$\frac{N_{av}}{N_{ar}} = \frac{\displaystyle\int_0^{\arccos(-\theta)} \sin\theta_0\,d\theta_0}{\displaystyle\int_{\arccos(-\theta)}^{\pi} \sin\theta_0\,d\theta_0} = \frac{1 + B}{1 - B}$$

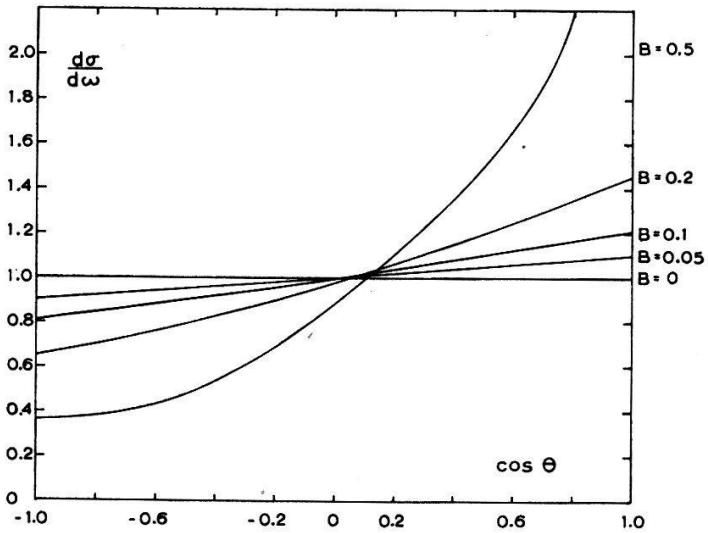

Fig. 5
Sections efficaces différentielles dans (SL)

ou encore

$$\frac{N_{av} - N_{ar}}{N_{av} + N_{ar}} = B \,. \tag{2}$$

Cette formule peut être avantageuse pour déterminer B puisqu'elle nécessite une mesure d'angles très simple, qui peut même se faire dans un plan de projection contenant la direction $\theta = 0$ (plan de l'émulsion dans notre cas).

§ 3.3 *Distribution angulaire des reculs de noyaux*

A la fin de l'évaporation, le noyau résiduel, auquel reste attaché le système de référence (SN), n'est pratiquement jamais au repos dans (SL). Nous allons voir comment une mesure de la distribution angulaire des reculs permet de déduire la vitesse de (SC) dans (SL).

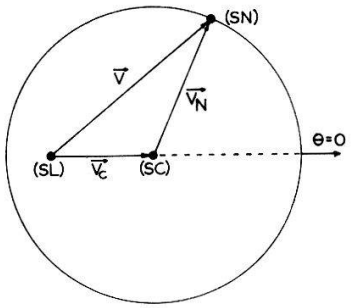

Fig. 6

Les notations seront les suivantes:

$\boldsymbol{V}_c$ = vitesse du (SC) dans (SL),
$\boldsymbol{V}_N$ = vitesse de (SN) dans (SC),
M_c = masse du noyau excité (début de l'évaporation),
m_r = masse de la r^e particule évaporée,
M_N = M_c — somme des m_r,
$\boldsymbol{p}_r$ = impulsion de la r^e particule,
$\boldsymbol{P}_N$ = — somme des $\boldsymbol{p}_r$ = somme des impulsions dans (SN).

Addition des p_r dans (SN)

$$P_N^2 = \sum_r^N p_r^2 + \sum_{\substack{r,s \\ r \neq s}}^N \boldsymbol{p}_r \cdot \boldsymbol{p}_s \,,$$

$$\overline{P_N^2} = \sum_r^N \overline{p_r^2} + \sum_{\substack{r,s \\ r \neq s}}^N \overline{p_r\, p_s \cos\varphi_{rs}} \,.$$

Nous postulons l'indépendance statistique des $\boldsymbol{p}_r$ et écrivons

$$\overline{p_r\, p_s \cos\varphi_{rs}} = \overline{p_r}\;\overline{p_s}\;\overline{\cos\varphi_{rs}} \,.$$

Or il est bien clair qu'avec une émission isotrope on a

$$\overline{\cos\varphi_{rs}} = 0 \,.$$

Il vient

$$\overline{P_N^2} = \sum_r^N \overline{p_r^2} = \sum_r^N m_r^2 \overline{v_r^2} = 2 \sum_r^N m_r \overline{E_r} \quad \text{(non relativiste)}$$

$$\overline{P_N^2} = 2\, m \left\{ \sum E_n + \sum E_p + \sum 2\, E_d + \sum 4\, E_\alpha \right\}$$

dans cette formule m = masse du nucléon et les sommes sont faites sur les différentes espèces de particules évaporées. On peut encore écrire

$$\overline{P_N^2} = 2\, m \left\{ N_n \overline{E_n} + N_p \overline{E_p} + 2\, N_d \overline{E_d} + 4\, N_\alpha \overline{E_\alpha} \right\}$$

avec

$$E_{évap} = N_n \overline{E_n} + N_p \overline{E_p} + N_d \overline{E_d} + N_\alpha \overline{E_\alpha}\,.$$

La direction de $\boldsymbol{P}_N$ est équiprobable et on prendra $P_N = \sqrt{\overline{P_N^2}}$ La vitesse de (SN) dans (SC) est, ainsi calculée:

$$\boldsymbol{V}_N = \frac{\boldsymbol{P}_N}{M_N} \tag{3}$$

et si $\boldsymbol{V}$ désigne la vitesse de (SN) dans (SL) on aura

$$\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}_c + \boldsymbol{V}_N\,, \tag{4}$$

vitesse ayant la distribution angulaire qui caractérise les reculs de noyaux, (voir Fig. 6).

La distribution angulaire de $\boldsymbol{V}_N$ dans (SC) est isotrope, c'est donc précisément le cas que nous avons traité au § 3.2.

Si on mesure la distribution angulaire des reculs, on obtient B par la formule (1a) ou (2). Comme dans le cas présent $B = V_c/V_N$, grâce aux formules (3) et (4), V_c est entièrement déterminée.

Chapitre IV

Cascade intranucléaire

Nous allons présenter dans ce chapitre quelques développements et quelques méthodes de calcul qui permettront de relier entre eux les différents calculs de MÉTROPOLIS *et al.*[5][6]. La première grandeur qu'il nous importe de déterminer est la distribution angulaire des protons de cascade, d'énergie comprise entre 0 et 30 MeV. En effet, la connaissance du $\overline{\cos\theta}$ de cette distribution nous permettra, après avoir mesuré expérimentalement la distribution angulaire de tous les protons, de calculer le rapport cascade/évaporation.

Ensuite il s'agira de fixer la distribution de l'énergie d'excitation laissée par la cascade. Cette distribution devra alors être biaisée pour correspondre à notre échantillon d'étoiles riches.

Enfin trois méthodes seront présentées, pour évaluer l'impulsion P_c que confère la cascade au noyau composé (SC). La vitesse $V_c = P_c/M_c$ est essentielle, comme nous l'avons déjà fait remarquer, pour la discussion des distributions angulaires d'évaporation.

§ 4.1 *Distribution angulaire de la cascade*

Dans une interaction nucléon-nucléon la section efficace différentielle peut s'écrire:

$$\frac{d\sigma_0}{d\omega_0} = A \cos^4\theta_0 + B \cos^3\theta_0 + 1 \quad \text{(voir MÉTROPOLIS[6]), p. 206).} \tag{5}$$

En calcul non relativiste (première approximation), la transformation de $d\sigma/d\omega$ pour passer de (SG) à (SL) correspond à

$$B = \frac{\text{vitesse du } (SG) \text{ dans } (SL)}{\text{vitesse des particules dans } (SG)} = 1$$

où (SG) est le système de gravité des deux nucléons. On peut alors calculer que selon l'importance de A dans la formule (5) ci-dessus donnant $d\sigma_0/d\omega_0$, le $\overline{\cos\theta}$ observé dans (SL) sera compris entre 0,61 et 0,66.

Mais si les deux nucléons subissent d'autres chocs avant de sortir du noyau il est évident que le processus dégénère davantage et que le $\overline{\cos\theta}$ sera d'autant plus petit que le nombre de chocs dans le noyau aura été grand.

Quelques résultats sur les distributions angulaires de cascade sont disponibles dans l'article de MÉTROPOLIS. Mais les cas traités sont assez éloignés du nôtre: les noyaux considérés ont pour masses $A = 25$ et $A = 238$, au lieu de $A = 95$, les énergies du proton incident sont $E_p = 460$ et $E_p = 1840$ MeV au lieu de $E_p = 600$ MeV. Et la comparaison est rendue encore plus problématique par le fait que nous avons sélectionné des évènements à cascades riches.

Un calcul analytique correct ne peut être fait pour un processus aussi complexe. Nous avons donc cherché une méthode d'interpolation qui puisse servir à relier les valeurs fournies par MÉTROPOLIS.

