

Etude expérimentale du mécanisme de la spallation

Autor(en): **Jeannet, E. / Rossel, J.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **36 (1963)**

Heft V

PDF erstellt am: **21.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113388>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Etude expérimentale du mécanisme de la spallation

par **E. Jeannet** et **J. Rossel**

Institut de Physique, Université de Neuchâtel

(22. XII. 62)

Summary. Spallation phenomena induced in Cu, Ag and Pt by high energy neutrons ($E_n = 385$ MeV) have been studied by means of metal foils sandwiched between nuclear emulsions. The black tracks of stars are interpreted in terms of cascade and evaporation processes by analysing the recorded non-isotropic angular distributions. The number of black tracks per star corresponding to the cascade process is found to be independent of A and amounts to $\sim 0,3$ for particles of one elementary charge and $\sim 0,6$ for charge two particles.

The experimentally derived *energy* spectrum for the two kinds of emitted particles is smooth and shows the characteristics which are usually interpreted as «anomalies» of the evaporation process. However the distribution in *range* dN/dR depicts groups corresponding to deuteron, triton, He^3 , He^4 and Li^6 emission which are blurred in the energy representation. This picture removes a number of inconsistencies in the threshold energies and nuclear temperatures. The emission probabilities deduced from it are greater than those obtained by evaporation calculations, in accord with the emission of knocked clusters of nucleons.

I. Introduction

Le terme «spallation» s'applique à une réaction nucléaire dans laquelle un certain nombre de nucléons ou de fragments sont émis par le noyau cible. En règle générale une telle réaction se produit pour des énergies incidentes supérieures à environ 100 MeV.

L'interprétation théorique complète de la spallation se fait en invoquant deux phases distinctes intervenant successivement dans le temps:

1. Une cascade d'interactions nucléon-nucléon laissant le noyau dans un état excité;
2. Une évaporation nucléaire de particules telles que neutrons, protons, deutons, alphas, etc.

La spallation peut être suivie d'une fission nucléaire; la nature des noyaux-cible et l'énergie incidente sont telles que la section efficace de fission est négligeable dans le travail faisant l'objet de cette publication.

Expérimentalement la spallation est étudiée soit par l'analyse radiochimique de la cible après l'irradiation, soit par la méthode des émulsions photographiques (étoiles nucléaires).

Ce travail fait partie des recherches effectuées dans notre Institut sur ce problème au moyen des émulsions photographiques. La méthode utilisée assure une connaissance certaine du noyau-cible, ainsi que de la nature, de l'énergie et de la direction du flux incident, tout en se limitant à l'enregistrement des « traces noires », en vue de la confrontation des résultats expérimentaux sur la spallation avec la théorie de l'évaporation nucléaire¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾.

Il n'est pas possible de soumettre la cascade des réactions nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau à une analyse mathématique satisfaisante; la méthode de Monte-Carlo est par contre bien adaptée à ce genre de problème. Metropolis et collaborateurs⁶⁾⁷⁾ ont utilisé cette méthode pour étudier les cascades induites par des nucléons de 82 à 1840 MeV dans différents noyaux de masses comprises entre $A = 27$ et $A = 238$. Ces auteurs indiquent en particulier les répartitions énergétiques et angulaires des nucléons émis, ainsi que les distributions des énergies résiduelles après la cascade, ceci pour différents noyaux-cibles et différentes énergies des nucléons incidents. Ces spectres énergétiques et ces distributions angulaires permettent d'évaluer l'impulsion résiduelle transmise au noyau après la cascade⁸⁾ et par suite l'anisotropie des traces d'évaporation (l'évaporation de particules est isotrope dans le système lié au noyau émetteur). La distribution des énergies résiduelles après la cascade conduit à la distribution des températures initiales au début de l'évaporation. En effet, la température nucléaire T est liée, dans le modèle du gaz de Fermi à l'énergie d'excitation U par la relation

$$U = a T^2 \quad (1)$$

où a est un paramètre que l'on peut calculer théoriquement et qui vaut environ $A/10$ ($A =$ nombre de nucléons du noyau). Comme on peut le montrer⁸⁾, les distributions en énergie dN/dU résultant des calculs de Monte-Carlo de Metropolis et collaborateurs⁶⁾ se transforment en distributions de température dN/dT qui sont approximativement gaussiennes.

