

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL — FACULTÉ DES SCIENCES

Etude de l'évaporation nucléaire dans Ag
et Pt par émulsions en sandwich

THÈSE

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

CLAUDE ZANGGER
PHYSICIEN DIPLÔMÉ E. P. F.

BÂLE
IMPRIMERIE BIRKHÄUSER S. A.
1957

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des Sciences de l'Université de Neuchâtel
sur le rapport de Messieurs les professeurs J. ROSSEL,
CH.-G. BOISSONNAS et J.-P. BLASER, autorise l'impression
de la présente thèse intitulée:

*«Étude de l'évaporation nucléaire dans Ag et Pt par
émulsions en sandwich»*

sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont
contenues.

Neuchâtel, le 27 novembre 1956.

Le Doyen:

A. PERRET.

À MES PARENTS

Etude de l'évaporation nucléaire dans Ag et Pt par émulsions en sandwich

par Cl. Zangger

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Summary. The technique of sandwiching metal foils of different elements between nuclear emulsions is analysed in its application to the study of nuclear evaporation induced by cosmic rays in Ag and Pt at 3600 m above sea level.

The characteristics of the star size distributions and of the nuclear evaporation in the two elements are investigated with special emphasis on the anomalies in the energy spectrum of the emitted α -particles. Theoretical interpretations are discussed.

I. Introduction¹⁾²⁾³⁾⁴⁾.

A la suite des premières recherches expérimentales sur les étoiles enregistrées dans les émulsions photographiques (BLAU, WAMBACHER, SCHOPPER, STETTER, ORTNER, etc.; 1937—1940) et des premiers travaux théoriques sur le modèle statistique du noyau (BOHR, KALCKAR, WEISSKOPF; 1937), les principales caractéristiques de la production des traces noires peuvent s'interpréter comme évaporation nucléaire. Cependant, certaines incompatibilités persistent que les perfectionnements théoriques de BAGGE (1939—1944) ne parviennent pas à réduire complètement. Une fois la technique de l'émulsion nucléaire arrivée à maturité (1948 env.), les investigations de HARDING, LATTIMORE, PERKINS, PAGE, BERNARDINI, MANFREDINI, CORTINI, etc. (1949—1950) apportent un nombre considérable de précisions expérimentales qui dans l'ensemble paraissent en accord avec les prédictions de la théorie raffinée par LE COU-TEUR (1950—1952).

Sur la base d'un modèle statistique de noyau, composé de nucléons constituant un gaz de Fermi, supposé indéformable et à barrière de Coulomb partiellement transparente, une image satisfaisante et pour certains aspects quantitative du phénomène peut être donnée.

- Divers problèmes essentiels demeurent néanmoins en suspens :
- élargissement anormal du spectre d'énergie des particules α ,
 - émission de fragments lourds,
 - prédiction quantitative du rapport d'émission des différentes particules,
 - caractéristiques de l'excitation par la particule incidente.

D'autre part, il semble bien que différentes concordances trouvées entre théorie et expérience ne sont encore que fortuites. L'anomalie du spectre des α a suscité divers essais d'interprétation; le plus intéressant, développé par SÜSSMANN⁵⁾ et basé sur l'effet Doppler dû à une fission du noyau accompagnant l'évaporation, sera examiné ultérieurement dans ce travail.

La plupart des recherches expérimentales concernant l'évaporation nucléaire produite par les rayons cosmiques se rapportent à une altitude d'exposition standard d'environ 3600 m sur mer (Jungfraujoch); à ce point de vue, leur comparaison est facilitée. Par contre, l'interprétation de résultats pour les événements ayant leur origine dans l'émulsion est inévitablement perturbée par le fait que le noyau responsable ne peut être identifié avec certitude*). Une étude portant sur un spectre composé produit par Ag et Br en nombres de noyaux égaux est très mal justifiée pour les α . En effet, la différence des hauteurs V des barrières de Coulomb entre Ag et Br fixe le décalage en énergie E des spectres composants; or, pour la valeur moyenne de la température T d'excitation nucléaire à l'altitude du Jungfraujoch, cette différence devient comparable à la largeur attendue du spectre de chaque élément**). Pour ces raisons, une amélioration expérimentale s'impose.

Les procédés permettant d'identifier sans ambiguïté le noyau responsable d'une réaction sont les suivants :

1° *Contact unilatéral*, appliqué par HODGSON⁶⁾ à l'étude de l'évaporation nucléaire dans Pb (Jungfraujoch; C-2, épaisseur utile du Pb: 100 μ).

2° *Sandwiches*, utilisés par BARBOUR⁷⁾ pour l'étude de la section efficace de production des étoiles et l'étude des traces grises (ballon; G-5).

*) Dans une émulsion nucléaire normale, le groupe des noyaux lourds (Ag, Br) couvre environ 74% de la «surface géométrique nucléaire», le groupe des légers (C, N, O) 22% et l'hydrogène 4%. La seule discrimination sûre est l'attribution des étoiles ayant plus de sept traces au groupe lourd. Certains auteurs ont procédé par différence sur des sandwiches de gélatine.

**) Pour un noyau indéformable à barrière de Coulomb impénétrable: énergie moyenne du spectre: $E = 2T + V$; largeur théorique à mi-hauteur: $\simeq 2,4 T$ soit 4,1 MeV pour Ag (voir V, B); $V_{Br} \simeq 11,4$ MeV et $V_{Ag} \simeq 14,2$ MeV: ΔV (Ag—Br) $\simeq 2,8$ MeV.

3° Réseau de filaments ingérés dans l'émulsion, employé par SILVER et WANIEK⁶⁾ à la détection de réactions par les neutrons très rapides (G-5).

4° Enfin, tentative infructueuse d'introduction de poussières matérielles dans l'émulsion.

Étant donnés les essais et les résultats de HODGSON⁶⁾, nous avons jugé le procédé du sandwich, avec feuilles intermédiaires moins épaisses, plus adéquat à l'étude du spectre d'énergie des α . Nous étudions dans ce travail la mise au point et les limites d'application de la méthode et tentons de préciser les caractéristiques de l'évaporation, spécialement en ce qui concerne le comportement anormal des α . Nous choisissons pour cibles deux noyaux lourds pour lesquels la théorie statistique est susceptible de s'appliquer, soit Ag (permettant le raccordement aux résultats connus extraits de l'émulsion) et Pt.

II. Méthode expérimentale.

A. Description générale.

Les sandwiches sont réalisés au moyen d'émulsions *Kodak NT-2a* (100μ ; $2,5 \times 7,5$ cm) sur support de verre et de feuilles métalliques de Ag ($32,0 \mu$) et de Pt ($20,4 \mu$) soigneusement laminées et recuites sous presse*); ils sont maintenus sur leurs grands côtés par de longues pinces-ressort.

L'irradiation (78 jours) est effectuée à la *Station alpine du Jungfrauoch* sous la coupole de l'observatoire Sphinx (3600 m sur mer). Les cibles se trouvent juxtaposées horizontalement dans un boîtier plat en Al peu épais (2 mm), étanche et rempli d'azote sec.

Le développement des émulsions est obtenu par obturation thermique au moyen des solutions usuelles.

L'exploration***) et la reconstruction géométrique des étoiles sont exécutées sur le sandwich: l'exploration par optique binoculaire de grossissement $225 \times$ (diamètre du champ de vue $\approx 750 \mu$) et la reconstruction par projection cotée normale, d'agrandissement $380 \times$ (un miroir monté sur tube monoculaire incliné projette l'image sur une planche à dessin horizontale). La Fig. 1 montre une microprojection d'étoile.

*) Nous tenons à remercier M. A. K. FOROUD, Dr. ing., de Métaux Précieux S. A., de son obligeance dans la préparation des feuilles.

**) L'exploration consiste à rechercher systématiquement toute trace qui est sans continuation dans l'émulsion opposée, puis les traces qui, à l'intérieur des critères de mesure (IV. A), peuvent se combiner avec la première en une étoile d'au moins deux branches.

B. Difficultés particulières.

Destruction électrochimique des sandwichs.

Les métaux (Al, Fe, etc.) dont le potentiel électrochimique est supérieur à celui de AgBr se corrodent à partir des zones de contact métal-émulsion qui opèrent avec l'humidité comme piles galvaniques; ils réduisent Ag à l'état métallique et se transforment en bromures, sels généralement très hygroscopiques, en oxydes et en hydroxides, observables au microscope (la forte action hygroscopique du phénomène est caractérisée par l'observation suivante: dans une ambiance desséchée, l'appel d'humidité cause au voisinage immédiat et encore intact de la zone

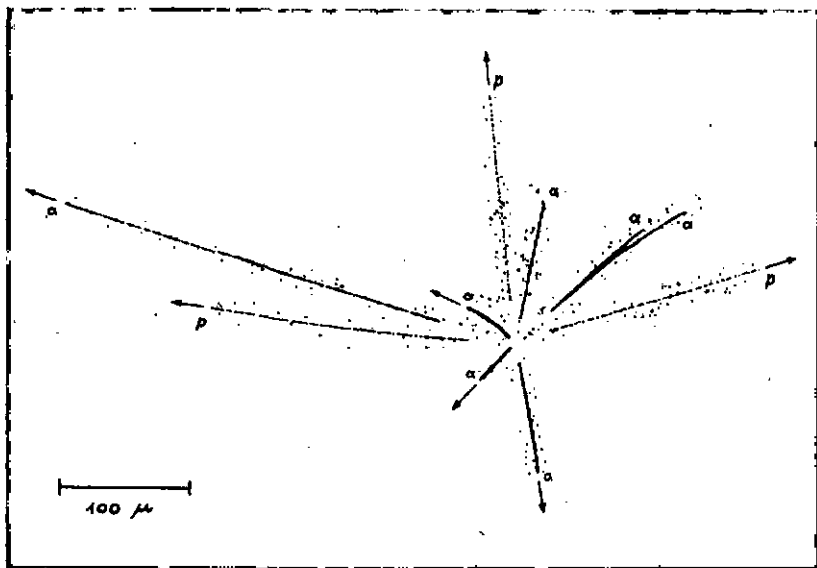


Fig. 1.

