



**HAL**  
open science

## Résultats expérimentaux récents en physique des hyperfragments

J. Sacton

► **To cite this version:**

J. Sacton. Résultats expérimentaux récents en physique des hyperfragments. Journal de Physique, 1963, 24 (11), pp.784-791. 10.1051/jphys:019630024011078400 . jpa-00205607

**HAL Id: jpa-00205607**

**<https://hal.science/jpa-00205607>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX RÉCENTS EN PHYSIQUE DES HYPERFRAGMENTS

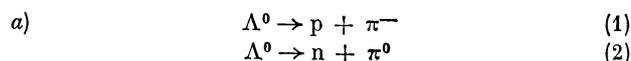
Par le D<sup>r</sup> J. SACTON,  
Université Libre de Bruxelles

**1. Introduction.** — Il est établi depuis plusieurs années que les hyperons  $\Lambda^0$  possèdent la propriété de se lier aux fragments nucléaires (pas aux nucléons eux-mêmes) conduisant ainsi à la formation d'hyperfragments ou hypernoyaux [1]. Ces hypernoyaux sont représentés par la notation  ${}^AZ$  où  $Z$  et  $(A - 1)$  indiquent respectivement la charge et le nombre de masse du cœur nucléaire auquel est lié l'hyperon  $\Lambda^0$ . L'intérêt premier de l'étude des hyperfragments réside dans le fait que de la connaissance de leurs propriétés il est possible d'obtenir des informations sur l'interaction  $\Lambda$ -nucléon et sur la nature même des hyperons, en particulier, sur leurs propriétés de désintégration. Le début de l'étude systématique des propriétés des hyperfragments coïncide avec la mise au point de faisceaux de mésons  $K^-$  de grande intensité, au bevatron de Berkeley dès 1956 et au synchrotron à protons du CERN en 1962. Les interactions nucléaires des mésons  $K^-$  constituent, en effet, en accord avec les lois de conservation régissant les interactions fortes entre particules élémentaires, une source abondante d'hyperons  $\Lambda^0$  susceptibles de se lier à des fragments nucléaires pour former des hypernoyaux. A titre indicatif, signalons que près de 70 % des absorptions de mésons  $K^-$  au repos par les noyaux de l'émulsion nucléaire conduisent à la formation d'hyperons  $\Lambda^0$  (directe ou par transformation  $\Sigma - \Lambda$ ).

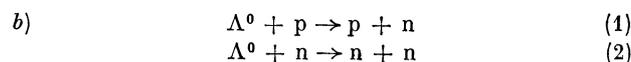
Les techniques expérimentales adaptées à l'étude des hyperfragments sont peu nombreuses. La majorité des informations obtenues à ce jour l'ont été en émulsions photographiques utilisées simultanément comme cible et comme détecteur. Récemment toutefois, la mise au point de chambre à bulles à hélium a permis l'obtention de données expérimentales essentielles relatives aux hyperfragments  ${}^3\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4\Lambda\text{H}$  et  ${}^4\Lambda\text{He}$ . Le pouvoir de résolution spatiale très élevé de l'émulsion est d'un appoint considérable pour l'étude des hyperfragments. Tout en permettant l'étude d'hypernoyaux de masses très variées, la complexité du milieu (C, N, O, Ag, Br) rend parfois difficile l'identification et l'analyse des événements. Sans entrer dans les détails de la méthode expérimentale, signalons que l'identification des hyperfragments se fait à partir de l'analyse cinématique de leur désintégration, combinée éventuellement aux informations obtenues sur la réaction de production. Ceci est le cas, en

particulier, pour les hyperfragments produits dans les absorptions de mésons  $K^-$  au repos et que l'on sait provenir essentiellement de captures dans les noyaux  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  et  ${}^{16}\text{O}$ , constituants légers de l'émulsion nucléaire.

La désintégration de l'hyperon  $\Lambda^0$  lié dans la matière nucléaire peut s'effectuer selon les processus suivants :



dits processus de désintégration mésique, accompagnés d'une libération d'énergie de l'ordre de 40 MeV.



dits processus de désintégration non mésique ou stimulée, accompagnés d'une libération d'énergie voisine de 180 MeV.

Le processus (a — 1) se prête particulièrement bien à l'analyse expérimentale (chaleur de réaction pas trop élevée, produits de désintégration chargés et présence parmi eux d'un méson  $\pi^-$  aisément identifiable) et est, de fait, le seul à avoir été étudié de manière approfondie. La grande majorité des informations expérimentales discutées ci-dessous sont relatives à ce type de désintégration.

**2. Énergie de liaison des hyperfragments.** — L'énergie de liaison  $B_\Lambda$  de l'hyperon  $\Lambda^0$  à un fragment nucléaire est le paramètre caractéristique de la désintégration des hyperfragments le plus immédiatement accessible à l'expérience. Cette énergie de liaison est définie par la relation suivante :

$$M_{\text{cœur}} + M_{\Lambda^0} = \sum_{i=1}^n (M_i + E_i) + B_\Lambda$$

où  $M_{\text{cœur}}$  et  $M_{\Lambda^0}$  représentent les masses du cœur et de l'hyperon  $\Lambda^0$  et  $M_i$  et  $E_i$  les masses et les énergies cinétiques des  $n$  produits de désintégration.

Elle se détermine expérimentalement à partir des bilans d'énergie et de quantité de mouvement caractéristiques de la désintégration.

La variation de l'énergie de liaison de l'hyperon  $\Lambda^0$  en fonction du nombre de masse des hypernoyaux est illustrée dans la figure 1 résumant les résultats obtenus par N. Crayton et al. [2].

