

## DESINTEGRATIONS DE $K_2^0$ DANS UNE CHAMBRE DE WILSON

A. ASTIER, L. BLASKOVIC, M. M. DE COURREGES, B. EQUER, A. LLORET,  
P. RIVET et J. SIAUD  
Ecole Polytechnique, Paris  
(présenté par J. SIAUD)

La présente étude de désintégrations de  $K_2^0$  a été poursuivie auprès du synchrotron Saturne à Saclay durant l'année 1959-1960. Elle a été réalisée grâce à la collaboration de MM. Ch. d'Andlau, Ch. Gregory et J.P. Siaud pour la construction de la chambre, de MM. R. Armenteros, J. Goldberg, Ch. Gregory, J. Huc et J.F. Vernet pour la marche de la chambre, de C. Defoix et de Mme J.C. Vergès pour l'analyse des photos et la préparation des programmes. Elle n'a été possible que grâce à l'aide efficace et aimable des services SEFS et CEDAP du Département Saturne. Enfin nous remercions de ses conseils M. B.P. Grégory qui a suggéré cette expérience.

1 - L'étude a été effectuée au moyen d'une chambre de Wilson à champ magnétique (8 500 Gauss), dont le volume utile était d'environ 600 litres ( $108 \times 92 \times 60 \text{ cm}^3$ ), placée auprès de Saturne dans un faisceau de particules neutres provenant d'une cible interne de Cu de dimensions :  $20 \times 50 \times 15 \text{ mm}^3$ . La distance du centre de la chambre à la cible était de 16 mètres, et l'angle entre le faisceau neutre et le faisceau de protons de la machine était de  $65^\circ$ .

Le faisceau de particules neutres était obtenu par balayage magnétique des particules chargées après conversion de 90 % des  $\gamma$  dans une plaque de Pb de 12 mm d'épaisseur. Afin de réduire au maximum le fond dû aux interactions des neutrons dans la paroi et dans le gaz de la chambre, la paroi d'entrée était constituée d'une feuille mince de duralumin de 0,4 mm d'épaisseur et la chambre était remplie à l'hélium. La chambre comportait en outre deux écrans de Cu horizontaux de 20 mm d'épaisseur de part et d'autre du faisceau. Afin d'obtenir un fond acceptable (en moyenne 130 noyaux de recul, 7 étoiles d'interactions et, venant des parois, 15 protons et 5 électrons par photo) l'intensité de la machine a été réduite à environ  $4 \times 10^9$  protons par impulsion, ce qui donnait un flux d'environ  $7 \times 10^4$  neutrons dans la chambre. Pendant les 10 mois qu'a duré l'expérience (une impulsion sur 100 était affectée à la chambre de Wilson), le nombre de photos prises a été de 8 000.

Le dépouillement des 6 000 clichés utilisables, effectué à Saclay durant la marche de l'expérience, a fourni 398 événements du type  $V^0$ . L'efficacité de ce dépouillement a été testée sur un lot de 1 000 photos par un second dépouillement au Laboratoire. Cette efficacité s'est avérée être de 50 % (57 événements retrouvés en sus des 51 déjà vus). Les comparaisons, d'une part, des spectres des quantités de mouvement des secondaires, et, d'autre part, des nombres de  $\pi$  parmi les secondaires les plus lents, n'a pas indiqué que le dépouillement eût favorisé les traces à forte ionisation.

2 - Parmi les 455 événements du type  $V^0$  repérés, 71 ont été éliminés soit parce qu'ils étaient inexploitables, soit parce qu'ils présentaient un amas au sommet. Sur les 384 événements restants, 64 se sont avérés compatibles à 2 écarts avec des désintégrations de  $\pi$  provenant des parois de la chambre. Une désintégration  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ , considérée comme désintégration de  $K_2^0$ , se comportant dynamiquement, dans la plupart des cas, comme une désintégration  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ , il importait de ne pas éliminer de  $K_2^0$  en éliminant les événements compatibles avec des  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ . L'étude dans le gaz de la chambre des étoiles d'interactions de neutrons comportant un  $\pi^-$ , a montré que le nombre de désintégrations des  $\pi^-$  créées dans la paroi d'entrée par interaction des neutrons, était parfaitement cohérent. Nous avons donc éliminé tous les événements compatibles avec  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ . Finalement ont été retenus comme  $K_2^0$  320 événements, ce qui, compte tenu de l'efficacité du dépouillement et de la distance chambre-cible, correspond à un rapport à la production  $K_2^0$ /neutrons d'environ  $1/10^4$ .