Après la fin de la cascade, l'énergie résiduelle se répartit graduellement entre tous les nucléons du noyau. WEISSKOPF⁹⁾ a étudié la désexcitation d'un tel noyau et a donné le nom d'évaporation nucléaire à ce processus d'émission de particules. Ses calculs, portant sur les probabilités d'émission des différents types de particules et sur leurs spectres énergétiques, ont été généralisés, notamment par HAGEDORN et MACKÉ¹⁰⁾ pour tenir compte des évaporations successives de plusieurs particules aux grandes énergies d'excitation. Ces évaporations successives entraînent un « refroidissement » du noyau au cours du phénomène; afin d'en tenir compte, HAGEDORN et MACKÉ¹⁰⁾ introduisent une température moyenne T au cours du processus et proposent un spectre énergétique du type:

$$\frac{dN}{dE} = B \frac{E - V}{T^2} \exp\left(-\frac{E - V}{T}\right) \quad (2)$$

dans lequel :

B est une constante de normalisation,

E est l'énergie cinétique de la particule émise,

V est la hauteur de la barrière coulombienne.

La température moyenne T est habituellement reliée à la température initiale T_i du début des évaporations par la relation semi-empirique

$$T = 0,40 T_i . \quad (3)$$

Nous avons montré⁸⁾ sur la base d'une approximation linéaire du refroidissement entre une température initiale T_i et une température finale T_f *) que les spectres énergétiques peuvent être représentés par l'expression :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{B}{T_i - T_f} \left[\exp\left(-\frac{E - V}{T_i}\right) - \exp\left(\frac{E - V}{T_f}\right) \right] \quad (4)$$

dans laquelle B , E et V ont la même signification que dans (2). On trouve de plus que (4) peut être approchée par une formule du type (2) à condition d'admettre une température moyenne T égale à :

$$T = \sqrt{T_i T_f} . \quad (5)$$

II. Méthode expérimentale

Afin d'identifier avec certitude le noyau-cible, nous avons utilisé la technique du « sandwich »¹⁾¹¹⁾ consistant à insérer des feuilles métalliques entre des émulsions photographiques nucléaires (Ilford L-4 sans support, de 300 μ d'épaisseur dans notre cas) agissant uniquement comme détecteurs de particules. Les métaux choisis, Cu, Ag et Pt, permettent une étude de la spallation en fonction du nombre de nucléons A . Le contact de ces métaux avec l'émulsion photographique ne conduit à aucune attaque de nature électrochimique de cette dernière. Le choix d'émulsions sans support et la faible épaisseur des feuilles métalliques (15 μ pour Cu, 16 μ pour Ag et 10 μ pour Pt) permet un bon contact entre les cibles et les détecteurs photographiques, condition nécessaire à la reconstruction géométrique précise des étoiles.

Ces « sandwiches » ont été exposés à un faisceau de neutrons de grande énergie obtenus par bombardement d'une cible de béryllium au moyen de protons de 591

*) La température finale T_f se détermine par la relation

$$U_{min} = E_{liaison} + V_{Coulomb} = a T_f^2 .$$

En choisissant $E_{liaison}$ pour des noyaux de la « vallée » stable, on obtient une valeur de T_f surestimée; en effet, la dernière particule évaporée peut l'être à partir d'un noyau fort éloigné de la « vallée » de stabilité.

MeV à l'intérieur du synchro-cyclotron du CERN. Le faisceau incident de neutrons faisait un angle de 30° avec la normale aux «sandwiches» afin d'homogénéiser la probabilité de détection des traces autour de la direction d'incidence.