L'examen de cette figure fait apparaître :  
a) l'absence d'hyperfragments de masse 2 résultant

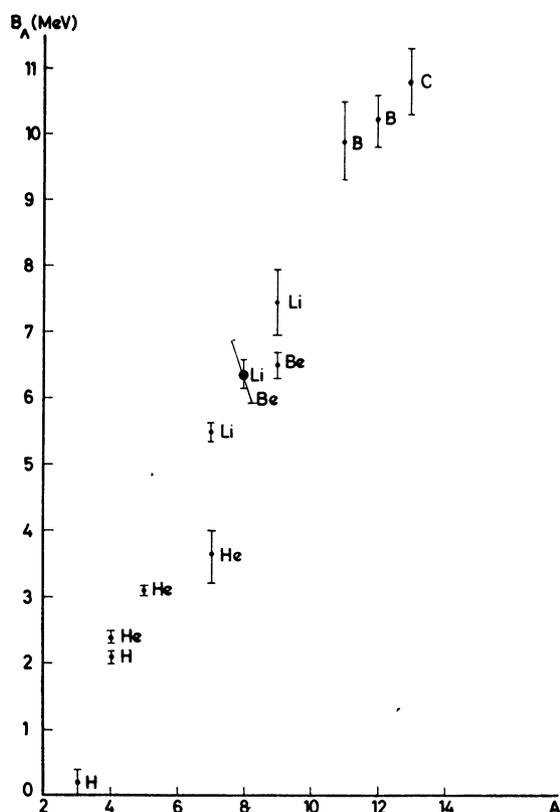


FIG. 1. — Variation de l'énergie de liaison des hyperfragments en fonction de leur nombre de masse. N. Crayton et al.

tant de la liaison de l'hypéron  $\Lambda^0$  à un seul nucléon ;  
 b) la petite valeur de l'énergie de liaison de  ${}^3_\Lambda\text{H}$  ainsi que l'importance de l'erreur relative affectant cette énergie de liaison

$$B_\Lambda({}^3_\Lambda\text{H}) = (0,23 \pm 0,20) \text{ MeV [2].}$$

c) l'existence d'hypernoyaux-miroir tels que  ${}^4_\Lambda\text{H} - {}^4_\Lambda\text{He}$  et  ${}^8_\Lambda\text{Li} - {}^8_\Lambda\text{Be}$  caractérisés, en vertu du principe de symétrie de charge conduisant à l'égalité des forces  $\Lambda - p$  et  $\Lambda - n$ , par des énergies de liaison très voisines. La petite différence existant entre les énergies de liaison des hyperfragments  ${}^4_\Lambda\text{H}$  et  ${}^4_\Lambda\text{He}$  peut s'expliquer par les difficultés expérimentales que présentent, d'une part, la séparation des hyperfragments  ${}^4_\Lambda\text{H}$  et  ${}^4_\Lambda\text{He}$  se désintégrant selon le schéma  ${}^4_\Lambda\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}$  et, d'autre part, la séparation des hyperfragments  ${}^8_\Lambda\text{Li}$  et  ${}^8_\Lambda\text{Be}$  se désintégrant selon le schéma  ${}^8_\Lambda\text{Li} \rightarrow \pi^- + p + {}^4\text{He}$  ;

d) l'absence d'hyperfragments de masse 6 résultant de la liaison de l'hypéron  $\Lambda^0$  à des fragments nucléaires de masse 5 (hélium ou lithium) particulièrement instables ;

e) les larges erreurs affectant les énergies de liaison des hyperfragments de nombres de masse supérieurs à 10 dont peu d'exemples ont été identifiés univoquement à ce jour. Pour de tels hyper-

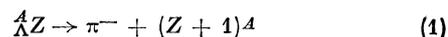
fragments, la probabilité de désintégration non mésique devient, en effet, très importante. Le tableau I détaille la situation expérimentale en ce qui concerne l'énergie de liaison des hyperfragments

TABLEAU I

ÉNERGIES DE LIAISON DES HYPERFRAGMENTS  
 DE NOMBRE DE MASSE  $A > 5$   
 (extrait du travail de R. G. Ammar et al. [3])

| IDENTITÉ                                | $\bar{B}_\Lambda$ (MeV) | $\sigma$ (av) (MeV)    | NOMBRE D'ÉVÉNEMENTS |
|---|-------------------------|------------------------|---------------------|
| ${}^7_\Lambda\text{He}$                 | 3,82                    | $\sigma = 0,9 \pm 0,2$ | 15                  |
| ${}^7_\Lambda\text{Li}$                 | 5,52                    | 0,14                   | 16                  |
| $(\pi - r)$                             | 5,51                    | $\sigma = 1,0 \pm 0,3$ | 9                   |
| ${}^8_\Lambda\text{Li}$                 | 6,52                    | 0,15                   | 38                  |
| ${}^9_\Lambda\text{Li}$                 | 8,01                    | 0,29                   | 8                   |
| $(\pi - r)$                             | 6,9                     | 0,8                    | 1                   |
| ${}^7_\Lambda\text{Be}$                 | 4,9                     | 0,5                    | 2                   |
| ${}^8_\Lambda\text{Be}$                 | 6,35                    | 0,3                    | 4                   |
| ${}^9_\Lambda\text{Be}$                 | 6,50                    | 0,16                   | 10                  |
| ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$              | 8,36                    | 0,6                    | 1                   |
| $(\pi - r)$                             | (9,48)                  | $\sigma = 1,0 \pm 0,4$ | 4                   |
| ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ ( $\pi - r$ ) | 10,0                    | $\sigma = 1,0 \pm 0,3$ | 6                   |
| ${}^{11}_\Lambda\text{B}$               | 9,9                     | 0,6                    | 1                   |
| $(\pi - r)$                             | 10,0                    | $\sigma = 0,6 \pm 0,2$ | 4                   |
| ${}^{12}_\Lambda\text{B}$               | 10,44                   | 0,23                   | 7                   |
| ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ ( $\pi - r$ ) | 10,8                    | 0,5                    | 1                   |
| ${}^{14}_\Lambda\text{C}$ ( $\pi - r$ ) | 13,2                    | 0,7                    | 1                   |
| ${}^{14}_\Lambda\text{N}$ ( $\pi - r$ ) | 11,7                    | 0,5                    | 1                   |

de nombres de masse compris entre 7 et 14, hyperfragments les plus lourds dont l'identification soit univoque [3]. L'analyse de ces événements est rendue difficile par le fait que près de 50 % de leurs désintégrations mésiques sont du type :



dans lequel le noyau résiduel  $(Z + 1)^A$  emporte une très faible fraction de l'énergie disponible ne lui permettant, en général, de parcourir dans l'émulsion qu'une distance inférieure à quelques microns. L'identification de ces événements est parfois facilitée par l'observation de reculs  $\beta$ -actifs ou par l'analyse cinématique des réactions de production. Il convient de remarquer ici que les mesures de  $B_\Lambda$  à partir de désintégrations du type (1) sont sujettes à l'indétermination liée à la possibilité d'avoir des reculs nucléaires émis dans des états excités ou des hyperfragments se désintégrant à partir d'états isomériques à vie longue. Ce dernier effet a été invoqué récemment par