Pour exprimer l'accroissement du désordre dans le noyau, nous proposons la relation suivante:

$$\overline{\cos\theta} = - w \ln \nu \tag{6}$$

où ν est le nombre de collisions intranucléaires ayant précédé l'émission, et w est un paramètre ajustable.

Calcul du nombre de collisions ν

Appelons a le facteur de multiplication des nucléons excités dans le noyau, et donnons lui par exemple la valeur 2. Cela signifie que le nucléon incident doit subir deux chocs avant de sortir du noyau (voir Fig. 7). Si n est le nombre de nucléons sortis du nuyau on a

$$\nu = a\, n\,.$$

Nous allons supposer maintenant que les nucléons émis successivement ont des énergies décroissantes, ce qui est vrai en moyenne. Si on connaît le spectre d'énergie des nucléons de cascade $[dN/dE](E)$, (qu'on peut tirer des Figures 12 et 13 de l'article de MÉTROPOLIS[6])), on peut alors calculer le nombre de nucléons déjà émis,

d'énergie supérieure à E:

$$n(E) = r \int_E^\infty \frac{dN}{dE}(E)\, dE\,.$$

Dans cette évaluation de $n(E)$ nous avons assimilé les neutrons aux protons, et renormé le spectre d'énergie par le rapport $r =$ (nombre de p + nombre de n)/nombre de p. Il reste à calculer le facteur de multiplication a.

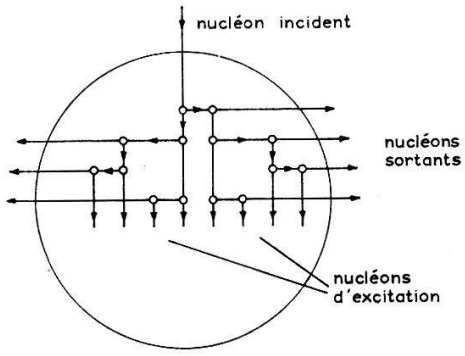

Fig. 7
Schéma des collisions intranucléaires

Si $\lambda(E)$ est le libre parcours moyen dans la matière nucléaire du nucléon d'énergie E, et si l est la distance de traversée du noyau, on a:

$$a(E) = \frac{l}{\lambda(E)}$$

où $\lambda(E) = v/\sigma(E)$, avec $v = 4\,\pi\, r_0^3/3 =$ volume par nucléon. Comme géométriquement on trouve $\bar{l} = R$, on obtient

$$a(E) = \frac{3}{4}\frac{A^{1/3}}{\pi\, r_0^2}\,\sigma(E)$$

où nous prenons $r_0 = 1{,}3\, f$.

Quant à $\sigma(E)$, c'est une moyenne pondérée des sections efficaces d'interaction σ^*_{p-p} $(= \sigma^*_{n-n})$ et σ^*_{p-n} $(= \sigma^*_{n-p})$ données par

$$\sigma^*_{p-p} = \sigma_{p-p}\left(1 - \frac{7}{5}\frac{E_F}{E_i}\right).$$

Cette formule a été proposée par GOLDBERGER[2]).

σ^* est la section efficace dans le noyau dont l'énergie de Fermi vaut E_F. E_i est l'énergie du nucléon incident ou sortant, mesurée depuis le fond du puits de potentiel du noyau.

Comme valeurs de $\sigma_{p-p}(E)$ et $\sigma_{p-n}(E)$ nous avons choisi celles qu'utilise MÉTROPOLIS[5]), en négligeant les interactions entre pions et nucléons qui sont de second ordre en ce qui concerne les transferts d'impulsion.

On trouve à la Fig. 8 les valeurs de $a(E)$ ainsi calculées pour $A = 27$, $A = 95$, et $A = 238$.

Lorsqu'on reporte les $\cos\theta$ calculés par MÉTROPOLIS en fonction de $\ln \nu$ que nous venons de préciser, on obtient la Fig. 9.

La relation (6) est donc assez bien satisfaite dans des cas mêmes très différents; elle nous servira à caractériser la distribution angulaire de la cascade dans le cas bien particulier qui nous intéresse ici.

§ 4.2 *Energie d'excitation résiduelle*

La cascade ne dissipe pas entièrement l'énergie de la particule incidente car il est rare que tous les nucléons ayant subi un choc arrivent à sortir du noyau. En fait, selon le développement de la cascade, l'énergie résiduelle peut varier de quelques pour cent a plus de la moitié de l'énergie incidente. On constate que, plus le nombre des nucléons de cascade est élevé, plus l'énergie d'excitation est grande. MÉTROPOLIS fournit dans son article[6]) un grand nombre de résultats sur l'énergie d'excitation moyenne correspondant à différents types de cascades. Comme la distribution dN/dE^* correspondant à notre cas ne figure pas dans ces résultats, nous l'avons

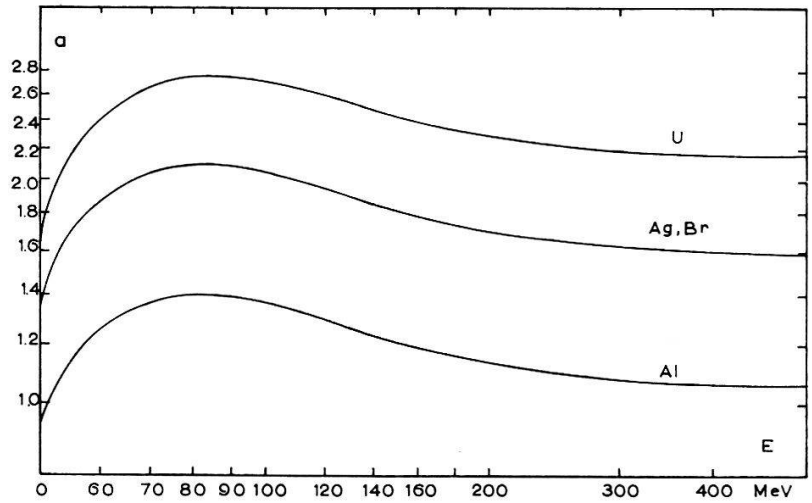

Fig. 8

Facteur de multiplication a. Il permet de calculer le nombre moyen de collisions intranucléaires qui précèdent l'émission d'un nucléon d'énergie E

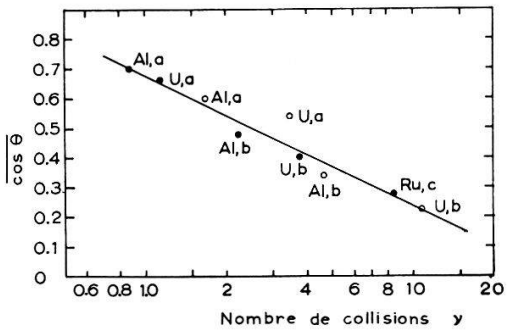

Fig.9

$\overline{\cos\theta}$ des distributions angulaires, représenté en fonction du nombre de collisions intranucléaires pour différentes cascades sur U, Al et Ru: protons incidents de 0,46 GeV: ●; protons incidents de 1,84 GeV: ○; a nucléons émis dont $E > 90$ MeV; b nucléons émis dont 30 MeV $> E >$ 90 MeV; c nucléons émis dont $E < 30$ MeV

construite à partir des moments d'ordre 1 et 2 des distributions fournis pour les cascades à 0, 1, 2, 3, . . ., etc. nucléons émis, et des sections efficaces de ces différentes cascades. La Fig. 10 montre un test de ce procédé de construction, pour un cas particulier où la distribution complète (histogramme) est fournie par MÉTROPOLIS.

Dans la Fig. 11 nous montrons la distribution calculée pour le cas des protons de 600 MeV sur AgBr.

Les points de cette figure proviennent d'un calcul de Monte-Carlo. Ils nous ont été aimablement fournis par A. TURKEVICH et correspondent à une cascade initiée par des protons de 460 MeV sur le Ru. Pour porter ces points sur notre graphique, nous avons projeté leurs abscisses E^* dans le rapport $\overline{E^*}(600\text{ MeV})/\overline{E^*}(460\text{ MeV})$.