L'énergie et le flux de ce faisceau de neutrons n'a pas été déterminé expérimentalement au CERN. Nous avons pu estimer l'énergie moyenne des neutrons à $\bar{E}_n = 385$ MeV à partir des sections efficaces élastique et inélastique (production de pions) des réactions nucléon-nucléon à 591 MeV et des énergies moyennes des π émis dans les réactions inélastiques. D'autre part, le nombre d'étoiles créées dans l'émulsion-même nous a permis d'évaluer le flux total des neutrons à $4,75 \cdot 10^6$ cm $^{-2}$.

Après irradiation, les «sandwiches» ont été démontés, les émulsions collées sur des lames de verre et développées. Les 2 plaques de chaque «sandwich» ont été montées dans un support adéquat permettant l'alignement relatif des deux émulsions. L'exploration systématique des sandwiches au microscope nous a permis de retenir toutes les étoiles à 2 branches et plus ayant leur centre dans la feuille métallique.

La discrimination entre particules de charge $z = 1$ et $z \geq 2$ s'est faite par l'évaluation de l'ionisation et de la diffusion multiple. Les parcours des particules dans le métal et l'émulsion ont été ramenés à un parcours équivalent R dans le métal. L'angle θ de chaque trace avec la direction d'incidence des neutrons a été déterminé à partir des angles azimutaux et polaires mesurés dans la plaque photographique. Des courbes de correction tenant compte des pertes d'enregistrement (trace ne s'arrêtant pas dans l'émulsion) ont été calculées⁸). A titre d'exemple indiquons que dans le sandwich de Ag, un proton de 8 MeV a une probabilité de 0,83 de s'arrêter dans l'émulsion et d'être ainsi détecté.

III. Résultats et discussion

Le tableau I indique les nombres d'étoiles détectées ainsi que les nombres de particules s'arrêtant dans l'émulsion, c'est-à-dire celles dont le parcours R est connu.

Tableau I

| | Cu | Ag | Pt |
|---------------------------------|-----|-----|-----|
| Nombre d'étoiles | 244 | 222 | 147 |
| Particules de charge $z = 1$ | 331 | 257 | 100 |
| Particules de charge $z \geq 2$ | 182 | 194 | 150 |

A. Les distributions angulaires

La figure 1 représente deux distributions caractéristiques corrigées (pour tenir compte des pertes d'enregistrement); θ est l'angle d'émission par rapport à la direction des neutrons incidents. Toutes nos distributions expérimentales présentent un

nombre important de particules émises vers l'avant, nombre incompatible avec la faible anisotropie résultant de l'impulsion transmise au noyau émetteur. Ce fait est bien connu et est généralement interprété en invoquant la présence de particules de cascade dans les distributions considérées. Comme l'émission de particules composées n'est pas envisagée dans les calculs de cascade, nous examinons séparément les distributions angulaires des particules de charge $z = 1$ (que nous appellerons «protons») et des particules de charge $z \geq 2$ (que nous nommerons «alphas»).