J. Pniewski et M. Danysz [4] afin de rendre compte de la différence existant entre les énergies de liaison des hyperfragments  $\lambda\text{He}$  ( $3,8 \pm 0,2$  MeV) et  $\lambda\text{B}$  ( $4,9 \pm 0,5$  MeV). Selon ces auteurs, certains hyperfragments  $\lambda\text{He}$  se désintègreraient à partir d'états isomériques à vie longue. Le cœur nucléaire  ${}^6\text{He}$  possède, en effet, un état excité d'énergie 1,7 MeV ( $\Gamma \sim 0,1$  MeV ;  $J = 2^+$ ) se désintégrant en  ${}^4\text{He} + 2n$  mais que la liaison de l'hypéron  $\Lambda^0$  pourrait momentanément rendre stable. On devrait alors s'attendre à observer deux échantillonnages distincts parmi les hyperfragments  $\lambda\text{He}$  : l'un conduisant à des valeurs de  $B_\Lambda$  comparables à celles de  $\lambda\text{Be}$  et correspondant à la désintégration de  $\lambda\text{He}$  dans son état fondamental et l'autre conduisant à des valeurs de  $B_\Lambda$  inférieures d'environ 1,7 MeV et correspondant à des désintégrations se produisant à partir de l'état excité. Avec la faible statistique disponible actuellement, cet effet n'est pas observé [3].

Les résultats obtenus pour les hyperfragments de nombre de masse compris entre 3 et 14 indiquent une croissance monotone de  $B_\Lambda$  en fonction de  $A$ . Lorsque  $A$  croît, le puits de potentiel dans lequel est plongé l'hypéron  $\Lambda^0$  garde, à la suite des effets de saturation nucléaire, une profondeur  $D$  quasi constante mais voit son rayon croître comme  $R = r_0 A^{1/3}$ . Si bien que pour de grandes valeurs de  $A$  ( $A \geq 100$ ), l'énergie de liaison sera donnée approximativement par la relation :

$$B_\Lambda \sim D - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2M_\Lambda r_0^2 A^{2/3}}$$

Des estimations théoriques de  $D$  ont été faites par divers auteurs [5] et conduisent généralement à des valeurs voisines de 30 MeV. Une détermination expérimentale de  $D$  à partir de la mesure de l'énergie de liaison d'hyperfragments lourds ( $A \sim 100$ ) produits dans l'émulsion nucléaire est possible en principe. En fait, les difficultés expérimentales sont très grandes et, jusqu'ici, seule une limite supérieure de l'énergie de liaison de tels hyperfragments a pu être déterminée. Étudiant la production d'hyperfragments dans les interactions nucléaires de mésons  $K^-$  de 800 MeV/c, B. D. Jones et al. [6] ont mis en évidence l'existence d'hyperfragments de nombre de masse compris entre 60 et 100 résultant d'un processus de spallation consécutif au développement de la cascade intra-nucléaire initié par le méson  $K^-$  dans les noyaux lourds (Ag et Br) de l'émulsion. La mesure de l'énergie totale libérée lors de la désintégration de tels hyperfragments a permis à D. H. Davis et al. [7] de fixer une limite supérieure à l'énergie de liaison de ces hyperfragments. Deux méthodes expérimentales ont été proposées par ces auteurs. La première consiste à établir la distribution de l'énergie totale visible libérée dans les désintégrations non mésiques des hyperfragments de spallation. Les résultats de

l'application de cette méthode à un échantillonnage de 470 hyperfragments sont illustrés dans la figure 2. L'énergie totale visible est déterminée

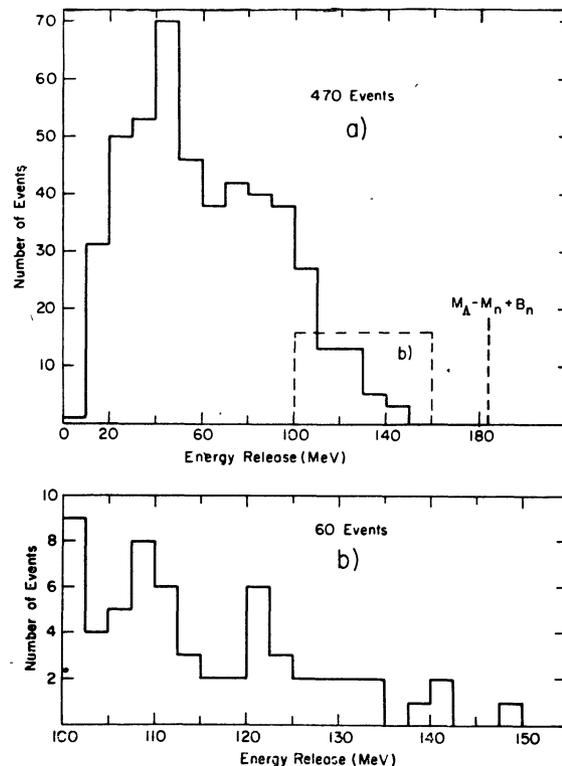


FIG. 2. — Distribution de l'énergie totale visible libérée dans la désintégration non mésique des hyperfragments de spallation (extrait du travail de D. H. Davis et al. [7]).