Nous n'avons ensuite conservé pour l'analyse dynamique que les événements pour lesquels les quantités de mouvement étaient mesurées avec une précision suffisante (flèches des secondaires

toutes deux supérieures ou égales à 2 mm). Nous avons vérifié, sur les spectres des quantités de mouvement des événements respectivement retenus et rejetés, que ce critère de flèche minimum ne favorisait pas les quantités de mouvement faibles. Le nombre de  $K_2^0$  soumis à l'analyse a finalement été de 283.

Parmi ces événements, 3 sont compatibles à 1 écart avec une désintégration  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  (et incompatibles avec une désintégration  $\Lambda^0$ ). Ces 3 événements, qui sont compatibles avec divers modes leptoniques de désintégration de  $K_2^0$ , ne sont très probablement pas des  $K_1^0$  régénérés, car le nombre attendu de  $K_1^0$  régénérés dans le gaz de la chambre (Ref. [1]) est de 0,01. Nous avons donc conservé ces événements dans le lot de  $K_2^0$  pour lesquels on peut affirmer que la désintégration  $\pi^+ \pi^-$  a une fréquence inférieure ou égale à 1 %.

3 - L'analyse dynamique se présente de la manière suivante. Nous avons 4 inconnues, les 3 composantes de la quantité de mouvement du secondaire neutre et la quantité de mouvement du  $K_2^0$  dont la direction est connue. La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permet de tester la compatibilité des événements avec chaque mode de désintégration. Au lieu d'écrire simplement que le discriminant de l'équation du second degré obtenue doit être positif, nous avons préféré examiner une quantité physique définie de manière univoque pour chaque mode, afin de pouvoir dresser des histogrammes de cette quantité susceptibles d'être comparés à des distributions théoriques. Cette quantité est l'énergie cinétique du  $K_2^0$  dans le système de référence (S') en translation suivant sa ligne de vol, et dans lequel la somme des quantités de mouvement longitudinales des chargés est nulle. Désormais cette quantité sera appelée  $T'$  avec, en indice, le mode de désintégration correspondant. Lorsque  $T'$  est positif, l'événement est compatible avec le mode étudié : dans le système de référence (S') considéré, les deux solutions correspondent alors pour le  $K_2^0$  à des quantités de mouvement opposées et à la même énergie cinétique.

La figure 1 représente l'histogramme des  $T'$  obtenus pour tous les événements dans l'hypothèse de la désintégration  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ . Sur cet histogramme sont représentés en hachuré les événements compatibles avec le mode  $3\pi$  compte tenu des erreurs expérimentales (à moins de 2 écarts). Bien que, comme il est facile de le voir sur les histogrammes  $T'_{\pi^+ \mu^+ \nu}$  et  $T'_{\pi^+ e^+ \nu}$ , tous les événements compatibles avec le mode  $3\pi$  soient également compatibles avec les autres modes, la forme de l'histogramme  $T'_{3\pi}$  suggère fortement que les deux pics représentent respectivement les modes de désintégration leptoniques et non leptoniques.

4 - Avant de comparer les 2 lots à divers Monte-Carlo basés sur des hypothèses théoriques simples, nous les avons épurés grâce aux autres informations fournies par l'expérience. Ces informations sont les suivantes :

a) Désintégration  $\pi \rightarrow \mu + \nu, \mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  de certains secondaires.

b) Ionisation des traces, permettant d'identifier ou d'éliminer des  $\pi$  et des électrons (le procédé employé a été la comparaison de l'ionisation apparente des deux secondaires au voisinage du sommet, complétée éventuellement par la comparaison avec l'ionisation d'autres traces de la chambre).

c) Comportement des secondaires à la traversée des deux écrans (discrimination des  $\pi$  et des  $\mu$  par perte d'énergie ou arrêt, et identification d'électrons).