Photo-mosaïque des traces d'une étoile de Pt inscrites dans l'émulsion inférieure (agrandissement 165 ×).

Les branches marquées d'une flèche aboutissent dans le support de l'émulsion.

de contact une réticulation suffisante de l'émulsion pour provoquer un craquelèment*); ce dernier par contre n'apparaît pas pour des conditions normales d'humidité ambiante). L'humidité de l'émulsion provoque une détérioration progressive et totale du sandwich, et cela d'autant plus rapidement que l'écart des potentiels électrochimiques en compétition est élevé et que l'humidité ambiante est forte. Dans des conditions hygrométriques normales, un sandwich de Al est détruit en quelques jours, un sandwich de Fe en quelques semaines: émulsion et métal se sont fondus en une glu de la couleur caractéristique des nouveaux sels formés. L'application d'une mince couche isolante est indispensable pour ces métaux, superflue pour Ag et Pt.

*) Il subsiste toujours une humidité résiduelle dans l'émulsion.

Destruction mécanique des sandwiches.

La gélatine étant hygroscopique, les émulsions sont soumises à une intense sollicitation mécanique interne pendant les brusques variations des conditions hygrométriques qui leur sont imposées au début et à la fin du séjour dans l'azote sec (par manque d'expérience, nous avons en effet omis de ralentir les transitions hygrométriques). Durant les heures qui suivent le démontage des sandwiches, après l'ouverture du boîtier étanche, certaines émulsions brisent leur support, d'autres se décolent, se recroquevillent sur elles-mêmes, parvenant à arracher parfois une esquille de verre du support. Utilisant des émulsions de 100μ , resp. 200μ d'épaisseur, nous avons perdu de cette manière environ 30%, resp. 70% des sandwiches.

Amélioration de la netteté d'observation de l'émulsion inférieure.

Un bon contact optique entre émulsions, obtenu au moyen d'une couche de baume du Canada, améliore sensiblement la netteté de l'émulsion inférieure. Pour les épaisseurs d'émulsion adoptées, le voile n'affecte ainsi qu'imperceptiblement la netteté d'observation des couches les plus profondes du sandwich.

Alignement des deux émulsions développées.

L'alignement est obtenu d'abord approximativement par superposition de repères inscrits en divers endroits du sandwich au moyen de rayons X (taches d'environ 150μ de diamètre), puis, exactement, par superposition des deux centres de quelques étoiles riches en traces. A cet effet, les sandwiches sont sertis dans une monture rectangulaire munie sur ses quatre côtés d'une paire de vis de réglage fin pour chaque plaque. La précision de l'alignement n'est limitée que par la distorsion des émulsions.

Distorsions des émulsions.

Lors du développement, nous avons respecté les principales règles visant à rendre minimale la réticulation des émulsions, à savoir: changements progressifs de la température, températures peu élevées, position horizontale, séchage lent et, plus particulièrement pour la fixation, variation progressive de la concentration saline et faible agitation. La principale cause des distorsions assez fortes constatées dans nos émulsions est à rechercher dans l'intense sollicitation mécanique interne signalée plus haut. Néanmoins, la difficulté causée par les distorsions pour l'identification sûre des étoiles pauvres est facilement surmontée. Les deux centres de chaque étoile riche, obtenus par les tangentes aux traces à la surface des deux émulsions, définissent un décalage relatif (alignement + distorsion) que nous relevons sur une carte topographique du sandwich. Cette dernière permet alors une interpolation suffisamment précise de cet écart. La moyenne des écarts enregistrés est de l'ordre de 10μ pour le sandwich de Ag et de 4μ pour celui de Pt, pourtant traité de manière identique. Des observations auxiliaires ont été effectuées au moyen de traces individuelles dans des sandwiches vierges.

Facteur d'affaissement de l'émulsion.

Une connaissance précise du facteur d'affaissement est indispensable pour la reconstruction géométrique, en particulier pour la détermination locale de l'épaisseur de la couche de gaz située entre métal et émulsions (III). Il est mesuré par la méthode de l'ellipse au moyen de traces α de Po issues de pollutions déposées sur la surface d'émulsions de contrôle; ces traces s'inscrivant pendant l'exposition aux rayons cosmiques, la méthode tient compte automatiquement de l'influence des

conditions hygrométriques extrêmes; l'effet des fluctuations hygrométriques du laboratoire lors de la mesure est négligeable. Une mesure de contrôle au comparateur mécanique, corrigée pour les conditions extrêmes d'humidité, reconpe très bien la valeur obtenue: $2,35 \pm 0,06$.

Effacement de l'image latente.

Le phénomène du fading est rendu inoffensif par le maintien des sandwichs dans un gaz inerte sec (N_2). Des émulsions de contrôle irradiées de l'extérieur par les α de Po sur deux portions de surface distinctes, l'une avant, l'autre après l'exposition aux rayons cosmiques, indiquent un taux de fading inférieur à 5%. La discrimination $\alpha-p$ n'est ainsi pas affectée.

Discrimination $\alpha-p$.

Nous discriminons uniquement entre traces de particules simplement chargées ($_1H^1$ en grande majorité, $_1H^2$, $_1H^3$) que nous appellerons protons (indice 1) et traces de particules doublement chargées ($_2He^4$ en grande majorité, $_2He^3$) que nous appellerons alphas (indice 2), les fragments plus lourds étant pratiquement éliminés par le procédé du sandwich. L'émulsion NT-2a choisie assure une discrimination $\alpha-p$ meilleure que l'émulsion G-5 dans le domaine des énergies d'évaporation; elle restreint l'étude des étoiles à la catégorie des traces noires qui sont les seules à être prises en considération dans tout ce travail: $E_p < 25 \text{ MeV}$, $E_\alpha < 50 \text{ MeV}$.

Les particules s'arrêtant dans l'émulsion sont aisément identifiées grâce aux comportements caractéristiques différents des α et p en fin de parcours. Les particules sortant de l'émulsion sont discriminées en comparant la densité de grains de leurs traces avec celle de traces complètes et identifiées d'étoiles contenues dans l'émulsion; cela nécessite un développement parfaitement homogène ou un contrôle local à chaque détermination.

Pour cette seconde catégorie de particules, la discrimination par la densité de grains prête à confusion aux énergies faibles des p et grandes des α , mais cette incertitude est levée par l'observation du taux de variation de la densité de grains. D'autre part, la fréquence d'enregistrement de traces de ce type est très faible.

III. Imprécisions expérimentales.

A. Distributions des étoiles.

Il faut s'assurer:

a) que les conditions de distorsion, de fond de traces simples et les erreurs de reconstruction permettent de contrôler efficacement la convergence géométrique des branches des étoiles pauvres afin d'éviter la détection d'étoiles factices et la perte d'étoiles réelles;

b) que la diffusion coulombienne nucléaire de particules indépendantes ne constitue pas une source d'étoiles factices lors de la reconstruction.

a) Les émulsions n'étant pas rigoureusement planes, il existe de chaque côté de la feuille métallique une couche de gaz d'épaisseur δ variable qui complique le contrôle de la corrélation géométrique de traces situées de part et d'autre. La reconstruction d'étoiles riches

(ou de traces individuelles traversant le sandwich) détermine avec précision l'écart vertical local séparant les surfaces des deux émulsions (c'est-à-dire aussi la valeur de δ moyenne sur les deux côtés) que nous reportons sur une carte topographique du sandwich. Pratiquement, cette dernière permet d'interpoler l'écart vertical à l'emplacement des étoiles pauvres dont la reconstruction définit alors l'écart horizontal des émulsions; ce dernier doit être compatible avec celui que nous extrayons de la carte topographique des décalages horizontaux. Les différences observées entre les deux valeurs représentent un cercle d'imprécision globale pour la reconstruction, de rayon $a \simeq 5 \mu$.

Le problème étant ainsi ramené à une coïncidence dans le plan, le nombre attendu d'étoiles factices à ϱ branches produites sur une surface horizontale $s = \pi a^2$ à partir d'une densité superficielle n de traces vaut:

$$\frac{(n \cdot s)^{\varrho} \cdot e^{-(n \cdot s)}}{\varrho!}$$

Pour $\varrho = 2$, n ne comprend que les traces individuelles sans continuation dans l'émulsion opposée ($n \simeq 6,3 \text{ mm}^{-2}$); le rapport (étoiles factices)/(étoiles réelles) se monte à 6% (estimation extrême!).

Pour $\varrho = 3$, n comprend toutes les traces individuelles ($n \simeq 33,5 \text{ mm}^{-2}$); le même rapport tombe à 2‰ (estimation extrême!).

Avec nos émulsions semi-sensibles, la mesure est donc objective depuis $\varrho = 2^*$). Le choix de l'épaisseur de la feuille métallique est alors un compromis entre le rapport (production des étoiles)/(fond de traces individuelles) d'une part et les probabilités d'enregistrement des étoiles d'autre part.

