

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	32 (1959)
Heft:	III
Artikel:	Étude des gerbes pénétrantes produites par les rayons cosmiques dans le lithium et observées avec une chambre de Wilson
Autor:	Gribi, M. / Heinrich, F. / Loeliger, H.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-113005

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 10.01.2026

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

Étude des gerbes pénétrantes produites par les rayons cosmiques dans le lithium et observées avec une chambre de Wilson^{a)}

par **M. Gribi^{b)}, F. Heinrich^{c)}, H. Loeliger, J. M. Pictet^{d)} A. Rytz,
H. Wäffler^{e)}, et M. Walter^{f)}**

(Institut de Physique de l'Université de Zurich)

(22. IV. 1959)

Summary. The interactions in lithium of high energy charged cosmic ray particles have been studied by means of a Wilson cloud chamber, which was set up at the Jungfraujoch Research Station, 11350 ft. above sea level. The lithium target was located close above the chamber, which contained three gold plates.

The results obtained from the analysis of 197 lithium showers are described. The integral distribution of the multiplicity n of the charged secondaries has been extracted, corrected approximately to take into account the selective effects introduced by the triggering counter system and plotted. The development through the chamber plates of the electron cascades created by the disintegration photons of neutral π mesons has been studied for 96 showers. It was always possible to separate the cascades belonging to different disintegration photons. We were thus able to estimate an average energy per neutral π meson. The total energy E_{π_0} of the neutral π meson component has been measured for each shower and the integral distribution of these values plotted. The average energy \bar{E}_{π_0} has been determined for each multiplicity n and conversely, the average multiplicities n corresponding to different energy groups E_{π_0} ; the resulting distributions have been drawn. The absorption and interactions of the shower secondaries in the chamber plates have also been studied. Finally, the frequency of emission of V^0 particles in showers created in a lithium target has been compared with the corresponding value measured with an aluminium target.

The multiplicity and energy distributions were analysed from two points of view: the plural theory and the multiple theory of meson production. The model proposed by the first theory has been developed and found to be in good agreement with the results. A comparison with the second theory was found difficult because of the large fluctuations that it predicts, and no argument could be found to support it over the first theory.

The characteristics of the showers observed in this experiment, with a target located outside the chamber, were found to be very similar to those observed in other experiments where the target was located inside the chamber. It should therefore be possible, by using a setup similar to ours but with a liquid hydrogen target, to obtain definitive arguments for one or the other of the two theories of meson production.

^{a)} Un compte rendu plus détaillé de ce travail peut être trouvé dans la thèse de doctorat présentée par J.-M. Pictet à l'Université de Zurich, 1958.

^{b)} maintenant chez Trueb-Täuber, Zurich.

^{c)} maintenant à l'École Polytechnique Fédérale.

^{d)} maintenant chez Réacteur S.A., Würenlingen.

^{e)} maintenant au Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz.

^{f)} maintenant professeur à l'École cantonale de Winterthour.

Introduction

Nous décrivons dans ce travail une expérience effectuée avec une chambre de Wilson et ayant pour but d'étudier les interactions nucléaires provoquées par les particules chargées de haute énergie du rayonnement cosmique dans une cible de lithium située au-dessus de la chambre. Les appareils ont été installés à la station de recherche du Jungfraujoch (3450 m) où tous les résultats analysés ici ont été obtenus.

Le chapitre premier contient une description du dispositif expérimental ainsi que de la méthode employée pour la projection et l'analyse des photographies.

Les caractéristiques des gerbes du lithium enregistrées sont décrites au chapitre 2 où une méthode permettant de corriger les distributions de multiplicité en tenant compte des effets sélectifs inhérents aux chambres de Wilson est développée. Une comparaison est également faite avec certains résultats que nous avons obtenus en utilisant une cible d'aluminium, concernant, en particulier, l'émission de particules V°.

Une analyse de la composante π^0 des gerbes du lithium est exposée au chapitre 3. La théorie des cascades d'électrons y est appliquée pour permettre les déterminations d'énergie des cascades d'origine mésonique se développant dans notre chambre.

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à l'étude des gerbes du lithium selon les points de vue des théories de production plurale et multiple. Les interactions nucléaires créées dans les éléments légers doivent être les plus favorables pour permettre de différencier ces deux types de production, et une décision univoque devrait pouvoir être prise dans le cas de l'hydrogène. Il faudrait alors utiliser de l'hydrogène liquide pour avoir une concentration de matière suffisante et par conséquent la cible devrait être située à l'extérieur de la chambre.

Nous avons choisi un élément solide, le lithium, se rapprochant le plus possible de l'hydrogène et avons placé la cible au-dessus de la chambre de Wilson ; nos caractéristiques d'observations peuvent donc être utilisées comme mesure de comparaison pour une expérience avec de l'hydrogène liquide.

1. Méthode expérimentale

1.1. Description du dispositif

Le dispositif est représenté schématiquement sur la figure 1, vu (plan z, y) du côté des appareils de photographie et vu (plan z, x) du côté de l'une des lampes à éclair. Les deux lampes à éclair sont symétriques par rapport au plan z, x , et la région illuminée de la chambre de Wilson, tracée en pointillé sur la figure, a une profondeur (direction x) de 20 cm.

Les dimensions intérieures de la chambre sont, respectivement, de 30 cm et 49,5 cm dans les directions x et y ; dans la direction z elles sont

de 40 cm du côté faisant face aux appareils de photographie et de 49,5 cm du côté opposé, où se trouve placée la soupape de détente. La chambre contient trois plaques en alliage d'or (75% Au; 12,5% Ag; 12,5% Cu) correspondant chacune à $9,3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et placées à une distance moyenne de 7 cm l'une de l'autre; les hauteurs moyennes des compartiments situés au-dessus de la première plaque et au-dessous de la troisième sont de 15 cm. Les plans inclinés de la chambre se coupent à une distance de

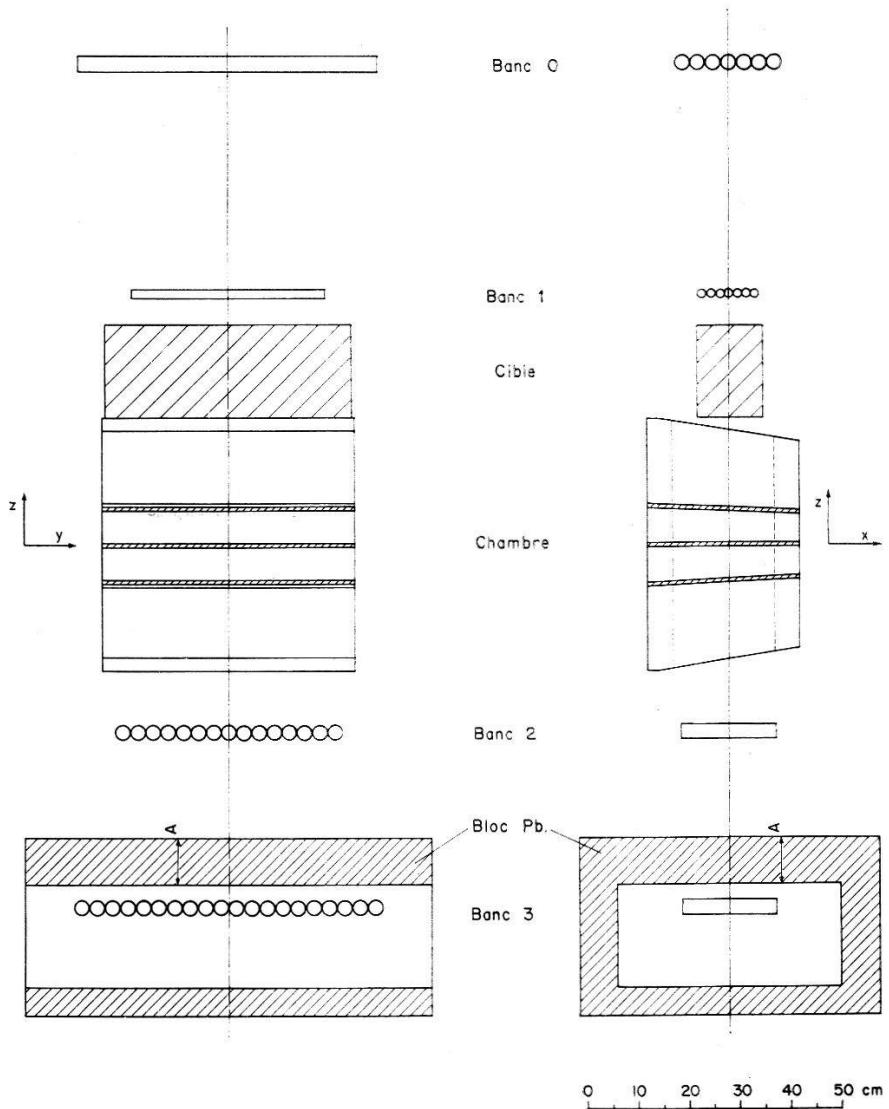


Fig. 1
Dispositif expérimental.

150 cm de l'axe vertical du dispositif des compteurs et de la cible; les objectifs des deux appareils de photographie se trouvent situés sur la ligne d'intersection de ces plans.

La cible de lithium, enfermée dans un étui étanche en fer de 0,3 mm d'épaisseur, a une hauteur de 18 cm, une profondeur de 13 cm, une lar-

geur de 48,5 cm et a sa base située à une distance moyenne de 2,4 cm de la face intérieure du toit de la chambre.

Le système des compteurs comporte quatre bancs : le banc 0 contenant 7 compteurs de 3 cm de diamètre et 56 cm de longeur sensible, le banc 1 contenant 7 compteurs de 1,7 cm de diamètre et 38 cm de longueur sensible et les bancs 2 et 3 contenant respectivement 15 et 20 compteurs de 3 cm de diamètre et 18,5 cm de longueur sensible. Une détente rapide de la chambre est déclenchée chaque fois que les nombres N des compteurs touchés remplissent les conditions : $N \geq 1$ pour le banc 0, $N = 1$ pour le banc 1, $N \geq 2$ pour le banc 2 et $N \geq 2$ pour le banc 3. Les bancs 0 et 1 définissent l'angle solide d'incidence des primaires chargés sur la cible qui est de $5,6 \text{ stéradians} \cdot \text{cm}^2$ au centre de celle-ci. Une gerbe n'est enregistrée que si elle contient deux secondaires chargés au moins traversant les bancs 2 et 3. L'écran de plomb qui entoure le banc 3 a une épaisseur de $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ en sa partie supérieure A et l'épaisseur totale de matière comprise entre la cible et ce banc est ainsi d'environ $130 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les secondaires déclenchant la chambre doivent donc avoir une énergie minimale de 340 MeV si ce sont des protons et de 185 MeV si ce sont des mésons π .

La chambre de Wilson est décalée de 1 cm par rapport à l'axe vertical du dispositif des compteurs et de la cible (plan zx) pour tenir compte du déplacement des traces dans la direction x pendant les détentes (voir 1.6).

Le mélange gazeux contenu dans la chambre est à surpression de 30 cm Hg et comporte, après 5 remplissages successifs, 87% d'argon, 9% d'oxygène et 4% d'air; la vapeur est formée par un mélange de 70% d'alcool éthylique et 30% d'eau distillée.

1.2. Construction de la chambre

La cible étant située en dehors de la chambre, une prolongation des traces sur l'écran de projection est nécessaire pour identifier une gerbe et déterminer son origine; cette prolongation ne peut se faire d'une façon précise que si les traces photographiées sont parfaitement rectilignes et il est indispensable d'éviter les tourbillons gazeux qui peuvent être créés au moment de la détente. Les pièces de la chambre ont été construites, pour cette raison, de façon à ne comporter, après leur assemblage les unes aux autres, aucune arête intérieure saillante. Il est également nécessaire, comme nous l'avons observé, que les inclinaisons des plans obliques de la chambre soient aussi faibles que possible; dans notre première construction, les plans inclinés se coupaient à une distance de 60 cm de l'axe du dispositif et un progrès sensible a été réalisé en augmentant cette distance à 150 cm.

Le plafond de la chambre consiste en une plaque de résine synthétique de 12 mm d'épaisseur qui offre une grande transparence aux photons (voir 3.1.); pour des raisons de construction le plancher est identique. Deux feuilles minces de bronze ont été collées sur les faces intérieures de ces deux plaques isolantes, pour être portées à un potentiel positif de 300 Volts alimentant le champ électrique de nettoyage. La première et la troisième plaque d'or de la chambre sont portées à un potentiel négatif de 300 Volts tandis que la deuxième plaque d'or est à la terre.

Le cadre qui constitue la structure de la chambre est fait d'une seule pièce en fonte de bronze, ce qui présente l'avantage de simplifier l'assemblage des cloisons; ce cadre a été étamé pour éviter des fuites dues aux porosités de la fonte.

Le piston consiste en une plaque carrée d'aluminium entourée par un cadre en caoutchouc. La face intérieure de l'aluminium a été recouverte d'un enduit («Hérésit»; Aluminium Schweisswerk AG., Schlieren) résistant à la corrosion. La course réglable du piston permet d'obtenir un rapport de détente variant de 1,04 à 1,12; le rapport généralement utilisé est de 1,09.

1.3. Soupape pour le déclenchement des détentes rapides de la chambre

L'analyse des photographies comporte le comptage de traces souvent très rapprochées les unes des autres; les traces doivent donc être aussi fines que possible, condition qui ne peut être réalisée que si la vitesse de recul du piston est élevée.

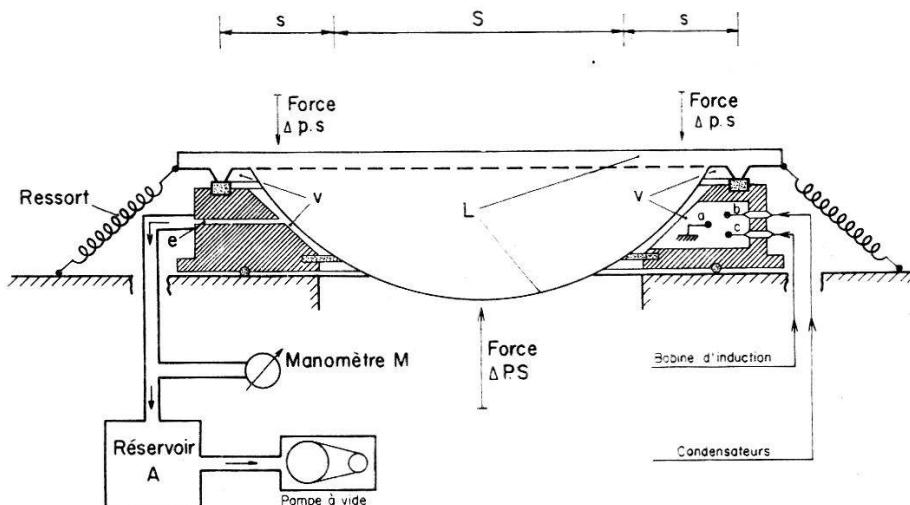


Fig. 2

Principe de construction et de fonctionnement de la soupape.

