



HAL
open science

Discrimination des π^+ et des protons par leurs densités de bulles

J. Tridon

► **To cite this version:**

J. Tridon. Discrimination des π^+ et des protons par leurs densités de bulles. Journal de Physique, 1965, 26 (12), pp.785-788. 10.1051/jphys:019650026012078500 . jpa-00206351

HAL Id: jpa-00206351

<https://hal.science/jpa-00206351>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

DISCRIMINATION DES π^+ ET DES PROTONS PAR LEURS DENSITÉS DE BULLES

Par J. TRIDON,

Laboratoire Joliot-Curie, Orsay, Seine-et-Oise.

Résumé. — Dans une chambre à bulles, il est difficile de distinguer les π^+ des protons lorsque leurs impulsions sont supérieures à une certaine valeur, par l'estimation visuelle de leurs densités de bulles. On a déterminé dans cette étude quelles indications peut donner, au delà de ce seuil, une mesure de ces densités.

Abstract. — In a bubble chamber, it is difficult to distinguish π^+ from protons of large momentum impulses by a visual estimation of their bubble densities. One has determined in this study which indications can give, beyond this threshold, a measurement of those densities.

Introduction. — Lorsqu'une particule chargée traverse une chambre à bulles, sa trajectoire se matérialise par un chapelet de bulles dont la densité dépend à la fois de son énergie et de sa nature. Dans certains domaines d'énergie, une simple évaluation visuelle suffit pour identifier la particule. Par contre, au delà d'un certain seuil, on ne peut se contenter de cette estimation et il faut procéder à des mesures quantitatives des densités de bulles. On a établi expérimentalement qu'elles varient comme K/β^n , n étant très voisin de 2 et K dépendant du liquide utilisé et des conditions de fonctionnement de la chambre [1 à 8].

On sait (Rutherford [9]) qu'une loi de cette forme caractérise l'interaction d'une particule chargée énergétique avec des particules libres au repos. Seuls deux phénomènes remplissent cette dernière condition :

1° La projection d'électrons dont l'énergie est grande si on la compare au potentiel d'ionisation des atomes du milieu.

2° L'interaction coulombienne avec ces mêmes atomes si leur énergie de liaison est faible. Quelle que soit la nature de la particule, et dans l'hypothèse où l'énergie transférée est petite devant l'énergie maximum qui peut être transférée, la probabilité pour que l'électron (ou l'atome) acquière une énergie E s'exprime par la formule de Rutherford :

$$P(E) = \frac{2Cmc^2}{\beta^2} \times \frac{dE}{E^2} \quad \text{avec} \quad C = \frac{\pi NZ}{A} \times \frac{e^4}{m^2 c^4}$$

N = nombre d'Avogadro ; Z et A numéro et masse atomiques du milieu ; m masse de l'électron ; β rapport v/c de la particule incidente.

Si cette énergie E est assez faible, l'électron (ou l'atome) n'a pas un parcours appréciable et son énergie est insuffisante pour qu'il projette à son tour des rayons δ (ou qu'il transfère de l'énergie à d'autres atomes). L'énergie E qui lui est transmise sous forme cinétique est alors rapidement dégradée

en chaleur, ce qui provoque un début de vaporisation. Le nombre d'électrons produit par $gx \text{ cm}^2$ dont l'énergie est comprise entre E_1 , énergie minimum nécessaire pour créer une bulle et E_2 , énergie maximum que peut avoir un électron pour qu'il y ait formation d'une seule bulle, est alors :

$$n_e = \frac{2Cmc^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right)$$

et la densité de bulles sur la trace est proportionnelle à n_e . Le calcul de $P(E)$ pour l'interaction coulombienne donne une valeur beaucoup trop faible pour expliquer les phénomènes observés [10] et on retient l'hypothèse selon laquelle les électrons projetés sont seuls responsables de la formation des bulles, non sans admettre toutefois que d'autres phénomènes de moindre importance peuvent intervenir.