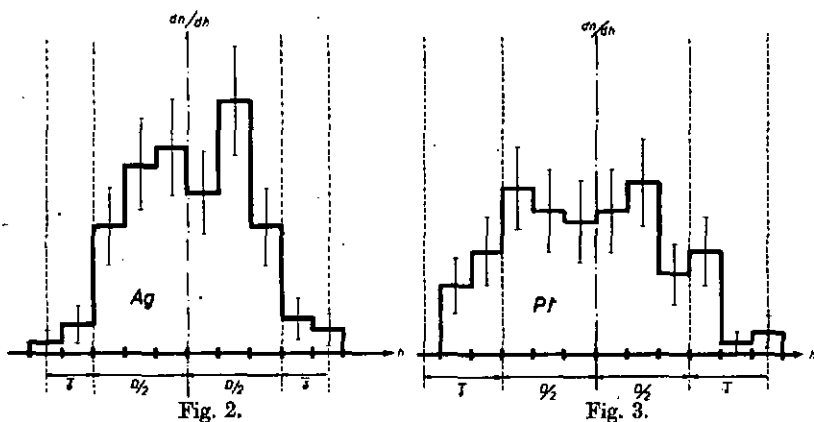
b) Pour éviter les conflits avec les nombreuses traces individuelles faiblement diffusées et avec les quelques cas de fortes distorsions, nous n'avons pris en considération que les étoiles $\varrho = 2$ d'ouverture angulaire $0^\circ \leq \lambda \leq 144^\circ$ et corrigé le nombre obtenu sur la base de l'isotropie spatiale. Si nous utilisons la formule de Rutherford en y introduisant les valeurs les plus défavorables, nous trouvons que le nombre de traces individuelles diffusées telles que $\lambda \leq 144^\circ$ est au maximum égal au nombre d'étoiles $\varrho = 2$ réelles. Tenant en outre compte du fait que nous nous aidons de la variation de la densité de grains pour éliminer ces étoiles fictives, nous sommes en mesure d'affirmer l'objectivité du résultat acquis. L'émulsion G-5 serait prohibitive sous ce rapport.

*) Un essai préliminaire a établi que pour des émulsions sensibles aux électrons la limite de sécurité devrait être choisie à la valeur minimale $\varrho = 3$ pour laquelle le rapport (étoiles factices)/(étoiles réelles) $\simeq 8\%$.

Nous avons utilisé le même critère et la même correction pour les étoiles $\rho = 3$ et 4 ($\lambda \leq 162^\circ$ appliqué à chacune des paires de traces) pour éviter les conflits avec quelques cas de fortes distorsions ($\rho = 3$) et avec les étoiles factices ($\rho = 4$).

B. Spectres d'énergie.

Les spectres d'énergie sont établis par mesure des parcours partiels dans le métal et dans l'émulsion à partir des traces s'arrêtant dans l'émulsion. La couche de gaz (épaisseur moyenne sur tous les événements retenus $\delta \simeq 9 \mu$ pour les deux sandwiches) est sans effet sensible sur le freinage des particules et sur la mesure du nombre des étoiles; mais elle rend impossible une détermination univoque de la position intermédiaire de la feuille. Nous avons admis a) qu'elle était exactement médiane chaque fois que la position du centre reconstruit tombe dans le métal, sinon b) en contact intime avec l'émulsion la plus proche du centre. Nous avons toujours tenu compte de la valeur locale de δ .



Distributions des positions verticales des centres d'étoile.

h = distance verticale du centre d'étoile au plan médian inter-émulsions.

dn/dh = nombres d'étoiles par intervalle de hauteur.

D = épaisseur de la feuille métallique.

Les Figures 2 et 3 montrent un contrôle statistique de la position intermédiaire de la feuille. L'histogramme est symétrique pour le sandwich de Ag, plus peuplé vers la gauche pour le sandwich de Pt; 8% des étoiles de Ag ont nécessité l'alternative b) ci-dessus, 27% pour Pt. Calculant la fréquence de ces cas sur la base de l'équiprobabilité de la position entre les deux émulsions, nous obtenons pour

Ag 12% et pour Pt 18%. Ces chiffres indiquent que la feuille de Ag avait entre les émulsions une position plus favorable que celle de Pt. L'incertitude d'énergie résultante ΔE correspondant à ΔR tel que

$$\Delta R \simeq \frac{\bar{\delta}}{\cos \vartheta} \simeq 2 \bar{\delta}$$

(ϑ = angle d'inclinaison avec la normale au sandwich) est de l'ordre de la largeur de classe des histogrammes; la comparaison des spectres de Ag et de Pt est valable, car notre choix de l'épaisseur de feuille D assure que l'expression $Ds/\bar{\delta}$, où s = pouvoir de freinage du métal, a sensiblement la même valeur pour les deux éléments. Une amélioration technique du sandwich au point de vue de la résolution en énergie est souhaitable et possible.

IV. Corrections expérimentales.

Le calcul des pertes de traces et d'étoiles est basé sur l'hypothèse de l'*isotropie spatiale* des traces d'évaporation dans le système du laboratoire. Cette hypothèse est satisfaite de manière suffisante: nous obtenons pour les protons un excès de traces vers le bas (nombre vers le bas moins nombre vers le haut sur nombre total) de $0,07 \pm 0,07$ dans Ag et $0,17 \pm 0,08$ dans Pt, pour les α des excès de $0,23 \pm 0,16$ resp. $0,27 \pm 0,13$.

A. Probabilités d'enregistrement des traces.

Pour mesure géométrique de l'énergie E d'une particule, nous prenons le chemin total R que cette particule aurait pu parcourir dans l'élément de la feuille intermédiaire. La probabilité d'enregistrement $p(R)$ d'une trace se réduit alors au calcul d'un angle spatial pris en moyenne sur l'épaisseur de la feuille métallique (Fig. 4):

$$p(R) = 2 \cdot \frac{1}{2D} \int_0^D dx \int_{\vartheta_{\min}(x,R)}^{\vartheta_{\max}(x,R)} \sin \vartheta d\vartheta.$$

Les limites de ϑ sont définies par nos critères de mesure et par la restriction aux traces s'arrêtant dans l'émulsion ou pouvant la traverser.

Critère 1 ($e \geq 1/3 L$): La trace doit avoir dans l'émulsion un parcours géométrique e supérieur au tiers du parcours initial L hors de l'émulsion. Ce critère est requis par une saine reconstruction géométrique de l'étoile.

La perte d'énergie dans la couche de gaz étant négligeable, nous avons pour l'équivalence des parcours dans l'émulsion $e \cdot S = R - x/\cos \vartheta$ où S est le pouvoir d'arrêt de l'émulsion relatif à l'élément intermédiaire; avec la condition $e = 1/3 L$ et la relation géométrique $L = (x + \delta)/\cos \vartheta$, il vient pour limite:

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_1(x, R) = \arccos \left[\frac{x}{R} \left(1 + \frac{S}{3} \right) + \frac{\delta}{R} \frac{S}{3} \right].$$

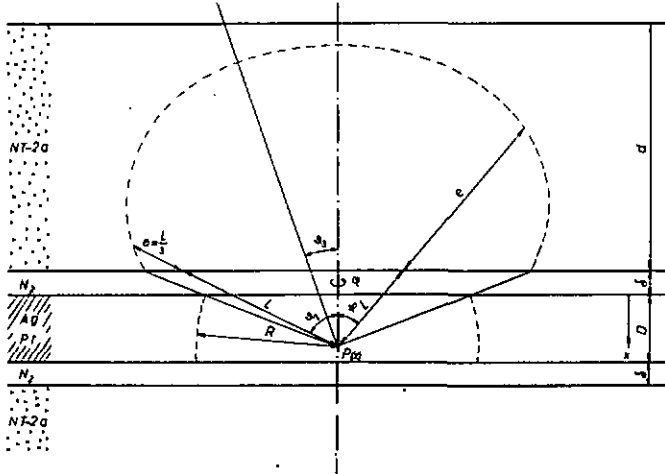


Fig. 4.

Coupe idéalisée du sandwich.

δ ne varie pratiquement pas sur un champ de vue.

Critère 2 ($L < \varrho$): La trace doit émerger dans l'émulsion à une distance du centre d'étoile inférieure au rayon ϱ du champ de vue ($\varrho/(D + \delta) \approx 8$):

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_2(x) = \arccos \frac{x + \delta}{\sqrt{\varrho^2 + (x + \delta)^2}}.$$

Critère 3 ($\vartheta \geq 20^\circ$): Les traces d'inclinaison ϑ inférieure à 20° sont exclues pour faciliter le travail de discrimination:

$$\vartheta_{\min} = \vartheta_3 = 20^\circ$$

Cas I: Nous ne considérons que les traces s'arrêtant dans l'émulsion. A la surface extérieure de l'émulsion, l'équivalence des parcours donne $R = x/\cos \vartheta + (d/\cos \vartheta) \cdot S$; il vient pour limite:

$$\vartheta_{\min} = \vartheta_1(x, R) = \arccos \left(\frac{x}{R} + \frac{d}{R} \cdot S \right).$$

Cas II: Nous tenons compte des traces traversant l'émulsion:

$$\vartheta_{\min} = \vartheta_{II} = \vartheta_3.$$

Le calcul numérique des cas I et II a permis l'établissement de courbes de probabilité d'enregistrement qui nous ont servi à déterminer les corrections pour les différentes énergies.