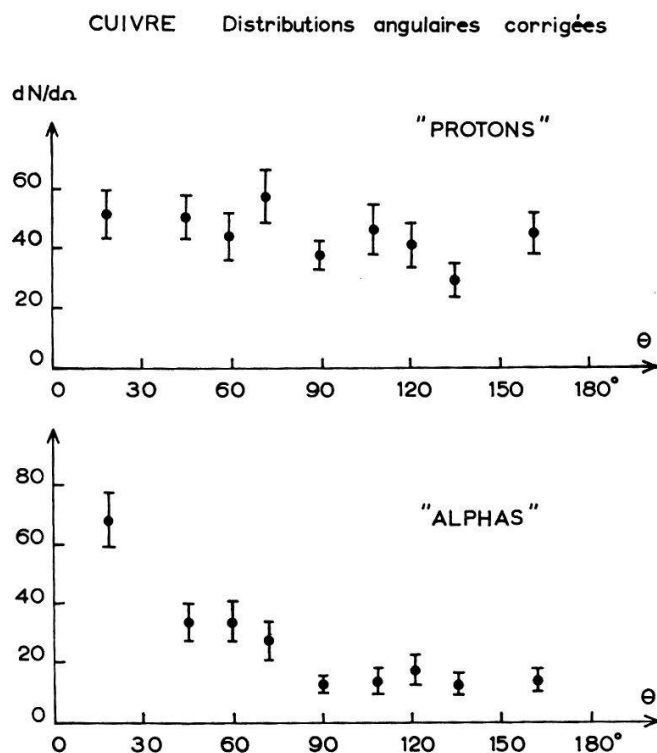


Fig. 1

Distributions angulaires des «protons»

Dans le tableau II nous indiquons les grandeurs suivantes: $\overline{\cos\theta}_{exp}$ de nos distributions expérimentales, $\overline{\cos\theta}_{casc}$ des nucléons de cascade d'énergie inférieure à 30 MeV, $\overline{\cos\theta}_{evap}$ des protons d'évaporation évalués en tenant compte du mouvement du noyau émetteur. Les rapports N_c/N_ℓ du nombre de «protons» de cascade au nombre de «protons» d'évaporation ont été déterminés au moyen de la relation

$$(N_\ell + N_c) \overline{\cos\theta}_{exp} = N_\ell \overline{\cos\theta}_{evap} + N_c \overline{\cos\theta}_{casc}. \quad (6)$$

Nous donnons en outre le nombre expérimental corrigé $(N_\ell + N_c)$ de «protons» d'énergie $\lesssim 30$ MeV par étoile. A partir de cette valeur et du rapport N_c/N_ℓ , le nombre N_c des «protons» de cascade et N_ℓ des «protons» d'évaporation peuvent être déterminés. Un léger accident expérimental survenu au sandwich d'Ag ne permet pas de donner des valeurs suffisamment sûres pour ce noyau.

Tableau II

| | Cu | Pt |
|--------------------------------|-------|-------|
| $\overline{\cos\theta}_{exp}$ | 0,065 | 0,080 |
| $\overline{\cos\theta}_{casc}$ | 0,24 | 0,25 |
| $\overline{\cos\theta}_{evap}$ | 0,036 | 0,008 |
| N_c/N_ϵ | 0,17 | 0,42 |
| $N_c + N_\epsilon$ | 1,78 | 0,92 |
| N_c | 0,26 | 0,27 |
| N_ϵ | 1,52 | 0,65 |

Les valeurs ainsi déterminées de N_c confirment les résultats de Metropolis et collaborateurs⁶⁾ montrant que le nombre de protons de cascade dépend peu de A .

Distribution angulaire des « alphas »

Le tableau III représente les grandeurs analogues à celles du tableau II, mais pour des « alphas ». Les valeurs de $\overline{\cos\theta}_{casc}$ ont été évaluées sur la base d'un calcul postulant des chocs élastiques entre les nucléons de cascade et des particules « alphas »⁸⁾ à l'intérieur du noyau.

Tableau III

| | Cu | Ag | Pt |
|--------------------------------|-------|-------|-------|
| $\overline{\cos\theta}_{exp}$ | 0,315 | 0,228 | 0,194 |
| $\overline{\cos\theta}_{casc}$ | 0,48 | 0,48 | 0,48 |
| $\overline{\cos\theta}_{evap}$ | 0,060 | 0,029 | 0,013 |
| N_c/N_ϵ | 1,55 | 0,79 | 0,63 |
| $N_c + N_\epsilon$ | 0,99 | 1,20 | 1,47 |
| N_c | 0,61 | 0,53 | 0,57 |
| N_ϵ | 0,38 | 0,67 | 0,90 |

On constate qu'un nombre relativement élevé de particules « alphas » sont émises lors de la cascade, nombre nettement plus grand que ceux trouvés par d'autres auteurs. VAGANOV et OSTROUMOV¹²⁾, en particulier, indiquent la valeur $N_c/N_\epsilon = 0,25$ pour Ag Br; cette valeur est obtenue en admettant, à tort nous semble-t-il, que les « alphas » émis avec un angle $\theta > 90^\circ$ proviennent tous du phénomène d'évaporation. On remarquera que le nombre N_c d'« alphas » de cascade est approximativement indépendant du nombre A de nucléons du noyau, comme c'est aussi le cas pour les protons de cascade (voir tableau II).