L'étude a fourni les éléments suivants en faveur de la séparation des lots :

a) Parmi les secondaires des 71 événements compatibles avec le mode  $3\pi$ , aucun électron n'a été identifié, alors que 29 l'ont été parmi les secondaires des 212 événements du second lot (voir ci-après).

b) Dans le lot " $3\pi$ ", 9  $\pi$  ont été identifiés contre 5 dans le second lot.

c) Le nombre d'électrons éliminés est le même dans les deux lots (26 contre 27).

Néanmoins, 6 secondaires des événements compatibles avec le mode  $3\pi$  ont été éliminés en tant que  $\pi$ . Nous considérerons désormais ces 6 événements comme faisant partie du second lot que nous désignerons par lot " $\mu e$ ". Le lot " $3\pi$ " ainsi épuré est certainement encore contaminé par la présence de désintégrations  $\pi^\pm \mu^\mp \nu, \pi^\pm e^\mp \nu$ . En effet, parmi les 6 événements éliminés du lot, 5 sont tels que, si le secondaire positif avait eu le moment du négatif et réciproquement, on n'aurait pu exclure le  $\pi$ . D'où une contamination résiduelle de 5/65. Signalons dans le lot " $3\pi$ " un événement identifié  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  par la présence d'une paire de Dalitz. Signalons également un événement dont les 2 secondaires  $\pi$  sont identifiés comme tels par ionisation.