Le passage de $p(R)$ à $p(E)$ pour les deux groupes de particules et les deux éléments est donné par les relations $R(E)$; dans le calcul numérique de $p(R)$, nous tenons compte de la variation, avec l'énergie, des pouvoirs d'arrêt de l'émulsion relatifs aux éléments en adoptant leurs valeurs successives sur plusieurs domaines d'énergie suffisamment étroits. Nous avons utilisé les relations $R(E)$ indiquées par ARON-HOFFMAN-WILLIAMS⁹⁾ pour Al, Cu, Ag, Pb et par ROTBLATT¹⁰⁾ pour l'émulsion en atmosphère sèche; la relation $R(E)$ dans Pt est obtenue par interpolation sur Z des pouvoirs d'arrêt atomiques des autres éléments sur une même gamme d'énergie.

Il est justifié dans notre application de prendre la moyenne de la probabilité sur l'épaisseur de la feuille métallique et de la considérer comme fonction de l'énergie; en effet, même dans le cas le plus défavorable des α , l'énergie maximale ΔE ($\Delta R = D/\cos \vartheta \simeq 16$ MeV perdue dans la feuille est encore inférieure à la plupart des énergies du spectre. D'autre part, l'adoption de la position médiane de la feuille pour la mesure des parcours partiels et le choix pour δ d'une valeur moyenne sur tous les événements retenus n'affectent pas le résultat de manière sensible.

Rappelons que pour l'établissement des spectres, nous ne prenons en considération que les traces s'arrêtant dans l'émulsion; l'inverse de la probabilité $p(E)$ pour le cas I est donc le facteur correctif de l'ordonnée.

B. Probabilités d'enregistrement des étoiles.

Pour l'établissement des distributions d'étoiles, nous tenons compte des traces traversant l'émulsion et attribuons à chacun des 2 groupes de particules une probabilité d'enregistrement p moyenne. Celle-ci est calculée à partir du spectre énergétique correspondant, établi selon la méthode décrite sous A; nous la déterminons graphiquement:

$$p_{1,2} = \frac{\int_{E=0}^{\infty} p_{1,2}(E) \cdot n_{1,2}(E) \cdot dE}{\int_{E=0}^{\infty} n_{1,2}(E) \cdot dE}$$

	Ag	Pt
p_1	0,755	0,804
p_2	0,541	0,685

(dans cette formule, les probabilités $p(E)$ correspondent au cas II).

Supposant le rapport d'émission $[\alpha/p]$ sensiblement constant (ce qui n'est pas incompatible avec les résultats expérimentaux) et sa valeur moyenne sur toutes les étoiles égale à 0,38 pour Ag et 0,40 pour Pt (voir V, D), nous pouvons considérer les traces des deux groupes

de particules comme équivalentes pour la détectabilité des étoiles et leur attribuer une probabilité d'enregistrement p pondérée sur les deux groupes:

$$p = \frac{p_1}{1 + [\alpha/p]} + \frac{p_2}{1 + [p/\alpha]}.$$

	Ag	Pt
p	0,70	0,77

La probabilité qu'une étoile de ν branches donne q branches détectables dans les émulsions vaut alors:

$$P_q^\nu = \binom{\nu}{q} p^q (1-p)^{\nu-q}$$

et la probabilité totale que cette étoile soit enregistrée est:

$$P_\nu = \sum_{q=2}^{\nu} P_q^\nu = 1 - P_0^\nu - P_1^\nu.$$

Appelant N_ν les nombres réels d'étoiles et N_q les nombres mesurés et faisant état du fait que la distribution réelle est sensiblement de forme exponentielle ($N_\nu = N_0 e^{-\xi \cdot \nu}$), nous pouvons écrire l'enregistrement effectif des N_ν de deux manières équivalentes et les égaler:

$$N_\nu \cdot P_\nu = \sum_{q=2}^{\nu} \left[N_q \cdot \frac{e^{-\xi \cdot \nu} P_q^\nu}{\sum_{\lambda=q}^{\infty} e^{-\xi \cdot \lambda} P_\lambda^\nu} \right].$$

Le second facteur dans la parenthèse représente la fraction des étoiles à q branches enregistrées provenant exclusivement des étoiles à ν branches réelles.

$$\text{Or:} \quad \sum_{\lambda=q}^{\infty} e^{-\xi \cdot \lambda} P_\lambda^\nu = \frac{p^q e^\xi}{[e^\xi - (1-p)]^{q+1}}.$$

Ainsi:

$$N_\nu = \frac{(1-p)^{\nu+1}}{e^{\xi(\nu+1)} \cdot p^\nu} \cdot \sum_{q=2}^{\nu} \left[N_0 \cdot \binom{\nu}{q} \cdot \left(\frac{e^\xi}{1-p} - 1 \right)^{q+1} \right].$$

Nous déterminons ξ au moyen de cette formule par approximations successives (à partir d'une première valeur arbitraire de ξ , nous calculons la distribution N_ν ; celle-ci permet de définir une nouvelle valeur de ξ qui est utilisée pour un second calcul de la distribution, et ainsi de suite). Le procédé converge rapidement; il a le grand avantage d'effacer les fluctuations statistiques des valeurs N_q individuelles, c'est-à-dire pratiquement d'assurer un tracé précis pour la droite $\ln N_\nu/N_0 = -\xi \cdot \nu$ (voir V, A).

Le nombre total des étoiles est donné par :

$$N = \sum_{\nu=2}^{\infty} N_{\nu}$$

et le nombre moyen de traces par étoile vaut :

$$\bar{\nu} = \frac{\sum_{\nu=2}^{\infty} \nu N_{\nu}}{\sum_{\nu=2}^{\infty} N_{\nu}}$$

Ce principe de correction peut aussi s'appliquer avec la restriction $\varrho \geq 3, 4, \dots$ au moyen d'une formule identique. Il est également utilisable en tenant compte des deux groupes de particules (aucune supposition sur $[\alpha/p]$) par l'introduction de probabilités mixtes, mais l'ampleur des calculs exigerait l'utilisation d'un procédé mécanique et supposerait une statistique d'événements plus rentable.

Afin d'estimer l'influence de la répartition en ϱ des probabilités P_{ϱ}^{ν} dans notre application, nous avons essayé de supposer que toutes les étoiles réelles de ν branches sont détectées comme étoiles à exactement $\varrho = p\nu$ branches, ce qui conserve le caractère exponentiel pour la distribution expérimentale observée ($N_{\varrho} = N_0 e^{-\nu \cdot \varrho}$). Les valeurs de ξ ainsi obtenues ($\xi = p\nu$) sont inférieures d'environ 10% à celles déduites par le procédé ci-dessus.

Signalons à titre indicatif que le système d'équations

$$N_{\varrho} = \sum_{\nu=\varrho}^{\infty} N_{\nu} P_{\varrho}^{\nu}$$

permet de déterminer à partir d'une distribution réelle N_{ν} connue les valeurs attendues pour la distribution observée. Ce système est par contre inadéquat pour le problème inverse qui est le nôtre; sa solution analytique

$$N_{\nu} = \sum_{\varrho=\nu}^{\infty} N_{\varrho} P_{\varrho}^{\nu} (-p)^{-(\nu+\varrho)}$$

aboutit à un non-sens du point de vue statistique.

V. Résultats et discussion.

Les résultats sont basés sur la mesure de toutes les étoiles $\varrho \geq 2$ trouvées sur une surface de 7,84 cm² d'un sandwich de chaque élément. Les erreurs indiquées sont de nature statistique (erreur quadratique moyenne). Afin d'exclure les étoiles de pollutions radio-

actives ou de désintégrations à faible énergie, nous avons exigé des étoiles qu'elles aient au moins un proton d'énergie $E > 4$ MeV ou une particule α d'énergie $E > 9$ MeV. Rappelons d'autre part notre restriction aux traces noires:

$$E_p < 25 \text{ MeV et } E_\alpha < 50 \text{ MeV.}$$

A. Distributions et productions totales des étoiles.

Les résultats reposent sur l'ensemble des traces noires s'arrêtant dans l'émulsion ou la traversant; ils sont reproduits aux Figures 5 et 6.

Notre procédé de correction, qui a l'avantage d'égaliser les fluctuations statistiques des mesures individuelles N_p , permet de baser

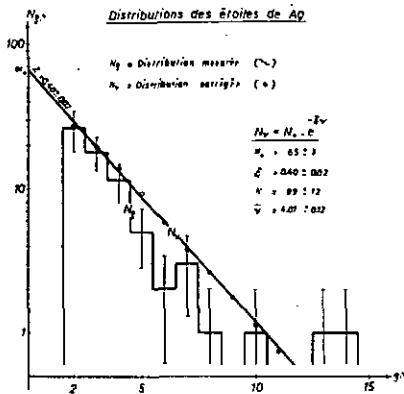


Fig. 5.

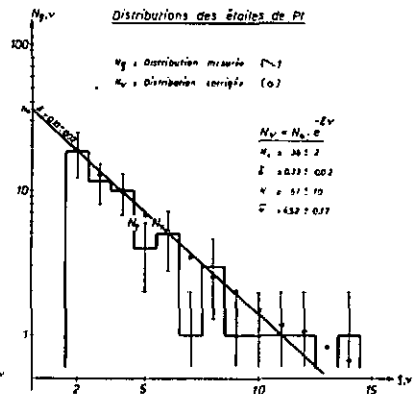


Fig. 6.

Les erreurs indiquées sont celles portant sur les nombres.

la détermination de ξ sur des distributions relativement pauvres (ici 60 à 70 étoiles). Les approximations successives de ξ nous ont conduits pour Ag de 0,37 à 0,39 et de 0,43 à 0,41 et pour Pt de 0,37 à 0,34, puis de 0,34 à 0,33 et de 0,30 à 0,32. L'erreur indiquée pour ξ est l'incertitude du tracé de la droite. La perte totale d'étoiles se monte à 22% pour Ag et 13% pour Pt.