Ce nombre important d'« alphas » émis lors de la cascade doit rendre très prudentes les interprétations de l'émission de particules composées uniquement sur la base de la théorie de l'évaporation nucléaire. Il faut s'attendre en particulier à ce que les spectres énergétiques expérimentaux présentent un nombre de particules (vers les grandes énergies) plus élevé que celui prévu par la théorie de l'évaporation.

B. Les spectres énergétiques

La figure 2 représente deux spectres énergétiques typiques relatifs à des particules de charge $z = 1$ et $z \geq 2$. Suivant la méthode usuelle l'énergie a été déterminée au moyen des parcours, toutes les particules de charge $z = 1$ étant considérées comme protons et celles de charge $z \geq 2$ comme alphas. Les courbes continues représentent des essais d'adaptation des distributions énergétiques dN/dE du type (2). Nous avons consigné dans le tableau IV les valeurs des paramètres obtenus par adaptation: la température moyenne T_{exp} et la barrière de Coulomb V_{exp} . D'autre part, nous avons aussi indiqué les valeurs calculées de ces deux grandeurs; $T_{th} = \sqrt{T_i T_f}$ est déterminé selon la méthode esquissée dans l'introduction et V_{th} est calculé sur la base d'un potentiel nucléaire diffus de Saxon-Wood. Il est à noter à ce sujet que l'utilisation d'un puits nucléaire diffus conduit à une barrière notablement plus basse que l'emploi d'un puits rectangulaire (avec la même valeur de r_0) et que la transparence de barrière (effet tunnel) est considérablement diminuée par l'utilisation du potentiel nucléaire diffus (le détail des évaluations de T_{th} et V_{th} est indiqué dans la référence 8)).

Tableau IV

| | « protons » | | | « alphas » | | |
|-----------------|-------------|------|------|------------|------|------|
| | Cu | Ag | Pt | Cu | Ag | Pt |
| T_{exp} (MeV) | 2 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| T_{th} (MeV) | 2,16 | 1,82 | 1,51 | 2,16 | 1,82 | 1,51 |
| V_{exp} (MeV) | 3 | 4 | 6 | 6 | 6 | 10 |
| V_{th} (MeV) | 4,5 | 6,6 | 10,1 | 7,1 | 11,1 | 17,4 |