Résultats expérimentaux. — Je me suis proposé, dans le cas particulier d'une chambre à hydrogène, d'essayer de déterminer la valeur de l'impulsion au delà de laquelle il devient impossible par une mesure de la densité de bulles, de distinguer avec certitude un π^+ d'un proton. L'appareil utilisé pour les mesures a été construit d'après le prototype réalisé au Collège de France. Son schéma est donné dans la figure 1. J'ai utilisé des événements à 2 et 4 secondaires chargés, produits par un faisceau de π^+ de 2,75 GeV/c dans la chambre à bulles de 81 cm de Saclay exposée au Synchrotron à protons du CERN. Ces événements objets d'une précédente étude [11] se classent parmi les catégories suivantes :

$$\begin{aligned} \pi^+ p &\rightarrow \pi^+ p + n\pi^0 & n &\geq 0 \\ \pi^+ p &\rightarrow \pi^+ \pi^+ N + n\pi^0 & n &\geq 0 \\ \pi^+ p &\rightarrow \pi^+ p\pi^+ \pi^- + n\pi^0 & n &\geq 0 \\ \pi^+ p &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- N + n\pi^0 & n &\geq 0 \end{aligned}$$

Le classement se fait par la détermination visuelle de la densité de bulles lorsque cela est possible (on sait qu'un proton se distingue aisément d'un π^+ jusqu'à 800 MeV/c ; en effet, ce dernier est au minimum de densité d_0 depuis 300 MeV/c alors qu'un proton a encore une densité relative de $10 d_0$, et qu'à 800 MeV/c elle est de $2,3 d_0$). Il se fait aussi par les examens du bilan d'énergie et de l'ajustement cinématique qui lèvent souvent l'indétermination que n'a pu résoudre l'estimation visuelle de la densité de bulles. C'est ainsi qu'il a été possible de sélectionner :

325 traces de π^+ d'impulsion comprise entre 900 et 1 500 MeV/c.

20 traces de π^+ d'impulsion comprise entre 2 000 et 2 100 MeV/c.

306 traces de p d'impulsion comprise entre 900 et 2 000 MeV/c.

Leur inclinaison est inférieure à 25° .

Une étude des traces du faisceau (elles sont au minimum de densité) traversant la chambre sans interaction, montre que la densité moyenne varie d'un film à l'autre, ce qui résulte de conditions expérimentales légèrement différentes. D'un cliché à l'autre du même film, la distribution des densités des traces varie peu, on ne constate pas qu'un cliché soit en moyenne plus « noir » ou plus « clair » que les clichés voisins. Par contre, sur un même cliché, l'écart standard de densité observé est supérieur d'un facteur 3 à la fluctuation due aux imprécisions statistiques qui est environ 5 % lorsqu'on mesure les traces sur toute leur longueur, soit 65 cm. Ceci peut être dû à l'une des raisons suivantes :

a) toutes les particules n'arrivent pas simultanément dans la chambre, les traces n'ont donc pas toutes le même âge ;

b) il est possible que les conditions de détente ne soient pas rigoureusement homogènes dans toutes les parties de la chambre.

Il est donc nécessaire de faire des *mesures relatives par rapport à l'incidente de l'évènement dont on étudie les secondaires*. Les traces ainsi mesurées ont une longueur moyenne de 30 cm.

Les densités sont déterminées à partir de l'étude de la répartition des lacunes en fonction de leur longueur. Les bulles peuvent être produites avec une égale probabilité le long de la trajectoire d'une particule de vitesse constante, [3] et, si a est la densité de bulles sur la trace, la probabilité de trouver m bulles sur le parcours x est :

$$P(ax, m) = (ax)^m \frac{e^{-ax}}{m!}.$$

Ceci est une distribution de Poisson. Le nombre de lacunes dont la longueur est supérieure à x est alors :

$$N_{>x} = N e^{-ax} \text{ soit } \text{Log } N_{>x} = \text{Log } N - ax$$

N étant le nombre total de lacunes observées. L'étude des résultats des mesures des $N_{>x}$ se fait en coordonnées semi-logarithmiques. L'ajustement de la pente, $-a$, et la détermination de son incertitude sont réalisés par une méthode de moindres carrés.