BARBOUR⁷⁾ donne une représentation graphique $\xi(Z)$ construite sur diverses valeurs de la littérature. Nous la transformons dans la représentation $1/\xi(A)$ plus suggestive de la fig. 7 ($1/\xi$ est une indication pour le nombre moyen de traces).

Les valeurs indiquées par C-2 sur ce graphique sont défavorables car elles englobent les traces noires et une proportion de traces grises qui dépend du degré de développement; de même la valeur Pb qui est très imprécise et les valeurs CNO dont la détermination par Barbour nous paraît aléatoire. Les valeurs G-5 et NT-4 englo-

bent à la fois traces noires et grises ($g > 1,4 g_{\min}$); nos valeurs $NT \cdot 2a$ ne concernent que les traces noires ($g > 6,8 g_{\min}$).

Les variations observées de ξ avec l'altitude (spectre énergétique incident!) et de $1/\xi$ avec A (cascade et évaporation nucléaires!) sont qualitativement attendues, mais leur interprétation théorique est difficile. Notre valeur ξ_{Ag} (traces noires) est en bon accord avec la valeur ξ_{AgBr} (traces noires et grises) à même altitude. En effet, la relation entre les nombres γ de traces grises et ν de traces noires est reconnue comme étant sensiblement linéaire dans WILSON³⁾

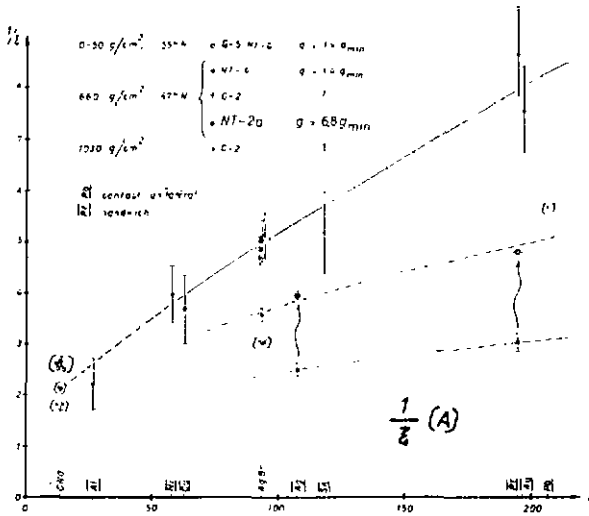


Fig. 7.

Graphique de $1/\xi$ en fonction de A .

La courbe pleine correspond aux altitudes stratosphériques; les mesures comprennent les traces de cascade et d'évaporation.

Les deux courbes pointillées correspondent aux altitudes de montagne; la courbe supérieure comprend les traces de cascade et d'évaporation, la courbe inférieure (nos mesures) tient compte des traces d'évaporation seules.

(p. 37), par BROWN¹¹⁾ à 680 g/cm² dans $NT-4$ et en outre indépendante du nombre de masse à l'intérieur des erreurs de mesure par BARBOUR⁷⁾ à 15 g/cm² dans $G-5$. Utilisant la relation de BROWN ($\nu + \gamma \approx 1,58 \nu - 2,21$) qui correspond à nos conditions, nous devons ainsi diviser nos valeurs ξ par 1,58 pour nous trouver dans le cas englobant traces noires et grises (passage des points $\frac{1}{2}$ aux points $\frac{1}{1,58}$).

* * *

La production spécifique d'étoiles $\nu \geq 2$ se monte à $(7,7 \pm 1,0) \cdot 10^{-22}$ noyau⁻¹·jour⁻¹ pour Ag et $(8,2 \pm 1,3) \cdot 10^{-22}$ pour Pt; elle donne un rapport Ag/Pt de $0,94 \pm 0,19$, alors que le rapport correspondant de $A^{2/3}$ vaut 0,68. Quoique notre résultat ne soit pas très éloigné de la loi donnée par une section efficace purement géométrique ($\sigma \sim A^{2/3}$), il n'en indique pas moins qu'une variation moins rapide de σ avec A est plus probable. Ceci est conforme aux constatations déjà faites par divers chercheurs pour $\nu \geq 2$, à savoir que σ est sensiblement proportionnel à A^k avec $k \simeq 1/2$. BARBOUR⁷⁾ trouve $k \simeq 2/3$ en se limitant à $\nu + \gamma \geq 4$, ce qui, sans justification, demeure une indication arbitraire.

Nous suggérons l'interprétation suivante. La section efficace σ de production de l'ensemble des étoiles est définie par le rayon R de la sphère où agissent les forces nucléaires entre noyau et nucléon incident. Pour tenir compte de la portée éventuellement non négligeable des forces d'interaction à ces énergies et de l'indétermination λ sur la position du nucléon, on est conduit à écrire $R = r_0 \cdot A^{1/3} + a$, où a est une grandeur de l'ordre de r_0 . Si d'autre part on introduit une certaine transparence nucléaire par un libre parcours l produisant un effet de bord, la section efficace sera diminuée et s'écrira $\sigma = \pi [R^2 - (l/2)^2]$, soit:

$$\sigma(A) \simeq \pi r_0^2 \left[A^{2/3} + 2 A^{1/3} + 1 - \left(\frac{l}{2r_0} \right)^2 \right].$$

Pour notre domaine d'énergie, $l/2 r_0 \sim 1$; le terme dû à la transparence $(l/2 r_0)^2$ n'a dans ce cas une influence sensible sur σ que pour les noyaux légers ($\sim 10\%$ pour $A = 10$ et 5% pour $A = 50$). Dans ces conditions, on peut voir que la loi $\sigma(A)$ est aussi décrite analytiquement de manière satisfaisante en choisissant σ sensiblement proportionnel à A^k avec $k \simeq 1/2$, ce que tend à montrer l'expérience. BARBOUR, en se limitant à $\nu + \gamma \geq 4$, a tendance vraisemblablement à éliminer les étoiles provenant d'impacts limités aux confins extérieurs du noyau et contribuant surtout au terme en $A^{1/3}$.

B. Spectres d'énergie.

A moins d'indications particulières, les données expérimentales et théoriques utilisées dans la suite pour l'interprétation de nos résultats sont tirées de l'article de HAGEDORN et MACKR¹²⁾ paru dans l'ouvrage de HEISENBERG⁴⁾. Un bref aperçu de la théorie de l'évaporation nucléaire est donné en appendice.

Les spectres d'énergie sont basés sur l'ensemble des traces s'arrêtant dans l'émulsion et représentent l'effet global des différentes énergies d'excitation.

a) *Les spectres des protons* présentent un comportement normal et sont interprétés de manière satisfaisante par la formule de l'évaporation instantanée

$$dN = \frac{E-V}{T^2} \cdot e^{-\frac{E-V}{T}} dE$$

à condition que pour la hauteur de la barrière de Coulomb V on prenne une hauteur V' réduite pour la transparence ($V' = \kappa V$). Au moyen de l'expression théorique $\bar{E} = V' + 2T$, où \bar{E} est l'énergie moyenne d'émission des particules et T la température nucléaire moyenne (voir V, C), nous obtenons $V'_{p_{Ag}} = 6,3$ MeV et $V'_{p_{Pt}} = 9,1$ MeV. Pour $V_p = zZe^2/R$ où $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm, nous prenons les valeurs Z et A correspondant au noyau moyen dans la succession des évaporations: $V_{p_{Ag}} = 9,8$ MeV et $V_{p_{Pt}} = 13,5$ MeV. Il en résulte $\kappa_{Ag} = 0,64$ et $\kappa_{Pt} = 0,67$.

Divers chercheurs indiquent pour κ_p dans AgBr des valeurs comprises entre 0,6 et 0,7. Si, comme l'indiquent BLATT et WEISSKOPF¹³), on corrige l'expression classique de la section efficace pour tenir compte de l'indétermination λ de la particule incidente, on est conduit à écrire:

$$\sigma(\varepsilon) = \pi(R + \lambda)^2 \cdot \left[1 - \frac{V(R + \lambda)}{\varepsilon} \right].$$

Posant d'autre part:

$$\sigma(\varepsilon) = \pi R^2 \cdot \left[1 - \frac{\kappa \cdot V(R)}{\varepsilon} \right]$$

on obtient pour κ les valeurs approximatives $\kappa \simeq 1 - 0,20 a_x^{-1/2}$ pour le cas de l'évaporation de Ag et $\kappa \simeq 1 - 0,17 a_x^{-1/2}$ pour celui de Pt, en calculant λ pour une énergie voisine de 10 MeV ($a_x =$ nombre de masse de la particule émise). Dans ces conditions, $\kappa_p \simeq 0,80$ pour Ag et 0,73 pour Pt, valeurs supérieures à celles déduites ci-dessus.

b) *Les spectres des particules α* (figs. 8 à 11) sont basés sur une trentaine de traces. Ils présentent la caractéristique déjà connue d'un élargissement anormal, particulièrement prononcé vers les énergies inférieures.