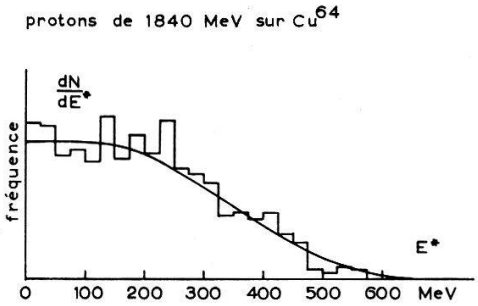

Fig. 10
Distribution d'énergie d'excitation. Protons de 1,84 GeV sur Cu^{64}. Histogramme: résultat des calculs de MÉTROPOLIS; courbe lisse: obtenue par notre procédé d'interpolation a partir des valeurs moyennes de MÉTROPOLIS

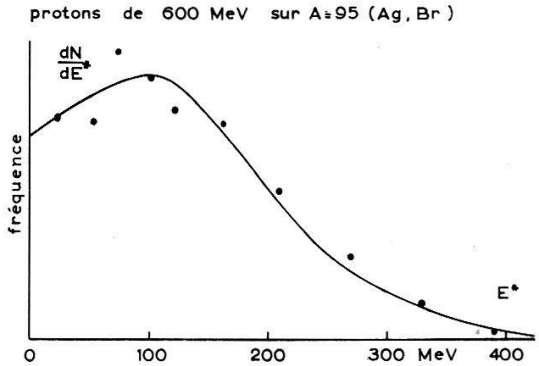

Fig. 11
Distribution d'énergie d'excitation. Points: résultat d'un calcul de Monte-Carlo avec des protons de 460 MeV sur Ru, fournis aimablement par A. TURKEVICH; courbe lisse obtenue par notre procédé d'interpolation

§ 4.3 *Calcul de l'impulsion résiduelle*

Les nucléons de la cascade emportent avec eux une certaine somme d'impulsion $\boldsymbol{P}_{cas}$ qui, soustraite à l'impulsion du proton incident $\boldsymbol{P}_p$, définit l'impulsion résiduelle $\boldsymbol{P}_c$ du noyau excité.

Le vecteur $\boldsymbol{P}_{cas}$ dont nous allons calculer la projection sur la direction des protons incidents, dépend du type de cascade auquel on a affaire.

Soit $[dn/dE](E)\,dE$ le spectre d'énergie des nucléons de cascade, on a

$$n = \int_0^\infty \frac{dn}{dE}(E)\,dE = \text{nombre moyen de nucléons émis}\,. \tag{7}$$

Par ailleurs on peut écrire le bilan d'énergie suivant:

$$E_{cas} = \int_0^\infty E\,\frac{dn}{dE}(E)\,dE = E_p - E^* - E_L - E_{cin}\,, \tag{8}$$

où E_{cas} est l'énergie emportée par les particules de cascade, E_p est l'énergie du proton incident, E^* est l'énergie résiduelle (d'excitation), E_L est la somme des énergies de liaison des nucléons émis, et E_{cin} est l'énergie cinétique du noyau résiduel.

Si la fonction $\overline{\cos\theta(E)}$ est connue, (voir § 4.1), on peut écrire ainsi la projection de P_{cas};

$$P_{cas} = \int_0^\infty \overline{\cos\theta}(E)\,P(E)\,\frac{dn}{dE}(E)\,dE\,, \tag{9}$$

avec $P(E) = (1/c)\sqrt{E(E + 2\,m\,c^2)}$, où m est la masse du nucléon. L'impulsion résiduelle vaudra

$$P_c = P_p - P_{cas}\,. \tag{10}$$

Pour effectuer l'intégrale (9), il faut connaître le spectre d'énergie de notre cascade biaisée.

Les spectres dont nous disposons sont les Fig. 12 et 13 de MÉTROPOLIS *et al.*[6]) que nous avons reproduites ici (Fig. 12), en une seule figure pour montrer qu'une interpolation est aisée.

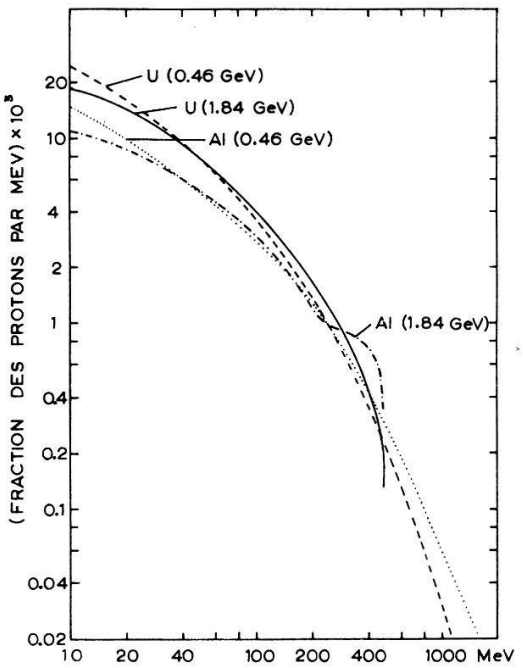

Fig. 12
Spectres d'énergie des protons de cascades initiées par des protons de 0,46 GeV et 1,84 GeV, sur Al et U. Calculs de MÉTROPOLIS *et al.*[6])

Appelons $[dn_1/dE](E)\ dE$ le spectre d'énergie interpolé (pour $E_p = 600$ MeV et $A = 95$), et supposons qu'il est applicable aux neutrons également. Pour qu'il s'adapte à la cascade biaisée, ce spectre sera renormé et une homothétie sera faite sur la variable E. En effet, la cascade biaisée émet plus de particules, mais avec une émission d'énergie moindre. Nous proposons donc d'utiliser le spectre suivant:

$$\frac{dn}{dE}(E)\ dE = \frac{n}{n_1}\frac{dn_1}{dE}(\varepsilon)\ d\varepsilon\ , \quad \text{ou} \quad \varepsilon = \frac{E_{cas}}{E_{1\,cas}}\frac{n_1}{n}E\ . \tag{11}$$

Les calculs ont été faits avec les valeurs numériques

$n = 6$ provient du § 5.1,
$E_{cas} = 260$ MeV provient du § 5.1,
$n_1 = 3{,}9$ intégrale (7) appliquée au spectre interpolé,
$E_{1cas} = 440$ MeV intégrale (8) appliquée au spectre interpolé.

L'intégrale (9) a été calculée numériquement par des valeurs moyennes en cinq points.

Nous trouvons comme résultat

$$P_{cas} = 690 \pm 100\ \text{MeV}/c$$

d'où

$$P_c = 520 \pm 100\ \text{MeV}/c\ .$$

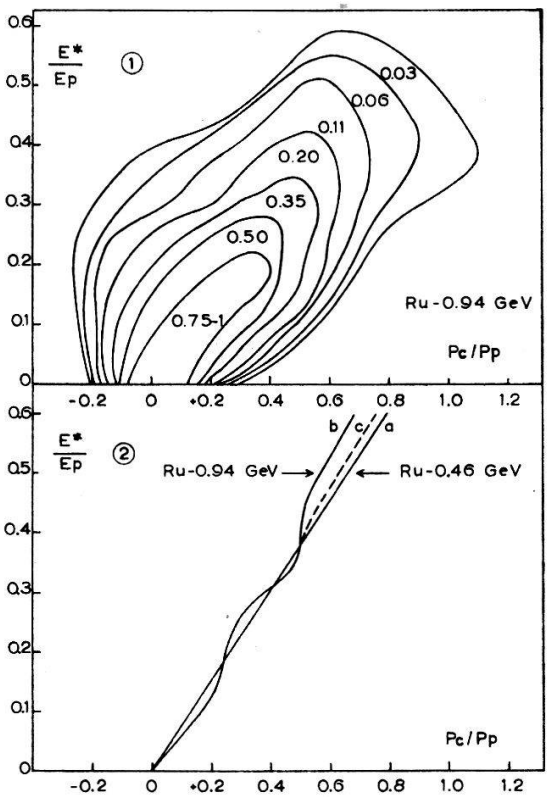

Fig. 13
Corrélations $E^* - P_c$

① Surfaces de probabilité dessinées pour le cas des protons de 0,94 GeV sur Ru, d'après les résultats d'un calcul de Monte-Carlo, aimablement fournis par N. T. Porile.

② Valeurs moyennes de cette corrélation: *a* 0,46 GeV Ru, *b* 0,94 GeV Ru, *c* 0,6 GeV Ag Br (interpolation).

§ 4.4 *Calcul de Monte-Carlo*

Continuant les calculs de MÉTROPOLIS *et al.*, N. PORILE[7]) fournit à la Fig. 5 de son article le dessin d'une surface de probabilité reliant les paramètres E^* et P_c; la cascade considérée étant produite par des protons de 0,94 GeV sur du Bi. Pour compléter cette information et la rapprocher de notre cas, N. PORILE nous a aimablement fourni 700 corrélations $E^* - P_c$ résultant de cascades où $E_p = 0{,}94$ GeV et les noyaux cibles sont de Ru. Nous avons tracé le diagramme de la Fig. 13 ①.

En prenant les valeurs moyennes de ces corrélations on peut tracer la courbe *b* (Fig. 13 ②). Une courbe analogue, *a* (plus fortement lissée), vient de l'article mentionné de PORILE, pour l'énergie incidente de 0,46 GeV. La courbe *c* donne la valeur interpolée correspondant à notre cascade. En tirant du § 5.1 notre valeur $\overline{E^*} = 290$ MeV, nous obtenons pour P_c:

$$P_c = 740 \pm 180 \text{ MeV}/c \,.$$

§ 4.5 *Détermination de P_c par la mesure des reculs*

Sur les 201 étoiles mesurées, 30 seulement ne présentaient pas de recul visible. Des mesures minutieuses sur tous les reculs visibles ont permis de tracer l'histogramme de la Fig. 14.