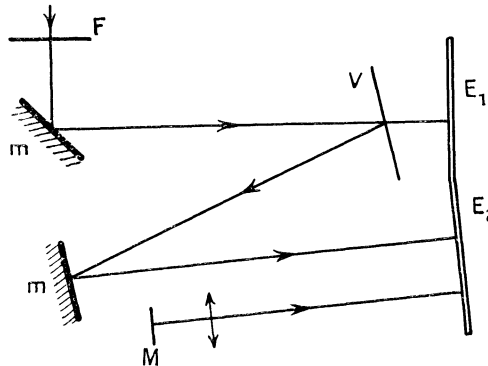


FIG. 1.

F : film
m : miroirs
M : mire
V : verre dépoli semi aluminé au centre
E₁ : écran avec grandissement ~ 17 .
E₂ : écran avec grandissement ~ 300 .

On a groupé par intervalles d'impulsion de 50 MeV/c les résultats relatifs aux π^+ d'une part, aux protons de l'autre. Pour chaque intervalle, on a construit les gaussiennes déduites des distributions des densités des π^+ et des p, en normalisant au même nombre de mesures. Pour cela, on a déterminé la valeur moyenne, c'est-à-dire la position de l'axe de la gaussienne, l'incertitude sur cette position et l'écart quadratique moyen caractérisant la

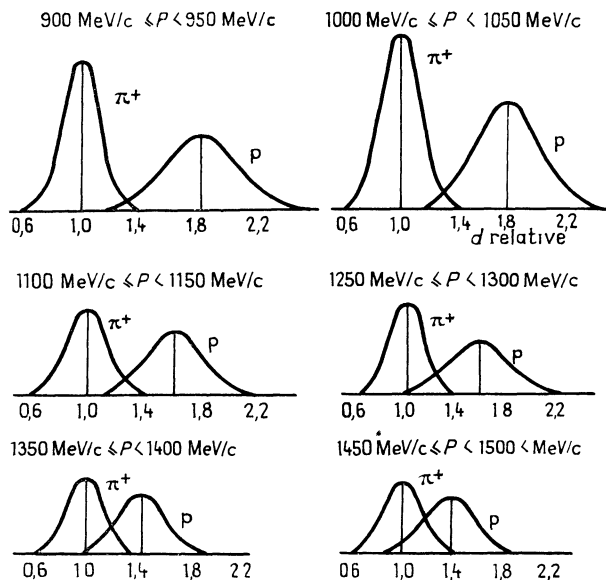


FIG. 2.

montre les courbes relatives à quelques intervalles d'impulsion ; lorsque l'impulsion croît, le chevauchement des courbes augmente rapidement. La figure 3 montre comment se répartissent les points dispersion des mesures individuelles. La figure 2

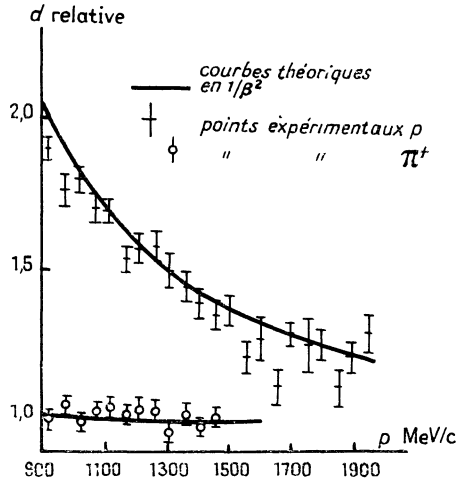


FIG. 3.