comme étant la somme des énergies cinétiques et des énergies de liaison de toutes les particules chargées émises lors de la désintégration et considérées comme protons. L'énergie disponible dans la désintégration est égale à

$$M_\Lambda - M_N - B_N = (184 - B_\Lambda) \text{ MeV}$$

où  $M_\Lambda$  et  $M_N$  représentent les masses de l'hypéron  $\Lambda^0$  et du nucléon et  $B_N$  est l'énergie de liaison du dernier nucléon dans le noyau. L'observation d'une coupure dans la distribution de l'énergie totale visible à 150 MeV permet de mettre sur  $B_\Lambda$  une limite supérieure de l'ordre de 35 MeV. Ce résultat a été confirmé récemment par d'autres auteurs [8-9]. Une autre méthode consiste en l'analyse des désintégrations mésiques des hyperfragments de spallation. Actuellement, une vingtaine d'exemples de ces désintégrations ont été observés dans le monde [7-8-10-11-12]. La distribution des valeurs de la limite supérieure de  $B_\Lambda$  que l'on obtient à partir de ces événements est donnée dans la figure 3. Il convient de signaler que les valeurs de  $B_\Lambda$  déterminées à partir des deux mé-

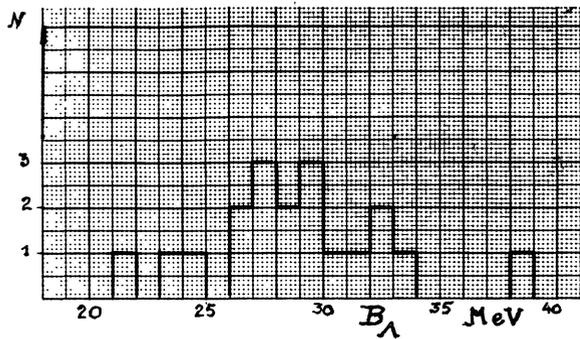


FIG. 3. — Distribution des valeurs de l'énergie de liaison des hyperfragments de spallation obtenues à partir de l'étude de leur désintégration mésique.

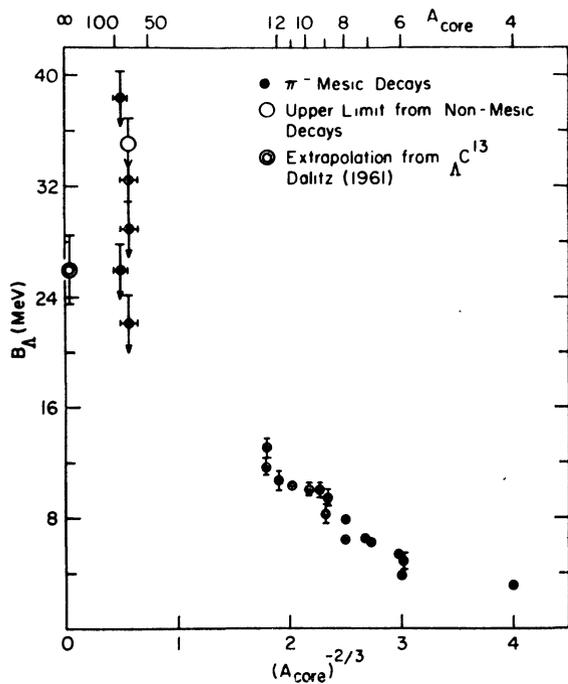


FIG. 4. — Variation de l'énergie de liaison des hyperfragments en fonction de  $A_{\text{coeur}}^{-2/3}$  (extrait du travail de D. H. Davis et al. [7]).

thodes présentées ci-dessus sont affectées des indéterminations suivantes :

- a) possibilité d'émission de neutrons lents ;
- b) possibilité d'observer des hyperfragments se désintégrant à partir d'états excités.

La figure 4, extraite du travail de D. H. Davis et al. [7] et montrant la variation de  $B_{\Lambda}$  en fonction de  $A_{\text{coeur}}^{-2/3}$ , résume l'ensemble des informations expérimentales recueillies à ce jour en ce qui concerne l'énergie de liaison des hyperfragments.

**3. Vies moyennes des hyperfragments.** — Étant donné l'influence du principe d'exclusion de Pauli et la possibilité, pour l'hypéron  $\Lambda^0$  lié, de subir des désintégrations stimulées, on peut s'attendre à ce que la vie moyenne de l'hypéron  $\Lambda^0$  lié,  $\tau_{\Lambda^0 \text{lié}}$  soit différente de la vie moyenne de l'hypéron  $\Lambda^0$  libre,  $\tau_{\Lambda^0 \text{libre}}$ .

La majorité des hyperfragments sont produits avec des énergies cinétiques faibles rendant difficiles l'observation de désintégration se produisant en vol et, par conséquent, la détermination des vies moyennes. De premiers résultats ont été récemment obtenus en ce qui concerne les hyperfragments les plus légers, à savoir :  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . Ils sont résumés dans le tableau II où sont également mentionnées la technique expérimentale utilisée et la statistique sur laquelle repose la mesure. Sauf peut-être dans le cas de  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , les vies moyennes restent affectées de très larges erreurs liées, d'une part, à l'imprécision statistique et, d'autre part, aux difficultés expérimentales. Dans le cas particulier des hyperfragments d'hélium, il est actuellement très difficile de séparer proprement les contributions des hyperfragments de masses 4 et 5.