On notera la valeur moyenne $\overline{R} = 3{,}5\ \mu$ qui correspond, pour $A_{final} = 67$, à $\beta = 18 \cdot 10^{-3}$. (On utilise les relations parcours-énergie pour les ions lourds donnés par ALEXANDER *et al.*[24]). Cette valeur de β est compatible avec celles trouvées par BAKER à plus haute énergie (1 à 3 GeV)[25]).

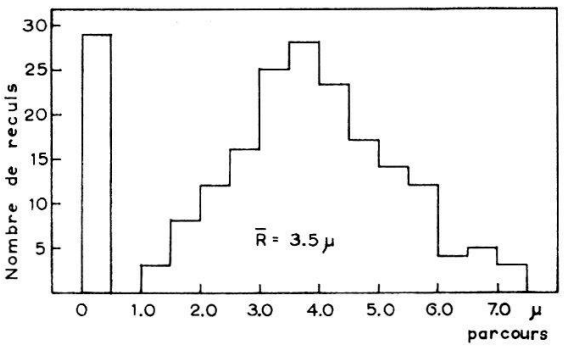

Fig. 14
Distribution des parcours de reculs

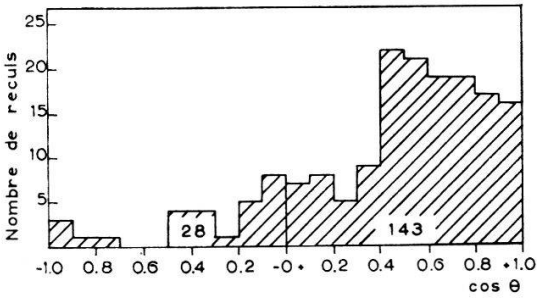

Fig. 15
Distribution angulaire des reculs (par rapport a la direction des protons incidents); $\overline{\cos\theta} = 0{,}44$

La Fig. 15 montre la distribution angulaire des reculs. On y remarque une très forte anisotropie qui prouve que pendant toute l'évaporation le noyau émetteur conserve la mémoire de l'impulsion $\boldsymbol{P}_c$.

Nous allons calculer la valeur de P_c à partir de la relation (voir § 3.3)

$$P_c = \frac{M_c}{M_N} B P_N ,$$

où B représente le rapport V_c/V_N.

En se reportant au § 5.3 où l'on trouve $\overline{E_p}$ et $\overline{E_\alpha}$, et au § 5.5 qui donne les rapports d'émission, on peut calculer que $P_N = 730 \pm 100$ MeV/c.

On en titre

$$P_c = 680 \pm 100 \text{ MeV}/c .$$

La moyenne pondérée des trois résultats obtenus et que nous utiliserons plus loin est

$$\boxed{P_c = 630 \pm 80 \text{ MeV}/c .}$$

Chapitre V

Evaporation nucléaire

§ 5.1 *Température initiale de l'évaporation*

Comme nous l'avons indiqué au § 2.1 notre choix d'événements à nombres de branches élevés a pour effet que l'évaporation observée provient de noyaux hautement excités.

En utilisant les résultats de DOSTROVSKY *et al.*[14]) et la distribution dN/dE^* déterminée au § 4.2, nous allons calculer la distribution d'énergie d'excitation qui correspond à l'échantillon de nos mesures. Nous en tirerons ensuite une température initiale moyenne.

On trouve dans l'article de DOSTROVSKY la Table IV qui montre la dispersion relativement faible du nombre moyen de charges émises dans une évaporation de température donnée (voir la figure ci-dessous qui est tirée de ce tableau).

L'exemple de la Fig. 16 et les remarques de DOSTROVSKY sur les fluctuations autour des valeurs moyennes fournies dans son article montrent que l'écart type du

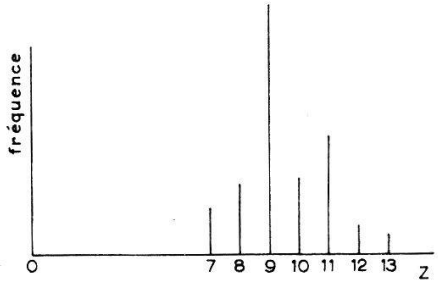

Fig. 16
Distribution des nombres de charges émises dans une évaporation calculée par DOSTROVSKY *et al.*[14]). Noyaux d'Ag^{109}, $E^* = 400$ MeV

nombre de branches correspondant à une énergie d'excitation donnée est inférieur à celui d'une distribution de POISSON. On peut écrire

$$\sigma = 0{,}4 \sqrt{J}$$

où J = nombre de particules chargées émises.

Inversement, à chaque valeur J correspond une distribution d'énergie d'excitation dont la valeur moyenne est fournie par les courbes de DOSTROVSKY[14]), p. 1671, par exemple et dont l'écart type se calcule en inversant la fonction. Désignons par $F_J(E^*)\, dE^*$ cette distribution. Si la distribution d'énergie d'excitation dN/dE^* est connue, on peut alors calculer la probabilité P_J d'obtenir une étoile à J branches

$$P_J = p \int_0^\infty F_J(E^*) \frac{dN}{dE^*} (E^*)\, dE^*$$

où p est un facteur de norme.

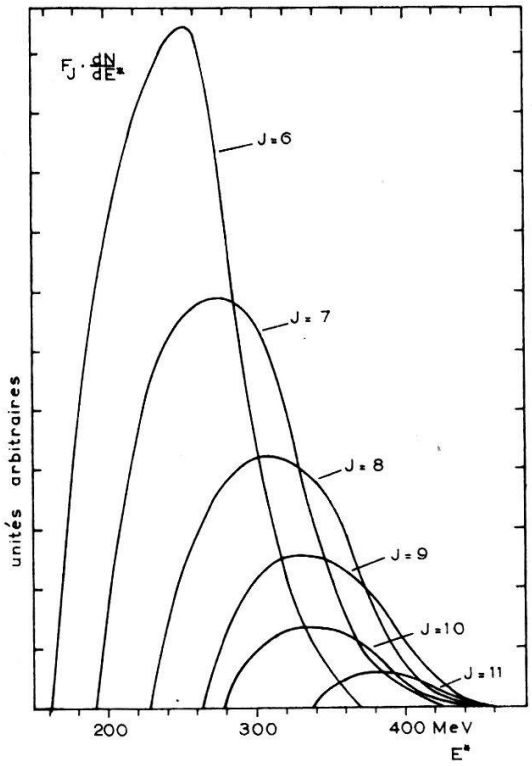

Fig. 17
Probabilités des étoiles a J branches d'évaporation en fonction de l'énergie d'excitation initiale E^*, lorsque la distribution de E^* est donnée par la Fig. 12

Nous donnons à la Fig. 17 les fonctions $F_J(E^*)\, [dN/dE^*](E^*)$, dont les surfaces correspondent aux P_J.

On peut se demander si les rapports de ces sections efficaces P_J ont été observés dans notre échantillon de 201 étoiles. Mais pour comparer nos nombres de branches aux valeurs J, il faut évidemment enlever les particules provenant de la cascade.

Au moins deux estimations de cette correction peuvent être faites. La première vient du § 4.3, où il suffit d'intégrer le membre gauche de (11) sur le domaine d'éner-

gie: $E = 0$ à 30 MeV, pour obtenir le nombre de nucléons. En prenant pour rapport $n/p = 1$, on obtient une limite supérieure du nombre de protons émis. La deuxième estimation ressort de la discussion du § 5.4 où l'observation des distributions angulaires permet de fixer avec précision la contribution de la cascade.

Ces deux sources montrent qu'il y a en moyenne 1 branche par étoile, qui provient de la cascade. La Fig. 18 montre que les P_J calculés et les nombres observés d'étoiles à $J + 1$ branches coïncident parfaitement.

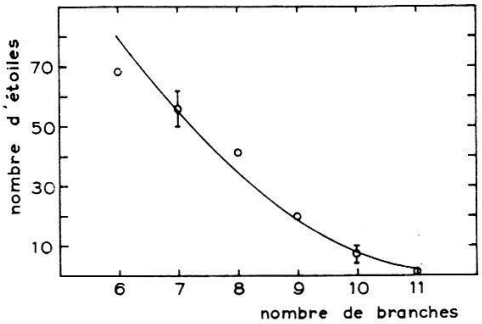

Fig. 18
Section efficace de production d'étoiles riches. Points expérimentaux: nombres observés d'étoiles a $J + 1$ branches (évaporation + cascade); courbe lisse: probabilité des étoiles a J branches d'évaporation, d'après les calculs de DOSTROVSKY

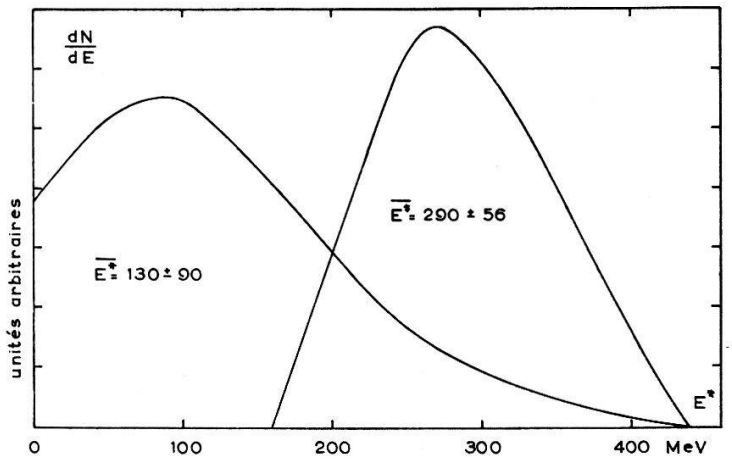

Fig. 19
Distributions d'énergie d'excitation.
A droite: Courbe correspondant à notre échantillon d'étoiles riches
A gauche: sans choix particulier d'étoiles

Cette comparaison de sections efficaces constitue une première vérification expérimentale des calculs de la distribution d'énergie d'excitation.

