

<b>Zeitschrift:</b>	Helvetica Physica Acta
<b>Band:</b>	39 (1966)
<b>Heft:</b>	1
<b>Artikel:</b>	Processus Be <sup>8</sup> → He <sup>4</sup> dans l'évaporation nucléaire
<b>Autor:</b>	Metzger, C. / Daetwyler, J. / Boskovic, B.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-113674">https://doi.org/10.5169/seals-113674</a>

### 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:** 13.01.2026

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

# Processus $\text{Be}^8 \rightarrow 2 \text{He}^4$ dans l'évaporation nucléaire

par **C. Metzger, J. Daetwyler<sup>1)</sup>, B. Boskovic et E. Jeannet**

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

(6 XII 65)

*Summary:* Emission of  $\text{Be}^8$  nuclei have been identified in stars produced by 400 MeV neutrons in Cu, Ag and Pt foils sandwiched between nuclear emulsions, and in stars formed by 600 MeV protons in Ag and Br in nuclear emulsions.

The  $\text{Be}^8$  nucleus has been identified from its two decay products by using the invariant mass method. This emission is discussed in the framework of the evaporation theory. It is seen that the mean measured energy of the alpha's produced in  $\text{Be}^8$  decay is smaller than the mean energy of evaporated alpha's and that the production rate is greater than that which is predicted by the evaporation theory. We put forward arguments concluding that  $\text{Be}^8$  is emitted before or at the beginning of the evaporation process.

## 1. Introduction

Depuis SERBER [1]<sup>2)</sup>, on convient de se représenter l'interaction d'une particule de grande énergie ( $E_{cin} \gtrsim 100 \text{ MeV}$ ) avec un noyau complexe par une succession de trois phénomènes :

- a) une interaction primaire entre la particule incidente et un nucléon du noyau;
- b) une cascade d'interactions secondaires laissant le noyau résiduel dans un état excité;
- c) une évaporation nucléaire [2] de nucléons et de noyaux légers.

Les travaux de HARDING, LATTIMORE et PERKINS [3] ont montré que les spectres, énergétiques des particules alphas émises sont caractérisés par un excès de particules aux basses énergies par rapport aux prévisions de la théorie de l'évaporation. Les différents essais d'explication de cette anomalie [4, 5] contiennent une part de vérité mais ne peuvent expliquer complètement l'ensemble des grandeurs mesurées: distributions angulaires, rapport d'émission, etc...

Nous signalons, dans cet article, un effet qui n'a pas encore été envisagé. Il est dû à l'évaporation de  $\text{Be}^8$ ; ce noyau se désintègre en deux particules alphas, avec une vie moyenne de  $\sim 10^{-15} \text{ s}$ , en libérant une énergie  $Q \simeq 0,1 \text{ MeV}$ .

La présence de ce noyau de  $\text{Be}^8$  est mise en évidence par le calcul de la masse invariante des deux alphas. La masse invariante de «*i*» particules est définie par l'expression relativiste (avec  $c = 1$ ):

$$M^2 = \left( \sum_i E_i \right)^2 - \left( \sum_i \mathbf{P}_i \right)^2$$

où

$E_i$  = énergie totale de la particule ;       $P_i$  = impulsion .

---

<sup>1)</sup> Institut de Physique de l'Université de Berne.

<sup>2)</sup> Les chiffres entre crochets renvoient à la Bibliographie, page 64.

Si les «*i*» particules sont les produits de désintégration d'une particule instable, alors  $M$  est la masse de cette dernière.

Dans le cas d'une désintégration en deux particules alphas, la masse invariante s'écrit :

$$M = [4 M_\alpha^2 + 2 T_1 T_2 + 2 M_\alpha (T_1 + T_2) - 2 \cos\phi [(T_1^2 + 2 M_\alpha T_1) (T_2^2 + 2 M_\alpha T_2)]^{1/2}]^{1/2}$$

où :  $M_\alpha$  = masse d'une particule alpha ;

$T$  = énergie cinétique ;

$\phi$  = angle entre les deux particules alphas.