Les résultats relatifs à la détermination de la vie moyenne de l'hypéron  $\Lambda^0$  libre sont quelque peu contradictoires. Ils se groupent en 2 catégories comprenant respectivement les valeurs de  $\tau_{\Lambda^0 \text{libre}}$  compatibles avec les récentes déterminations faites par M. M. Block et al. [13] :

$$\tau_{\Lambda} = (2,34 \pm 0,06) 10^{-10} \text{ s}$$

TABLEAU II

VIES MOYENNES DES HYPERFRAGMENTS

| HYPERFRAGMENT             | VIE MOYENNE<br>( $\times 10^{10}$ s) | NOMBRE<br>D'ÉVÉNEMENTS<br>OBSERVÉS |          | TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE         |
|---------------------------|--------------------------------------|------------------------------------|----------|---------------------------------|
|                           |                                      | EN VOL                             | AU REPOS |                                 |
| ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  | $1,23^{+0,21}_{-0,20}$               | 24                                 | 6        | Chambre à bulles à hélium [13]. |
| ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  | $\leq 1,2^{+0,7}_{-0,3}$             | 9                                  | 43       | Émulsions [14].                 |
| ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ | $1,4^{+1,8}_{-0,6}$                  | 4                                  | 47       | Émulsions [15].                 |
| et                        |                                      |                                    |          |                                 |
|                           | $1,2^{+1,0}_{-0,4}$                  | 5                                  | 94       | Émulsions [27].                 |

et par F. S. Crawford [26] :

$$\tau_{\Lambda} = (2,80 \pm 0,06) 10^{-10} \text{ s.}$$

Quelle que soit la vraie valeur de  $\tau_{\Lambda\text{libre}}$ , il semble, dès à présent, que  $\tau_{\Lambda\text{H}}$  soit inférieur à  $\tau_{\Lambda\text{libre}}$ .

**4. Spins des hyperfragments.** — Les seuls hyperfragments dont le spin a pu être déterminé expérimentalement sont  $\Lambda^0\text{H}$  et  $\Lambda^0\text{Li}$ . Les méthodes utilisées dans ces deux cas sont essentiellement différentes ; nous les discuterons brièvement en tant qu'exemples d'analyses qu'offre l'étude systématique de la désintégration des hyperfragments.

a)  $\Lambda^0\text{H}$ .

Les schémas de désintégration mésiques de  $\Lambda^0\text{H}$  peuvent se classer en 2 catégories, l'une comprenant les désintégrations du type  $\pi^- + {}^4\text{He}$  pour lesquelles les produits de désintégration ont un spin zéro et l'autre groupant tous les autres types de désintégration, tels que  $\pi^- + {}^3\text{He} + n$ ,  $\pi^- + {}^3\text{H} + p$ , ... Le rapport expérimental  $R_4$  du nombre de désintégrations du type  $\pi^- + {}^4\text{He}$  au nombre total de désintégrations mésiques a été déterminé indépendamment par R. G. Ammar et al. [16] en émulsions nucléaires ( $R_4 = 0,67_{-0,05}^{+0,06}$ ) et par M. M. Block et al. [17] en chambre à bulles à hélium ( $R_4 = 0,64 \pm 0,11$ ). R. H. Dalitz et L. Liu [18] ont montré que le rapport  $R_4$  est une fonction sensible du spin de  $\Lambda^0\text{H}$  et des caractéristiques du processus de désintégration de l'hyperon  $\Lambda^0$  libre, en particulier, du rapport  $p/s$  des amplitudes de désintégration en ondes  $-s$ - et  $-p$ -. La variation de  $R_4$  en fonction de  $p^2/(p^2 + s^2)$  est donnée dans la figure 5 pour les valeurs  $J = 0$  et  $J = 1$  du spin de  $\Lambda^0\text{H}$ . Sont indiquées aussi les valeurs expérimentales de  $R_4$  et de  $p^2/(p^2 + s^2)$  (déterminée par J. W. Cronin et al. [19] et

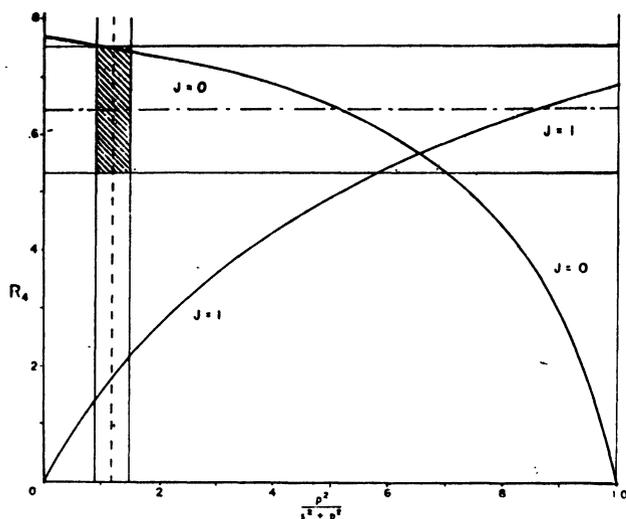


FIG. 5. — Variation du rapport  $R_4$  en fonction de  $\frac{p^2}{p^2 + s^2}$  (extrait du travail de M. M. Block et al. [17]).

E. F. Beall et al. [20] à partir de l'étude de la désintégration d'hyperons  $\Lambda^0$  polarisés). Il est clair que le spin de  $\Lambda^0\text{H}$  est zéro.

b)  $\Lambda^0\text{Li}$ .

La désintégration  $\Lambda^0\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  se produit de préférence selon la séquence  $\Lambda^0\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}^*$ ,  ${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  où  ${}^8\text{Be}^*$  représente le premier état excité du noyau  ${}^8\text{Be}$  (2,9 MeV ;  $J = 2^+$ ). Cette conclusion établie par D. H. Davis et al. [21] est illustrée par la figure 6 donnant la distribution de la grandeur  $E_{\text{rel}}$ , énergie relative des deux particules  $\alpha$  dans leur système du centre de masse, mesurée pour 43 hyperfragments.