On construira enfin la distribution effective d'énergie d'excitation en additionnant les différentes distributions de la Fig. 17 (après avoir rendu les surfaces proportionnelles aux nombres d'étoiles observés).

Cette distribution effective apparaît à la Fig. 19 (droite); on la compare à la distribution générale [Fig. 19 (gauche)]. La moyenne de l'énergie d'excitation effective vaut

$$\overline{E^*_{eff}} = (290 \pm 56) \text{ MeV} \quad (\Delta E^*/E^* = 0{,}19) ,$$

alors qu'on aurait en prenant toutes les étoiles

$$\overline{E^*} = (130 \pm 90)\ \text{MeV} \quad (\Delta E^*/E^* = 0{,}69)\ .$$

Nous pouvons maintenant déterminer la température initiale T_i:

$$T_i = \sqrt{\frac{E^*}{a}}$$

en prenant pour paramètre de densité de niveau la valeur $a = A/10$, $A = 89$, $E^* = 290$ MeV, on obtient

$$\boxed{T_i = 5{,}75 \pm 0{,}55\ \text{MeV}\ .}$$

§ 5.2 *Spectres d'évaporation avec refroidissement*

La formule que donne la théorie de l'évaporation pour le spectre d'énergie d'une espèce de particules:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{E - V}{T^2}\, e^{-(E-V)/T} \tag{12}$$

a été confronté à maintes reprises avec des spectres expérimentaux. Nous reviendrons au prochain paragraphe sur le paramètre V (potentiel coulombien), et nous supposerons pour l'instant qu'il s'agit de neutrons ($V = 0$).

La formule contient donc un seul paramètre, la température T du noyau émetteur. En comparant les spectres expérimentaux à cette formule on s'est aperçu qu'il était pratiquement toujours possible de trouver une température convenant approximativement.

Toutefois l'évaporation d'un noyau, surtout si la température initiale est élevée, ne se fait pas à une seule température. On part d'une énergie d'excitation $\overline{E^*}$ donnée, à laquelle on associe une température initiale comme nous l'avons fait au § 5.1, et, après l'émission de chaque particule, le processus se répète à une température inférieure.

Si l'on veut tenir compte de ce mécanisme et éliminer le paramètre T indéterminé de (12), il faut calculer le refroidissement du noyau. J. B. Harding *et al.*[22]) ont fait une telle tentative mais n'aboutirent pas à une formule analytique. D'autre part la méthode utilisée par E. Jeannet[17]) est une approximation peu adaptée à nos conditions expérimentales. Il s'agit de faire l'intégration suivante:

$$\frac{dN}{dE} = \int_{T_i}^{T_f} \frac{dA}{dT}\, \frac{E}{T^2}\, e^{-E/T}\, dT \tag{13}$$

(T_i et T_f étant les températures initiale et finale du processus).

Comme $E^* = a\, T^2 = u\, A\, T^2$ (on prendra dans les calculs $u = 1/10$) on a

$$\frac{dT}{dA} = \frac{1}{2\, u\, A\, T}\, \frac{dE^*}{dA} - \frac{1}{2\, u\, A\, T}\, \frac{E^*}{A}\ .$$

Posons d'une façon générale (valable aussi pour les particules chargées),

$$\frac{dE^*}{dA} = 2\,T + U_0 + V' = 2\,T + C$$

où U_0 est l'énergie de liaison et V' la barrière de Coulomb, alors

$$\frac{dA}{dT} = \frac{2\,u\,A\,T}{C + 2\,T - u\,T^2}\,.$$

Notre hypothèse sera maintenant que A garde une valeur moyenne A_0 pendant l'évaporation. C'est cela seulement et le fait de conserver aussi l'énergie de liaison U_0 constante qui distingue nos hypothèses de celles de DOSTROVSKY[14]). Las calculs se poursuivent ainsi,

$$\frac{dN}{dE} = \int_{T_i}^{T_f} \frac{2\,u\,A_0\,T}{C + 2\,T - u\,T^2}\,\frac{E}{T^2}\,e^{-E/T}\,dT\,.$$

(Pour les particules chargées, E doit se lire $E - V'$.) Avant d'écrire la solution il faut rappeler la définition de la fonction intégrale de l'exponentielle:

$$E_i(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t}\,dt$$

donnée dans les tables de JAHNKE-EMDE[23]).

Il vient alors

$$\boxed{\begin{aligned}\frac{dN}{dE} &= \alpha\,E\,e^{\alpha E}\left[E_i\left(\alpha\,E + \frac{E}{T_i}\right) - E_i\left(\alpha\,E + \frac{E}{T_f}\right)\right]\\ &\quad - \beta\,E\,e^{\beta E}\left[E_i\left(\beta\,E + \frac{E}{T_i}\right) - E_i\left(\beta\,E + \frac{E}{T_f}\right)\right]\end{aligned}} \tag{14}$$

où $$\alpha = \frac{1}{C}\left(1 - \sqrt{1 + u\,C}\right), \quad \beta = \frac{1}{C}\left(1 + \sqrt{1 + u\,C}\right).$$

Ce qui fait l'intérêt de cette formule, c'est qu'elle dépend très peu de T_f. En effet, la fonction $E_i(\alpha\,E + E/T)$ varie très rapidement dès que $T > 2$ MeV. Alors, dN/dE ne dépend pratiquement plus de T_f qui est toujours délicate à déterminer. (On ne voit que très peu de changement lorsqu'on varie T_f de 0,5 à 1,5 MeV, dans les exemples qui suivent.)

Dans la Fig. 20 on trouve les spectres d'énergie calculés par notre formule et comparés aux spectres de Monte-Carlo précités[14]). Une concordance de qualité équivalente est obtenue pour $E^* = 700$ MeV. Les barrières de COULOMB V' sont celles de DOSTROVSKY, et nous avons $U_0 = 8{,}6$ MeV et $u = 1/10$. Aucune adaptation n'est faite sinon évidemment celle de la norme.

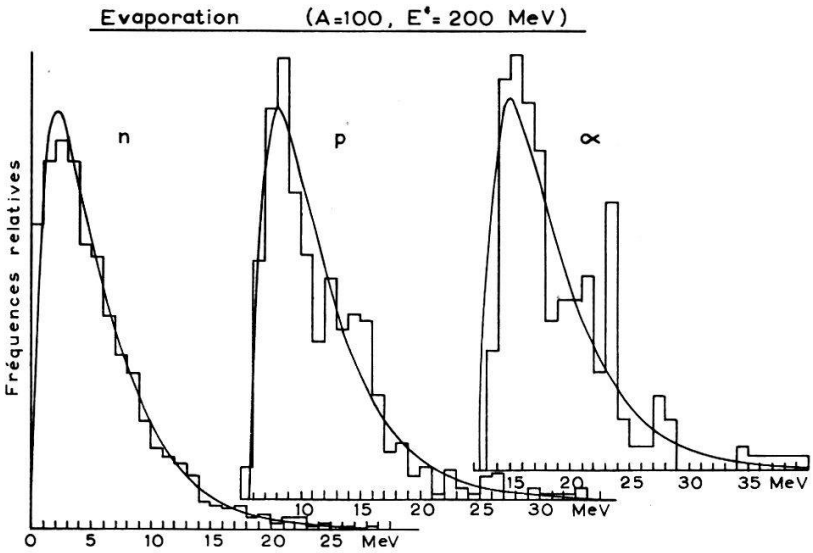

Fig. 20
Spectres d'évaporation pour $A = 100$, $E^* = 200$ MeV, particules émises, n, p, α. Courbes lisses: calculées d'après la formule (14); histogrammes provenant des calculs de DOSTROVSKY[14])

§ 5.3 *Spectres d'évaporation expérimentaux*

Nos spectres expérimentaux sont dessinés en traits pleins dans la Fig. 21 pour les particules de charge 1, et dans la Fig. 22 pour celles de charge 2.