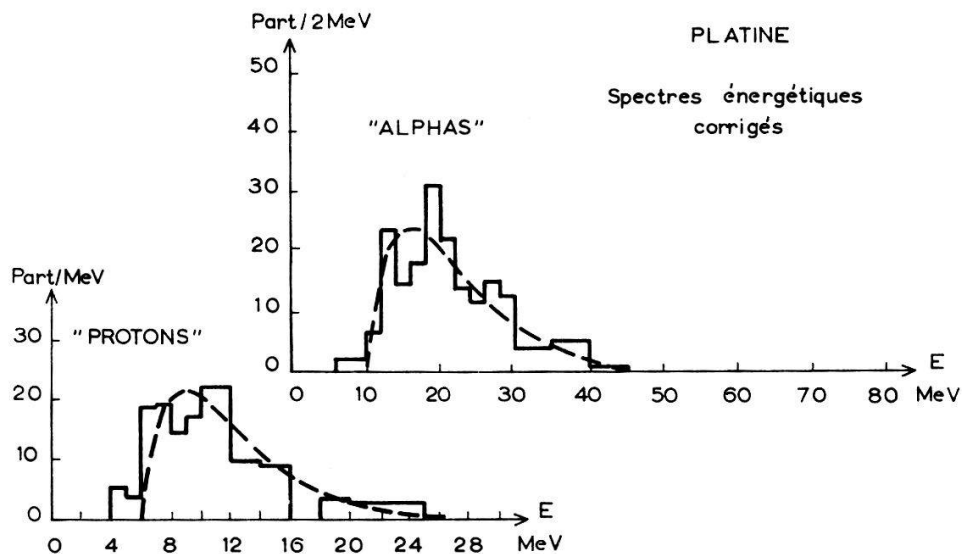


Fig. 2

On constate :

- 1° Une température expérimentale systématiquement plus élevée pour les spectres « alphas » que pour les spectres « protons ».
- 2° Une variation de T_{exp} en fonction de A qui va à l'encontre de celle prévue théoriquement.
- 3° Une hauteur de barrière V_{exp} systématiquement plus faible que celle calculée théoriquement.

Nous pensons que ces anomalies ne sont qu'apparentes, provenant artificiellement de la classification grossière des particules en « protons » et « alphas ». Revenons donc sur cette classification et envisageons la possibilité de l'émission de particules expérimentalement confondues avec les protons (deutons, tritons) ou les alphas (He^3 , Li^6 , etc.). Nous considérons la *distribution des parcours* des particules de charge $z = 1$, respectivement $z \geq 2$ sans faire d'hypothèse sur leur nature. Cette distribution peut être comparée avec le spectre théorique (2) transformé en distribution des parcours grâce à la relation empirique $E = b R^a$ dans laquelle a et b sont des constantes déduites des relations parcours-énergie, b étant différent selon la nature de la particule :

$$\frac{dN}{dR} = \text{Const.} (R^a - R_0^a) R^{a-1} \exp\left\{-\frac{b}{T} (R^a - R_0^a)\right\} \quad (7)$$

où $R_0 = R(V)$ est le parcours minimum.