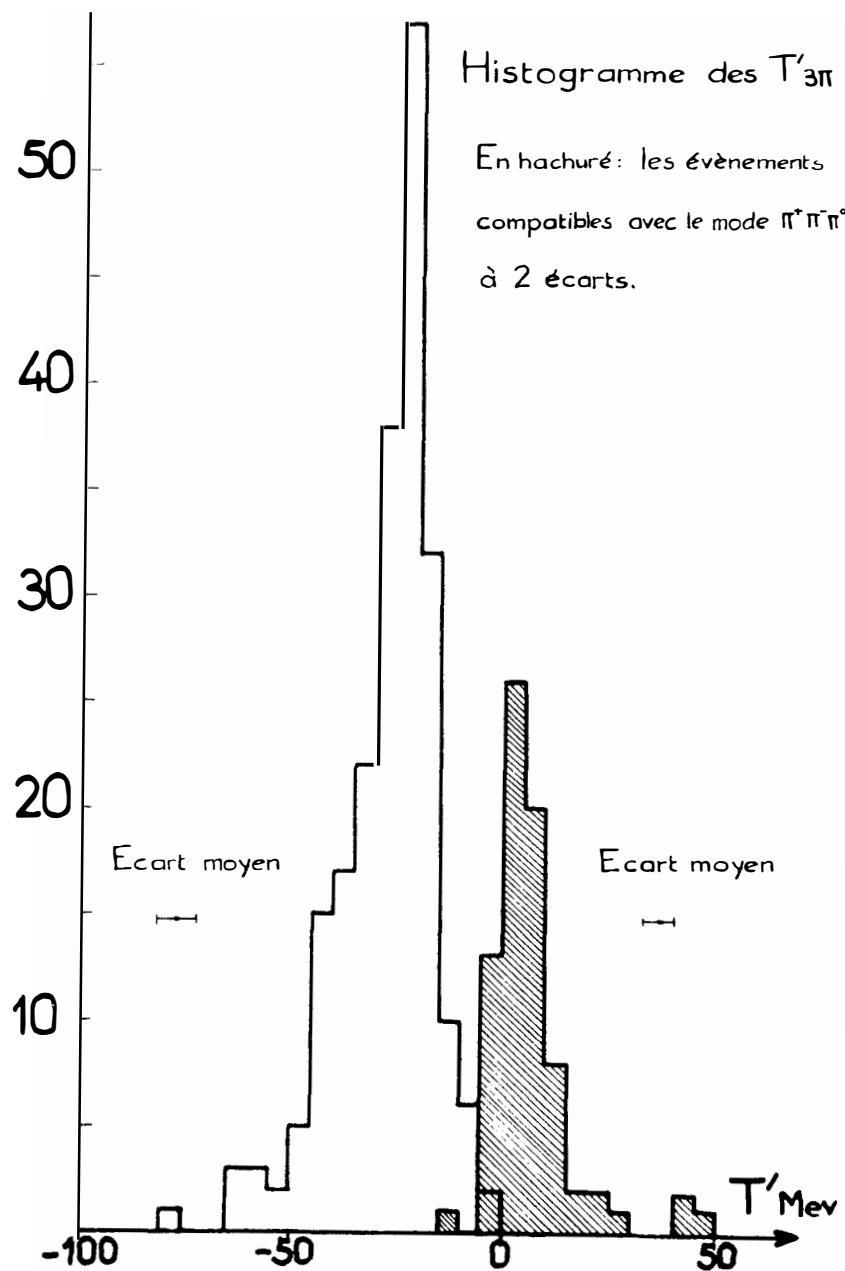


Figure 1

5 - Les 65 événements du lot "3 $\pi$ ", rapportés aux 283  $K_2^0$  retenus, constituent, aux fluctuations poissonniennes près, une limite supérieure de la fréquence du mode de désintégration  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Afin d'obtenir une limite inférieure à la fréquence de ce mode, nous avons essayé de calculer la contamination maximum du lot "3 $\pi$ " en modes leptoniques. Pour cela, nous pouvons supposer que la fonction d'onde d'espace de l'état final de la désintégration 3 $\pi$  est totalement symétrique, comme on pense qu'elle l'est pour la désintégration en 3 $\pi$  du  $K^+$  (Ref. [2]). Dans ce cas on peut établir un diagramme  $w_1^*, w_2^*$ , ( $w_1^*, w_2^*$  : énergies cinétiques de deux des trois  $\pi$  dans le système du centre de masse) comme le fit pour la première fois Dalitz. On sait que les points représentatifs des désintégrations se répartissent uniformément à l'intérieur d'une ellipse tangente aux deux axes  $w_1^*$  et  $w_2^*$ . Lorsqu'on ne considère qu'un secondaire, par exemple le neutre pour la désintégration du  $K_2^0$ , le taux des désintégrations telles que la quantité de mouvement du neutre soit comprise entre  $p^*$  et  $p^* + dp^*$ , et telle que son angle  $\theta^*$  avec une direction arbitraire soit compris entre  $\theta^*$  et  $\theta^* + d\theta^*$ , est proportionnel à :

$$[w_m(p^*) - w_m(p^*)] p^* dp^* d(\cos \theta^*)$$

$w_m$  et  $w_m$  étant les énergies cinétiques maximum et minimum lues sur l'ellipse.

Nous avons procédé à un Monte Carlo pour établir cette distribution, et nous sommes ensuite passés à la distribution  $T'_{3\pi}$  dans le système (S'). Enfin nous avons étalé cette distribution en tenant compte de l'erreur expérimentale, la distribution obtenue fait objet de la figure 2 sur laquelle est également représentée la distribution expérimentale des  $T'_{3\pi}$  du lot "3 $\pi$ ". On voit que les deux distributions sont parfaitement compatibles.

Nous avons procédé de même dans le cas des désintégrations  $\pi \mu v$  et  $\pi e v$ . Ici, bien entendu, aucun résultat expérimental suffisamment établi ne permet d'avoir quelque indication sur la distribution des points dans le diagramme ( $w_1^*, w_2^*$ ) dans le C.M. Nous avons essentiellement supposé que la désintégration était dominée par le facteur d'espace des phases, c'est-à-dire, que le taux de désintégration était proportionnel à  $dw_1^* dw_2^*$  à l'intérieur des domaines adéquats pour les modes  $\pi \mu v$  et  $\pi e v$ .