Les courbes théoriques proviennent de la formule (14), avec les paramètres suivants: $T_i = 5{,}75$ MeV, pour les protons: $T_f = 1{,}45$ MeV, pour les alphas: $T_f = 1{,}72$ MeV, $A_0 = 77$, $a = A_0/10$, $U_0 = 8{,}6$ MeV.

La première correction qui vient à l'esprit tient compte de la vitesse moyenne du noyau émetteur, $V_c = 0{,}0076\,c$, déterminée au Chapitre IV. On peut s'apercevoir toutefois qu'une correction plus raffinée s'impose pour les traces les plus courtes des deux espèces de particules.

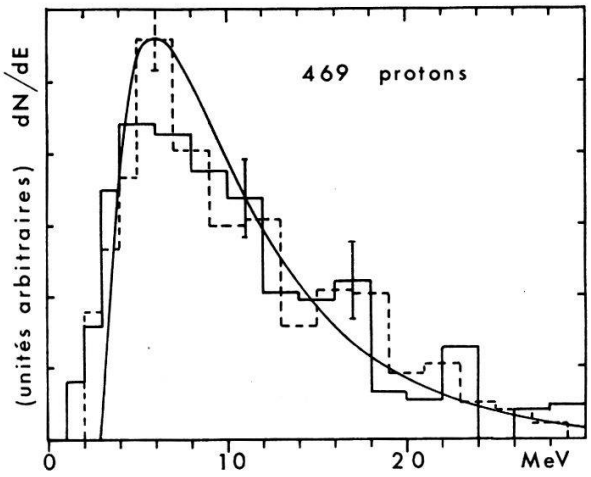

Fig. 21
Spectre d'énergie des protons observés. Courbe lisse: d'après la formule (14), avec le paramètre de densité de niveaux $A/10$; histogramme continu: valeurs expérimentales; histogramme traitillé: après correction cinématique

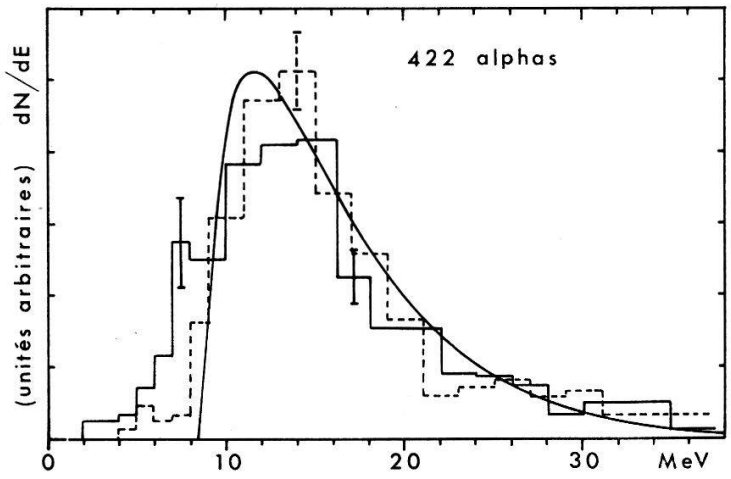

Fig. 22
Spectre d'énergie des alphas observés. Courbe lisse: d'apres la formule (14), avec le parametre de densité de niveaux $A/10$; histogramme continu: valeurs expérimentales; histogramme traitillé: après correction cinématique

Nous avons représenté dans la Fig. 23 les distributions angulaires des 100 traces les plus courtes, soit environ 1/4 de chaque échantillon. Les Fig. 23a et 23c donnent les angles θ_R que font les traces avec la direction du recul de chaque étoile; tandis que les Fig. 23b et 23d portent les angles θ, par rapport à la direction incidente. On observe les valeurs moyennes que voici:

	$\overline{\cos\theta_R}$	$\overline{\cos\theta}$
protons	$-0{,}27 \pm 0{,}05$	$+0{,}02 \pm 0{,}05$
alphas	$-0{,}55 \pm 0{,}05$	$-0{,}21 \pm 0{,}04$

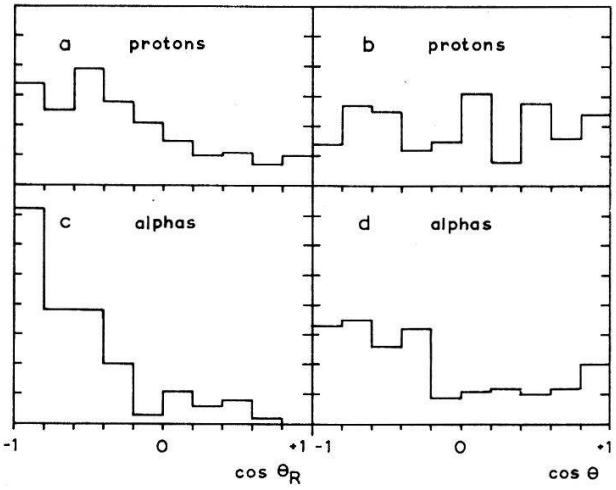

Fig. 23
Distributions angulaires des 100 traces les plus courtes de chaque espèce:
a protons, angle par rapport au recul, *b* protons, angle par rapport au proton incident,
c alphas, angle par rapport au recul, *d* alphas, angle par rapport au proton incident

Cela indique clairement que l'énergie de ces traces (et en second ordre les angles de ces traces), a été affectée par la vitesse finale du noyau émetteur et non par celle qu'il avait au début de l'évaporation. Le fait qu'il apparaît une anticorrélation dans les angles θ des alphas ne prouve même pas qu'une fraction de ceux-ci ont été émis au début, car les reculs ayant eux-mêmes une corrélation avec la direction incidente ($\overline{\cos\theta_{reculs}} = 0{,}44$), on pouvait s'attendre à avoir grosso modo

$$\overline{\cos\theta} = \overline{\cos\theta_{reculs}} \cdot \overline{\cos\theta_R} = -\,0{,}24\,.$$

Pour ces traces les plus courtes, nous avons donc choisi comme correction cinématique, de soustraire la vitesse du recul et non la vitesse V_c. L'énergie de toutes les traces a été recalculée à partir des énergies mesurées dans (SL); et les spectres sont alors dessinés en traitillé dans les Fig. 21 et 22.

Peut-on tester l'effet de cette correction cinématique autrement que par la forme du spectre d'énergie? Certes, nous pouvons montrer la modification qu'elle apporte aux distributions des angles θ, en fonction de l'énergie. Comme l'analyse des distributions angulaires est faite au prochain paragraphe, commentons ici le cas des alphas. S'ils sont émis par des noyaux sans vitesses dans (SL), leur $\overline{\cos\theta}$ sera nul pour toute énergie (Fig. 24, ligne pointillée). Si les noyaux sont animés de la vitesse moyenne V_c, le $\overline{\cos\theta(E)}$ sera représenté par la courbe en trait plein qui va de 0,1 à 0,04. Or la moyenne sur E de nos $\overline{\cos\theta}$ expérimentaux correspond bien à l'intégrale de cette courbe théorique, comme on le verra au § 5.4, mais les valeurs $\overline{\cos\theta(E)}$ sont données par les points noirs (Fig. 24). La courbe en trait plein qui passe par ces points met en évidence les anomalies de cette distribution angulaire. Lorsqu'on effectue les corrections d'énergie exposées ci-dessus, on obtient la nouvelle courbe en traitillé qui relie les points blancs. Au dessus de 20 MeV, la situation

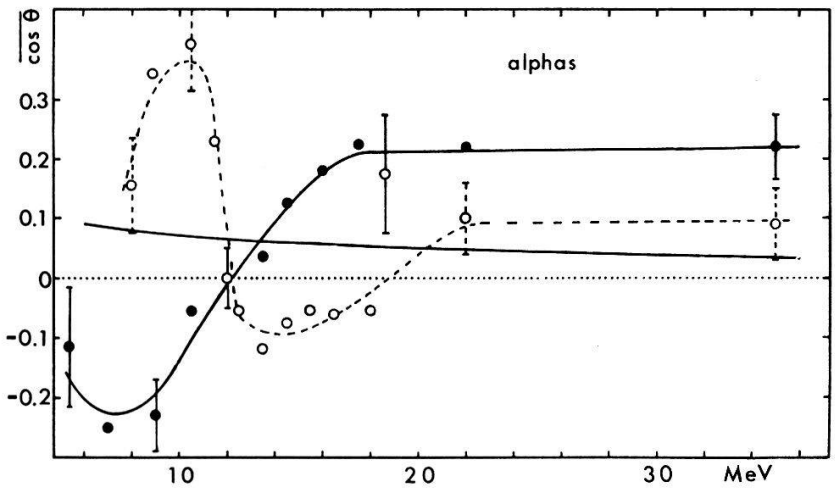

Fig. 24
Distribution angulaire des alphas observés. Points noirs: valeurs expérimentales du $\overline{\cos\theta}$ pour différentes classes d'énergie (sans correction cinématique de l'énergie); points blancs: idem, après correction cinématique de l'énergie. Courbe monotone: $\overline{\cos\theta}$ correspondant dans (SL) à l'émission isotrope dans (SC)

est devenue acceptable; par contre, autour de 10 MeV, on est tombé dans l'excès contraire. Cela signifie que la correction appliquée aux traces courtes est trop forte. On peut le comprendre en faisant observer que souvent plusieurs traces courtes appartiennent à la même étoile et sont donc corrigées par une vitesse qui n'était exacte que pour la dernière d'entre elles.