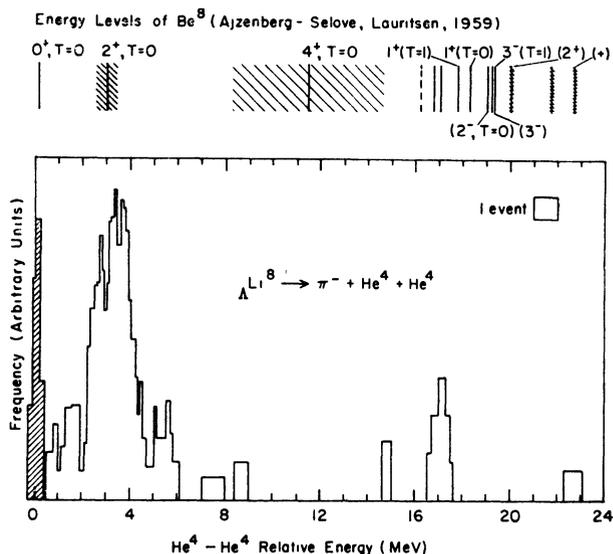


FIG. 6. — Distribution de l'énergie relative des particules  $\alpha$  (dans leur système du centre de masse) intervenant dans la désintégration  $\Lambda^0\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  (extrait du travail de D. H. Davis et al. [21]).

La majorité des événements caractérisés par  $E_{\text{rel}} \sim 3$  MeV. Il a été suggéré par R. H. Dalitz [22] que, pour ces événements, l'étude de la distribution de l'angle  $\theta$  compris entre la ligne de vol du méson  $\pi^-$  et celle des deux particules  $\alpha$  dans leur système du centre de masse devrait permettre de déterminer le spin de  $\Lambda^0\text{Li}$ . Selon R. H. Dalitz, cette distribution serait de la forme  $P(\theta) \sim 1 + 3 \cos^2 \theta$  pour  $J_{\Lambda^0\text{Li}} = 1$  ou de la forme  $P(\theta) \sim \sin^2 \theta$  pour  $J_{\Lambda^0\text{Li}} = 2$ . La distribution expérimentale obtenue par D. H. Davis et al. [21] est comparée aux prévisions de Dalitz dans la figure 7. Le spin 1 semble être favorisé.

Pour être complet, il convient de signaler que dans le cas de l'hyperfragment  $\Lambda^0\text{H}$  une analyse comparable à celle présentée ci-dessus pour  $\Lambda^0\text{H}$  a été effectuée par M. M. Block et al. [13] en chambre à bulles à hélium et par R. G. Ammar et al. [23] en émulsions nucléaires et semble conduite à la valeur

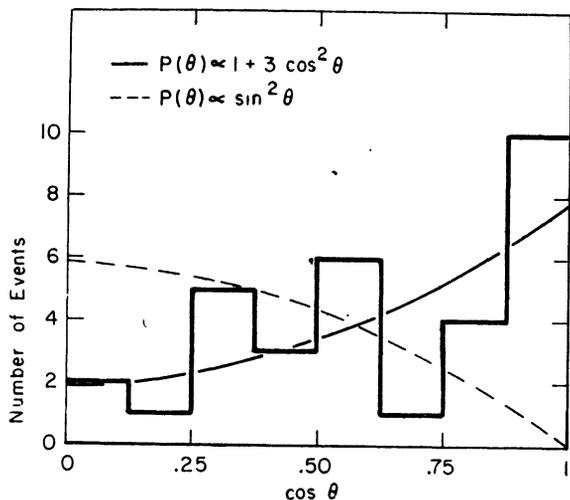


FIG. 7. — Distribution de l'angle  $\theta$  compris entre la ligne de vol du méson  $\pi^-$  et celle des deux particules  $\alpha$  (dans leur système du centre de masse) intervenant dans la désintégration  ${}^8\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  (extrait du travail de D. H. Davis et al. [21]).

$J_{\Lambda\text{H}}^3 = 1/2$ . Dans ce cas particulier toutefois, le calcul de

$$R_1 = \frac{\Lambda^3\text{H} \rightarrow \pi^- + \Lambda^3\text{He}}{\Lambda^3\text{H} \rightarrow \text{tous modes mésiques}}$$

est particulièrement sensible à la valeur de  $B_{\Lambda}(\Lambda^3\text{H})$  que nous avons vu être mal connue. Signalons aussi que la valeur de  $\tau_{\Lambda^3\text{H}}$  trouvée par M. M. Block et al. [13] est également en faveur de  $J_{\Lambda^3\text{H}}^3 = 1/2$  [24].

5. Découverte d'un double hyperfragment. —

La mise au point au CERN d'un faisceau de mésons  $K^-$  de 1,5 GeV/c de quantité de mouvement a permis la réalisation de diverses expériences en vue de mettre en évidence l'existence de doubles hyperfragments résultant de la liaison de deux hyperons  $\Lambda^0$  à un même cœur nucléaire. Jusqu'ici un seul double hyperfragment a été identifié avec certitude [25]. Cet événement dont une microphotographie et une représentation schématique sont données dans les figures 8 et 9, est produit à la suite de l'absorption d'un hyperon  $\Xi^-$  par un noyau léger de l'émulsion nucléaire. Un méson  $K^-$  de 1,5 GeV/c interagit avec un noyau de l'émulsion au point A. De cette interaction est émis un hyperon  $\Xi^-$  (trace 1) de basse énergie qui est lui-même absorbé au repos au point B. L'étoile en B comprend 2 branches : la trace 5, due à une particule stable de charge 1 et la trace 6, due au double hyperfragment. Celui-ci se désintègre en C en un méson  $\pi^-$  (trace 7), une particule stable de charge unitaire (trace 8) et un hyperfragment ordinaire (trace 9). Ce dernier se désintègre à son tour en D en un méson  $\pi^-$  (trace 10) et trois particules chargées (traces 11, 12 et 13). Les résultats de l'analyse cinématique des étoiles de désintégration