Nous sommes ensuite passés à la distribution en  $p^*$  et  $\theta^*$  du neutre dans le C.M., et nous avons enfin établi par Monte-Carlo la distribution correspondante pour les  $T'_{\pi\mu}$  et les  $T'_{\pi e}$ . Afin de pouvoir comparer les distributions obtenues à la distribution expérimentale :

$$\langle T' \rangle = \frac{1}{4} (T'_{\pi^+ \mu^-} + T'_{\pi^- \mu^+} + T'_{\pi^+ e^-} + T'_{\pi^- e^+})$$

nous avons décalé les distributions théoriques  $T'_{\pi e}$  et  $T'_{\pi\mu}$  des valeurs moyennes expérimentales  $\frac{1}{2} (T'_{\pi^+ e^-} + T'_{\pi^- e^+}) - \langle T' \rangle$  et  $\frac{1}{2} (T'_{\pi^+ \mu^-} + T'_{\pi^- \mu^+}) - \langle T' \rangle$  respectivement. Puis nous avons superposé les deux distributions en tenant compte de la fréquence relative des modes électroniques et muoniques évaluée par ionisation (voir ci-après), et étalé le tout en tenant compte des erreurs expérimentales.

Sur la figure 3 ont été représentés la distribution finale obtenue et l'histogramme expérimental  $\langle T' \rangle$  du lot "3 $\pi$ ". La figure montre que les histogrammes sont compatibles à moins de 2 écarts. La contamination maximum du lot "3 $\pi$ " en modes leptoniques a été obtenue en faisant passer le maximum d'événements du lot "3 $\pi$ " dans le lot "3 $\mu e$ ", compatibles à deux écarts avec l'histogramme théorique. Le chiffre obtenu est de 25.

Nous en concluons que dans les 283  $K_2^0$  analysés, le nombre des désintégrations  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  est compris entre 40 et 65, avec incertitude totale entre ces chiffres. En combinant l'écart quadratique de cette distribution plate, et les écarts poissonniens des extrémités, nous obtenons pour la fréquence relative :

$$\frac{\text{mode } \pi^+ \pi^- \pi^0}{\text{ensemble modes chargés}} = (18,5^{+3,8}_{-3,4}) \%$$

6 - Les indications fournies par l'ionisation nous ont permis d'obtenir une valeur probable de la fréquence des modes électroniques par rapport à l'ensemble des modes leptoniques. Cette valeur probable a été évaluée comme suit. Dans la bande des quantités de mouvement de 0 à 80 Mev/c, où l'on peut identifier les électrons avec une grande certitude, nous avons mis en évidence 11  $e^+$  et 4  $e^-$ . Or on peut constater (voir figure 4) que les quantités de mouvement des  $\pi$  correspondants sont situés dans une zone où l'identification par ionisation n'a pas été possible. Si donc l'événement