Les courbes théoriques I à III correspondent à la formule de l'évaporation instantanée. Les courbes I sont basées sur un modèle de noyau indéformable avec barrière de hauteur V_α non réduite pour la transparence. Les courbes II tiennent compte de la pénétrabilité par un abaissement de V_α en V'_α avec un κ choisi ici égal à 0,8. Les courbes III sont adaptées au flanc inférieur du spectre expérimental; elles conduisent d'une part à des températures trop élevées et incompatibles avec les énergies d'excitation mesurées;

d'autre part, on obtient ainsi des seuils V_α exagérément réduits dont l'explication par de fortes déformations du noyau n'est guère justifiée du fait du comportement sensiblement normal des protons. Ainsi, seule la partie centrale du spectre semble pouvoir s'interpréter comme une évaporation régulière. En choisissant un seuil s'approchant de V_α , on obtient des températures qui rejoignent celles obtenues à partir des énergies d'excitation mesurées [$\bar{T}_{Ag} \approx 1,7$ MeV et $\bar{T}_{Pt} \approx 1,4$ MeV (voir V, C)] et compatibles avec les températures dérivées des spectres de protons. Signalons que V_α est calculé ici en tenant compte d'une certaine extension de la particule α , soit $V_\alpha = 2Ze^2/r_0(A^{1/3} + 4^{1/3})$; en la négligeant, nous obtenons des

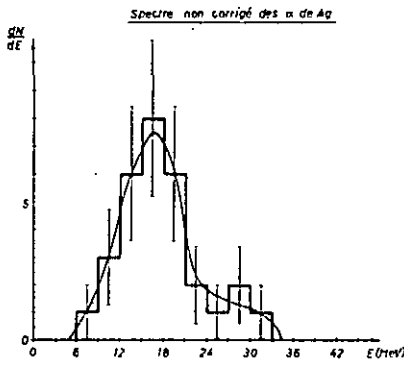


Fig. 8.

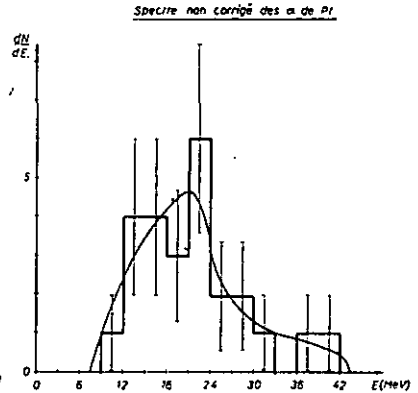


Fig. 9.

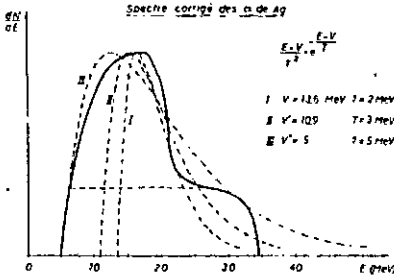


Fig. 10.

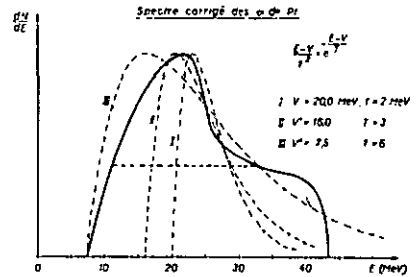


Fig. 11.

seuils V_α trop élevés ($V_{\alpha Ag} = 19,6$ MeV et $V_{\alpha Pt} = 27,0$ MeV) et les courbes théoriques du type I sont alors manifestement trop décalées vers la droite par rapport à nos résultats. Les spectres α pour Ag et Pt ne présentent pas de différence essentielle et sont décalés conformément aux différences des barrières de Gamow.

De toute évidence, l'interprétation ci-dessus est incomplète. Une grande proportion des particules α sont émises suivant un processus

différent. De fortes déformations nucléaires ne pouvant expliquer une réduction suffisante du seuil V'_α , SÜSSMANN⁵⁾ est conduit à envisager l'influence de la fission qui interviendrait comme processus compétitif. Il trouve, avec un modèle en «gouttelette gazeuse» que les durées de vie pour l'évaporation et la fission sont comparables. Ainsi le spectre des α pourrait être représenté qualitativement par la somme de deux distributions: une distribution d'évaporation normale et une distribution d'évaporation élargie en un palier horizontal et de seuil fortement diminué; ces déformations s'expliqueraient par l'effet Doppler dû au mouvement des fragments de fission et par la hauteur réduite de la barrière de ces fragments. La séparation des deux spectres serait donnée par la ligne pointillée horizontale (figs. 10 et 11). Avec cette description simplifiée, la proportion des α émis après fission serait de 50% pour Ag et 70% pour Pt. L'effet de la fission sur les spectres des protons est pratiquement insensible du fait de la plus petite masse de ces derniers.

Bien qu'attrayante, l'interprétation de SÜSSMANN ne nous paraît pas acceptable. En effet, à notre connaissance, des fragments pouvant être attribués à la fission n'ont été observés que très rarement dans les étoiles issues de l'émulsion (dans le 10% des cas environ, on observe deux fragments dont le parcours est juste visible¹⁴⁾); or, le parcours attendu pour de tels fragments, estimé sur la base de leur rapport avec celui des α (BETHE et ASHKIN¹⁵⁾), devrait être de 10 à 15 μ , donc parfaitement visible. De plus, l'analyse radiochimique des produits de bombardement par des nucléons de grande énergie d'éléments voisins de Ag ne fait apparaître qu'une infime proportion d'isotopes pouvant provenir de la fission (par exemple: spallation de ^{63}Cu par des protons de 340 MeV¹⁶⁾ ou spallation de ^{89}Y par des protons de 240 MeV¹⁷⁾). L'anomalie du spectre α de Ag (de l'ordre de 50% comme indiqué ci-dessus) ne saurait donc s'interpréter en invoquant la fission. Quant aux noyaux lourds, les évidences expérimentales sont également opposées à une compétition de la fission avec l'évaporation. Les observations faites sur U bombardé par des protons de 460 MeV¹⁸⁾ montrent par exemple que la fission, tout en étant relativement fréquente, est un phénomène plus lent qui n'intervient que lorsque le noyau a perdu la totalité de son énergie d'excitation.

Quoi qu'il en soit, l'interprétation de nos résultats ne peut être que sommaire pour les raisons suivantes. Nos spectres expérimentaux, qui correspondent à une gamme étendue d'énergies d'excitation, sont mal assurés sur leur flanc gauche (ce flanc devrait éventuellement présenter une marche d'escalier à la hauteur de la ligne pointillée). D'autre part, le calcul théorique devrait tenir compte

du refroidissement impliqué par la cascade d'évaporations successives. (Pour des énergies d'excitation plus grandes, 500 et 830 MeV, le caractère partiel d'évaporation pure semble même disparaître complètement des spectres de particules α : WILSON³), p. 43.)

C. Énergies d'excitation.

L'expérience donne pour l'énergie d'excitation moyenne par étoile :

$$U_0 = \sum_{i=p, \alpha, n} \bar{v}_i (\bar{E}_i + E_{i_l})$$

où \bar{v}_i = nombres moyens par étoile des particules émises,
 \bar{E}_i = énergies moyennes des spectres d'émission,
 E_{i_l} = énergies de liaison.

Les valeurs trouvées pour ces grandeurs sont données dans le tableau suivant :

	Ag	Pt
$\bar{v}_p = \bar{v}(1 + [\alpha/p])^{-1}$	2,90	3,23
$\bar{v}_\alpha = \bar{v}(1 + [p/\alpha])^{-1}$	1,11	1,29
$\bar{v}_n = (\Delta N/\Delta Z) (\bar{v}_p + 2 \bar{v}_\alpha) - 2 \bar{v}_\alpha$ *)	5,82	8,36
\bar{E}_p (MeV) **)	9,7	11,9
\bar{E}_α **)	17,5	23,8
\bar{E}_n ***)	0,80 · T_0	0,80 · T_0
$E_{i_l p}$ (MeV)	8,6	8,0
$E_{i_l \alpha}$	3,5	-1,2
$E_{i_l n}$	8,6	8,0

*) $\Delta N/\Delta Z$ est pris au fond de la vallée de Heisenberg à l'aide de la formule de Gamow-Weizsäcker-Fermi: 1,57 pour Ag ($\bar{A} = 101$) et 1,88 pour Pt ($\bar{A} = 187$).

**) \bar{E}_p et \bar{E}_α sont déterminés graphiquement à partir des spectres d'énergie expérimentaux.

***) De la théorie de l'évaporation nucléaire: $\bar{E}_i = V_i + 2 T$; ici $V_n = 0$.

T = température moyenne pendant le refroidissement et T_0 = température initiale obéissent à la relation $T \simeq 0,40 T_0$.

Le modèle statistique du gaz de Fermi donne pour l'énergie d'excitation :

$$U_0 = K_1 A T_0^2$$

où $K_1 \simeq 0,077$ pour Ag et 0,079 pour Pt.

Dans notre application globale à l'ensemble des étoiles, les deux relations ci-dessus, moyennant l'hypothèse $\bar{T}_0^2 \simeq (\bar{T}_0)^2$, conduisent, par une équation du second degré en T_0 , aux températures initiales moyennes

$$T_{0_{\text{Ag}}} = 4,2 \text{ MeV} \text{ et } T_{0_{\text{Pt}}} = 3,4 \text{ MeV}.$$

puis aux énergies d'excitation moyennes

$$U_{0_{\text{Ag}}} = 146 \pm 10 \text{ MeV} \text{ et } U_{0_{\text{Pt}}} = 183 \pm 13 \text{ MeV}.$$

Si nous prenons l'excitation des ondes superficielles⁵⁾ en considération par un terme supplémentaire $K_2 A^{2/3} T_0^{7/3}$ où $K_2 \simeq 0,078$, $T_{0_{\text{Ag}}}$ prend la valeur de 3,6 MeV qui ne conduit pas à une interprétation différente des spectres d'énergie et des rapports d'émission $[\alpha/p]$.