Revenons au spectre énergétique de la Fig. 22: on peut admettre que le spectre vrai est compris entre les deux histogrammes dessinés. Il correspond de manière satisfaisante au spectre théorique et ne demande pas une température plus élevée que celle des protons, ce que plusieurs auteurs avaient dû admettre pour expliquer leurs résultats.

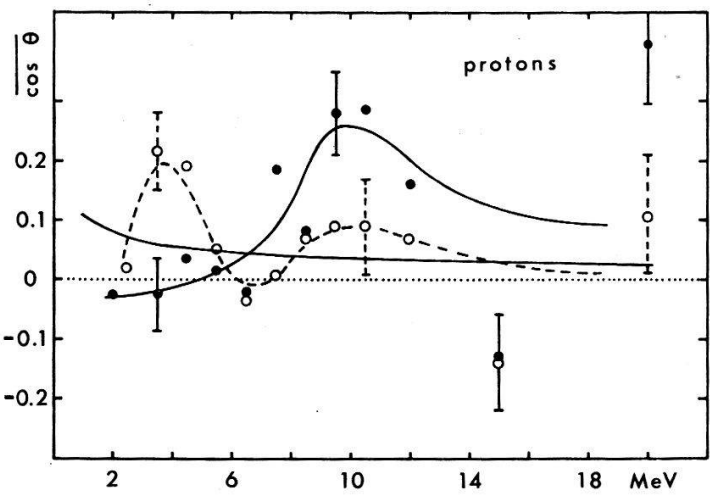

Fig. 25
Distribution angulaire des protons observés. Points noirs: valeurs expérimentales du $\overline{\cos\theta}$ pour différentes classes d'énergie (sans correction cinématique de l'énergie); points blancs: idem, après correction cinématique de l'énergie. Courbe monotone: $\overline{\cos\theta}$ correspondant dans (*SL*) à l'émission isotrope dans (*SC*)

Au sujet des corrections cinématiques les mêmes remarques s'appliquent, pour les cas des protons, à la Fig. 25 et aux spectres d'énergie (Fig. 21).

Les barrières de COULOMB des courbes théoriques ont été adaptées empiriquement. Celle des alphas (de 8 à 9 MeV), peut se comprendre pour des noyaux dont A_{final} descend jusqu'à 52 dans le cas du brome.

Pour les protons, la valeur de 3 MeV qui ne satisfait même pas entièrement le spectre expérimental ne s'explique guère sans supposer qu'un certain nombre de particules plus lourdes, d, t, α appartiennent à cette poignée de traces très courtes (20 μ à 40 μ), qui forment le bas de ce spectre.

§ 5.4 *Interactions directes*

Dans quelle mesure toutes les particules observées proviennent-elles d'évaporation ou sont-elles contaminées par des produits d'interactions directes, c'est ce que nous allons déterminer par l'étude des distributions angulaires. Les Fig. 24 et 25 montrent comment varient ces distributions lorsqu'on varie l'énergie. Dans la

Fig. 26, on montre ces distributions intégrées sur E. Le cas des alphas est particulièrement clair. En effet, pour les particules de moins de 40 MeV qui figurent sur ce dessin (Fig. 26b), on observe un $\overline{\cos\theta_{exp}} = 0{,}066 \pm 0{,}015$. Or le $\overline{\cos\theta_{evap}}$ vaut (voir équation 1a):

$$\overline{\cos\theta_{evap}} = \int_0^\infty \frac{2}{3} \frac{V_c}{\sqrt{2\,E/m}} \frac{dN}{dE}(E)\,dE = 0{,}060$$

avec V_c = vitesse moyenne des noyaux émetteurs, m = masse de la particule alpha.

Dans notre échantillon on peut donc affirmer que l'évaporation est la seule source de production des alphas. Par contre les 12 alphas de plus de 40 MeV que nous avons détectés ont un $\overline{\cos\theta} = 0{,}3$ et proviennent sans doute d'interactions directes.

Ce résultat est fort différent de ceux de JEANNET[17]) qui trouvait avec des neutrons incidents de $\overline{E_n} = 385$ MeV les proportions suivantes d'interactions directes

sur Cu: 61%,
Ag: 44%,
Pt: 39%.

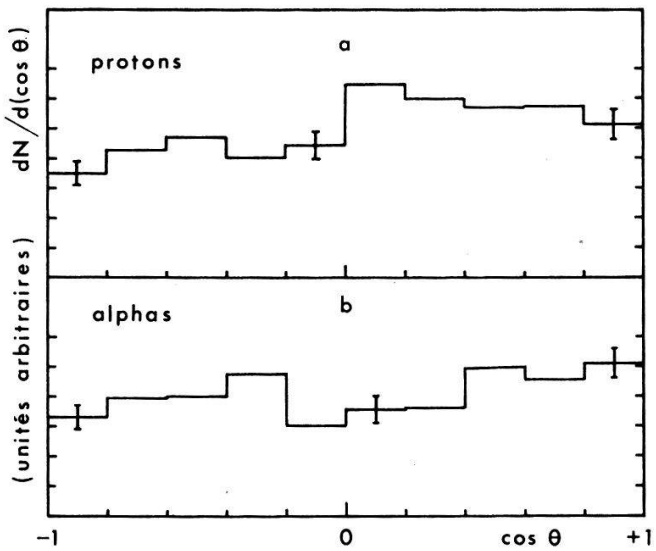

Fig. 26
Distributions angulaires intégrées sur l'énergie.
a toutes particules de charge 1, *b* particules de charge 2

Comme d'autre part JEANNET nous a communiqué que ces proportions diminuent lorsque le nombre de branches des étoiles augmente (dans les cas cités ci-dessus le nombre de branche moyen était 2.5), on doit penser que les interactions directes produisant des alphas se passent à la périférie du noyau et pour ainsi dire jamais dans les cascades à choc central qui caractérisent notre échantillon.

La Fig. 26a montre la distribution angulaire des protons dont le

$$\overline{\cos\theta_{exp}} = 0{,}105 \pm 0{,}010\,.$$

On peut calculer

$$\overline{\cos\theta_{evap}} = 0{,}044 \ ,$$

ce qui permet d'évaluer à $0{,}26 \pm 0{,}05$ la fraction de protons de cascade.

Une seconde détermination de cette fraction s'obtient à partir de la distribution angulaire de l'ensemble des traces (sortant ou non de l'émulsion).

On a $\overline{\cos\theta_{exp}} = 0{,}081 \pm 0{,}010$, et on peut calculer la fraction: $0{,}18 \pm 0{,}06$.

La moyenne de ces deux évaluations nous donne une contamination en cascade de $(22 \pm 4)\%$.

Sur nos 1055 protons, cela fait 232 protons de cascade, et comme le nombre des événements est 201, on a en moyenne 1 à 1,2 protons de cascade par étoile.

§ 5.5 *Rapports d'émission*

Les rapports d'émission de différentes espèces de particules sont des grandeurs très sensibles aux hypothèses faites dans le calcul de l'évaporation (valeur du paramètre de densité de niveaux, abaissement de la barrière coulombienne aux fortes excitations). Ces rapports varient aussi passablement avec l'énergie d'excitation initiale E^*. Les courbes de la Fig. 27 ont été calculées à partir des résultats de DOSTROVSKY *et al.*[14]).

Dans le cas du rapport protons/alphas, si nous faisons le quotient du nombre de particules observées de charge 1, et de celles de charge 2, nous obtenons la valeur

$$\frac{\text{charges 1}}{\text{charges 2}} = 1{,}89 \pm 0{,}10 \ .$$

Mais si nous soustrayons les protons de cascade, nous avons pour l'évaporation:

$$\text{évaporation:} \qquad \frac{\text{charges 1}}{\text{charges 2}} = 1{,}66 \pm 0{,}10 \ .$$

Pour être comparée à celles de la Fig. 27, cette valeur doit être encore légèrement réduite puisqu'une partie des charges 1 sont des deutons. On s'apercoit donc que notre résultat n'est satisfait par aucun des choix de paramètres envisagés. Il faudrait quelque chose comme $A/20$, V_1. Mais ce choix de paramètres ne convient pas aux autres résultats. D'une part nous avons vu que les spectres d'énergie ont une température parfaitement convenable lorsqu'on utilise $A/10$ comme densité de niveaux. D'autre part, les anticorrélations angulaires des traces courtes avec les reculs des noyaux prouvent que les particules de faible énergie sont émises à la fin de l'évaporation et non au début, comme l'expliquerait une barrière de Coulomb abaissée par la haute température, du type V_1. Enfin, cette variation de la barrière de potentiel au cours de l'évaporation aurait pour effet un élargissement du spectre d'énergie qui n'est pas observé.