Par la suite nous considérerons l'expression :

$$\Delta = M - 2 M_\alpha.$$

## 2. Résultats

### a) Distributions de masses

Complétant nos investigations sur les étoiles nucléaires produites par spallation de divers types de noyaux, Cu, Ag, Pt [4] et mélange Ag-Br [5], nous avons déterminé la masse invariante  $M$  des paires de  $\text{He}^4$  issues d'une même étoile.

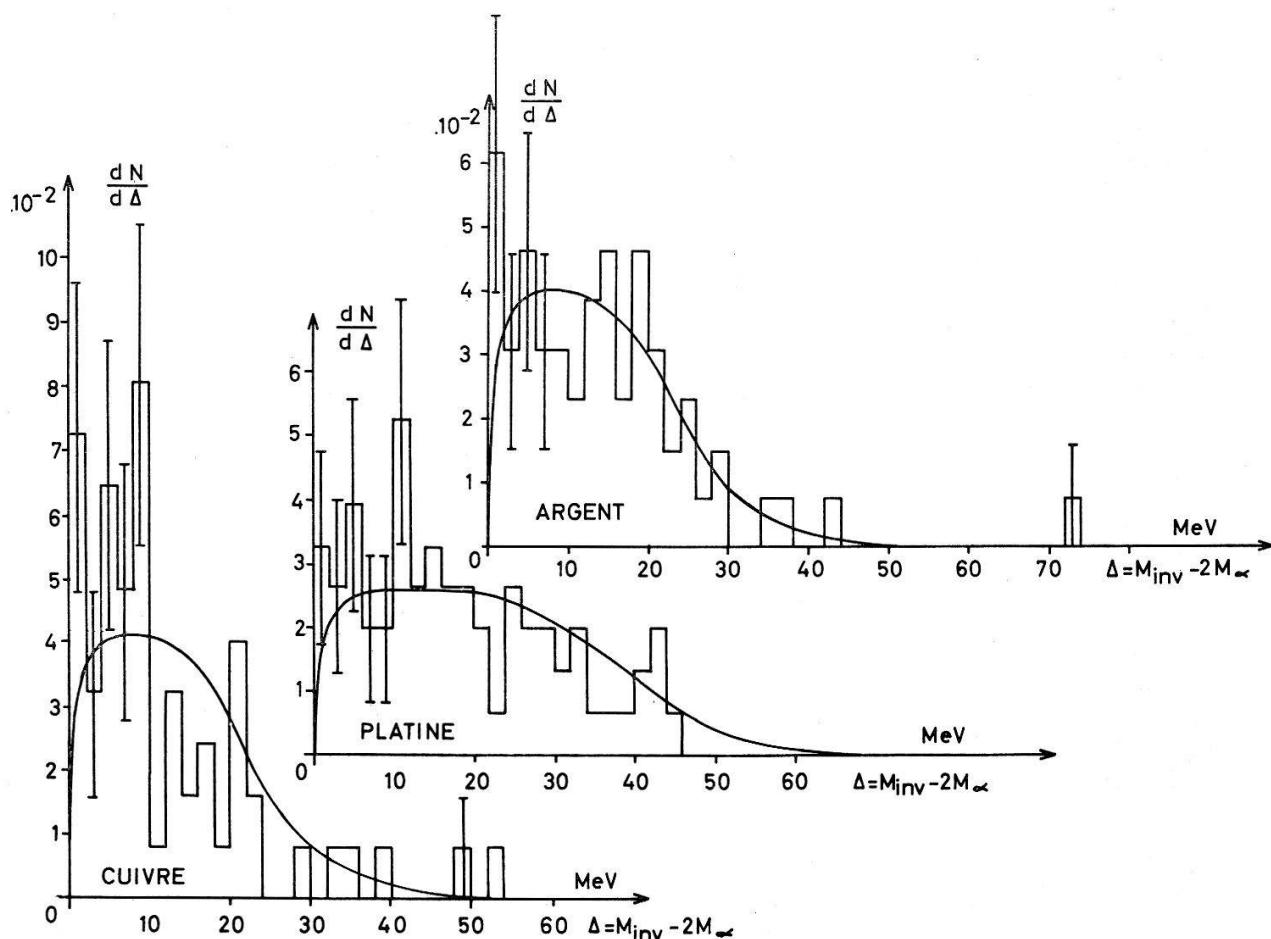


Figure 1

Distributions de masses invariantes non corrigées pour Cu, Ag et Pt. Les courbes continues sont les distributions pour des paires d'alphas émis isotropiquement, indépendamment les uns des autres.

Les histogrammes de la figure 1 représentent les distributions de masses invariantes ainsi obtenues pour les étoiles de Cu, Ag et Pt. La courbe continue est la distribution attendue pour les paires formées à partir des particules alphas émises isotropiquement et indépendamment les unes des autres. Ce «bruit de fond» a été déterminé en lissant un histogramme obtenu numériquement sur ordinateur IBM 7040 de la manière suivante: Nous avons calculé les masses invariantes  $M_{ijk}$  de paires alphas hypothétiques d'énergies cinétiques  $T_i$  et  $T_j$  d'après la formule:

$$M_{ijk} = [(2 M_\alpha + T_i + T_j)^2 - (P_i^2 + P_j^2 - 2 P_i P_j \cos \phi_k)]^{1/2},$$

$\cos \phi_k$  variant de  $-0,95$  à  $+0,95$  par pas de  $0,10$ ;  $T_i$  et  $T_j \geq T_i$  variant par pas de  $2 \text{ MeV}$ . L'histogramme sus-mentionné a été construit en tenant compte de la probabilité  $p(T)$  d'émission d'une particule alpha d'énergie cinétique  $T$ , probabilité déterminée à partir des spectres énergétiques expérimentaux [4, 5]; un poids  $[p(T_i) \cdot p(T_j)]$  a alors été attribué à chaque valeur de  $M_{ijk}$ . Sur chaque histogramme, on constate l'existence d'un pic pour une valeur de  $\Delta$  correspondant à celle du  $\text{Be}^8$ . Toutes les paires alphas ayant une masse invariante contenue dans le domaine  $0 < \Delta \leq 2 \text{ MeV}$  ont fait l'objet d'une analyse cinématique et un certain nombre de  $\text{Be}^8$  ont été identifiés dans chaque cas.

Tableau I

Nombre d'étoiles	$n = 0$	1	2	3	4	5	6
Cu	244	109	94	30	10	0	1
Ag	222	83	85	46	8	0	0
Pt	147	47	51	35	11	3	0
Ag-Br	201	28	33	59	51	20	9
Total	814	267	263	170	80	23	10
Nombre de paires alphas possibles	—	1	3	6	10	15	
Nombre possible de $\text{Be}^8$		1	1	2	2	3	
Poids par paire		1	1/3	1/3	1/5	1/5	

Les alphas provenant du processus  $\text{Be}^8 \rightarrow 2 \text{ He}^4$  ont alors été éliminés dans un second calcul du bruit de fond. Dans cette deuxième étape, nous avons attribué à chaque paire d'alphas un poids statistique qui tient compte de la multiplicité des alphas et du nombre possible de  $\text{Be}^8$  par étoile. Le tableau I donne ce poids statistique ainsi que la multiplicité des étoiles que nous avons étudiées. Les figures 2 et 3 montrent les distributions obtenues en tenant compte des remarques précédentes, le bruit de fond y est normé à l'unité.

### b) Rapport d'émission

Le tableau II donne les rapports d'émission  $\gamma_{\text{Be}^8}/\gamma_{\text{He}^4}$  pour les étoiles de Cu-Ag-Pt et pour celle d'Ag-Br.