L'énergie d'excitation \bar{U}_0 par trace noire se monte ainsi à 40 MeV pour Pt, 36 MeV pour Ag et, par extrapolation, à 35 (± 3) MeV pour AgBr. La valeur expérimentale utilisée ordinairement dans la littérature¹⁹⁾ pour AgBr est 35 MeV. Ces résultats sont relativement éloignés de la valeur théorique 48 MeV indiquée par LE COURTEUR²⁰⁾ pour AgBr à partir de la loi donnant le nombre moyen de traces noires en fonction de U_0 . Cette différence reflète pour une part le fait que notre mesure concerne un effet global sur les différentes énergies d'excitation $\bar{T}_0^2 \simeq (\bar{T}_0)^2$, mais aussi, et vraisemblablement surtout, l'anomalie discernée sur les particules α , émises en trop grand nombre pour des énergies trop faibles.

Avec les mêmes conditions que les nôtres, HARDING²¹⁾ trouve pour l'énergie moyenne d'excitation dans les noyaux légers de l'émission $U_{0_{\text{CNO}}} \simeq 110 \text{ MeV}$. \bar{U}_0 et A présentent ainsi une dépendance très lente et sensiblement linéaire, qui pourrait s'expliquer par le mécanisme de la cascade nucléaire précédant l'évaporation.

Nous supposons que la cascade nucléaire consiste en collisions simples de nucléons indépendants. Dans ces conditions le nombre $\bar{\gamma}$ de traces grises par étoile, leur énergie moyenne \bar{E}_γ (liaison incluse) et le rapport d'abondance $[n/p] = N/Z$ au sein du noyau permettent de définir la portion \bar{E}_C d'énergie initiale \bar{E}_0 éliminée par la cascade nucléaire: $\bar{E}_C = \bar{\gamma} \cdot (1 + N/Z) \cdot \bar{E}_\gamma$; nous admettons²²⁾ pour ce calcul que $\sigma_{n-p} \simeq \sigma_{p-p}$. D'autre part, abstraction faite de la production de mésons, négligeable à nos énergies, on a $\bar{E}_0 = \bar{U}_0(A) + \bar{E}_C(A)$. A partir des $\bar{\gamma}$ donnés par la fig. 7 ($\bar{\gamma} = A(1/\xi)$ pour le passage de la courbe \square à la courbe \bullet) et de la valeur $\bar{E}_\gamma \simeq 90 \text{ MeV}$ déterminée par HARDING²³⁾ dans AgBr, toujours pour les mêmes conditions de travail, nous pouvons calculer tout d'abord \bar{E}_0 pour AgBr ($\bar{E}_0 \simeq 394 \text{ MeV}$), puis, à l'aide de cette valeur, \bar{E}_γ en fonction de A sur le domaine $80 < A < 200$. On obtient le résultat: $\bar{E}_\gamma \simeq a \cdot A^\alpha$ avec $a \simeq 8400 \text{ MeV}$ et $\alpha \simeq -1$ (par exemple: $\bar{E}_{\gamma_{\text{Ag}}} \simeq 78 \text{ MeV}$, $\bar{E}_{\gamma_{\text{Pt}}} \simeq 43 \text{ MeV}$). Il serait intéressant de contrôler dans quelle mesure cette relation se laisse interpréter par la méthode de Monte-Carlo et de déterminer quelle forme elle prend pour les noyaux légers, caractérisés éventuellement par une sous-structure nucléaire de particules composites²⁴⁾.

D. Rapports d'émission $[\alpha/p]$.

A partir des traces s'arrêtant dans l'émulsion, nous trouvons pour ce rapport: $0,45 \pm 0,11$ dans Ag et $0,43 \pm 0,12$ dans Pt, et à partir de toutes les traces: $0,31 \pm 0,05$ resp. $0,38 \pm 0,06$; on en déduit les valeurs moyennes

$$[\alpha/p]_{\text{Ag}} = 0,38 \pm 0,08 \quad \text{et} \quad [\alpha/p]_{\text{Pt}} = 0,40 \pm 0,09.$$

Pour AgBr, les valeurs expérimentales correspondantes de la littérature sont réparties entre 0,3 et 0,5; pour Pb, HONGSON⁶⁾ indique $0,33 \pm 0,07$.

L'expression théorique pour le rapport γ_α/γ_p des probabilités d'émission totales est excessivement sensible au choix des seuils V'_α et V'_p , plus précisément à leur différence $V'_\alpha - V'_p$. Or, les valeurs de ces seuils sont très mal assurées, que ce soit théoriquement (cf. κ) ou expérimentalement (cf. spectres). Un choix, même dans des limites raisonnables, permet alors d'adapter à volonté la valeur γ_α/γ_p dans une marge qui est très supérieure aux imprécisions expérimentales du rapport $[\alpha/p]$. Cette indétermination des seuils efface complètement l'influence du ou des termes supplémentaires correspondant à l'excitation du système. Aucune conclusion suffisante sur le modèle nucléaire adéquat n'est donc encore possible. Cependant, une étude systématique de la variation de ce rapport avec l'énergie d'excitation pourrait apporter des informations intéressantes sur ce problème.

Relevons ici le fait important suivant: nos mesures des excès de traces vers le bas (IV) constituent un argument de poids contre l'hypothèse d'une évaporation normale. Dans Ag, l'excès obtenu pour les protons est compatible avec l'hypothèse de l'isotropie spatiale dans le système de référence lié au noyau en mouvement (quantité de mouvement vers le bas en $\text{MeV}/c = \text{énergie d'excitation en MeV}$). Il ne l'est plus pour les α ; l'expérience indique un excès de $0,23 \pm 0,16$ au lieu de la valeur 0,03 attendue avec l'hypothèse ci-dessus. Nos résultats confirment le fait (WILSON³⁾, p. 47) jusque-là peu certain, que l'anisotropie spatiale des α décroît à énergie d'excitation croissante. Dans Pt, l'excès vers le bas des protons aussi bien que celui des α est anormalement élevé.

VI. Conclusions.

La comparaison de nos résultats pour Ag avec ceux de la littérature pour AgBr démontre que le *sandwich* est un procédé de travail efficace pour l'étude des étoiles.

L'exploration des sandwiches est d'un rendement faible à cause du fond de traces simples, spécialement dans notre application à

la source de rayons cosmiques; (le procédé du réseau de filaments ingérés dans l'émulsion est supérieur à ce point de vue, mais il est moins productif en événements et présente deux inconvénients importants: un fort danger de distorsions et des zones d'observation inefficace au-dessus et en-dessous des filaments).

Afin d'exclure les étoiles factices, avec la source de rayons cosmiques, nous devons restreindre l'étude aux étoiles d'au moins 4 branches pour l'émulsion G-5 et aux étoiles d'au moins 2 branches pour l'émulsion NT-2a.

A ce double point de vue, l'utilisation d'une source de neutrons monocinétiques est très souhaitable. Nous estimons d'autre part que, dans certaines conditions, le procédé du sandwich peut être aussi appliqué à l'étude des noyaux légers et à l'investigation des traces fines.

Le *procédé de correction* des distributions d'étoiles appliqué par nous constitue une économie de temps considérable: les statistiques nécessaires à l'étude de ces dernières peuvent être réduites de façon appréciable.

Les résultats concernant la *section efficace* de production de l'ensemble des étoiles ne semblent pas incompatibles avec un rayon efficace de la forme $R = r_0 A^{1/3} + a$ avec a de l'ordre de r_0 . Seules des mesures absolues de σ permettraient d'estimer l'effet de la transparence.

La méthode du sandwich, telle que nous l'avons appliquée, a permis de préciser différentes caractéristiques de l'évaporation nucléaire:

a) Les valeurs de l'exposant ξ de la distribution des étoiles pour l'irradiation à 3600 m ont été obtenues pour deux éléments bien déterminés, Ag et Pt; les valeurs approximatives de ξ déjà connues sont en gros compatibles avec ces nouvelles déterminations. Les énergies moyennes d'excitation ont été également déterminées pour ces deux éléments.

b) Le spectre d'énergie des protons obtenu est conforme aux lignes générales de la théorie de l'évaporation; cependant, le seuil expérimental ne s'explique pas complètement sur la base de l'estimation grossière de la transparence suivant les procédés usuels.

c) L'anomalie du spectre des particules α a été confirmée et précisée pour Ag et également mise en évidence pour Pt. Son interprétation comme superposition d'une évaporation normale et d'une évaporation perturbée par effet Doppler dû à la fission⁵⁾ ne semble pas acceptable. La proportion de la contribution anormale (50% et 70% resp. pour Ag et Pt) est en effet incompatible avec les données expérimentales connues sur la proportion de fission (bipartition)

dans les événements nucléaires à haute énergie. Nous estimons qu'un mécanisme de fortes excitations locales à la surface du noyau provoquant une expulsion de fragments reste la ligne d'interprétation la plus adéquate²⁵). Il est possible qu'un tel mécanisme puisse expliquer l'anisotropie spatiale d'émission observée (surtout pour les α) et trop grande pour être interprétée par un simple effet de transmission d'impulsion.

d) Les valeurs obtenues pour le rapport $[\alpha/p]$ ne sont pas, en valeur absolue, susceptibles d'explication satisfaisante par la théorie. Ceci est dû à la grave incertitude sur les effets de barrière de potentiel qui masque complètement les caractéristiques particulières des modèles nucléaires choisis pour exprimer l'excitation du noyau. Seule une étude systématique de ce rapport en fonction de l'énergie d'excitation pour un même élément pourrait fournir des données utilisables pour la discussion de cette importante question dans le cadre de la théorie actuelle.