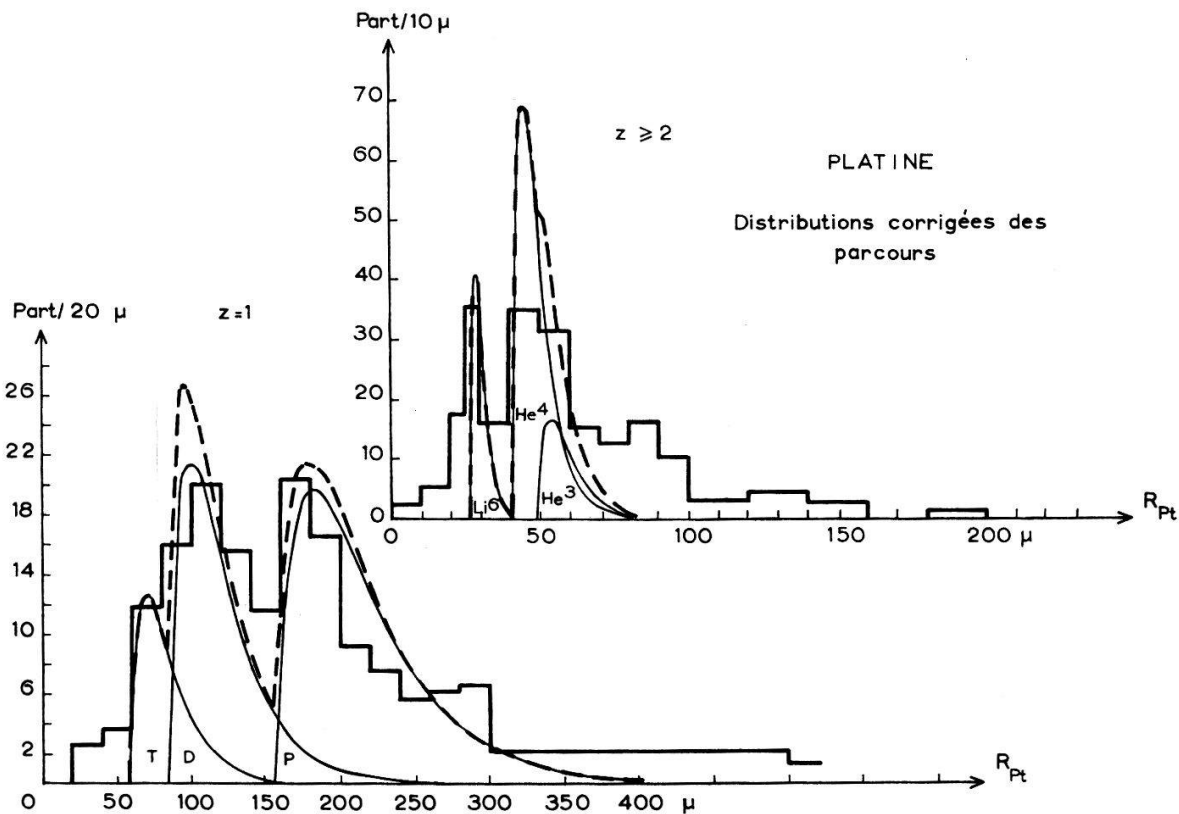


Fig. 3

La figure 3 représente deux tels histogrammes caractéristiques pour $z = 1$ et $z \geq 2$. On constate qu'il est impossible d'adapter une distribution théorique des parcours correspondant à un seul type de particules sur la base de la formule (7). Plusieurs types de particules sont nécessaires à l'interprétation de nos histogrammes. Les courbes montrent les meilleurs adaptations possibles admettant la *même température* pour les spectres de protons, deutons, tritons, He³, He⁴ et Li⁶ et les valeurs calculées de la barrière de Coulomb (indiquées dans le tableau IV).

L'intérêt de cette interprétation réside dans les 4 faits suivants:

1° L'«anomalie» concernant le nombre trop élevé de particules émises avec une énergie inférieure à la barrière de Coulomb (dans la représentation dN/dE) s'explique avec vraisemblance par une contamination due à l'émission de deutons et de tritons pour les spectres de «protons» et de Li⁶ pour les spectres d'«alphas».

2° Ce fait, ainsi que la contamination des spectres «alphas» (dans la représentation dN/dE) par des He³ et des particules de cascade vers la partie supérieure du spectre contribue à l'élargir, donc à augmenter artificiellement les températures déterminées.

3° Les températures ainsi obtenues varient avec A dans le sens attendu (voir tableau V), mais sont systématiquement plus faibles que les températures calculées, comme on pouvait d'ailleurs s'y attendre (voir remarque en bas de page 562).

4° Les surfaces des courbes adaptées permettent d'évaluer les rapports d'émission des différents types de particules, avec une imprécision assez grande, il est vrai. Cette imprécision est due à la pauvreté de la statistique, aux erreurs inhérentes à la détermination de R et à la contamination (importante surtout pour $z \geq 2$) des particules émises lors de la cascade. Le tableau V indique aussi les valeurs des rapports $(d + t)/p$ et $(z = 1)/(z \geq 2)$ ainsi obtenus. Ces rapports sont à comparer avec ceux déterminés à partir des résultats publiés par DOSTROVSKY et collaborateurs¹³⁾. Ces auteurs ont étudié les évaporations successives de particules à partir de différents noyaux en fonction de l'énergie d'excitation U .