Nous avons mis au point une soupape rapide à grande ouverture dont le principe de fonctionnement, illustré par la figure 2, est une modification de celui de MEYER et STODIEK¹⁾.

Le couvercle L est en peraluminium de 2 mm d'épaisseur et a la forme d'une calotte sphérique, de 24 cm de rayon et de 4 cm de hauteur. Le volume périphérique isolé v est évacué partiellement jusqu'à une sous-pression Δp , par rapport à la pression atmosphérique de 50 cm Hg, pouvant varier entre 30 cm Hg et 40 cm Hg; la force $\Delta p \cdot s$ compense la force ΔP . S exercée sur le couvercle en sens contraire par l'air à sur-pression de

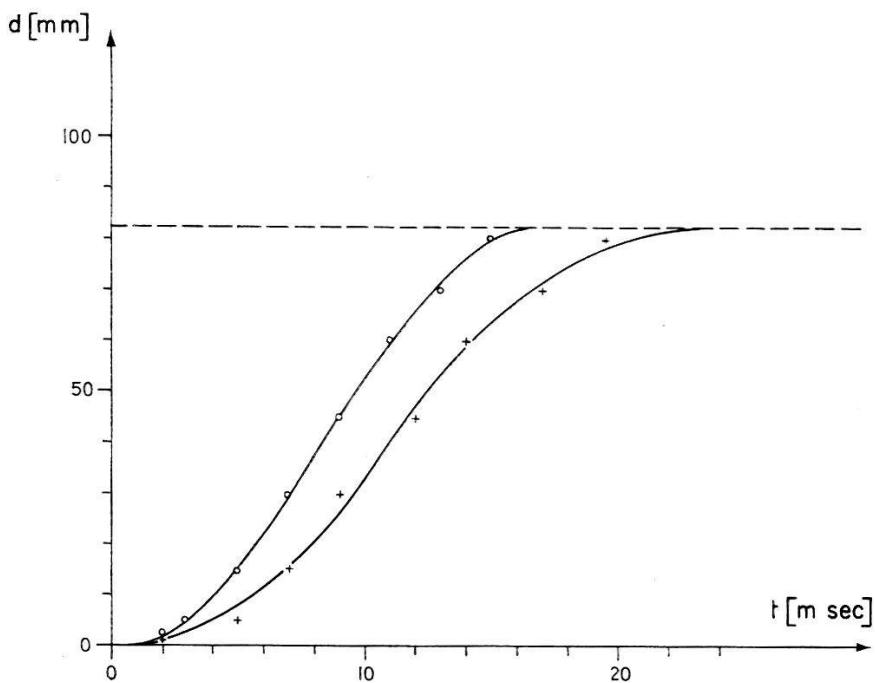


Fig. 3

Course d'ouverture du couvercle de soupape pour des couvercles pesant 950 g (+) et 525 g (o).

$\Delta P = 40$ cm Hg qui comprime le piston de la chambre. Les surfaces s et S sont respectivement de 340 cm^2 et 255 cm^2 .

Trois électrodes a , b et c qui consistent en sphères de tungstène de 4 mm de diamètre, sont situées à l'intérieur du volume v ; une bobine d'induction, excitée par l'arrivée d'une impulsion du circuit de commande, provoque une décharge de faible intensité entre les électrodes a et b qui entraînent la décharge, entre a et c , d'une batterie de condensateurs de $70 \mu F$ placée sous tension de 1700 Volts. L'énergie développée, de 100 joules, augmente la pression dans le volume v de telle sorte que la force $\Delta p \cdot s$ devienne inférieure à $\Delta P \cdot S$. Le couvercle L est alors éjecté sous la pression de l'air comprimé qui s'échappe par la surface circulaire centrale dont le rayon effectif est de 8 cm; le couvercle, retenu par la traction de six ressorts, parcourt une distance de 8 à 9 cm et est ramené à sa position originale, où il ferme à nouveau le volume v .

Le réservoir A de 40 litres est relié d'une part au volume v et d'autre part à une pompe à vide; le manomètre à contacts M enclenche la pompe chaque fois que la sous-pression Δp devient inférieure à 30 cm Hg et la

déclenche quand celle-ci atteint 40 cm Hg. Pendant la durée d'ouverture de la soupape l'air extérieur pénètre dans le réservoir par un canal étroit, e , et la sous-pression Δp ne diminue que de 0,5 cm Hg.

Nous avons mesuré la course d'ouverture du couvercle de 525 g utilisé, ainsi que celle d'un couvercle d'essai de 950 g; les valeurs obtenues sont portées sur la figure 3 où t désigne le temps mis par le couvercle pour s'éloigner d'une distance d de sa position de fermeture. Le temps d'ouverture de la soupape est donné par le temps nécessaire au couvercle pour libérer une surface latérale égale à celle de l'orifice d'échappement; ce temps est de 8 msec pour le couvercle de 525 g. Le temps mis par le piston pour effectuer un recul complet a été mesuré pour un rapport d'expansion de 1,09 et trouvé égal à 12 msec.

1.4. Illumination de la chambre par les lampes à éclair (fig. 4)

La chambre est illuminée de chaque côté à travers sa vitre latérale par un tube à éclair vertical dont les électrodes, distantes l'une de l'autre de 50 cm, sont reliées aux pôles d'une batterie de condensateurs de $960 \mu F$ sous tension de 2500 Volts.

Le réflecteur placé derrière chacun des deux tubes à éclair consiste en une tôle de peraluminium fléchie de 0,8 mm d'épaisseur, 58 cm de hauteur et 40 cm de largeur dont la face réfléchissante a été polie et recouverte d'une couche d'aluminium pur. La tôle fléchie s'appuie librement, le long de ses deux hauteurs opposées, sur deux plans parallèles distants de 35 cm et prend ainsi une courbure parabolique approchée.

Pour une parabole exacte de paramètre p , ayant une source lumineuse ponctuelle au foyer, l'intensité lumineuse $J(y)$, réfléchie en un point situé à une distance y de l'axe, est donnée par la relation

$$J(y) = J_0 \frac{p^2}{p^2 + y^2}$$

où J_0 désigne l'intensité lumineuse réfléchie le long de l'axe. Une répartition d'intensité suffisamment homogène ne peut donc être obtenue que si la région du réflecteur utilisée ne s'écarte pas trop du sommet de la parabole. On peut démontrer que dans cette région la ligne élastique de la tôle fléchie se rapproche le plus d'une parabole si le rapport E^2/L^2 , du carré de la distance E séparant les côtés appuyés au carré de la largeur L de la tôle, est de l'ordre de 3/4; le paramètre de la parabole est alors égal à $E/2$. Le rapport théorique de l'intensité lumineuse $J(e)$ aux bords d'une zone à éclairer de largeur totale e , à l'intensité J_0 au centre de cette zone est dans ce cas égal à $E^2/(E^2 + e^2)$.

Les dimensions caractéristiques de nos réflecteurs sont $E = 35$ cm et $L = 40$ cm; le tube à éclair est placé dans la position F correspondant au

foyer de la parabole optimale et distante de 8,7 cm du sommet S du réflecteur. Les tubes ayant un diamètre de 8 mm, la source lumineuse n'est pas ponctuelle et le faisceau réfléchi subit de ce fait une déviation du parallélisme; nous avons construit, pour compenser cet effet, un système d'écrans de papier noir mat, formant des casiers de 4 cm de

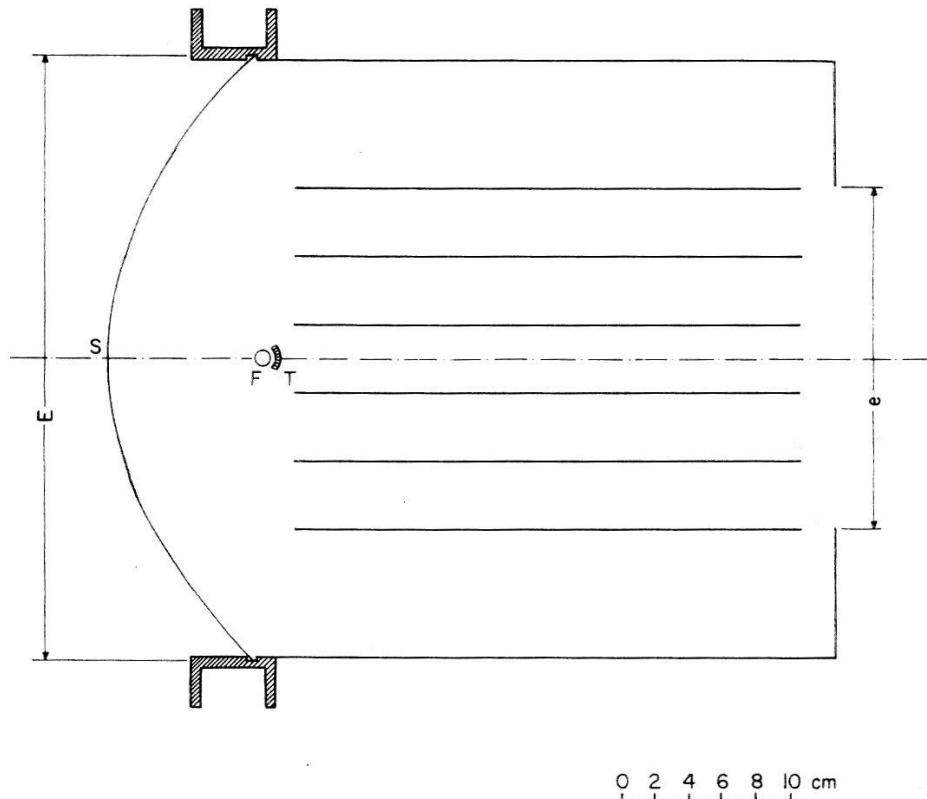


Fig. 4
Éclairage de la chambre.

largeur, 12 cm de hauteur et 30 cm de profondeur. Ce dispositif permet d'éclairer la chambre avec une homogénéité suffisante sur une profondeur $e = 20$ cm; le rapport d'intensité $J(e)/J_0$ observé est légèrement supérieur à la valeur théorique attendue de 0,75 par le fait qu'il n'est pas possible d'obtenir un parallélisme parfait du faisceau réfléchi. Un miroir semi-cylindrique T a été monté, le long de chaque tube à éclair, pour éviter l'éclairage directe.

1.5. Prise des photographies (fig. 5a)

Les photographies sont prises par deux appareils ayant un objectif (Leitz-Elmar) de distance focale $f = 9,04$ cm qui peuvent renfermer chacun une bobine de 15 m d'un film non perforé de 35 mm à grande sensibilité (Ilford 5G91).

Les axes de photographie forment un angle $\varphi = 9^\circ$ avec l'axe horizontal de la chambre; l'arrangement étant symétrique par rapport à cet axe,

seule l'optique correspondant à l'un des appareils est représentée sur la figure 5a.

Chaque point situé sur le plan de focalisation S de la chambre a son image située sur le plan F du film dont l'angle d'inclinaison ε par rapport au plan L de l'objectif est de $0,57^\circ$; les distances D et d , dont les choix sont expliqués dans le paragraphe suivant, sont de 150 cm et 23,75 cm.

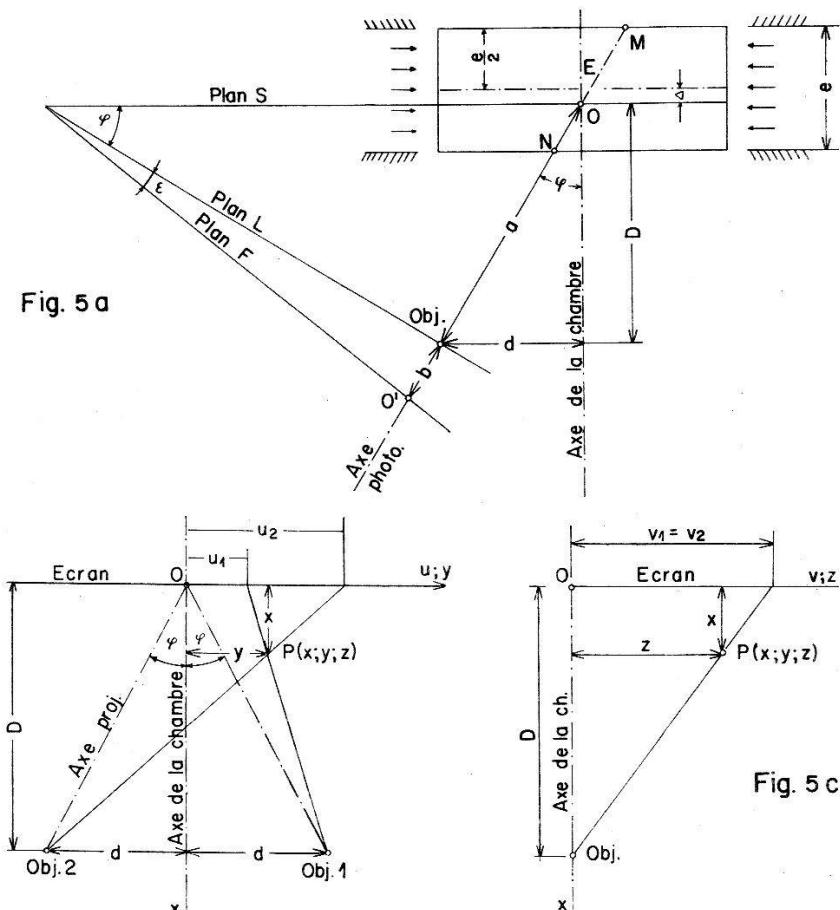


Fig. 5 b

Fig. 5

Fig. 5 c

Optique de la photographie (5a) et de la projection (5b et 5c).

La position du plan de focalisation S par rapport à la chambre, caractérisée par la distance Δ , est telle que les deux points extrêmes M et N de la zone illuminée e sont représentés sur le film par des surfaces circulaires s de mêmes diamètres; un calcul d'optique géométrique permet de trouver que Δ doit alors être égal à $e^2/4D$.