TABLEAU III

RÉSULTATS DE L'ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION DU DOUBLE HYPERFRAGMENT

| ÉTOILE C  |  | ÉTOILE D  |  |
|---|--|---|--|
| MODE DE DÉSINTÉGRATION DU DOUBLE HYPERFRAGMENT  | ÉNERGIE DE LIAISON DE L'HYPERON $\Lambda^0$ DANS LE DOUBLE HF (en MeV) | MODE DE DÉSINTÉGRATION DE L'HYPERFRAGMENT ORDINAIRE                                     | ÉNERGIE DE LIAISON DE L'HYPERON $\Lambda^0$ DANS L'HF ORDINAIRE (en MeV) |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Be} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Be} + {}^1\text{H} + \pi^-$     | $11,0 \pm 0,4$   | ${}^8\Lambda\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \pi^-$                 | $7,2 \pm 0,6$  |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Be} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Be} + {}^1\text{H} + n + \pi^-$ | $4,4$  | ${}^8\Lambda\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \pi^-$                 | $7,2 \pm 0,6$  |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Be} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Be} + {}^1\text{H} + \pi^-$     | $< 7,6 \pm 0,7$  | ${}^8\Lambda\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{He} + \pi^-$                | $17,5 \pm 0,4$   |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Li} + {}^1\text{H} + \pi^-$     | $11,1 \pm 0,4$   | ${}^8\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{He} + \pi^-$                | $12,8$   |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Li} + {}^1\text{H} + \pi^-$     | $10,8 \pm 0,4$   | ${}^8\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \pi^-$ | $< 16,0 \pm 0,4$   |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Li} + {}^1\text{H} + \pi^-$     | $10,9 \pm 0,4$   | ${}^8\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \pi^-$ | $19,0 \pm 0,6$   |
| ${}^8\Lambda\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^8\Lambda\text{Li} + {}^1\text{H} + n + \pi^-$ | $6,2$  | ${}^8\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \pi^-$ | $16,3 \pm 0,4$   |
|   | $< 7,5 \pm 0,5$  | ${}^8\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^2\text{He} + {}^2\text{He} + {}^1\text{H} + \pi^-$ | $17,4 \pm 0,4$   |
|   |  |   | $14,2$   |
|   |  |   | $< 15,5 \pm 0,4$   |
|   |  |   | $4,5 \pm 0,4$  |
|   |  |   | $< 3,5$  |
|   |  |   | $< -0,3 \pm 1,0$   |
|   |  |   | $3,2 \pm 0,6$  |
|   |  |   | $5,3 \pm 0,4$  |
|   |  |   | $4,4 \pm 0,4$  |
|   |  |   | $1,8$  |
|   |  |   | $< -0,5 \pm 0,6$   |

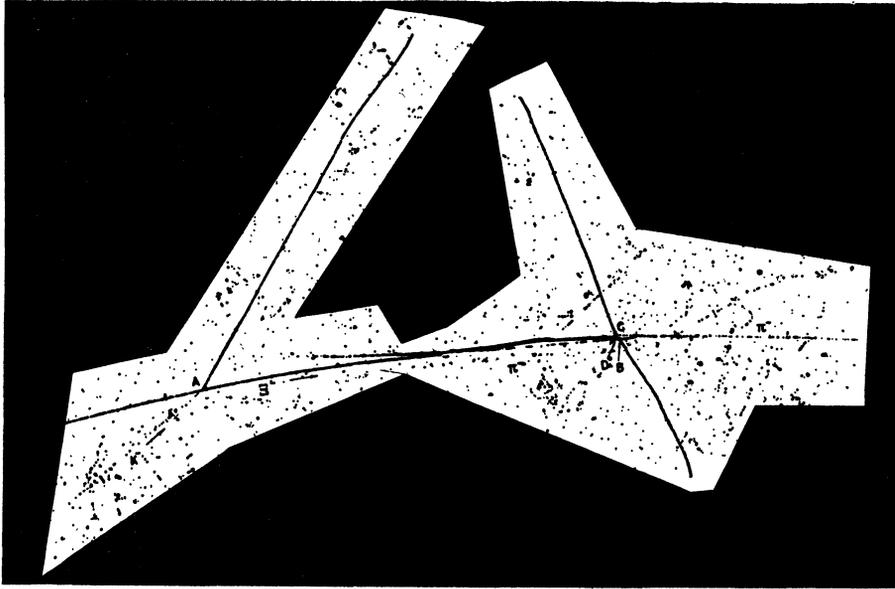


FIG. 8. — Microphotographie du premier double hyperfragment résultant de la liaison de deux hyperons  $\Lambda^0$  à un même cœur nucléaire.

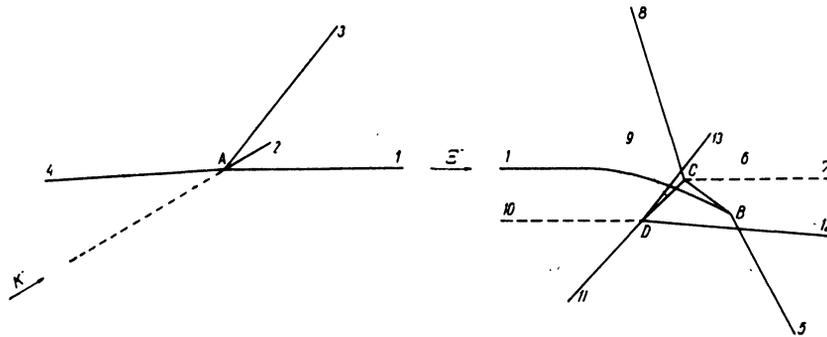


FIG. 9. — Représentation schématique du double hyperfragment illustré par la figure 8.

du double hyperfragment et de l'hyperfragment ordinaire sont résumés dans le tableau III. L'interprétation en termes de  $\Lambda\Lambda\text{Li}$  exige la présence peu probable en C d'une particule chargée non observée. Il est délicat, sur la base de ce seul événement, de déduire le signe de l'interaction  $\Lambda - \Lambda$ . Toutefois, si on fait l'hypothèse que l'émission d'un neutron lent dans la désintégration du double hyperfragment est peu probable, les seuls schémas de désintégration à conserver sont



conduisant à la conclusion que l'interaction  $\Lambda - \Lambda$  est attractive ( $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$  est positif) et que sa grandeur est de l'ordre de quelques MeV.

**6. Conclusions.** — L'accumulation de plus en plus importante de données expérimentales recueillies

dans des conditions homogènes a permis dans le courant de ces dernières années de préciser quelques uns des paramètres caractérisant la désintégration de certains types d'hyperfragments. De grands progrès ont été réalisés, en particulier, en ce qui concerne la détermination des énergies de liaison et les premières informations relatives aux spins et durées de vie sont maintenant disponibles.