Tableau V

| | Cu | Ag | Pt |
|-------------------------|------|------|------|
| T_{exp} (MeV) | 1,6 | 1,3 | 1,1 |
| T_{th} (MeV) | 2,16 | 1,82 | 1,51 |
| $(d + t)/p$ a) | 0,65 | 0,81 | 0,92 |
| $(z = 1)/(z \geq 2)$ a) | 0,39 | 0,72 | 0,79 |
| $(d + t)/p$ b) | 0,26 | 0,17 | 0,00 |
| $(z = 1)/(z \geq 2)$ b) | 0,21 | 0,22 | 0,21 |
| $(d + t)/p$ c) | 0,61 | 0,36 | 0,31 |
| $(z = 1)/(z \geq 2)$ c) | 0,31 | 0,44 | 0,34 |

a) nos valeurs expérimentales.

b) d'après DOSTROVSKY et coll. ¹³⁾, avec la valeur $a = A/10$ (dans $U = a T^2$).

c) d'après DOSTROVSKY et coll. ¹³⁾, avec la valeur $a = A/20$ (dans $U = a T^2$).

On constate que nos valeurs expérimentales sont plus près des valeurs calculées avec le paramètre $a = A/20$ que de celles calculées avec $a = A/10$; il faut aussi noter que la variation de ces rapports avec A n'est pas satisfaisante.

Il convient de remarquer que c'est grâce à la connaissance exacte du noyau-cible qu'un tel procédé peut mettre en évidence des pics dans les distributions dN/dR . En effet, dans les expériences classiques utilisant l'émulsion elle-même (Ag Br) comme cible, il y a superposition de spectres d'origine différente et il n'est pas possible de mettre en évidence des pics relatifs à l'émission de types distincts de particules.

Ainsi l'étude des étoiles nucléaires au moyen d'une technique assurant l'identité du noyau-cible permet de séparer statistiquement les contributions relatives de la cascade et de l'évaporation dans les phénomènes de spallation et de réduire certaines « anomalies » dont on rendait à tort responsable la théorie de l'évaporation.

Nous tenons à remercier les Dr COMBE et GIBSON pour leur hospitalité et leur aide lors des irradiations au CERN ainsi que l'équipe des exploratrices de notre Institut, Mmes BOUTELLIER, DESPONDS, GRETILLAT et KIRALY pour leur consciencieux travail de dépouillement des sandwiches et de reconstruction géométrique des étoiles. Ce travail a bénéficié d'un appui financier de la C.S.A.

Bibliographie

- ¹⁾ ZANGGER et ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **29**, 507 (1956).
- ²⁾ JEANNET, ROSSEL et VAUCHER, *Helv. Phys. Acta* **30**, 484 (1957).
- ³⁾ BOVET, JEANNET, ROSSEL et VAUCHER, *Helv. Phys. Acta* **31**, 583 (1958).
- ⁴⁾ BOVET, *Helv. Phys. Acta* **32**, 507 (1959).
- ⁵⁾ JEANNET, BOVET, ROSSEL et VAUCHER, *Helv. Phys. Acta* **33**, 529 (1960).
- ⁶⁾ METROPOLIS, BIVINS, STORM, TURKEVICH, MILLER, FRIEDLÄNDER, *Phys. Rev.* **110**, 185 (1958).
- ⁷⁾ METROPOLIS, BIVINS, STORM, MILLER, FRIEDLÄNDER, TURKEVICH, *Phys. Rev.* **110**, 204 (1958).
- ⁸⁾ JEANNET, THÈSE (1962) *Bulletin de la Société Neuchâteloise des Sciences naturelles*. Tome 86, 1963, p. 5-61.
- ⁹⁾ WEISSKOPF, *Phys. Rev.* **52**, 295 (1937).
- ¹⁰⁾ HAGEDORN et MACKE in *Kosmische Strahlung*, 2^e éd. (Springer-Verlag 1953).
- ¹¹⁾ BARBOUR, *Phys. Rev.* **93**, 535 (1954).
- ¹²⁾ VAGANOW, OSTROUMOV, *Soviet Phys. JETP* **6**, 871 (1958).
- ¹³⁾ DOSTROVSKY, RABINOWITZ, BIVINS, *Phys. Rev.* **111**, 1659 (1958).