Le diaphragme des objectifs est ajusté de telle façon que les projections des surfaces s sur l'écran aient un diamètre $\delta = 0,6$ mm; les points photographiés situés à l'intérieur de la chambre sont donc projetés suivant des surfaces de diamètres inférieurs à 0,6 mm, ce qui donne aux traces

une finesse suffisante. On peut démontrer que le diaphragme B est donné par la relation :

$$B = A \cdot \frac{e}{\delta} \cdot \frac{f^2}{2D(a-f)} \quad (1)$$

où A désigne le facteur d'agrandissement pour la projection qui a été choisi égal au facteur de réduction $a/b = 15,8$ utilisé pour la photographie; nous obtenons la valeur $B = 10,5$.

Nous avons tenu compte de la réfraction des rayons lumineux dans la vitre frontale de la chambre, dont l'épaisseur est de 12,5 mm et l'indice 1,53; cette réfraction correspond à un déplacement de 4,5 mm, parallèle à l'axe de la chambre, de tous les points photographiés et il suffit donc de reculer les objectifs d'une distance égale.

1.6. Projection et analyse des photographies (fig. 5b et 5c)

Les deux photographies correspondantes d'un événement dans la chambre sont projetées sur un écran l'une à côté de l'autre. Le système optique pour la projection est identique à celui de la photographie; la coupe de la chambre par le plan de focalisation S est donc projetée sur l'écran en vraie grandeur. Les figures 5b et 5c montrent la construction géométrique qui permet de calculer les coordonnées x, y, z d'un point dans l'espace connaissant les coordonnées u_1, u_2 , et $v_1 = v_2$ de ses deux projections sur l'écran; on obtient :

$$x = \frac{\delta u \cdot D}{\delta u + 2d}; \quad y = \frac{(u_1 + u_2) d}{\delta u + 2d}; \quad z = \frac{2d \cdot v}{\delta u + 2d}; \quad \text{avec } \delta u = u_2 - u_1 \quad (2)$$

Un nomogramme permet d'obtenir rapidement les coordonnées dans l'espace d'après les distances mesurées sur l'écran. La précision dans la détermination de ces coordonnées augmente avec d ; la distance $2d$ séparant les objectifs a donc été choisie aussi grande que possible sans introduire d'angle mort, c'est-à-dire égale à la largeur de la vitre frontale de la chambre. La précision dans la détermination de x est en outre inversément proportionnelle à D mais cette distance est d'autre part limitée, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2. Au moment de la détente le gaz enfermé dans la chambre subit un déplacement accompagnant le recul du piston. Le déplacement dans l'espace $\varkappa(P)$, que subit un point P du gaz ayant pour coordonnées x, y et z , peut être décomposé en trois déplacements suivant les axes x, y et z :

$$\varkappa_x(P) = -K; \quad \varkappa_y(P) = 0; \quad \varkappa_z(P) = \frac{z}{D-x} \cdot K. \quad (3a)$$

La quantité positive K est une fonction de x et du rapport d'expansion R :

$$K = \frac{(R-1)(m-x)(2D-m-x)}{2(D-x)} \quad (3b)$$

où m est la distance séparant l'origine du système de coordonnée de la face intérieure de la vitre frontale. Une trace rectiligne est donc rendue légèrement curviligne par la détente; la courbure correspondante est cependant très faible et peut être négligée comme nous avons pu le vérifier sur les photos.

L'origine d'une gerbe est déterminée sur l'écran de projection en prolongeant les traces de ses constituants en dehors des limites de la chambre jusqu'à leur point d'intersection commun; celui-ci doit alors avoir la même coordonnée v sur les deux projections et être situé à l'intérieur de la cible. Le nomogramme basé sur les transformations (2) fournit les coordonnées de l'origine de la gerbe après la détente; les coordonnées réelles seraient alors obtenues en tenant compte des déplacements du gaz d'après les relations (3a). Il est plus simple dans notre cas de considérer une cible virtuelle obtenue en supposant que la cible réelle se déplace comme le gaz de la chambre; il suffit alors de savoir si les coordonnées non corrigées de l'origine de la gerbe sont situées à l'intérieur de la cible virtuelle dont les limites sont calculées une fois pour toutes. La meilleure position possible de la cible réelle, par rapport à la chambre, est celle pour laquelle le centre de la cible virtuelle coïncide avec le centre de la zone éclairée; on calcule, d'après les relations (3a), que cette condition est remplie, pour les valeurs de R généralement utilisées, si la cible réelle et, par conséquent, l'axe vertical du dispositif des compteurs, sont décalés de 1 cm par rapport au centre de la zone éclairée (voir la fig. 1).

Les points d'intersection des traces prolongées d'une gerbe ne coïncident en réalité pas absolument, et les écarts observés sont d'autant plus grands que les angles compris entre les traces projetées sont petits. Ces écarts peuvent être attribués, soit à des imprécisions dans la prolongation, soit à des déplacements gazeux latéraux dans la chambre au moment de la détente. Une reconstruction de la gerbe dans l'espace devient alors nécessaire.

Nous avons choisi deux plans de référence passant chacun par les deux objectifs, l'un horizontal et l'autre suffisamment incliné pour que la cible virtuelle soit entièrement comprise entre les deux plans; ces deux plans ont été simulés par deux feuilles de papier millimétré, tendues sur un châssis métallique. Les coordonnées des points d'intersection d'une trace avec les plans de référence choisis sont déterminés avec l'aide du nomogramme et portées sur les feuilles de papier millimétré; un fil est alors tendu entre les deux points marqués.

La gerbe entière peut être ainsi reproduite dans l'espace sous forme de modèle et son origine localisée; il est également possible de mesurer directement la plus courte distance Δ séparant deux traces l'une de l'autre. Les distances Δ jouent un grand rôle pour l'identification des

gerbes et la détermination de leur multiplicité (§ 2.2.) et seraient très difficiles à calculer analytiquement. Le modèle de la gerbe permet en outre d'effectuer directement des mesures d'angles.

1.7. Électronique (fig. 6)

Les caractéristiques des compteurs appartenant à un même banc sont suffisamment semblables entre elles pour permettre de n'utiliser qu'une seule source de haute tension par banc.

Les impulsions négatives des compteurs *C* sont d'abord transmises à un circuit passif *F*, de conception simple, où leurs formes sont standar-

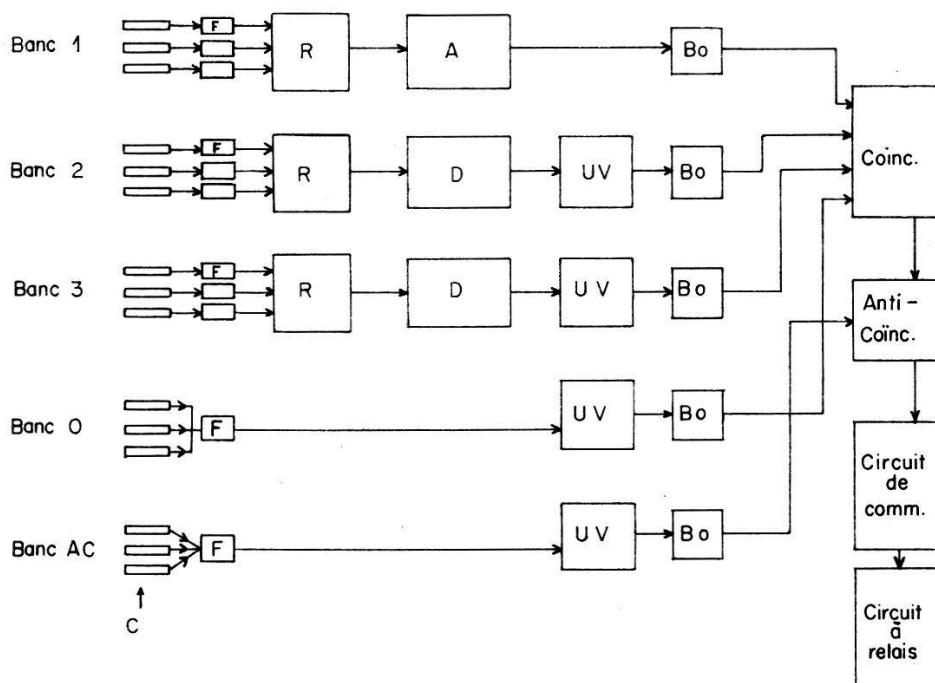


Fig. 6
Électronique.

F: circuit passif formant des impulsions standard rectangulaires.

R: circuit de Rossi modifié.

A: analysateur d'impulsions à un canal.

D: discriminateur d'amplitude.

UV: univibrateur.

Bo: oscillateur blocking.

disées. L'impulsion initiale engendre une oscillation amortie, commençant par une demi-onde négative, dans un circuit oscillant dont la fréquence de résonance est réglée sur 2 Mc; une diode, branchée en parallèle, coupe la partie positive de l'oscillation, tandis qu'une autre diode, placée sous tension auxiliaire convenable, coupe la partie négative à - 1,5 Volts. Des impulsions approximativement rectangulaires d'une amplitude de 1,5 Volts et d'une durée de 1 μ sec sont ainsi obtenues.

L'addition des impulsions des compteurs d'un même banc est nécessaire à la sélection sur les bancs 1, 2 et 3; cette addition est réalisée par un circuit de Rossi modifié R qui délivre une impulsion d'amplitude $V = nV_0$ proportionnelle au nombre n des compteurs touchés. La condition exigée pour les impulsions venant du banc 1 est $0 \leq V \leq 2V_0$ et pour celles venant des bancs 2 et 3, $V \leq 2V_0$; un discriminateur d'amplitude ordinaire D suffit donc pour les bancs 2 et 3 tandis qu'un analyseur A à un canal, comportant une largeur de canal relativement grande, est nécessaire pour le banc 1. Un retard de 4 μ sec est introduit par cet analyseur; les impulsions venant de tous les autres bancs doivent donc également être retardées de 4 μ sec ce qui est réalisé par les univibrateurs UV.

Les compteurs du banc 0 qui doivent remplir la condition: au moins un touché, sont reliés en parallèle; les impulsions sont transformées par un circuit F en impulsions standard de 1,5 Volts, 1 μ sec, puis retardées de 4 μ sec. Un banc de compteurs AC en anticoïncidence a été placé en différentes positions dans le voisinage de la chambre de Wilson pour diminuer la fréquence des enregistrements accidentels; ces compteurs sont branchés de la même façon que ceux du banc 0.

Les impulsions retardées des bancs 0, 1, 2 et 3 sont transformées par des oscillateurs blocking, Bo , en impulsions rectangulaires, ayant une amplitude de 50 Volts et une durée de 2 μ sec, qui sont amenées sur un circuit de coïncidence à diodes; à chaque coïncidence une impulsion positive est transmise au circuit d'anticoïncidence. Des impulsions négatives d'annulation, d'une durée de 4 μ sec, sont également transmises au circuit d'anticoïncidence par un oscillateur blocking chaque fois que le banc AC est touché.

L'impulsion de commande obtenue à la sortie du circuit d'anticoïncidence satisfait donc toutes les conditions de sélection décrites au paragraphe 1.1. et est transmise au circuit de commande. Ce circuit remplit les fonctions suivantes: a) déclenchement de la soupape à détentes rapides, b) interruption du champ électrique de nettoyage à l'intérieur de la chambre, c) déclenchement des lampes à éclair avec un retard pouvant être réglé entre 50 et 300 msec et d) déclenchement du circuit à relais.

Le circuit à relais commande les fonctions lentes qui sont nécessaires pour préparer la chambre à l'enregistrement suivant: commande de la soupape servant aux compressions et aux détentes lentes et déplacement du film dans les deux appareils de photographie.

2. Les Gerbes enregistrées

2.1. Base d'information recueillie

Les résultats exposés ici se rapportent à une période d'observation au cours de laquelle 197 gerbes ont été enregistrées dont la provenance de la cible de lithium est certaine et qui comportent chacune au moins deux secondaires chargés pénétrants sortant de la chambre en direction des bancs 2 et 3. Sur ces 197 gerbes, 102 contiennent un ou plusieurs mésions π^0 reconnaissables aux cascades d'électrons qui sont engendrées dans les plaques de la chambre; l'analyse de ces cascades d'électrons en vue de déterminations d'énergie est exposée dans le chapitre suivant.

2.2. Identification d'une gerbe et détermination de sa multiplicité

Le nombre des traces représentant des secondaires chargés, protons ou mésions π , doit être déterminé pour chaque gerbe photographiée dont l'origine est située dans la cible de lithium; ce nombre caractérise la multiplicité de la gerbe.

La reconstruction d'une gerbe dans l'espace par la méthode décrite au paragraphe 1.6. donne, comme nous l'avons vu, un faisceau de droites gauches et les plus courtes distances Δ séparant ces droites les unes des autres sont situées dans le voisinage immédiat de l'origine.

Nous avons établi la distribution de fréquence des distances Δ mesurées dans des gerbes de grande multiplicité; cette distribution nous montre que les distances Δ ne sont supérieures à 6 mm que dans 5% des cas. Nous avons décidé d'après ce résultat que l'appartenance d'une trace à une gerbe n'est certaine que si toutes les distances Δ mesurées entre cette trace et les autres traces de la gerbe sont inférieures à 6 mm; de même une gerbe à deux traces seulement n'est admise que si la distance Δ qui les sépare est inférieure à 6 mm.

La distribution de la multiplicité n pour les 197 gerbes observées est indiquée dans le tableau I.

Tableau I

n	N	N_{π^0}	n	N	N_{π^0}
2	37	17	8	2	7
3	27	16	9	—	6
4	7	24	10	—	4
5	11	8	11	1	2
6	7	13	13	1	—
7	2	4	14	—	1

Nous verrons dans le chapitre suivant que la probabilité pour qu'un photon de désintégration de mésion π^0 se transforme en une paire d'élec-

trons avant d'atteindre la première plaque de la chambre est faible; les traces de gerbes sortant de la chambre au-dessus de cette plaque peuvent donc être attribuées à des secondaires chargés.

N représente le nombre des gerbes de multiplicité n pour lesquelles aucun méson π^0 n'est observable et N_{π^0} celui des gerbes pour lesquelles on peut observer un ou plusieurs mésions π^0 . La distribution intégrale de la multiplicité est représentée sur les figures 9 et 12 et sera discutée dans les chapitres 4 et 5. La multiplicité moyenne

$$\bar{n} = \frac{\sum_n N(n) \cdot n}{\sum_n N(n)}$$

des gerbes enregistrées est de 4,3 si nous comptons toutes les gerbes et de 5,15 si nous ne comptons que les gerbes pour lesquelles $n \geq 3$.