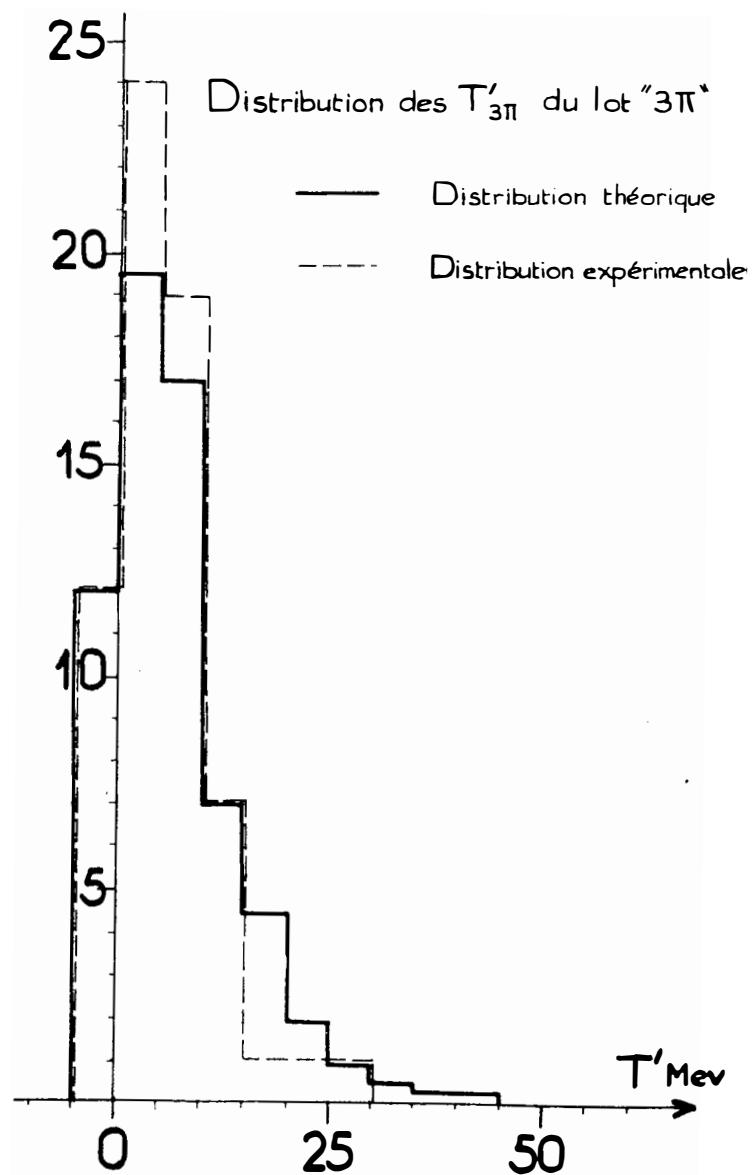


Figure 2

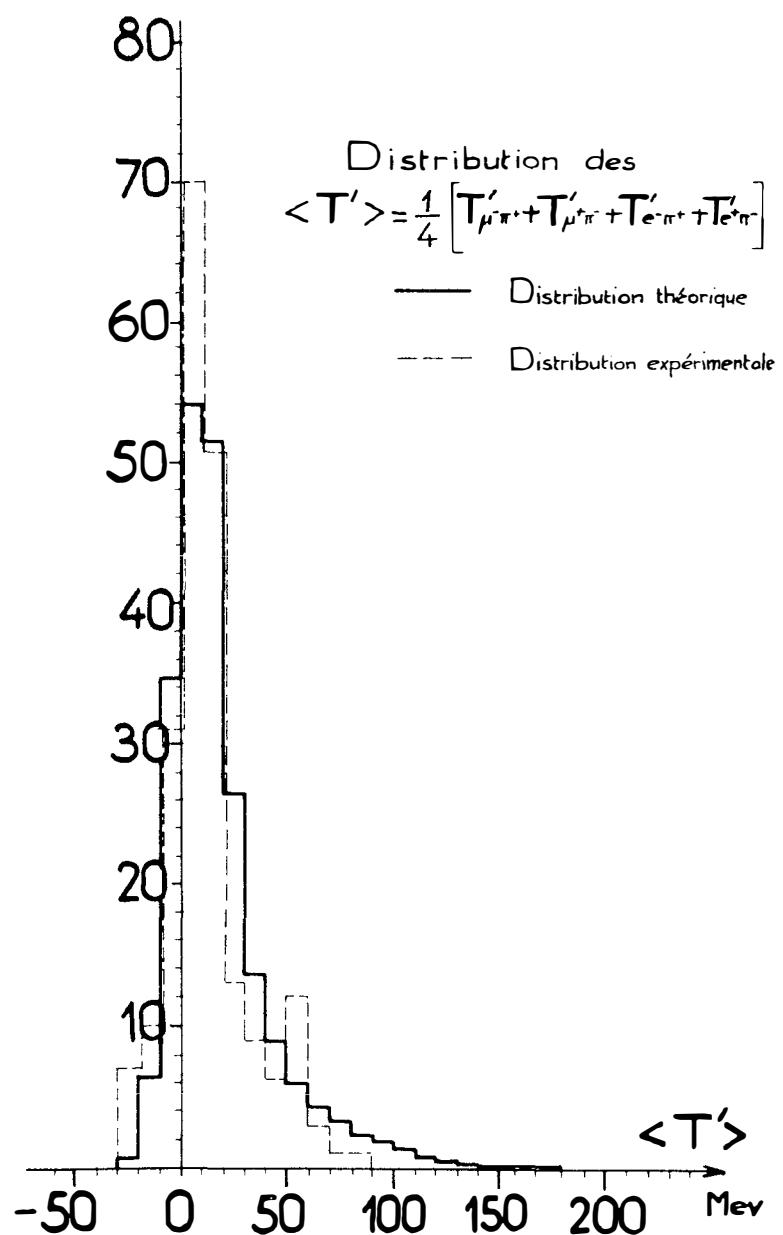


Figure 3

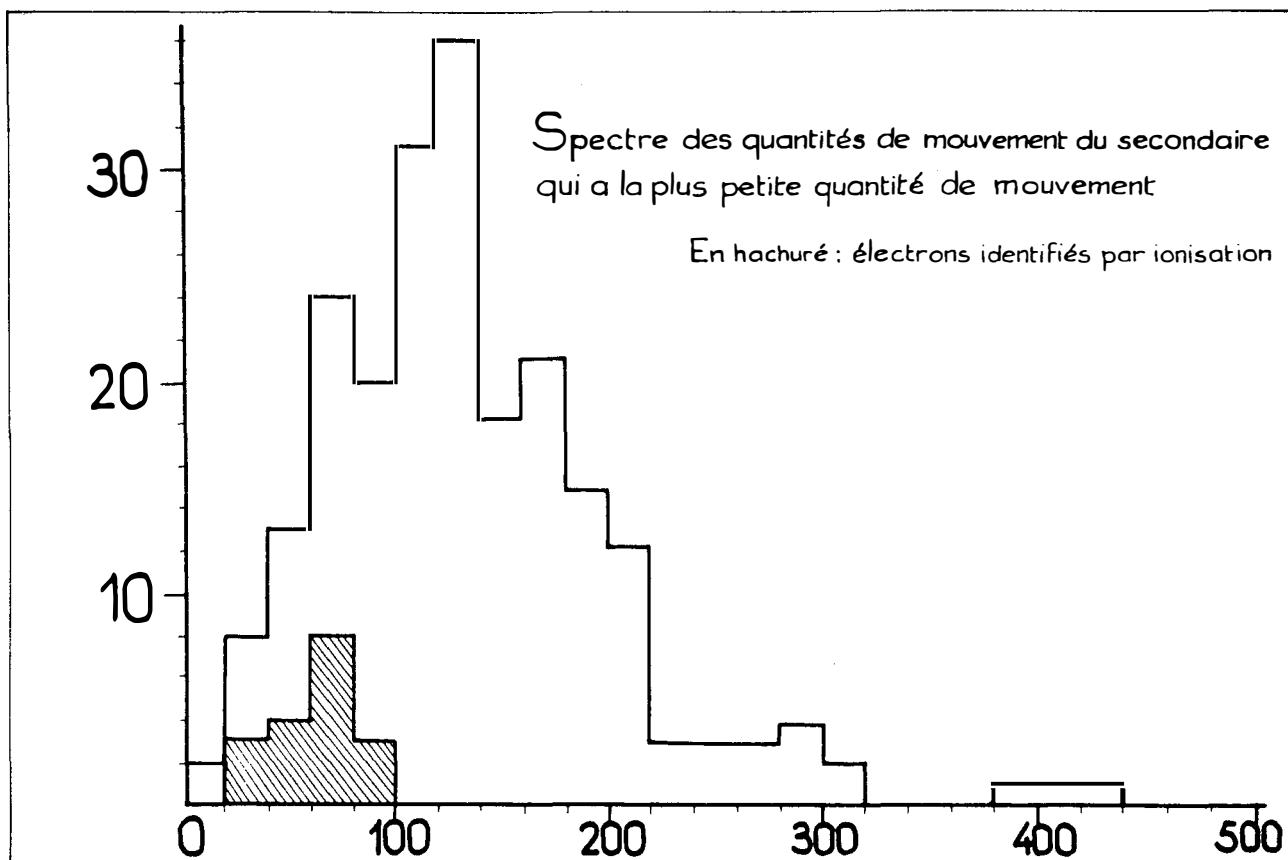


Figure 4

s'était présenté avec des quantités de mouvement interverties, on ne l'aurait pas identifié. Quel est le nombre de cas dans lesquels ceci se présente ? Nous avons, pour l'évaluer, supposé encore une fois que la désintégration était dominée par le facteur d'espace de phase, ce qui nous a permis d'établir dans le système du laboratoire le spectre relatif attendu des quantités de mouvement des  $\pi$  et des électrons dans la bande 0 - 80 Mev/c, (nous avons adopté pour la quantité de mouvement du  $K_2^0$  le chiffre moyen résultant de l'analyse du lot "3 $\pi$ ", à savoir 330 Mev/c). Cette fréquence relative est de 1,3, ce qui donne pour la fréquence relative des modes électroniques par rapport à l'ensemble des modes leptoniens :

$$\frac{(\pi^\pm e^\mp \nu)}{(\pi^\pm e^\mp \nu) + (\pi^\pm \mu^\mp \nu)} = (41,5 \pm 12) \%$$