Tableau II

	Cu-Ag-Pt	Ag-Br
$\gamma_{\text{Be}^8}/\gamma_{\text{He}^4}$	$1,6 \pm 0,5 \cdot 10^{-2}$	$2,75 \pm 0,8 \cdot 10^{-2}$

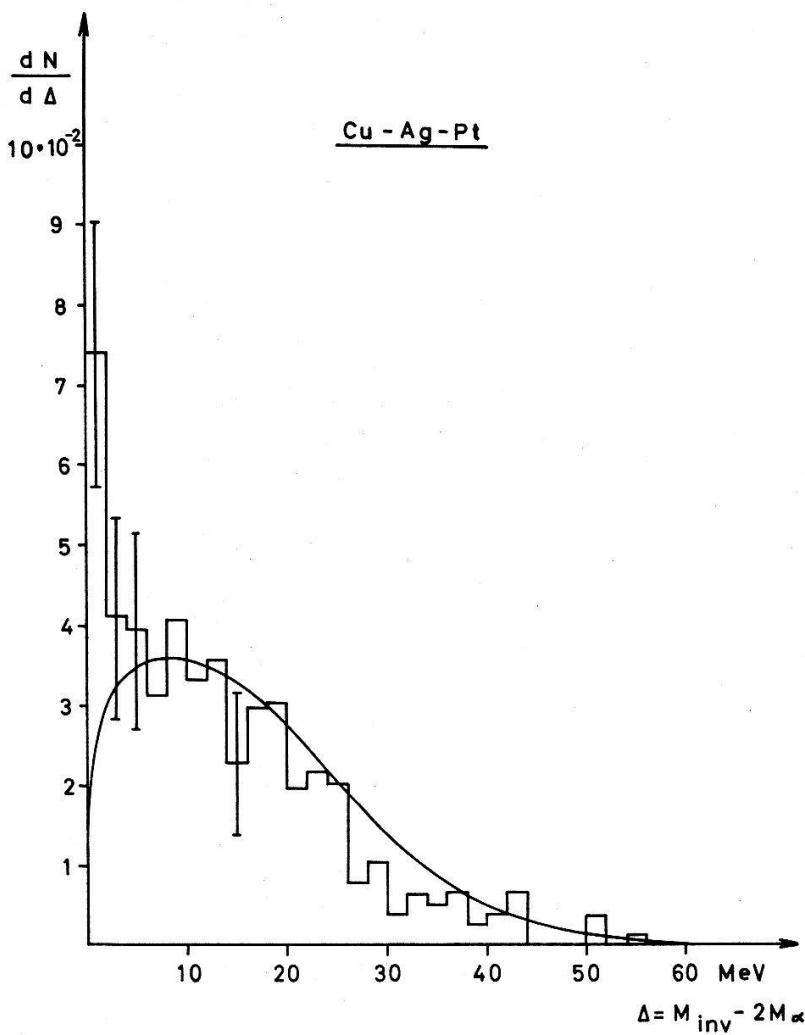


Figure 2

Distribution de masses invariantes corrigée pour Cu-Ag-Pt.  
Le bruit de fond de l'histogramme est normé à l'unité.