L'interprétation de ces résultats reste délicate et les conclusions que l'on peut en tirer actuellement en ce qui concerne les interactions hyperon-nucléon sont loin d'être définitives. Il est aussi évident que l'accumulation des données expérimentales et l'obtention de faisceaux intenses de particules de grande énergie ( $\gtrsim 1$  GeV) ont fait apparaître des problèmes nouveaux tels que ceux liés à l'existence d'hyperfragments excités et de doubles hyperfragments.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] DANYSZ (M.) et PNIEWSKI (J.), *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 348.
- [2] CRAYTON (N.), LEVI-SETTI (R.), RAYMUND (M.), SKJEGGESTAD (O.), ABELEDO (D.), AMMAR (R. G.), ROBERTS (J. H.) et SHIPLEY (E. N.), *Rev. Mod. Physics*, 1962, **34**, 186.
- [3] AMMAR (R. G.), CHOY (L.), DUNN (W.), HOLLAND (M.), ROBERTS (J. H.), SHIPLEY (E. N.), CRAYTON (N.), DAVIS (D. H.), LEVI-SETTI (R.), RAYMUND (M.), SKJEGGESTAD (O.) et TOMASINI (G.), Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 382 et *Nuovo Cimento*, 1963, **27**, 1078.
- [4] PNIEWSKI (J.) et DANYSZ (M.), *Physics Letters*, 1962, **1**, 142.
- [5] Voir par ex. : DALITZ (R. H.), Proceedings of the Rutherford Jubilee International Conference, Manchester, 1961, p. 103.
- [6] JONES (B. D.), SANJEEVAIAH (B.), ZAKRZEWSKI (J.), CSEJTHEY-BARTH (M.), LAGNAUX (J. P.), SACTON (J.), BENISTON (M.), BURHOP (E. H. S.) et DAVIS (D. H.), Proceedings of the Aix-en-Provence International Conference on Elementary Particles, 1961, p. 363 et *Phys. Rev.*, 1962, **127**, 236.
- [7] DAVIS (D. H.), LEVI-SETTI (R.), RAYMUND (M.), SKJEGGESTAD (O.), TOMASINI (G.), LEMONNE (J.), RENARD (P.) et SACTON (J.), *Phys. Rev. Letters*, 1962, **9**, 464.
- [8] K- European Collaboration, à paraître, 1963.
- [9] CUEVAS (J.), DIAZ (J.), HARMSSEN (D.), JUST (W.), KRAMER (H.), SPITZER (H.), TEUCHER (M. W.) et LOHRMANN (E.), Preprint 1963.
- [10] BAUMANN (G.), BRAUN (H.) et CUER (P.), Preprint 1963.
- [11] CUEVAS (J.), DIAZ (J.), HARMSSEN (D.), JUST (W.), KRAMER (H.), SPITZER (H.), TEUCHER (M. W.) et LOHRMANN (E.), *Nuovo Cimento*, 1963, **27**, 1500.
- [12] JURIC (M.), Communication privée, 1963.
- [13] BLOCK (M. M.), MELTZER (C.), RATTI (S.), GRIMELLINI (L.), KIKUCHI (T.), LENDINARA (L.) et MONARI (L.), Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 458.
- [14] CRAYTON (N.), DAVIS (D. H.), LEVI-SETTI (R.), RAYMUND (M.), SKJEGGESTAD (O.), TOMASINI (G.), AMMAR (R. G.), CHOY (L.), DUNN (W.), HOLLAND (M.), ROBERTS (J. H.) et SHIPLEY (E. N.), Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 460.
- [15] KANG (Y. W.), KWAK (N.), SCHNEPS (J.) et SMITH (P. A.), *Phys. Rev. Letters*, 1963, **10**, 302.
- [16] AMMAR (R. G.), LEVI-SETTI (R.), SLATER (W. E.), LIMENTANI (S.), SCHLEIN (P. E.) et STEINBERG (P. H.), *Nuovo Cimento*, 1961, **19**, 20.
- [17] BLOCK (M. M.), LENDINARA (L.) et MONARI (L.), Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 371.
- [18] DALITZ (R. H.) et LIU (L.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 1312.
- [19] CRONIN (J. W.) et OVERSETH (O. E.), Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 453 et *Phys. Rev.*, 1963, **129**, 1795.
- [20] BEALL (E. F.), CORK (B.), KEEFE (D.), MURPHY (P. G.) et WENZEL (W. A.), *Phys. Rev. Letters*, 1962, **8**, 75.
- [21] DAVIS (D. H.), LEVI-SETTI (R.) et RAYMUND (M.), *Nuclear Physics*, 1963, **41**, 73.
- [22] DALITZ (R. H.), *Nuclear Physics*, 1963, **41**, 78.
- [23] AMMAR (R. G.), DUNN (W.) et HOLLAND (M.), *Nuovo Cimento*, 1962, **26**, 840.
- [24] DALITZ (R. H.) et RAJASEKHARAN (G.), *Physics Letters*, 1962, **1**, 58.
- [25] DANYSZ (M.), GARBOWSKA (K.), PNIEWSKI (J.), PNIEWSKI (T.), ZAKRZEWSKI (J.), FLETCHER (E. R.), LEMONNE (J.), RENARD (P.), SACTON (J.), TONER (W. T.), O'SULLIVAN (D.), SHAH (T. P.), THOMPSON (A.), ALLEN (P.), Sr. HEERAN (M.), MONTWILL (A.), ALLEN (J. E.), BENISTON (M. J.), DAVIS (D. H.), GARBUTT (D. A.), BULL (V. A.), KUMAR (R. C.) et MARCH (P. V.), à paraître dans *Phys. Rev. Letters*, 1963.
- [26] CRAWFORD (F. S.), Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics, p. 459.
- [27] AMMAR (R. G.), DUNN (W.) et HOLLAND (M.), *Physics Letters*, 1963, **3**, 340.