La multiplicité moyenne des gerbes comportant au moins trois secondaires a été déterminée par ASKOWITH et SITTE²⁾ pour le lithium, en utilisant une cible située à l'intérieur d'une chambre de Wilson; la valeur qui a été obtenue est de 5,3. Nous en concluons que notre dispositif comportant une cible extérieure ne conduit pas à sous-estimer la multiplicité.

2.3. Parcours des secondaires chargés dans la chambre

L'analyse du comportement des secondaires chargés à travers la chambre a été effectuée pour 212 gerbes; les 15 gerbes supplémentaires étudiées ici proviennent des régions de la cible situées dans le voisinage des limites de celle-ci et n'ont, pour plus de sécurité, pas été incluses dans la statistique principale. Ce comportement est illustré par le tableau II:

Tableau II

	N	N_s	N_a	N_g	N_d
Compartiment I .	900	93	—	—	—
Plaque 1 . . .	807	—	53	16	4
Compartiment II .	734	28	—	—	—
Plaque 2 . . .	706	—	44	13	4
Compartiment III	645	27	—	—	—
Plaque 3 . . .	618	—	33	13	3
Compartiment IV .	569	36	—	—	—
Plancher . . .	533	—	—	—	—

N : nombre de secondaires des gerbes du lithium n'ayant subi aucune collision et entrant dans un compartiment, dans une plaque ou dans le plancher de la chambre;

N_s : nombre de secondaires sortant de la chambre dans un compartiment;

N_a : nombre de secondaires arrêtés dans une plaque;

N_g : nombre de secondaires provoquant dans une plaque une gerbe secondaire;

N_d : nombre de secondaires subissant une déviation dans une plaque sans qu'aucune autre trace n'émerge de cette plaque.

Le nombre total des secondaires sortant latéralement de la chambre est de 184; 20% d'entre eux sortent à travers les deux côtés faisant face aux lampes d'éclairage et 80% à travers la vitre frontale ou la paroi du fond de la chambre. Appelons Ω_a et Ω_b les angles solides sous lesquels le toit et le plancher d'un compartiment sont vus du centre de la cible; toute trace émise dans l'angle solide $\Omega = \Omega_a - \Omega_b$ doit sortir de ce compartiment. Nous constatons que les valeurs de N_s sont approximativement proportionnelles aux angles solides Ω , ce qui signifie que la distribution angulaire des secondaires, émis en moyenne à un angle de plus de 20° par rapport à la verticale, est proche de l'isotropie.

Soient a_1 , a_2 et a_3 les rapports N_a/N pour la première, la deuxième et la troisième plaque; les nombres relatifs des secondaires absorbés dans chacune de ces plaques sont donnés par a_1 , $(1 - a_1) \cdot a_2$ et $(1 - a_1)(1 - a_2) \cdot a_3$, pour lesquels nous obtenons respectivement les valeurs de 6,5%, 5,8% et 4,7%. Le nombre des secondaires arrêtés après les trois plaques, c'est-à-dire après une traversée de $28 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, est donc de 17%. Ce groupe de faible pénétration consiste principalement en mésons π chargés et non en protons puisque 90% des traces arrêtées ont une ionisation inférieure à 2,5 fois le minimum.

Nous avons reconnu une gerbe secondaire chaque fois qu'une trace d'un secondaire d'une gerbe du lithium était suivie, de l'autre côté d'une plaque par deux traces traversant une plaque au moins sans déviation; ce critère n'est pas applicable aux gerbes secondaires formées dans la troisième plaque, pour lesquelles nous avons simplement exigé la présence de deux traces à la sortie, ce qui affecte peu le résultat comme le montrent les valeurs de N_g du tableau II. Pour calculer le parcours moyen d'interaction des secondaires des gerbes du lithium nous avons ajouté aux nombres N_g des gerbes secondaires les nombres N_d des événements représentant une déviation. En utilisant la même méthode de calcul que dans le cas de l'absorption nous trouvons que 2,5% des secondaires subissent une interaction dans la première plaque, 2,3% dans la seconde et 2,5% dans la troisième; 7,3% des secondaires ont donc subi une interaction après un parcours de $x = 28 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le parcours moyen d'interaction λ peut alors être calculé en posant: $N(x) = N(0) \cdot e^{-x/\lambda}$; nous obtenons $\lambda = 360 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Cette valeur expérimentale est liée, non seulement au critère de sélection choisi pour nos gerbes secondaires, mais encore à l'épaisseur de nos plaques. Dans des plaques très minces la valeur obtenue pour λ eût été inférieure (LOVATI, MURA, SUCCI, TAGLIAFERRI⁴).

Un secondaire de gerbe peut, s'il subit une interaction dans l'absorbant de plomb de $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ situé au-dessus du banc 3, satisfaire à lui seul la condition de sélection exigée pour ce banc ($N \geq 2$; voir 1.1.).

La probabilité correspondante est de 25% et peut être calculée en utilisant la valeur mesurée $\lambda = 360 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. L'occurrence des gerbes secondaires introduit donc une limitation de l'épaisseur d'écran que nous n'avons, pour cette raison pas choisie supérieure.

2.4. Influence de la sélection sur la distribution de multiplicité

La distribution de multiplicité tracée d'après les gerbes observées doit être corrigée, pour obtenir la distribution réelle, en tenant compte de l'effet sélectif introduit par la géométrie du système des compteurs. Une gerbe formée dans la cible par un primaire chargé traversant les bancs 0 et 1 doit, pour être enregistrée, contenir deux secondaires au moins traversant les bancs 2 et 3. La probabilité d'enregistrement d'une gerbe augmente donc avec la multiplicité et dépend en outre de la position de l'origine dans la cible et de l'orientation du primaire.

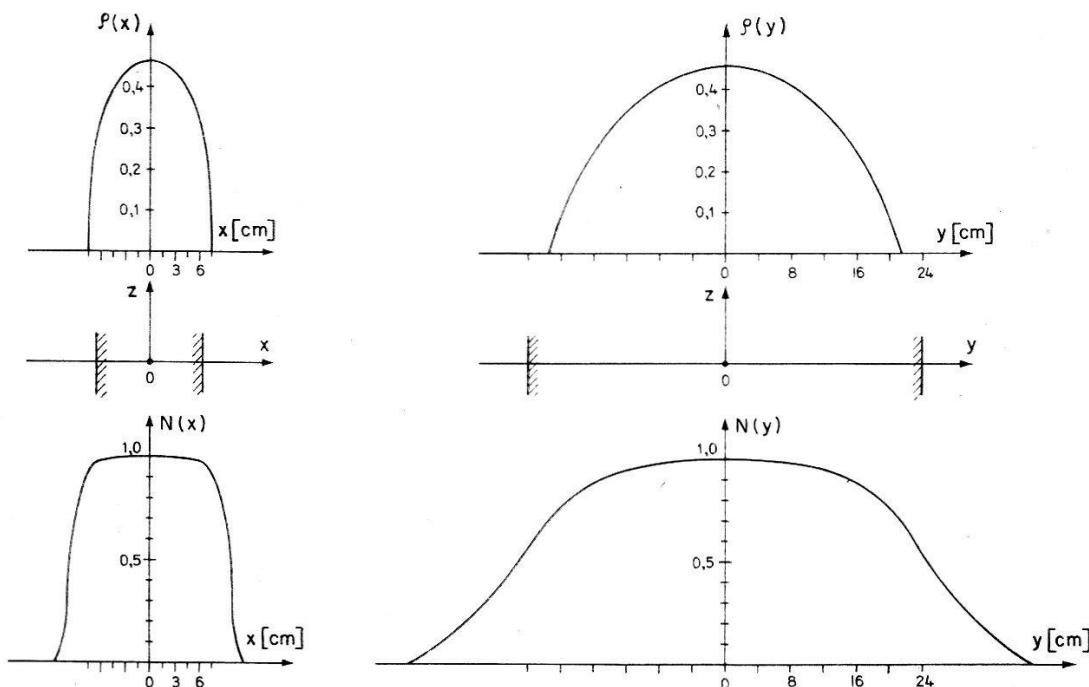


Fig. 7

Distribution de la probabilité d'enregistrement $\varrho(P)$ d'un secondaire et distribution d'intensité relative $N(P)$ des primaires dans les deux directions Ox et Oy (O = centre de la cible); les limites de la cible sont désignées par les hachures.

Nous devons pour traiter le problème introduire des hypothèses qui, sans être valables pour des gerbes prises individuellement, peuvent cependant être appliquées statistiquement. Les hypothèses introduites ici sont analogues à celles faites par FROEHLICH *et al.*³⁾ et nous utilisons, avec quelques modifications et en l'adaptant à notre expérience, une méthode de calcul semblable à celle de ces auteurs.

En chaque point P de la cible l'angle solide d'admission des primaires est l'angle au sommet d'un pentaèdre à base rectangulaire limité par les bancs 0 et 1. La distribution angulaire des directions primaires à l'intérieur de ce pentaèdre obéit à la loi en $\cos^n \Theta$ des rayons cosmiques, Θ étant l'angle compris entre une direction primaire et la verticale; nous admettons ici la valeur $n = 6$ indiquée par FROEHLICH *et al.*³⁾. Au pentaèdre d'admission des primaires en P nous faisons correspondre, en utilisant la loi en $\cos^6 \Theta$, un pentaèdre des directions moyennes et supposons que toutes les directions d'incidence en P sont situées sur sa surface.

Nous supposons en outre que l'axe d'une gerbe a la même direction que son primaire. La prolongation en dessous du point P du pentaèdre des directions moyennes coupe un plan de référence horizontal que nous avons choisi au niveau du banc 2, suivant un rectangle R_1 ; selon notre seconde hypothèse, R_1 est aussi le lieu géométrique des intersections de tous les axes des gerbes formées en P .

Dans notre troisième hypothèse nous supposons que chaque gerbe peut être représentée par un cône d'angle d'ouverture $\alpha = 15^\circ$ dont l'axe coïncide avec celui de la gerbe. La valeur approximative $\alpha = 15^\circ$ a été déterminée expérimentalement au moyen de notre modèle de reconstruction des gerbes dans l'espace (§ 1.6.).

Quand l'intersection de l'axe de gerbe issu de P avec le plan de référence décrit le rectangle R_1 le cône associé à cet axe couvre une surface S_1 , en forme d'anneau rectangulaire, à l'intérieur de laquelle, selon notre troisième hypothèse, tous les secondaires formés en P coupent le plan de référence. La condition d'admission des secondaires peut d'autre part être définie, comme celle des primaires, par un pentaèdre de sommet P limité cette fois par les bancs 2 et 3; ce pentaèdre coupe le plan de référence suivant un rectangle R_2 de surface S_2 .

Soit S_0 la surface commune à S_1 et S_2 ; la probabilité $\varrho(P)$ pour qu'un secondaire de gerbe formé en P , dont le primaire a traversé les bancs 0 et 1, traverse les bancs 2 et 3, est égale à S_0/S_1 . Nous avons calculé cette probabilité pour les points de la cible situés sur un plan horizontal passant par le centre O de celle-ci; les distributions suivant les deux axes Ox et Oy sont représentées sur la fig. 7. Pour déterminer la probabilité moyenne $\bar{\varrho}$ prise sur toute la section considérée de la cible, il faut encore tenir compte du nombre relatif $N(P)$ des primaires admis en chaque point P qui peut être calculé, connaissant l'angle solide d'admission, d'après la loi en $\cos^6 \Theta$; les distributions de $N(P)$ suivant les deux axes Ox et Oy sont également représentées sur la fig. 7. La probabilité moyenne $\bar{\varrho}$ est alors donnée par:

$$\bar{\varrho} = \frac{\sum N(P) \cdot \varrho(P)}{\sum N(P)}$$

et nous obtenons la valeur $\bar{\varrho} = 0,3$. La probabilité $p(n, n')$ pour qu'une gerbe à n secondaires, dont le primaire a traversé les bancs 0 et 1, contienne n' secondaires traversant les bancs 2 et 3, s'écrit :

$$p(n, n') = \frac{n!}{(n-n')! n'!} \cdot \bar{\varrho}^{n'} \cdot (1 - \bar{\varrho})^{n-n'}. \quad (4)$$

Notre système de sélection exige que deux compteurs au moins soient touchés sur chacun des bancs inférieurs 2 et 3; la probabilité $p(n, \geq 2)$, calculée d'après la formule ci-dessus, doit encore être corrigée. Il se peut en effet que deux secondaires traversent le même compteur d'un banc; la probabilité correspondante ε est égale à $1/N_c$ où $N_c = 15$ désigne le nombre des compteurs d'un banc. La probabilité pour que trois secondaires traversent le même compteur est négligeable. Il se peut encore qu'un secondaire traverse l'espace insensible compris entre un compteur et le suivant, la probabilité η correspondante est égale à $2\delta/d$ où $\delta = 0,8$ mm désigne l'épaisseur de paroi d'un compteur et $d = 30$ mm son diamètre extérieur. La probabilité pour que deux secondaires traversent des espaces insensibles est négligeable. Les deux effets mentionnés n'affectent donc que la sélection des gerbes pour lesquelles $n = 2$; le nombre de ces gerbes qui est effectivement enregistré est alors égal à $p(n, 2).f$, où $f = (1 - \varepsilon)(1 - 2\eta)$.

La probabilité $p(n)$ pour qu'une gerbe à n secondaires soit enregistrée par le système de sélection s'écrit

$$p(n) = 1 - p(n, 0) - p(n, 1) - p(n, 2) \cdot (1 - f) \quad (5)$$

et les valeurs obtenues pour cette expression figurent dans le tableau III:

Tableau III

n	$p(n)$	n	$p(n)$
2	0,076	8	0,697
3	0,185	9	0,763
4	0,308	10	0,812
5	0,420	11	0,856
6	0,528	13	0,907
7	0,619	14	0,932

Les probabilités d'enregistrement pourraient encore être influencées par l'absorption ou les interactions des secondaires entre la cible et le banc 3. Des mesures effectuées par FROEHLICH *et al.*³⁾ ont cependant montré que ces effets qui ont tendance à se compenser peuvent être

négligés en comparaison des effets géométriques. La distribution de multiplicité corrigée est alors représentée par le tableau IV:

Tableau IV

n	N	n	N
2	710	8	13
3	232	9	8
4	100	10	5
5	45	11	3,5
6	38	13	1
7	9,5	14	1

Les valeurs de N désignent le nombre total des gerbes, avec ou sans émission de mésons π^0 , correspondant à la multiplicité n . Les distributions de multiplicité corrigées sont représentées sur les fig. 9 et 12 et discutées dans les chapitres 4 et 5; la multiplicité moyenne corrigée est de 2,85.