7 - Nous pouvons, maintenant, comparer nos résultats aux rapports de branchement des divers modes de désintégration des  $K_2^0$  prévus par les hypothèses théoriques couramment admises.

a) D'abord si la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  est valable pour les modes non leptoniens, on sait que (Ref. [2] et [3]), dans le cas où la fonction d'espace est totalement symétrique  $\frac{\Gamma(3\pi^0)}{\Gamma(\pi^+\pi^-\pi^0)} = \frac{3}{2}$ .

Si donc cette règle est valable, nous trouvons pour le  $K_2^0$  les rapports de branchement suivants :

$$\begin{array}{cccc} \Gamma(3\pi^0) & / & \Gamma(\pi^+\pi^-\pi^0) & / \\ 21,7_{-3,2}^{+3,5} & / & 14,5_{-2,1}^{+2,3} & / \\ & & 26,4 \pm 8,0 & / \\ & & 37,3 \pm 8,4 & \end{array}$$

b) On sait, de plus, que si la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  est valable pour les modes non leptoniques  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^\pm + \pi^\mp) = \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \pi^\mp)$ .

Notre résultat, comparé aux résultats expérimentaux concernant les rapports de branchement des modes de désintégration de  $K^+$  (Ref. [4] et [5]), fournit pour la vie moyenne du  $K_2^0$  les valeurs suivantes :

$$\tau = (5,8 \pm 1,0) 10^{-8} \text{ sec. (Ref. [4])}$$

$$\tau = (5,0 \pm 0,8) 10^{-8} \text{ sec. (Ref. [5])}$$

c) Si on admet, enfin, que la règle  $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = +1$  est valable, on sait que (Ref. [6]) :

$$2\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v) = \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp v)$$

$$2\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v) = \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp v)$$

La comparaison de nos résultats aux résultats expérimentaux concernant le  $K^+$  (nous avons fait la moyenne des réf. [4] et [5]), fournit dans ce cas, pour la vie moyenne du  $K_2^0$ , les valeurs suivantes :

$$\tau = (3,5 \pm 1,2) 10^{-8} \text{ sec. d'après les modes électroniques}$$

$$\tau = (6,2 \pm 1,7) 10^{-8} \text{ sec. d'après les modes muoniques.}$$

L'ensemble de ces résultats sont compatibles avec la valeur de la vie moyenne du  $K_2^0$  obtenue directement à partir de l'expérience (Ref. [7]).

Enfin, les rapports de branchement que nous avons obtenus (voir paragraphe a) sont compatibles avec les rapports déduits des résultats expérimentaux concernant le  $K^+$  lorsqu'on suppose valable les règles  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  et  $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = +1$ , à savoir :

$$\begin{array}{cccccc} \Gamma(3\pi^0) & / & \Gamma(\pi^+ \pi^- \pi^0) & / & \Gamma(\pi^\pm e^\mp v) & / & \Gamma(\pi^\pm \mu^\mp v) = \\ 20,0 \pm 1,8 & / & 13,3 \pm 1,2 & / & 36,9 \pm 7,0 & / & 29,7 \pm 4,6 \end{array}$$

#### REFERENCES

- [1] F. MULLER and al. - Phys. Rev. Lett. 4, 418 (1960).
- [2] Par ex. M. GELL-MANN and A. ROSENFIELD - Ann. Rev. Nucl. Sc. 7, 407 (1957).
- [3] S. OKUBO, R.E. MARSHAK and E. SUDARSHAN - Phys. Rev. Lett. 2, 12 (1959).
- [4] BIRGE and al. - Nuovo Cimento 4, 834 (1956).
- [5] ALEXANDER and al. - Nuovo Cimento 6, 478 (1957).
- [6] S. OKUBO and al. - Phys. Rev., 112, 665 (1958).
- [7] BARDON and al. - Ann. Phys. 5, 156 (1958).