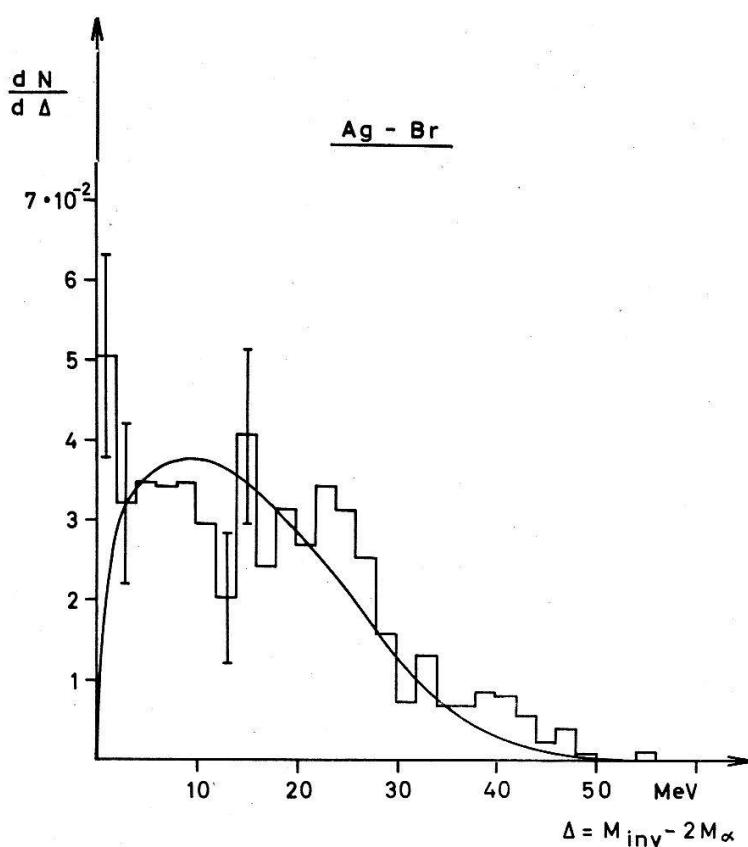


Figure 3

Distribution de masses invariantes corrigée pour Ag-Br. Le bruit de fond de l'histogramme est normé à l'unité.

Remarquons que ces rapports n'ont pas de relation directe avec les surfaces des pics des figures 2 et 3, puisque les étoiles ayant une seule branche alpha ne sont pas utilisées dans les calculs de masse variante.

Il nous paraît intéressant de noter que nous n'avons observé aucune «trace marteau» ( $\text{Li}^8 \rightarrow \text{Be}^8 + e^-$  ou  $\text{B}^8 \rightarrow \text{Be}^8 + e^+$ ) provenant des étoiles nucléaires faisant l'objet de cette recherche.

### 3. Discussion

#### a) *Énergies moyennes*

Dans la théorie de l'évaporation [3], les spectres énergétiques sont de la forme :

$$\frac{dN}{dT} = \text{const} \frac{T - V}{\Theta^2} \exp\left(-\frac{T - V}{\Theta}\right),$$

$\Theta$  étant la température nucléaire et  $V$  la barrière coulombienne. Il est facile de voir que l'énergie cinétique moyenne vaut  $\bar{T} = V + 2\Theta$ . La présence de particules alphas émises indirectement par la désintégration du  $\text{Be}^8$  dans le spectre alpha conduit à une diminution de l'énergie moyenne. En effet, pour ces  $\text{He}^4$  de désintégration, on a, étant donné la faible énergie de désintégration :

$$\bar{T}'_\alpha \cong \frac{1}{2} \bar{T}_{\text{Be}} = \frac{1}{2} V_{\text{Be}} + \Theta$$

alors que pour les alphas émis directement :

$$\bar{T}_\alpha = V_\alpha + 2\Theta.$$

Comme  $V_{\text{Be}} < 2V_\alpha$ <sup>3)</sup>, il est clair que  $\bar{T}'_\alpha < \bar{T}_\alpha$  pour une même température nucléaire  $\Theta$ . Par exemple, les émissions de  $\text{He}^4$  ou de  $\text{Be}^8$  [ $\rightarrow 2\text{He}^4$ ] à partir de  $\text{Mo}_{42}^{92}$  (noyau intermédiaire intervenant au cours des évaporations successives d'un noyau initial d'argent bombardé par des neutrons de 400 MeV) sont caractérisées par des énergies moyennes

$$\bar{T}_\alpha = 20,5 \text{ MeV} \text{ et } \bar{T}'_\alpha = 16,0 \text{ MeV}$$

(avec une température  $\Theta = 3$  MeV et  $r_0 = 1,3$  fermi dans l'expression de la barrière).