L'analyse des masses est évidemment plus délicate que celle des charges. Pour les particules de charge 1 nous avons pu la faire au dessus de 6 MeV, pour les particules de charge 2 aucune séparation n'est possible, entre les masses 3 et 4, mais on

peut affirmer qu'aucun ion Li n'a été détecté. Pour les particules de charge 1 qui, dans ce domaine d'énergie contiennent une certaine fraction de cascade, nous avons observé le rapport suivant

$$\frac{p}{d+t} = 4 \pm 1 \, .$$

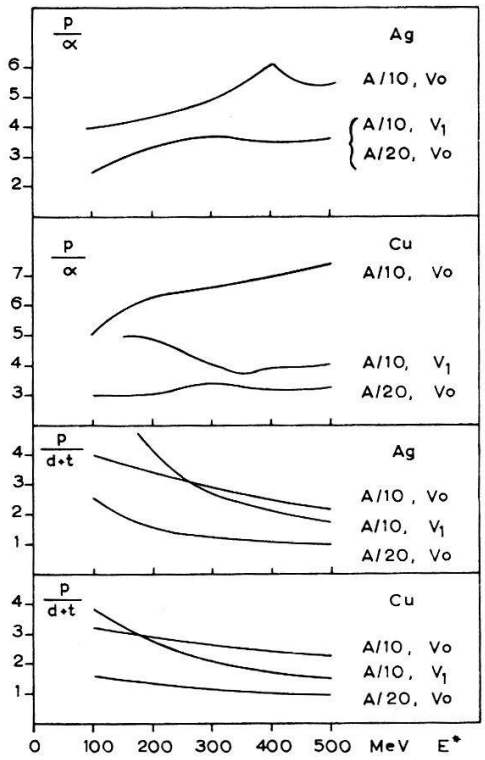

Fig. 27
Rapports d'émission des particules p, d, t, dans l'évaporation de Ag et Cu, pour différentes énergies d'excitation, et plusieurs choix du paramètre de densité de niveaux et de la barrière de Coulomb, selon les calculs de DOSTROVSKY *et al.*[14])

Conclusions

Pour étudier l'évaporation nucléaire il est intéressant de se placer dans des conditions telles que la contamination par les interactions directes soit minimum. C'est ce qui arrive lorsqu'on sélectionne les événements à forte excitation. Ce choix introduit un biais sur la statistique des cascades, qui a été traitée en conséquence, mais non sur l'évaporation qui est alors produite à une température élevée ($T_i \cong 6$ MeV).

Le mouvement des noyaux émetteurs projette un flou sur les énergies mesurées dans le système du laboratoire. Il importe donc de le connaître au mieux. Par la mesure des reculs on peut déterminer les vitesses individuelles des noyaux en fin d'évaporation, et aussi la vitesse moyenne V_c au début de celle-ci. Cette vitesse moyenne permet une première correction cinématique des énergies. Une seconde correction nous a été suggérée par l'observation de fréquentes oppositions entre la direction des traces les plus courtes et celle du recul. Nous avons donc corrigé les vitesses des traces courtes en leur additionnant celle du recul et non la vitesse moyenne V_c. La valeur de ces corrections cinématiques est attestée par la modification des distributions angulaires intégrées.

Les spectres d'énergie sont en bon accord avec les courbes que fournit la théorie de l'évaporation pour la température initiale prédite. Le spectre alpha ne présente point d'anomalie et il s'accorde à la même température que celui des protons.

Les anticorrélations entre traces courtes et reculs, plus marquées que celles entre traces courtes et direction incidente, prouvent que les traces de faible énergie sont émises en fin d'évaporation, et non pas au début où elles auraient profité d'un abaissement momentané de la barrière de potentiel (dû à la température élevée).

Enfin les mesures d'ionisation effectuées sur plus de 800 traces ont fait ressortir un rapport d'émission proton/alpha particulièrement bas, inexplicable si l'on s'en tient aux bases théoriques des calculs de DOSTROVSKY. En outre cette abondance de particules alphas a pour effet d'augmenter le ΔA de l'évaporation (en effet l'énergie de liaison élevée de ces particules favorise le bilan d'énergie). En ce qui concerne les interactions directes, la connaissance de la vitesse moyenne des noyaux émetteurs au cours de l'évaporation ($V_c = 0{,}0076\ c$), nous a permis de calculer la distribution angulaire de l'évaporation dans le système du laboratoire. Deux résultats importants sont apparus: 1. La proportion des protons de cascade est faible (en moyenne une branche par étoile); 2. les particules alphas proviennent toutes d'évaporation, et ce résultat, en accord avec ceux de BAKER, semble bien étayé par notre échantillon de 430 alphas. Ce fait suscite un commentaire: il semble que les cascades riches (à impact central) ne produisent pas d'alphas par interaction directe ou que ces particules sont alors réabsorbées dans le noyau. Les cascades périférîques au contraire qui laissent peu d'énergie d'excitation, (étoiles à peu de branches), produisent beaucoup de particules alphas directes, comme l'a montré JEANNET[17]).

Remerciements

Je tiens à remercier très vivement le professeur J. ROSSEL pour l'intérêt soutenu qu'il a porté à ce travail, pour les directives et les conseils qui en ont facilité l'élaboration et la mise au point. Ma gratitude va ensuite aux professeurs ENZ et DINICHERT dont les suggestions et critiques m'ont été fort utiles.

Que mon compagnon de recherche, le Dr E. JEANNET, qui a entretenu mon enthousiasme pendant ce travail, recoive mes pensées de reconnaissance pour les nombreuses idées et l'aide qu'il m'a apportées. Je remercie également le Dr. COMBE qui a organisé avec dévouement les irradiations au synchrocyclotron du CERN.

Enfin je n'épargnerai pas mes remerciements à Mmes DESPONDS, KIRALY, GROSJEAN et GRETILLAT qui ont accompli avec bonne humeur, assiduité et conscience les minutieux travaux de l'exploration microscopique.

Ce travail a bénéficié de l'appui financier du Fonds National suisse de la Recherche Scientifique.

Bibliographie

1) E. W. BAKER and S. KATCOFF, Phys. Rev. *123*, 641 (1961).
2) M. L. GOLDBERGER, Phys. Rev. *74*, 1269 (1948).
3) G. BERNARDINI, E. T. BOOTH, S. J. LINDENBAUM and Phys. Rev. *88*, 1017 (1952).
4) H. MCMANUS, W. T. SHARP and H. GELLMANN, Phys. Rev. *93*, 924 (1954).
5) N. MÉTROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, A. TURKEVICH, J. M. MILLER and G. FRIEDLÄNDER, Phys. Rev. *110*, 185 (1958).

[6]) N. Métropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Friedländer and A. Turkevich, Phys. Rev. *110*, 204 (1958).
[7]) N. T. Porile, Phys. Rev. *120*, 572 (1960).
[8]) H. W. Bertini, ORNL 3383 (1963).
[9]) H. W. Bertini, ORNL 3433 (1963).
[10]) N. T. Porile, communication privée (1963).
[11]) V. Weisskopf, Phys. Rev. *52*, 295 (1937).
[12]) K. J. LeCouteur, Proc. Phys. Soc. [A] *63*, 259 (1950).
[13]) R. Hagedorn, W. Macke und *Kosmische Strahlung* (Springer Verlag, 1953), 2ème édition.
[14]) I. Dostrovsky, P. Rabinowitz and R. Bivins, Phys. Rev. *111*, 1659 (1958).
[15]) A. H. Wapstra, Physica *21*, 367 (1955).
[16]) C. Bovet, Helv. Phys. Acta *32*, 507 (1959).
[17]) E. Jeannet, *These*, Bull. Soc. Neuchâteloise des sciences naturelles *86*, 5 (1963).
[18]) C. Bovet et E. Jeannet, Rev. Sci. Instrum. *32*, 819 (1961).
[19]) B. Stiller, communication privée (1962).
[20]) W. O. Lock, P. V. March, H. Muirhead and W. G. V. Rosser, Proc. Roy. Soc. (London) [A] *230*, 215 (1955).
[21]) L. D. Landau et E. M. Lifshitz, Mécanique (Moscou 1960).
[22]) J. B. Harding, S. Lattimore and D. H. Perkins, Proc. Roy. Soc. (London) [A] *196*, 325 (1949).
[23]) Jahnke-Emde, *Tables of Functions* (New York 1945), p. 6–9.
[24]) J. M. Alexander and M. F. Gazdik, Phys. Rev. *120*, 874 (1960).
[25]) E. W. Baker, S. Katcoff and C. P. Baker, Phys. Rev. *117*, 1352 (1960).
[26]) W. H. Barkas and G. Hahn, UCRL-2579 (1955).