2.5. Particules V^0 observées dans les gerbes

La série d'observations que nous avons effectuée avec la cible de lithium ne comporte que 4 photographies sur lesquelles la présence de particules V^0 peut être observée dont 2 sont incertaines. Le procédé de reconstruction dans l'espace décrit au paragraphe 1.6. nous a permis de vérifier que les deux branches de chaque V observé sont situées dans un plan passant par l'origine de la gerbe. Les quatre événements observés sont illustrés par le tableau V:

Tableau V

Événement	Nombre de V^0	Multiplicité de la gerbe	Nombre de π^0
1	1	4	2
2	1	4	1
3	1(?)	4	1
4	1(?)	6 ± 1	1

La série complète du lithium comporte 277 gerbes, dont 65 environ sont incertaines ou ne remplissent pas la condition exigée pour les traces pénétrantes, dont 15 sont presque certaines et dont 197 le sont absolument. Le nombre des gerbes du lithium peut donc être estimé à 244 ± 33 et la fréquence relative des gerbes comportant une particule V^0 à $1,2 \pm 0,7\%$.

2.6. Observations comparatives avec une cible d'aluminium

Nous avons effectué une série d'observations en utilisant une cible d'aluminium constituée par plusieurs plaques placées les unes au-dessus des autres et limitant dans l'espace le même volume que celui occupé par le lithium. L'épaisseur totale x d'aluminium a été fixée en tenant compte des parcours moyens d'interaction λ , déterminés par ASKOWITH et SITTE²⁾ pour le lithium et l'aluminium, de façon à ce que les rapports x/λ soient égaux dans les deux cas. Nous mesurons alors une fréquence de gerbe de 0,36 par heure pour l'aluminium égale, dans les limites d'erreur, à celle de 0,38 par heure que nous obtenons pour le lithium; ce résultat confirme le rapport des parcours moyens d'interaction mesuré par les auteurs cités.

La multiplicité moyenne pour les 63 gerbes de l'aluminium enregistrées est de 5,5 soit 1,3 fois la valeur obtenue pour le lithium tandis que le rapport mesuré par ASKOWITH et SITTE²⁾ est de 1,15.

Le nombre des gerbes qui sont accompagnées par l'émission d'une ou deux particules V^0 est de 5; ces événements sont décrits par le tableau VI:

Tableau VI

Événement	Nombre de V^0	Multiplicité de la gerbe	Nombre de π^0
1	2	6	0
2	2	1	0
3	2	10	1
4	1	5 ± 2	2
5	1 + 1 ?	14 ± 1	2

Le nombre relatif des gerbes comportant une composante V^0 est de l'ordre de 8% et est environ 6 fois plus élevé que pour le lithium. L'augmentation de la fréquence de production des particules V^0 avec le nombre de masse de l'élément cible a déjà été constatée; des fréquences relatives de 0,8% et 5% ont été obtenues respectivement pour le carbone et le cuivre (FRANZINETTI et MORPURGO⁵).

3. Déterminations d'énergie de la composante π^0 des gerbes enregistrées

3.1. Développement à partir de la cible des cascades d'électrons d'origine mésonique

Un méson π^0 d'une gerbe créée dans la cible se désintègre en deux photons et on peut admettre, pour tous les cas considérés ici, que le point de désintégration coïncide avec l'origine de la gerbe; les deux

photons de désintégration engendrent chacun une cascade d'électrons dont le développement à travers les plaques de la chambre permet de déduire l'énergie.

La longueur de radiation L qui caractérise le développement d'une cascade dans un absorbant donné peut être calculée d'après une relation connue (voir par exemple OTT⁶), p. 329). La valeur de L obtenue pour le lithium est de 146 cm; un photon de désintégration parcourt donc en moyenne 0,06 longueurs de radiation dans la cible dont la demi-hauteur est de 9 cm. Le photon traverse alors le plafond en résine synthétique de la chambre pour lequel L a une valeur d'environ 35 cm; l'épaisseur de cette plaque étant de 12 mm correspond donc à 0,03 longueurs de radiation. Un photon de désintégration de méson π^0 parcourt donc en moyenne 0,1 longueurs de radiation avant de pénétrer dans la chambre.

Le nombre $Q(t)$ des photons qui traversent, sans se transformer en paires d'électrons, une épaisseur t d'absorbant mesurée en longueurs de radiation, est donné par la relation $Q(t) = Q(0) \cdot e^{-\sigma t}$, où σ est une fonction de l'énergie du photon; les énergies observées étant suffisamment grandes, la valeur asymptotique $\sigma = 7/9$ (ROSSI et GREISEN⁷) figure 13a), peut être utilisée. La probabilité pour qu'un photon de désintégration se matérialise avant de pénétrer dans la chambre de Wilson est alors de 7,7%.

La longueur de radiation dans les plaques de la chambre, calculée en tenant compte de la composition de l'alliage (§ 1.1.) est de 0,5 cm; les plaques ayant 6 mm d'épaisseur correspondent donc chacune à 1,2 longueurs de radiation. Les probabilités pour qu'un photon de désintégration de trajectoire verticale se matérialise dans la première, la deuxième et la troisième plaque sont respectivement de 55,9%, 22,1% et 8,7%; la probabilité pour qu'un photon traverse toute la chambre sans se transformer est de 5,6%. La longueur de radiation dans un absorbant étant inversément proportionnelle à la densité, nous avons choisi un alliage lourd qui nous permet, pour un stade de développement requis des cascades d'électrons, de réduire au minimum l'épaisseur des plaques.

La valeur qui caractérise le stade de développement d'une cascade après sa traversée dans une épaisseur t d'absorbant, est le rapport t/t_{max} où t_{max} désigne l'épaisseur pour laquelle le nombre des électrons atteint son maximum pour décroître ensuite; pour des énergies du photon primaire de 0,3 Bev, 1 Bev et 3 Bev, qui sont de l'ordre de grandeur de celles que nous mesurons, les valeurs de t_{max} sont respectivement de 4, 5,3 et 6,6 longueurs de radiation. Les trois plaques de notre chambre correspondent ensemble à 3,6 longueurs de radiation et nous permettent l'étude des cascades jusqu'à un stade de développement suffisant.

A leur sortie de la chambre de Wilson les cascades sont absorbées dans l'épaisseur de plomb située au-dessus du banc 3 et la présence de deux secondaires pénétrants, au moins, dans la gerbe, reste nécessaire au déclenchement de la chambre.

3.2. Détermination de l'énergie d'un photon de désintégration

L'énergie du photon primaire d'une cascade peut être évaluée en utilisant les résultats de la théorie des cascades. Dans une étude basée sur le développement le plus exact de cette théorie, OTT⁸⁾ présente des

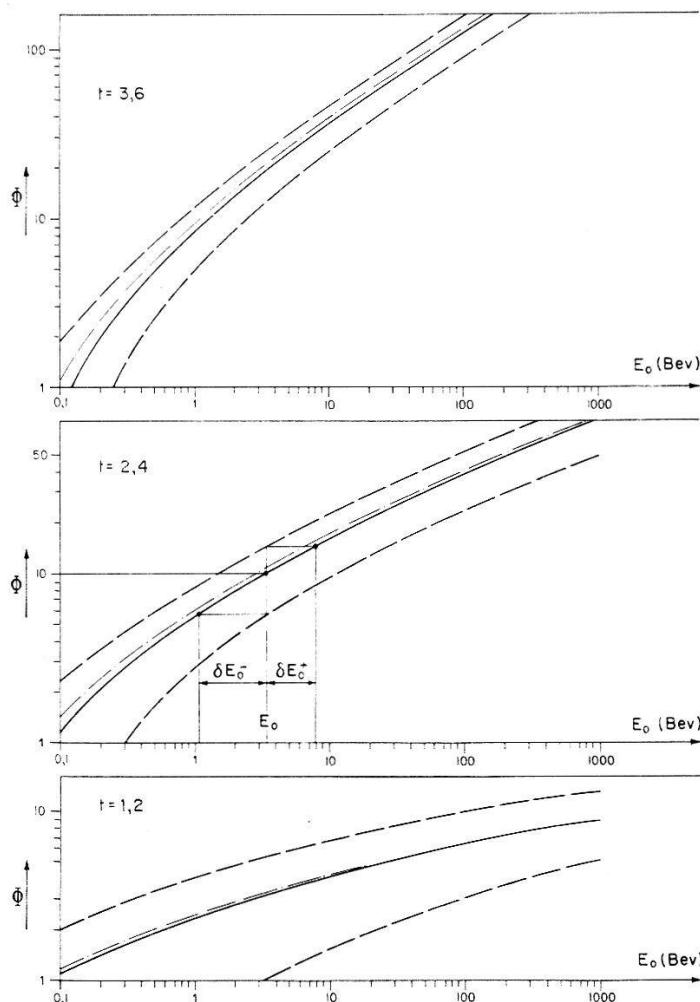


Fig. 8

Courbes théoriques de développement des cascades d'électrons dans le plomb (---) et dans l'alliage de nos plaques (—); courbes approximatives des fluctuations dans cet alliage (— —); méthode de détermination de l'énergie d'un photon primaire et des erreurs correspondantes.

courbes indiquant les variations dans le plomb du nombre $\Phi(E_0, t)$ des électrons créés par un photon d'énergie E_0 en fonction de l'épaisseur de plomb t traversée, mesurée en longueurs de radiation. Nous avons retracé ces courbes sur la figure 8 en portant E_0 en abscisse au lieu de t et en

choisisant comme paramètre les trois valeurs de t correspondant au développement observable des cascades dans notre chambre.

Ces courbes doivent être corrigées pour s'adapter à l'alliage de nos plaques d'absorbant; nous avons eu recours pour effectuer cette correction d'une façon simple à une relation approximative donnée par OTT⁶⁾, p. 342, qui permet de calculer le nombre $\Phi(E_0, t, Z)$ des électrons d'une cascade se développant dans un absorbant quelconque de numéro atomique Z . Nous avons déterminé le rapport

$$R(E_0, t) = \frac{\Phi(E_0, t, Z_A)}{\Phi(E_0, t, Z_{Pb})},$$

où Z_A et Z_{Pb} désignent respectivement les numéros atomiques correspondant à l'alliage de nos plaques ($Z_A = 60$) et au plomb; en multipliant les valeurs exactes, données par OTT⁸⁾ pour le plomb, par le facteur correctif $R(E_0, t)$, nous avons alors pu tracer les courbes représentant les variations de $\Phi(E_0, t)$ pour l'alliage de nos plaques (fig. 8).

Les fluctuations des valeurs de Φ autour des valeurs les plus probables $\Phi(E_0, t)$ données par ces courbes n'obéissent pas à une distribution de Poisson mais peuvent être calculées approximativement en utilisant une relation établie par OTT⁶⁾, p. 348, d'après laquelle nous avons tracé les limites de fluctuation représentées sur la figure 8.

En réalité le problème posé est inverse puisque nous mesurons un certain nombre Φ d'électrons et désirons déterminer l'énergie E_0 correspondante et ses limites d'erreur δE_0 ; on démontre cependant que ces valeurs peuvent être obtenues à partir des courbes tracées, comme nous l'indiquons sur la figure 8, en prenant pour exemple une mesure effectuée après la deuxième plaque.

Nous avons vu qu'un photon de désintégration issu de la cible se matérialise dans 63,6% des cas au-dessus ou à l'intérieur de la première plaque permettant ainsi trois déterminations de l'énergie E_0 de ce photon. Les erreurs δE_0 pour chacune des trois mesures considérées étant asymétriques, on ne peut procéder à un calcul normal de la moyenne pondérée qu'en conservant l'échelle logarithmique pour laquelle les erreurs $\delta \log E_0$ restent toujours approximativement symétriques; on obtient ainsi la valeur moyenne $\log E_0$ et l'erreur correspondante $\delta \log E_0$. L'énergie E_0 du photon primaire, déduite de $\log E_0$, correspond alors, comme on peut le démontrer, à la «valeur centrale» de l'énergie prise sur les trois mesures et signifie que les probabilités pour que le photon ait une énergie supérieure ou inférieure à E_0 sont égales.

3.3. Mesure de l'angle séparant les directions d'émissions de deux photons de désintégration

Notre dispositif permet, étant donné la grande distance qui sépare la cible des plaques de la chambre, de distinguer les cascades d'électrons les unes des autres et en particulier deux cascades provenant du même méson π^0 . Des droites peuvent être tracées sur l'écran de projection joignant les sommets des cascades et l'origine de la gerbe dont la position est déterminée par l'intersection des traces pénétrantes; chaque droite représente la trajectoire d'un photon de désintégration et les angles compris entre ces trajectoires peuvent être mesurés en utilisant la méthode de reconstruction dans l'espace décrite au paragraphe 1.6.

Soient E_{01} et E_{02} les énergies des deux photons de désintégration d'un méson π^0 et Θ l'angle compris entre leurs directions d'émission; on doit avoir:

$$\sin \frac{\Theta}{2} = \frac{m_0 c^2}{2 \sqrt{E_{01} \cdot E_{02}}}$$

où $m_0 c^2$ est l'énergie du méson au repos. La désintégration la plus probable résulte en l'émission de deux photons d'énergie voisine (Rossi⁹), p. 199).

Quand une gerbe n'est accompagnée que par deux cascades et que ces deux cascades ont des énergies voisines, la probabilité est grande pour qu'elles appartiennent au même méson π^0 ; en sélectionnant toutes les photographies de ce type nous avons vérifié que les énergies mesurées d'après la méthode du paragraphe 3.2. satisfont la relation d'angle pour des valeurs très proches des «valeurs centrales», confirmant ainsi cette méthode.

La relation d'angle à énergies permet donc en général d'associer les cascades entre elles par groupes de deux, correspondant chacun à un méson π^0 . Il arrive que cette association ne soit pas possible et on conclut dans ce cas que un ou plusieurs photons de désintégration, ayant une faible énergie, ont été émis sous un grand angle et n'ont par conséquent pas pu être observés dans la chambre. Le nombre total des mésons π^0 identifiés par cette méthode dans les 96 gerbes comportant une composante π^0 est de 187 ± 20 .

3.4. Valeur centrale de l'énergie prise sur toutes les cascades observées

Soient $E_{01}, E_{02} \dots E_{0n}$ les énergies attribuées à n cascades d'après la méthode du § 3.2. Nous déterminons, comme précédemment et pour les mêmes raisons, la «valeur centrale» de l'énergie prise sur ces n cascades ainsi que l'erreur correspondante.

La valeur centrale obtenue ainsi pour les 260 cascades observées est de $1,10^{+0,10}_{-0,05}$ Bev; l'énergie centrale d'un méson π^0 est donc de 2,2 Bev.