J'exprime toute ma reconnaissance au professeur J. ROSSEL qui m'a suggéré ce travail, en a facilité la réalisation matérielle et m'a aidé par ses nombreux conseils. Mes remerciements vont également au professeur R. BADER pour les précieux entretiens qu'il m'a accordés au sujet du procédé de correction, à Mlle M. BERGER et Mme E. BERNER pour leur minutieux travail d'exploration des sandwiches, ainsi qu'à mes camarades de laboratoire et aux employés de l'Institut de physique.

Ce travail a bénéficié des facilités de la Station Alpine du Jungfraujoch et d'un subside de la Commission Suisse de l'Énergie Atomique.

Institut de Physique, Université de Neuchâtel.

Appendice.

Rappel sur la théorie de l'évaporation nucléaire.

La théorie de l'évaporation nucléaire¹²) est basée sur l'expression quantique de la probabilité de transition, sur le théorème de réciprocité des réactions nucléaires et sur les principes généraux de la thermodynamique. Elle donne pour probabilité d'émission d'une particule x :

$$w_x(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{g_x \cdot m_x \cdot \sigma \cdot \varepsilon d\varepsilon}{\pi^2 \hbar^3} \cdot e^{-\frac{1}{T} \left[-\varepsilon + b_x + n_x \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right) + z_x \left(\frac{\partial F}{\partial Z} \right) \right]}$$

où ε = énergie cinétique de la particule x émise

g_x = poids statistique du spin s_x

m_x = masse de x

b_x = énergie de liaison interne de x

n_x = nombre de neutrons de x

z_x = nombre de protons de x

F = énergie libre du noyau $A(N, Z)$

La section efficace σ est celle du phénomène inverse, à savoir la section de capture de x par le noyau qui est donné approximativement par l'expression classique:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 \cdot \left(1 - \frac{V_x}{\varepsilon}\right) & \text{pour } \varepsilon > V_x \\ 0 & \text{pour } \varepsilon < V_x \end{cases}$$

où σ_0 = section efficace géométrique = πR^2 avec $R = r_0 \cdot A^{1/3}$
 V_x = hauteur de la barrière de Coulomb.

On tient compte grossièrement de la transparence de la barrière de Coulomb par abaissement de V_x en $V_x' = x V_x^0$ ($x < 1$).

A l'aide de la probabilité totale d'émission

$$\gamma = \int_{\varepsilon \cdot \Gamma_x'}^{\infty} w_x(\varepsilon) d\varepsilon.$$

on obtient pour spectre d'émission:

$$\omega_x(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{w_x(\varepsilon) d\varepsilon}{\Gamma_x} = \frac{(\varepsilon - V_x') d\varepsilon}{T^2} \cdot e^{-\frac{\varepsilon - V_x'}{T}}$$

et pour énergie moyenne:

$$\bar{\varepsilon}_x = \int \varepsilon \omega_x(\varepsilon) d\varepsilon = 2 T + V_x'.$$

Le calcul de la probabilité totale γ_x nécessite l'adoption d'un modèle statistique du noyau pour le calcul de l'énergie libre $F = E - TS$. Le modèle simple le plus adéquat est celui d'un gaz de fermions. On obtient dans ces conditions pour l'énergie totale E du noyau:

$$E(N, Z, T) = E_0 + U(T) = A [-\alpha(A) + \beta(A) \cdot (\Theta - \Theta_0)^2 + K_1 T^2].$$

Le terme E_0 représente l'énergie de liaison du noyau à proximité du fond de la vallée des nucléides stables et est obtenu à partir de la formule semi-empirique de Gamow-Weizsäcker-Fermi. α et β dépendent faiblement de A ; $\Theta = (N - Z)/(N + Z)$; $\Theta_0(A) = (1 + 132 \cdot A^{-2/3})^{-1}$ = fond de la vallée.

Le terme $U(T) = K_1 A T^2$ représente l'énergie d'excitation pour le modèle du gaz de Fermi. $K_1 = K_1' \cdot (1 + b\Theta^2)$, où $K_1' = \pi^2/4 \zeta_1$ (ζ_1 = énergie-limite de Fermi = $\zeta_1(A/2) \simeq 25$ MeV) et où $(1 + b\Theta^2)$ est une correction de ζ_1 pour l'excès de neutrons.

$K_1' \simeq 0,1$ et $b \simeq 1$. Un calcul tenant compte de l'interaction mutuelle des nucléons conduit aux valeurs plus exactes $K_1 \simeq 0,075$ et $b \simeq 1,3$.

Finalement, la probabilité totale d'émission de la particule x à la température T s'obtient sous la forme:

$$\gamma_x = \frac{g_x m_x \sigma_0 T^2}{\pi^2 h^3} e^{-P_x/T - Q_x \cdot T}$$

$$\text{où } P_x = V_x' - b_x + (n_x + z_x) \left(\alpha + A \frac{d\alpha}{dA} \right) - (\beta_n \cdot n_x - \beta_z \cdot z_x) 2 \beta (\Theta - \Theta_0)$$

$$Q_x = K[(n_x + z_x) + (\delta_n \cdot n_x - \delta_z \cdot z_x) \cdot 2 b \Theta]$$

(β ; β_n , β_z , δ_n , δ_z sont peu dépendants de A).

Si, comme le propose SÜSSMANN⁵⁾, on adopte un modèle en «gouttelette gazeuse», il y a lieu de tenir compte des ondes de surface dont la contribution à l'énergie d'excitation du noyau vaut $K_2 A^{2/3} T^{7/3}$ avec $K_2 \simeq 0,078$:

$$U(T) \simeq K_1 A T^2 + K_2 A^{2/3} T^{7/3}.$$

Il apparaît alors dans l'exposant de l'expression pour γ_x un terme supplémentaire $-1/2 K_2 (n_x + z_x) \cdot A^{-1/3} T^{4/3}$.

Bibliographie.

- 1) W. HEISENBERG, Kosmische Strahlung, 1ère éd., 1943 (Springer-Verlag).
 - 2) D. J. X. MONTGOMERY, Cosmic Ray Physics, 1949 (Princeton University Press).
 - 3) J. G. WILSON, Progress in Cosmic Ray Physics, 1952 (North-Holland Publishing Company).
 - 4) W. HEISENBERG, Kosmische Strahlung, 2^e éd., 1953 (Springer-Verlag).
 - 5) G. SÜSSMANN, Z. f. Naturforsch. **8a**, 404 (1953).
 - 6) P. HODGSON, Phil. Mag. **42**, 82 (1951).
 - 7) I. BARBOUR, Phys. Rev. **93**, 535 (1954).
 - 8) E. SILVER et R. WANIEK, Rev. Sci. Instr. **25**, 1119 (1954).
 - 9) W. A. ARON, B. G. HOFFMAN et F. C. WILLIAMS, Range Energy Curves, 1951 (US. AECU, 663, Radiation Laboratory, University of California.)
 - 10) J. ROTBLATT, Nature **167**, 550 (1951).
 - 11) R. H. BROWN, U. CAMERINI, P. H. FOWLER, H. HETTLER, D. T. KING et C. F. POWELL, Phil. Mag. **40**, 862 (1949).
 - 12) R. HAGEDORN et W. MACKE, Theorie der Verdampfungsprozesse bei Kernexplosionen. Voir ⁴⁾, p. 201—225.
 - 13) J. M. BLATT et V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, 1952 (John Wiley & Sons), p. 349 et suivantes.
 - 14) J. B. HARDING, S. LATTIMORE et D. H. PERKINS, Proc. Roy. Soc. A **196**, 325 (1949).
 - 15) E. SEGRÈ, Experimental Nuclear Physics I, 1953 (John Wiley & Sons), p. 230.
 - 16) R. E. BATZEL, D. R. MILLER et G. T. SEABORG, Phys. Rev. **84**, 671 (1951).
 - 17) A. A. CARETTO et E. O. WIG, Phys. Rev. **103**, 236 (1956).
 - 18) V. P. SHAMOV, Dokl. Akad. Nauk SSSR. **103**, 593 (1955).
 - 19) G. BERNARDINI, G. CORTINI et A. MANFREDINI, Phys. Rev. **79**, 952 (1950).
 - 20) K. J. LE COUTEUR, Proc. Phys. Soc. A **63**, 259 (1950).
 - 21) J. B. HARDING, Phil. Mag. **40**, 530 (1949).
 - 22) G. BERNARDINI, E. T. BOOTH et S. J. LINDENBAUM, Phys. Rev. **88**, 1017 (1952).
 - 23) J. B. HARDING, Phil. Mag. **42**, 63 (1951).
 - 24) J. COMBE, Nuovo Cim., Suppl. (2) **3**, 182 (1956).
 - 25) E. SEGRÈ, Experimental Nuclear Physics II, 1953 (John Wiley & Sons), p. 184—185.
-

CURRICULUM VITAE.

Né le 11 septembre 1926 à Vernier (Genève), originaire de Gossau (Zürich), j'ai accompli mes études secondaires au Collège de Genève, obtenu la maturité fédérale du type A au Lycée du couvent d'Engelberg (Obwalden) en 1945, puis le diplôme de physicien à l'École polytechnique fédérale de Zurich en 1951. Dès lors, je suis assistant du professeur J. Rossel à l'Institut de physique de l'Université de Neuchâtel où le présent travail a été accompli.