Tableau III

	Cu	Ag	Pt	Ag-Br
$\bar{T}'_\alpha$ [MeV]	13,8	14,7	20,7	15,6
$\bar{T}_\alpha$ [MeV]	10,4	9,4	16,7	14,9

Les énergies moyennes expérimentales sont consignées dans le tableau III. Pour Cu, Ag et Pt, on constate une nette différence entre  $\bar{T}'_\alpha$  et  $\bar{T}_\alpha$  dans le sens attendu; pour Ag-Br, la différence n'est pas significative, nous y reviendrons.

<sup>3)</sup> En effet, pour un noyau  $AZ$  les barrières  $V_\alpha$  et  $V_{\text{Be}}$  sont :

$$V_\alpha = \frac{(Z-2) 2 e^2}{r_0 [(A-4)^{1/3} + 4^{1/3}]}, \quad V_{\text{Be}} = \frac{(Z-4) 4 e^2}{r_0 [(A-8)^{1/3} + 8^{1/3}]}.$$

b) *Taux de production*

La figure 4 représente le rapport des probabilités d'émission des noyaux de  $\text{Be}^8$  et  $\text{He}^4$  en fonction de la température nucléaire  $\Theta$ . Cette courbe a été calculée d'après la théorie de HAGEDORN et MACKE [6] pour un noyau possédant  $A = 80$  nucléons. Ce rapport ne varie pas de manière sensible avec le nombre  $A$  de nucléons de noyau. Le tableau IV indique les températures initiales  $\Theta_i$  et finales  $\Theta_f$  [4, 5] ainsi que la température moyenne  $\Theta_m$  calculée d'après la formule  $\Theta_m = \sqrt{\Theta_i \Theta_f}$  [4]. On constate que ni le taux de production relatif dans Cu, Ag et Pt:  $\gamma_{\text{Be}^8}/\gamma_{\text{He}^4} = 16 \cdot 10^{-3}$  ni celui correspondant à Ag-Br, soit  $27,5 \cdot 10^{-3}$ , ne peuvent s'expliquer de manière satisfaisante par la théorie de l'évaporation. Ce désaccord nous incite à discuter les deux alternatives suivantes:

1° L'émission de  $\text{Be}^8$  se fait par un processus d'évaporation nucléaire; dans ce cas, la théorie sur laquelle est basée le rapport d'émission de la figure 4 n'est pas correcte. Si l'on s'en tient à l'aspect qualitatif de la courbe (figure 4), on est conduit à admettre que l'émission de  $\text{Be}^8$  se fait de préférence au début du phénomène d'évaporation.