Nous nous attendons à ce que cette dernière valeur soit légèrement surestimée par le fait que les photons de faible énergie ont une plus forte probabilité de sortir de la chambre sans créer de cascade visible. DULLER et WALKER¹⁰⁾ déterminent par des mesures de scattering effectuées dans une chambre de Wilson à cible intérieure, une énergie moyenne de 1 à 2 Bev par méson π chargé dans les gerbes du carbone; la surestimation introduite par notre dispositif à cible extérieure est donc faible.

3.5. Énergie totale de la composante π^0 par gerbe

Nous calculons, pour chaque gerbe comportant une composante π^0 , l'énergie E_{π^0} égale à la somme des énergies $E_{01}, E_{02} \dots E_{0m}$ des m cascades observées qui accompagnent la gerbe. La «valeur centrale» de l'énergie E_{π^0} , prise sur les 96 gerbes étudiées, est égale à $2,6^{+0,15}_{-0,10}$ Bev. Nous nous attendons à ce que ce résultat soit légèrement sous-estimé puisque les énergies des photons sortant de la chambre sans créer de cascades visibles ne sont pas comptées.

L'énergie moyenne E_{π^0} , par gerbe, a été déterminée par DEUTSCHMANN¹¹⁾ en utilisant un dispositif de chambre de Wilson à cible intérieure; la valeur de 2,7 Bev a été obtenue pour les gerbes du carbone et on doit s'attendre à ce que la valeur correspondante pour le lithium soit très voisine. Notre résultat montre donc que les énergies des cascades non observées dans notre chambre représentent une très faible fraction de celles des cascades observées.

Nous avons établi d'autre part différentes distributions en fonction des valeurs de E_{π^0} ; ces distributions sont étudiées dans les chapitres suivants.

4. Interprétation des résultats selon la théorie plurale

4.1. Distribution de multiplicité

La théorie plurale de production des mésons (HEITLER et JANOSSY¹²⁾ 1949) prévoit qu'une collision nucléon-nucléon n'est accompagnée que par l'émission d'un seul méson. Un nucléon primaire de grande énergie engendre, en traversant un noyau, un processus de collisions en cascade; nous nous référons ici au deuxième modèle de HEITLER et JANOSSY¹³⁾ décrivant ce processus.

La multiplicité d'une gerbe dépend du paramètre de choc du primaire et de son énergie, du nombre de masse du noyau et de la distribution, dans celui-ci, des nucléons au moment du passage du primaire. En tenant compte de ces variables, TERREAUX¹⁴⁾ détermine, pour le spectre primaire du rayonnement cosmique, la distribution de probabilité $P(\geq \mu)$

pour qu'une gerbe contienne un nombre de mésons chargés supérieur ou égal à μ . Le modèle de la théorie nous permet de faire correspondre à chaque valeur de μ une valeur de n représentant le nombre total des secondaires chargés de la gerbe: si n' désigne le nombre des collisions subies par un proton primaire dans un noyau, le nombre moyen des mésons chargés de la gerbe doit être égal à $2/3 \cdot (n'/2) \cdot (n'+1)$ et celui des protons à $(n'/2)+1$; la multiplicité n observée est alors donnée par la relation:

$$n = \frac{1}{4} [4\mu + \sqrt{12\mu + 1} + 3]. \quad (6)$$

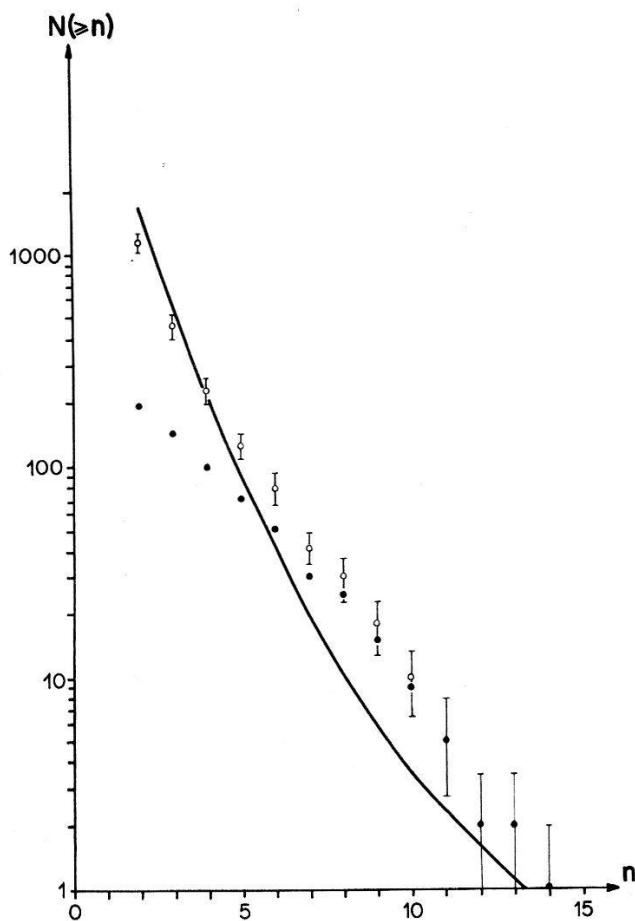


Fig. 9

Distribution intégrale de multiplicité. Valeurs expérimentales mesurées (●) et corrigées (○); distribution correspondant à la théorie de production pluriale (---).

Nous avons transformé la courbe théorique obtenue par Terreaux pour le lithium, en prenant n au lieu de μ comme variable; cette courbe est représentée sur la figure 9 où elle est normalisée pour coïncider avec notre distribution de multiplicité corrigée au point $n = 4$. Les erreurs relatives attribuées aux points corrigés sont égales aux erreurs relatives statistiques des points mesurés. La forme de notre distribution corrigée offre une grande similitude avec celle qui a été obtenue par POWELL¹⁵⁾ (voir aussi

TERREAUX¹⁴⁾) en utilisant la méthode des plaques photographiques pour laquelle le problème de la sélection géométrique ne se pose pas. Cette forme est caractérisée par une décroissance approximativement exponentielle pour $n > 3$, la pente étant environ deux fois plus forte pour le lithium que pour le bromure d'argent. Les valeurs prévues par la théorie plurale sont, dans les deux cas, inférieures aux valeurs observées autour de $n = 9$ mais il est important de constater qu'elles coïncident à nouveau pour les plus grandes multiplicités. Notre multiplicité moyenne corrigée $\bar{n} = 2,85$ est très proche de la multiplicité moyenne $\bar{n} = 2,60$ que nous calculons d'après la courbe théorique.

4.2. Distributions d'énergie

La théorie plurale peut être interprétée de façon à permettre sa confrontation avec des mesures d'énergie. A chaque multiplicité n observée correspond un nombre moyen n' de collisions du proton primaire avec les nucléons du noyau traversé; ce nombre peut être déduit de la relation $n = (n'/2 + 1) + (2/3 \cdot n'/2 \cdot [n' + 1])$ où les deux termes additionnés représentent les nombres moyens des protons et des mésions chargés de la gerbe. L'énergie minimale $E_m[n(n')]$ que doit avoir le primaire pour effectuer n' collisions est, selon le modèle de la théorie:

$$E_m[n(n')] = \frac{E_c}{\alpha(1-\sigma)^{n'-2}} \quad (7)$$

où σ représente la fraction d'énergie perdue en moyenne par le primaire dans chaque collision, α la fraction d'énergie transmise en moyenne au nucléon touché et $E_c \approx 1,5$ Bev l'énergie critique pour la production des mésions. On suppose que l'énergie perdue par le primaire dans une collision est distribuée en parts égales au mésion émis et au nucléon touché, c'est-à-dire que $\alpha \approx \sigma/2$.

L'énergie moyenne $\bar{E}_p(n)$ d'un proton primaire créant une gerbe à n secondaires chargés n'est égale à $E_m[n(n')]$ que quand la gerbe a la possibilité de se développer entièrement à l'intérieur du noyau. Une gerbe à n secondaires chargés peut en effet également être produite par un primaire d'énergie bien supérieure à $E_m[n(n')]$ mais qui n'a rencontré dans son passage à travers le noyau que n' nucléons; le développement possible de la gerbe a, dans ce cas, été interrompu à la sortie du noyau et tout ce qu'on peut dire de l'énergie $E_p(n)$ c'est qu'elle est supérieure à $E_m[n(n')]$. Cette seconde possibilité doit être la plus fréquente pour des noyaux très légers tels que celui du lithium.

La distribution d'énergie des primaires cosmiques est donnée par la relation

$$N(E) \cdot dE = \text{const.} \frac{dE}{E^{\gamma+1}}, \text{ avec } \gamma = 1,5; \quad (8)$$

l'énergie moyenne $\bar{E}_p(n)$, dans le second cas envisagé ci-dessus, est égale à l'énergie moyenne prise sur la distribution des primaires cosmiques, entre $E = E_m[n(n')]$ et $E = \infty$; nous obtenons:

$$\bar{E}_p(n) = \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot E_m[n(n')] \cong 3 E_m[n(n')]. \quad (9)$$

Le modèle de la théorie plurale nous permet, connaissant l'énergie $\bar{E}_p(n)$, de déduire l'énergie $\bar{E}_{\pi^0}(n)$ attribuée en moyenne à la composante π^0 :

$$\frac{\bar{E}_{\pi^0}(n)}{\bar{E}_p(n)} = \frac{1}{3} \cdot g[n(n')] \quad (10a)$$

$$\text{avec } g[n(n')] = 1 - (1 - \sigma)^{n'-1} \cdot (1 - \sigma + n' \alpha). \quad (10b)$$

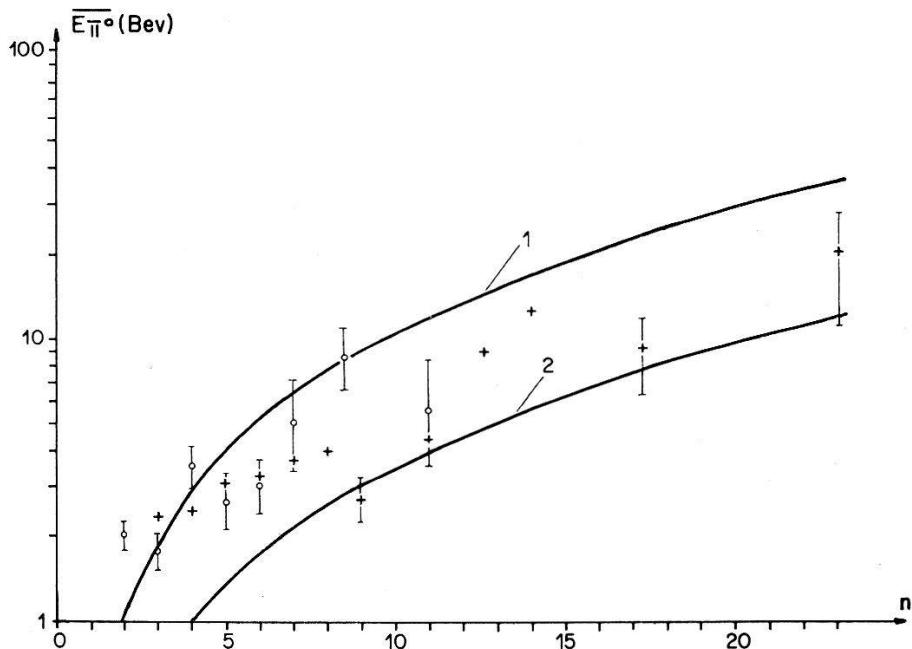


Fig. 10

Variations de l'énergie moyenne, $\bar{E}_{\pi^0}(n)$, de la composante π^0 des gerbes de multiplicité n , en fonction de cette multiplicité.

(o): nos valeurs expérimentales pour le lithium.

(+): valeurs expérimentales obtenues par DEUTSCHMANN¹¹⁾ pour le plomb.

Courbe 1: relation $\bar{E}_{\pi^0}(n) = 1/3 \cdot g(n)$. $3 E_m[n(n')]$ déduite de la théorie plurale.

Courbe 2: relation $\bar{E}_{\pi^0}(n) = 1/3 \cdot g(n)$. $E_m[n(n')]$ déduite de la théorie plurale.

Les deux courbes de distribution théoriques de $\bar{E}_{\pi^0}(n)$, correspondant aux deux distributions $\bar{E}_p(n) = E_m[n(n')]$ et $\bar{E}_p(n) = 3 E_m[n(n')]$, sont tracées sur la figure 10, nous avons utilisé pour la constante σ la première valeur $\sigma = 0,25$ proposée par la théorie (TERREAUX¹⁴), la seconde valeur proposée de $\sigma = 0,45$ (TERREAUX¹⁶) ne s'accordant pas avec les résultats exposés. Nos valeurs expérimentales déterminées d'après la méthode décrite au paragraphe 3.5. pour 96 gerbes du lithium sont portées sur la figure 10.

L'interprétation de la théorie plurale décrite ici prévoit que les points expérimentaux $\bar{E}_{\pi^0}(n)$ viennent se placer, quel que soit le noyau considéré, entre les deux courbes 1 et 2 de la figure 10; les valeurs mesurées pour des noyaux lourds doivent se rapprocher davantage de la courbe 2 et celles mesurées pour des noyaux légers davantage de la courbe 1; l'énergie moyenne E_p des primaires des gerbes observées doit donc être plus élevée pour les éléments légers que pour les éléments lourds. Nous calculons, d'après les relations (10), que l'énergie primaire moyenne \bar{E}_p , prise sur toutes nos gerbes contenant une composante π^0 , s'élève à 38 Bev.

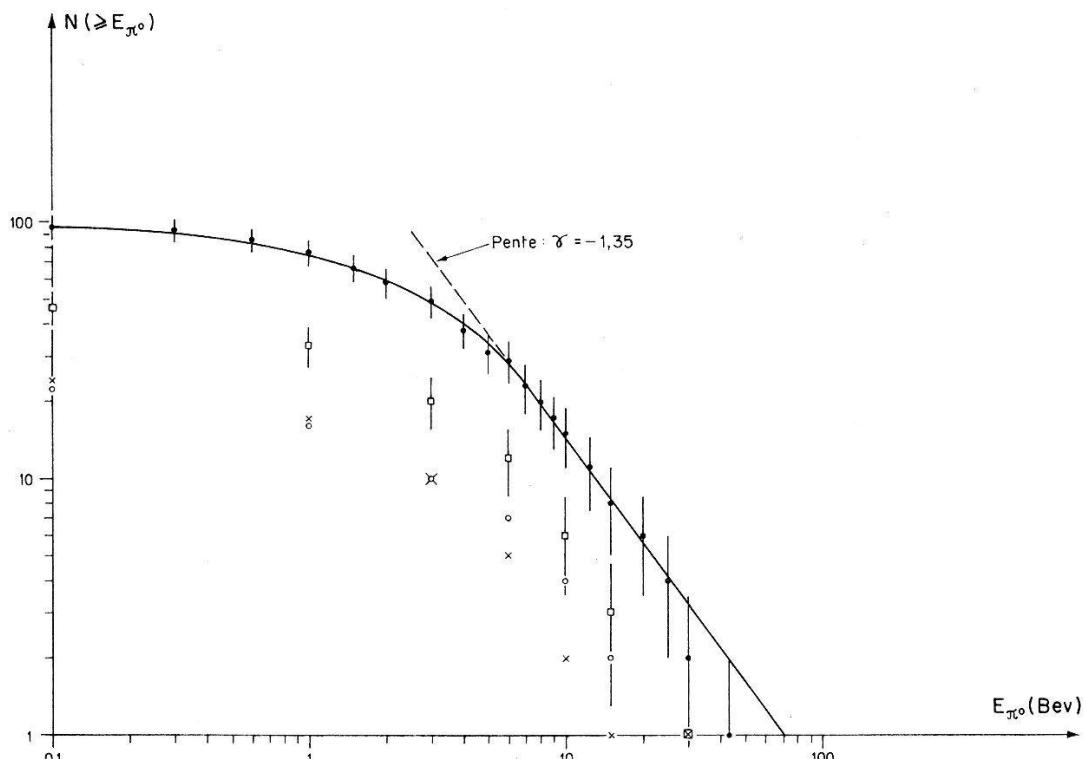


Fig. 11

Distribution intégrale de l'énergie E_{π^0} de la composante π_0 des gerbes: distribution totale (\bullet) comprenant les gerbes de toutes les multiplicités, distributions partielles pour les gerbes de multiplicité $n = 2$ (\circ) et $n = 3$ (\times) ainsi que pour ces deux groupes de multiplicité additionnées (\square).

La distribution expérimentale de $\bar{E}_{\pi^0}(n)$ est peu influencée, contrairement à la distribution de multiplicité, par des effets de sélection. Pour une multiplicité donnée, l'enregistrement des gerbes ayant une grande énergie E_{π^0} n'est en effet pas favorisé puisque seules les photographies pour lesquelles cet enregistrement peut être expliqué par deux secondaires chargés au moins ont été étudiées et que l'épaisseur d'absorbant située au-dessus du banc 3 est suffisante pour absorber 85% des cascades d'électrons analysées. Il est donc permis de comparer aux nôtres les résultats obtenus par d'autres auteurs utilisant un dispositif analogue et nous

avons porté sur la figure 10 les mesures effectuées par DEUTSCHMANN¹¹⁾ pour les gerbes du plomb (la valeur obtenue pour $n = 1$ n'a pas été tracée, la condition de sélection exigée par cet auteur étant: $n \geq 3$).

La distribution intégrale de fréquence des primaires cosmiques est reproduite approximativement pour chaque multiplicité, comme le prévoit la théorie appliquée aux noyaux légers, dans celle des valeurs E_{π^0} que nous mesurons pour les gerbes du lithium. Nos valeurs expérimentales correspondant aux multiplicités $n = 2$ et $n = 3$ sont indiquées sur la figure 11; nous voyons que les deux groupes de points viennent se placer chacun sur une droite, de coefficient environ $-1,5$, à partir de $E_{\pi^0} = 5$ Bev.

Si pour chaque multiplicité on obtient sur l'échelle logarithmique une droite de même orientation, cette orientation doit être conservée si on additionne les valeurs $N(\geq E_{\pi^0})$ mesurées pour différentes multiplicités. Nous avons porté sur la figure 11 les points obtenus en additionnant les résultats pour $n = 2$ et $n = 3$ ainsi que les points obtenus en additionnant les résultats pour toutes les multiplicités observées; la pente de la droite qui s'adapte le mieux à la distribution totale est $\gamma = -1,35$.

Selon le modèle de la théorie nous devrions obtenir, pour chaque multiplicité, une horizontale jusqu'à la valeur minimum

$$E_{\pi^0} = \frac{1}{3} \cdot g(n) \cdot E_m[n(n')],$$

suivie d'une droite d'inclinaison γ pour les énergies supérieures. Il est clair cependant que le modèle ne prédit que des valeurs moyennes; en particulier σ représente une perte d'énergie relative moyenne et on s'attend évidemment à ce que des gerbes à n secondaires puissent être produites par des primaires d'énergie inférieure à $E_m[n(n')]$ de même que des primaires d'énergie supérieure à cette valeur peuvent ne pas être capables de créer n secondaires.

5. Interprétation des résultats selon la théorie multiple

La théorie de la production multiple (HEISENBERG¹⁷⁾) prévoit qu'une collision nucléon-nucléon donne naissance à plusieurs mésons et que le nombre de ceux-ci augmente avec l'énergie du nucléon primaire. La composante pénétrante des gerbes est essentiellement mésonique et provient, en majeure partie, d'une seule collision du primaire; les collisions secondaires du primaire et celles des nucléons entre eux à l'intérieur du noyau n'apportent qu'une faible contribution à cette composante et peuvent être négligées pour les éléments légers.

La fraction d'énergie f transmise aux mésons dans le système du centre de masse au cours d'une collision du primaire avec un nucléon, dépend du

paramètre de choc de cette collision ; la valeur moyenne \bar{f} diminue quand l'énergie du primaire augmente. L'énergie \bar{p}_0 transmise en moyenne à chaque méson émis est indépendante de f et augmente très peu avec E_p ; le nombre moyen $\bar{\nu}$ des mésons émis est proportionnel à $\frac{\bar{f}}{\bar{p}_0} \cdot \sqrt{E_p}$.

Nous avons reproduit ici les valeurs données par HEISENBERG¹⁸⁾; ν_{\max} désigne le nombre maximum de mésons émis et correspond à une collision centrale ($f \cong 1$).

Tableau VII

E_p [Bev]	10	10^2	10^3	10^4
\bar{f}	(0,56)	0,235	0,138	0,086
$\bar{\nu}$	(7,4)	8,7	12,5	19,1
ν_{\max}	(13)	37	90	222
\bar{p}_0 [Bev]	(0,214)	0,332	0,458	0,608

Pour chaque énergie E_p la fraction f transmise aux mésons d'une gerbe peut varier entre la valeur 1 et une valeur minimale f_{\min} correspondant à l'émission de deux mésons seulement (condition limite de production multiple); dans ce domaine de variation les petites valeurs de f sont fortement favorisées ce qui explique l'asymétrie de la distribution de ν autour de $\bar{\nu}$. Abstraction faite de la faible variation de \bar{f} avec E_p , on peut cependant dire que l'énergie transmise en moyenne à la composante π^0 qui est le tiers de celle transmise à la composante π totale, est proportionnelle à l'énergie E_p du primaire. La distribution intégrale de fréquence des primaires cosmiques doit donc être reproduite dans celle des valeurs mesurées E_{π^0} pour toutes les multiplicités prises ensemble; cette distribution correspond à la courbe supérieure tracée sur la figure 11:

$$N(\geq E_{\pi^0}) = c_1 E_{\pi^0}^{-1,35}. \quad (11)$$

La déviation observée pour $E_{\pi^0} < 6$ Bev est interprétée par DEUTSCHMANN¹¹⁾ comme étant due à un effet de sélection géométrique, les petites valeurs de E_{π^0} devant correspondre d'après la théorie multiple à de petites multiplicités; cette interprétation n'est cependant pas en bon accord avec nos résultats puisque les formes des distributions mesurées pour les petites et pour les grandes multiplicités sont identiques.

Le nombre moyen $2\nu/3$ des mésons chargés émis dans une gerbe doit être très voisin du nombre n de secondaires observés; nous devons donc examiner s'il est possible d'établir une relation expérimentale $n \sim E_p^\eta$. La fréquence des primaires étant elle-même donnée par un spectre de puissance on doit obtenir une distribution de multiplicité rectiligne en

portant $\log N(\geq n)$ en fonction de $\log n$. Nous avons porté sur la figure 12 les distributions intégrales mesurées et corrigées de la multiplicité correspondant à nos résultats; nous obtenons respectivement des coefficients angulaires de $-3,9$ et $-4,2$ pour les valeurs de n supérieures à $n = 7$; en utilisant le coefficient $-4,2$ correspondant à la courbe corrigée pour l'effet de sélection des compteurs, nous pouvons écrire :

$$N(\geq n) = c_2 n^{-4,2}. \quad (12)$$

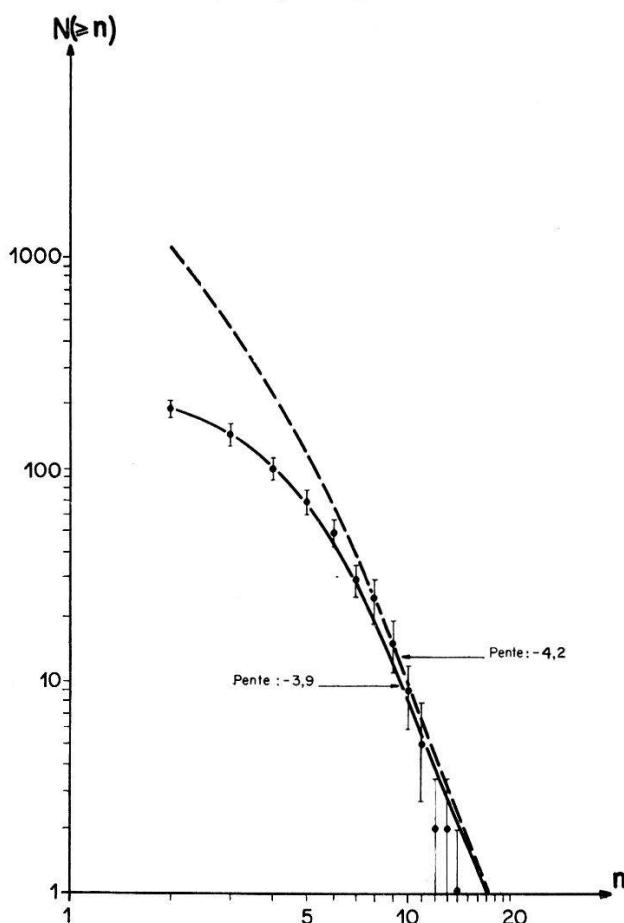


Fig. 12
Distribution intégrale de multiplicité;
(•) valeurs expérimentales
— courbe expérimentale - - - courbe expérimentale corrigée.

La méthode utilisée par DEUTSCHMANN¹¹⁾ consiste à égaliser les deux expressions (11) et (12) pour en déduire une relation entre n et E_{π^0} ; le résultat que nous obtenons est alors :

$$n = 4,4 E_{\pi^0}^{0,3}. \quad (13)$$

On doit admettre dans ce cas que les N gerbes dont l'énergie mesurée est supérieure à une valeur E_{π^0} (fig. 11, distribution totale) sont les mêmes que les N gerbes dont la multiplicité est supérieure à une valeur correspon-

dante n (E_{π^0}). Cette supposition n'est pas en accord avec nos observations illustrées par la figure 11, qui montrent que les rapports de fréquence entre les différentes multiplicités et, par conséquent, la multiplicité moyenne, varient très peu le long de la courbe intégrale de distribution des valeurs E_{π^0} .

Nous avons tracé sur la figure 13 les deux distributions que nous obtenons en portant d'une part nos valeurs de E_{π^0} mesurées pour chaque

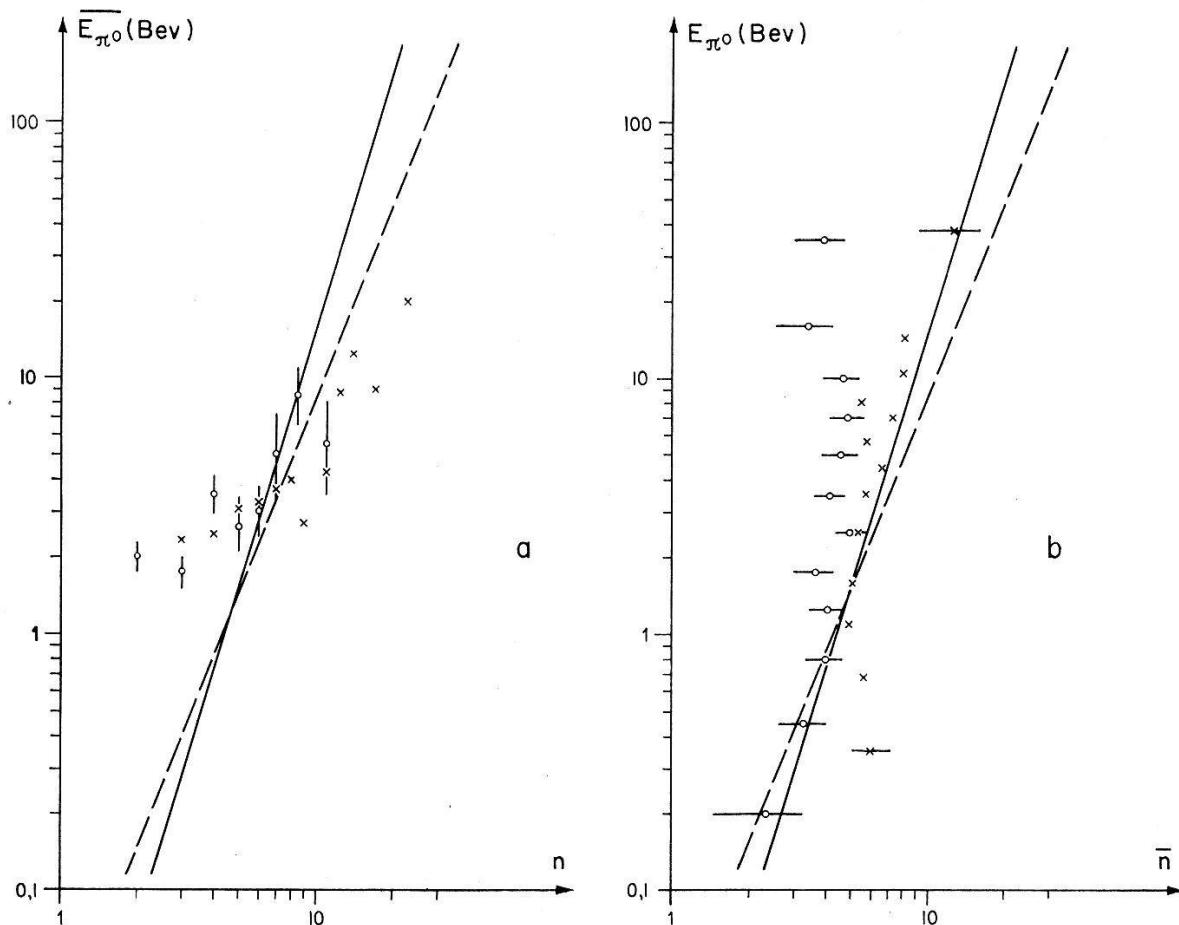


Fig. 13

- a) Variations de l'énergie moyenne, $\overline{E_{\pi^0}}(n)$, de la composante π^0 des gerbes de multiplicité n , en fonction de cette multiplicité.
- b) Variations de la multiplicité moyenne, $\overline{n}(E_{\pi^0})$, des gerbes dont la composante π^0 a une énergie de l'ordre de grandeur E_{π^0} , en fonction de cette énergie.
- (o): nos valeurs expérimentales pour le lithium.
- (x): valeurs expérimentales obtenues par DEUTSCHMANN¹¹⁾ pour le plomb.
- : droite correspondant à la relation (13) obtenue ici.
- - -: droite correspondant à la relation équivalente obtenue par DEUTSCHMANN¹¹⁾.

multiplicité et d'autre part nos valeurs de n correspondant à différents domaines de l'énergie E_{π^0} . Ces deux distributions devraient être compatibles avec la relation (13) pour des multiplicités suffisamment grandes pour que les effets de sélection ne jouent qu'un faible rôle. Nous avons

également porté sur la figure 13 les résultats obtenus par DEUTSCHMANN¹¹⁾ pour le plomb et avons tracé les droites correspondant à notre relation (13) et à la relation équivalente obtenue par cet auteur: $n = 4,3 E_{\pi^0}$.