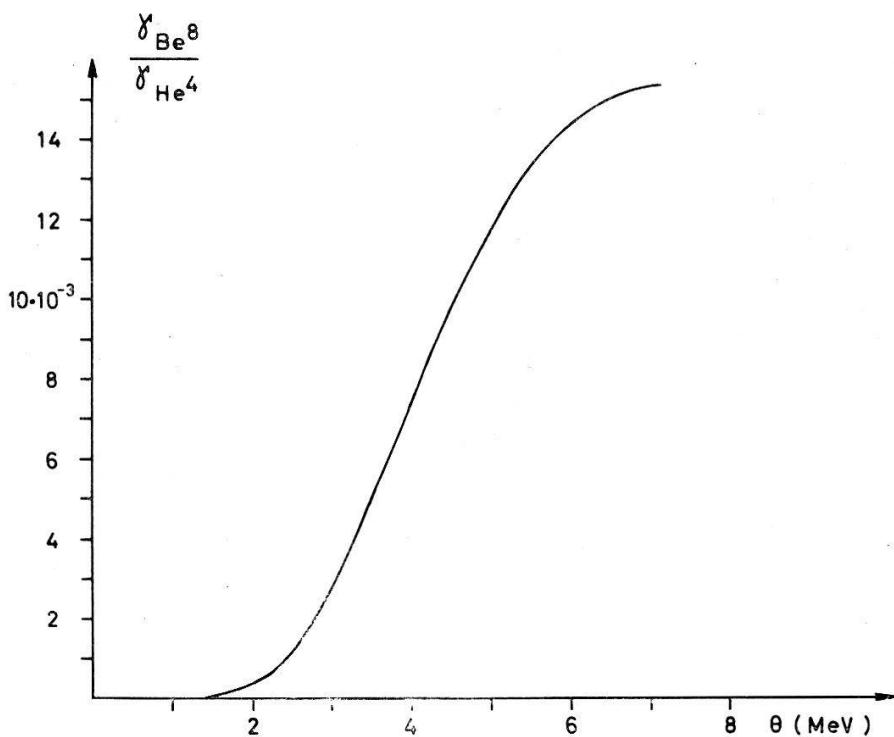


Figure 4

Rapport des probabilités d'émission des noyaux de  $\text{Be}^8$  et  $\text{He}^4$  en fonction de la température nucléaire. Cette courbe a été calculée d'après la théorie de HAGEDORN et MACKE [6].

2° Si au contraire l'émission de  $\text{Be}^8$  ne relève pas d'un phénomène d'évaporation nucléaire dans le sens de WEISSKOPF [7], il faut faire appel à un autre processus d'émission, antérieur à celui de l'évaporation. Une telle éventualité a déjà été invoquée par plusieurs auteurs [8, 9] pour expliquer l'émission anisotrope de particules alphas énergétiques (knock-out).

Tableau IV

		Cu	Ag	Pt	Ag-Br
$\Theta_i$	[MeV]	2,85	2,47	2,25	5,75
$\Theta_f$	[MeV]	1,55	1,29	0,99	1,72
$\Theta_m$	[MeV]	2,10	1,79	1,49	3,14

Dans les deux alternatives, nous sommes conduits à penser que les Be<sup>8</sup> sont émis avant la plupart des particules d'évaporation. Cette remarque trouve son appui expérimental dans le fait qu'à grande énergie d'excitation c'est-à-dire pour nos étoiles d'Ag-Br (voir tableau IV), le taux de production est non seulement plus élevé, mais aussi que l'énergie cinétique moyenne  $\bar{T}_\alpha'$  des alphas de désintégration du Be<sup>8</sup> n'est pas notablement inférieure à  $\bar{T}_\alpha$  dans ce cas (voir tableau III), comme on peut s'y attendre en comparant  $\bar{T}_\alpha'(\Theta_i)$  à  $\bar{T}_\alpha(\Theta_m)$ .

Nous tenons à remercier le Professeur J. ROSEL, directeur de notre institut, de l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Nos remerciements vont aussi au Dr C. BOVET qui a mis à notre disposition ses résultats concernant les étoiles produites par des protons de 600 MeV. Les calculs numériques ont été effectués sur l'ordinateur IBM 7040 du Centre de calcul électronique de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne; nous remercions le Professeur C. BLANC, directeur de ce centre, de son accueil bienveillant et de ses conseils. Ce travail a bénéficié de l'appui financier du Fonds National de la Recherche Scientifique.

### Bibliographie

- [1] R. SERBER, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- [2] K. J. LECOUTEUR, Proc. phys. Soc. A63, 259 (1950).
- [3] J. HARDING, S. LATTIMORE, D. PERKINS, Proc. Phys. Soc. A196, 325 (1949).
- [4] E. JEANNET, Bull. Soc. neuchâtel. Sci. nat. 86, 5 (1963).
- [5] C. BOVET, Helv. phys. Acta 37, 361 (1964).
- [6] R. HAGEDORN, W. MACKE, *Kosmische Strahlung*, W. HEISENBERG, Berlin 1953.
- [7] W. WEISSKOPF, Phys. Rev. 52, 295 (1937).
- [8] H. GAUVIN, M. LEFORT, X. TARRAGO, Nucl. Phys. 39, 447 (1962).
- [9] E. JEANNET, J. ROSEL, Helv. phys. Acta 36, 560 (1963).