La distribution des valeurs de \bar{n} en fonction de E_{π^0} que nous mesurons pour le lithium n'est pas compatible avec l'interprétation de la théorie multiple donnée par DEUTSCHMANN¹¹⁾ et montre que la multiplicité moyenne observée est pratiquement indépendante de l'énergie du primaire. Ce comportement peut par contre être expliqué, comme nous l'avons exposé au chapitre précédent, par la théorie plurale qui prévoit que le développement des gerbes est le plus souvent interrompu à la sortie du noyau dans les éléments légers; même pour des éléments plus lourds, tels que le bromure d'argent des émulsions photographiques, TERREAUX¹⁴⁾ démontre que le nombre moyen des mésons ne varie que de 2,52 à 4,66 quand l'énergie du primaire varie de 3 Bev à 1000 Bev.

Conclusion

Nous avons exposé dans ce travail différentes analyses statistiques des gerbes pénétrantes enregistrées par notre chambre de Wilson et provenant des interactions, dans le lithium, des primaires chargés de grande énergie du rayonnement cosmique. Nous avons adopté successivement le point de vue de la théorie plurale de production des mésons et celui de la théorie multiple.

Nos observations sont en accord approximatif avec le modèle proposé par la théorie plurale dont plusieurs caractéristiques importantes peuvent être vérifiées. L'interprétation donnée par certains auteurs en faveur de la production multiple s'accorde mal avec nos résultats et ne nous paraît pas être justifiée ici; il est difficile de se prononcer sur la validité de cette théorie étant donné les grandes fluctuations qu'elle prévoit et par le fait qu'elle n'est strictement applicable qu'aux très grandes énergies où les statistiques sont nécessairement les plus pauvres. La méthode de la chambre de Wilson utilisant une cible soumise au rayonnement cosmique ne nous semble pas pouvoir aboutir à une conclusion décisive tant que les noyaux constituant l'élément cible contiennent encore plusieurs nucléons.

Nous avons montré que des gerbes créées dans une cible de grande épaisseur située au-dessus d'une chambre de Wilson peuvent être étudiées avec précision. Il est donc permis d'envisager une cible d'hydrogène liquide et les résultats acquis dans ce travail pourront servir de points de comparaison. Nous estimons que pour obtenir une statistique équivalente à celle du lithium la période de mesure devrait être environ quatre fois plus longue.

Remerciements

Nous remercions vivement le Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique de son aide financière qui a rendu possible la réalisation de ces expériences.

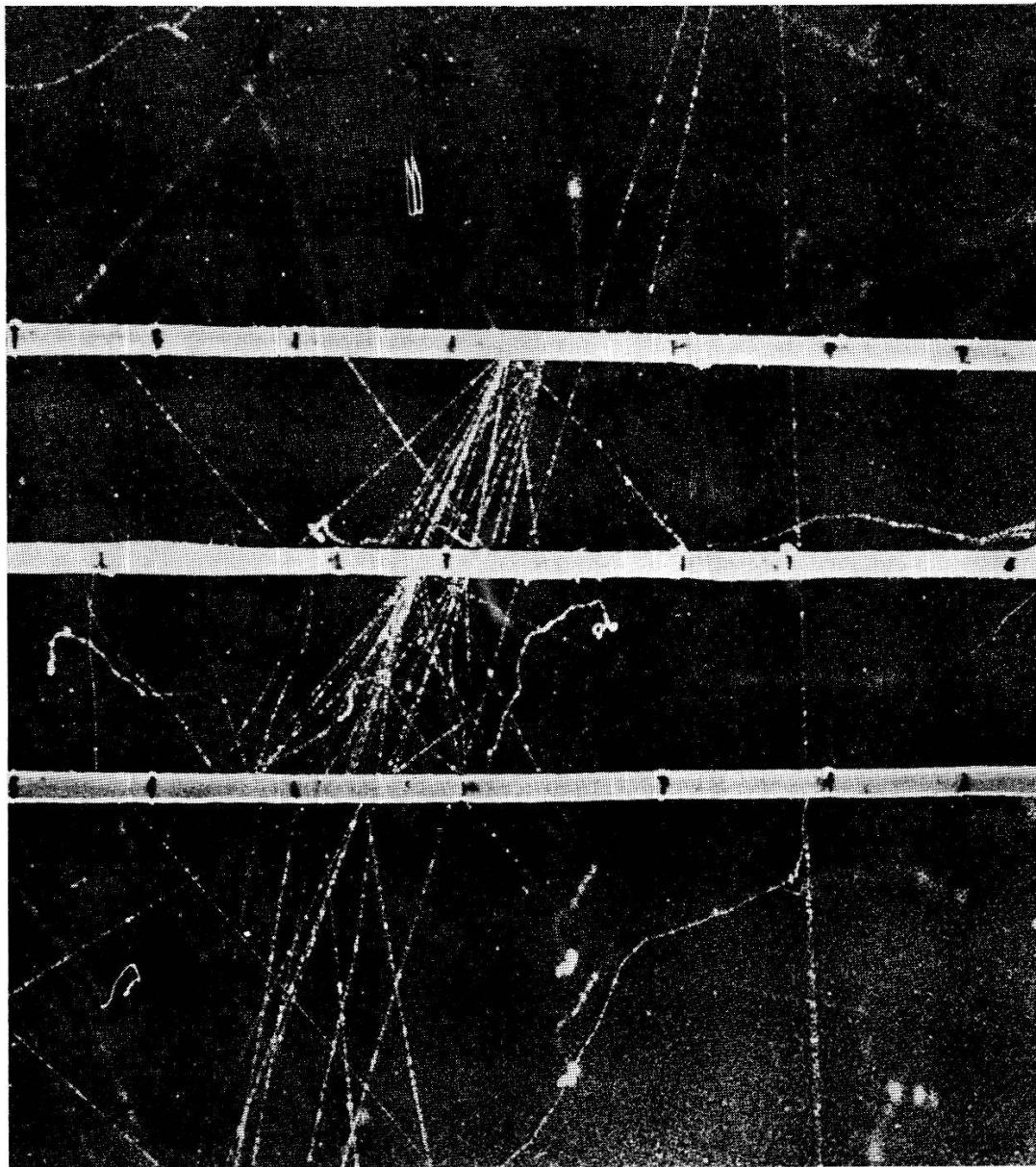
Nous devons au Fonds du Jubilée de l'Université de Zurich d'avoir pu acquérir différents appareils pour lesquels nous lui exprimons notre reconnaissance.

L'Administration de la Station de Recherche en Haute Montagne du Jungfraujoch nous a offert largement la place nécessaire à l'accomplissement de ces travaux et nous a accordé son aide bienveillante et efficace chaque fois qu'il lui était possible de faciliter notre tâche; nous tenons à lui exprimer ici notre très sincère gratitude.

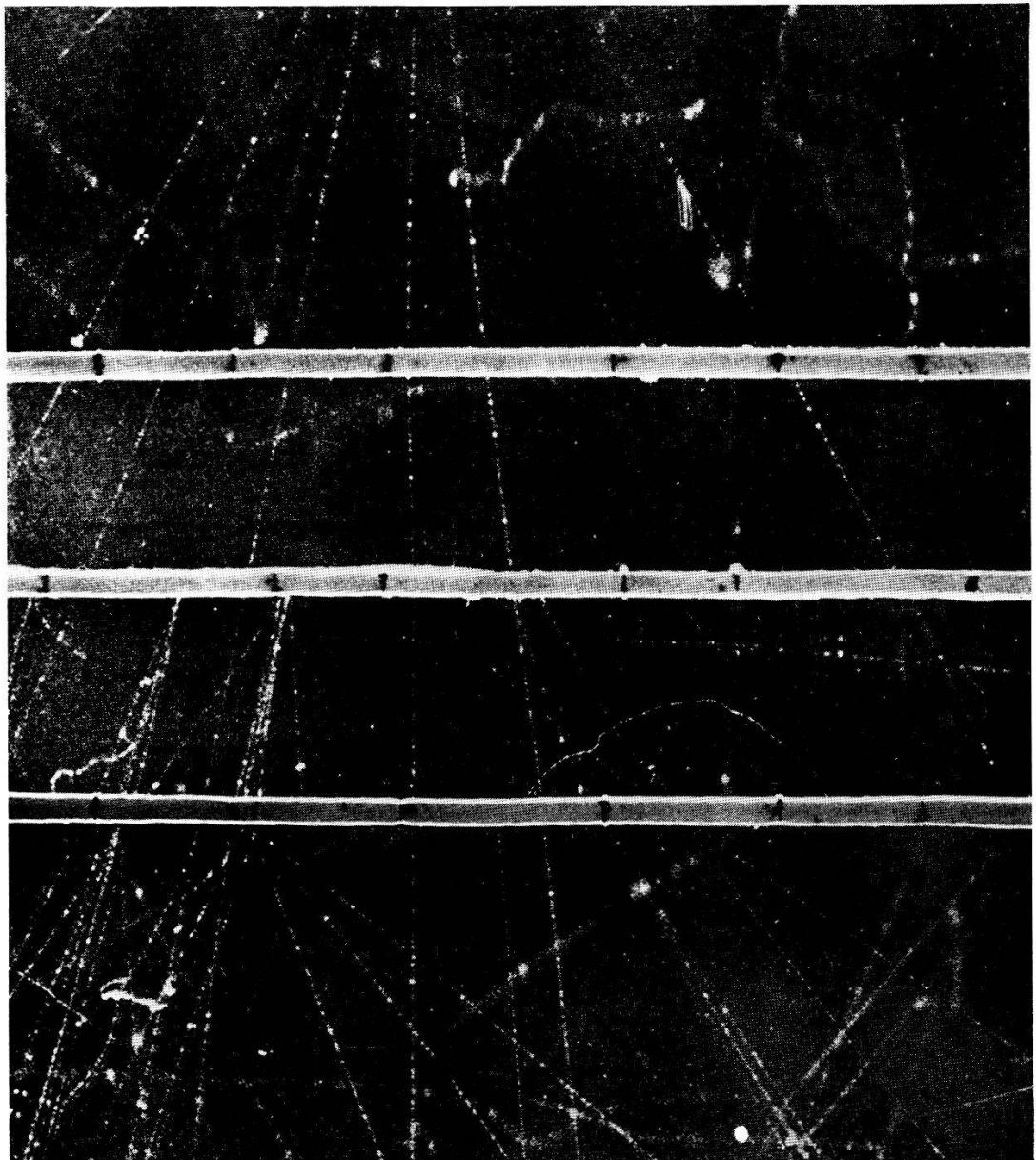
Nous remercions enfin bien cordialement l'atelier de mécanique de l'Institut de Physique de l'Université de Zurich qui a assuré la construction et le montage de la chambre de Wilson avec autant de soin que nous pouvions le souhaiter.

Références

- 1) MEYER et STODIEK, Rev. Sci. Instr. 24, 76 (1953).
- 2) ASKOWITH et SITTE, Phys. Rev. 97, 159 (1955).
- 3) FROELICH, HARTH et SITTE, Phys. Rev. 87, 504 (1952).
- 4) LOVATI, MURA, SUCCI et TAGLIAFERRI, Nuo. Cim. 8, 271 (1951).
- 5) FRANZINETTI et MORPURGO, Nuo. Cim. Suppl. 2, 736 (1957).
- 6) OTT, cf. réf. 18).
- 7) ROSSI et GREISEN, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941).
- 8) OTT, Z. für Naturforschung 9a, 6, 488 (1954).
- 9) ROSSI, High Energy Particles, Prentice Hall Inc., New York 1952.
- 10) DULLER et WALKER, Phys. Rev. 93, 215 (1954).
- 11) DEUTSCHMANN, Z. für Naturforschung 9a, 6, 477 (1954).
- 12) HEITLER et JANOSSY, Proc. Phys. Soc. A 62, 374, 669 (1949).
- 13) HEITLER et JANOSSY, Helv. Phys. Acta 23, 417 (1950).
- 14) TERREAUX, Helv. Phys. Acta 24, 551 (1951).
- 15) POWELL, Rep. Progr. Phys. 13, 398 (1950).
- 16) TERREAUX, Nuo. Cim. 9, 1029 (1952).
- 17) HEISENBERG, Z. für Phys. 126, 569 (1949).
- 18) HEISENBERG, Vorträge über kosmische Strahlung, Springer-Verlag, Berlin 1953.



Gerbe du lithium à trois secondaires chargés (dont un sort de la chambre au-dessus de la première plaque) et un méson π^0 reconnaissable aux deux cascades électro-niques engendrées par ses photons de désintégration dans la plaque I.



Gerbe du lithium à six secondaires chargés et un méson π^0 reconnaissable aux deux cascades électroniques engendrées par ses photons de désintégration dans la plaque 2.

F