expérimentaux relatifs à l'ensemble des mesures d'un intervalle par rapport aux courbes théoriques en $1/\beta^2$ pour les π^+ et pour les protons. Les densités relatives des π^+ sont toutes compatibles avec 1 comme le montre leur distribution dans l'intervalle 900 — 1 500 MeV/c (fig. 4) ; la densité

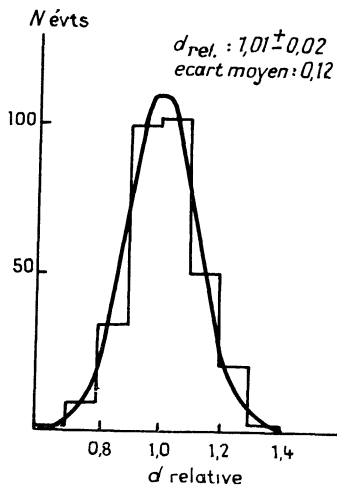


FIG. 4.

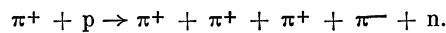
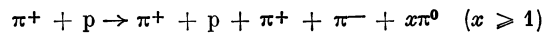
relative moyenne est $1,01 \pm 0,02$ (0,02 représente l'incertitude sur la valeur 1,01, mais les mesures individuelles ont une dispersion autour de la

moyenne caractérisée par un écart quadratique égal à 0,12).

Par ailleurs, des mesures effectuées sur des π^+ d'impulsions comprises entre 2 600 et 2 100 MeV/c, donnent pour densité relative : $1,02 \pm 0,04$.

Ces valeurs montrent que, dans l'intervalle 900 à 2 100 MeV/c, la densité de bulles reste constante et égale à la densité de bulles relative à des π^+ de 2,75 GeV/c. De plus, les distributions des densités relatives des π^+ et des protons montrent ceci : aucun des π^+ mesurés n'a une densité supérieure à $1,4 d_0$, deux π^+ seulement ont une densité supérieure à $1,3 d_0$, entre 900 et 1 000 MeV/c aucun proton n'a une densité inférieure à $1,4 d_0$, entre 1 000 et 1 050 MeV/c un seul a une densité comprise entre $1,3$ et $1,4 d_0$, jusqu'à 1 300 MeV/c, aucun n'a une densité inférieure à $1,2 d_0$.

Conclusion. — En admettant que la densité maximum des π^+ observables est $1,4 d_0$, on peut déterminer, pour chaque intervalle d'impulsion, le pourcentage de protons identifiés sans aucune ambiguïté : il est 100 % à 1 000 MeV/c, il décroît, atteint 50 % à 1 400 MeV/c et s'annule vers 1 600 MeV/c. Dans l'intervalle d'impulsion étudié (900 à 2 100 MeV/c), la densité variant en $1/\beta^2$, la mesure précise des densités ne donne pas, pour une trace unique, une certitude d'identification très supérieure à celle que donne la simple observation visuelle. On peut aboutir à des conclusions plus précises si l'on dispose, dans une importante statistique, d'un certain lot d'événements qui peuvent par exemple, les ajustements cinématiques et les bilans d'énergie le permettant, appartenir à l'une ou à l'autre des réactions suivantes :



Dans chaque intervalle d'impulsion, les n' particules pour lesquelles $d > 1,4 d_0$ sont certainement des protons. Si l'on connaît la gaussienne représentant la répartition des densités des protons, on connaît le rapport

$$r = \frac{n \text{ (nombre total de protons)}}{n' \text{ (nombre de protons tels que } d > 1,4 d_0)}$$

On peut évaluer le nombre total $n = rn'$, ce qui permet d'atteindre avec plus de précision les sections efficaces des réactions considérées.

L'utilisation de chambre à bulles de grandes dimensions permettra de mesurer des traces plus longues, donc de réduire les fluctuations statistiques et d'obtenir une meilleure séparation des distributions.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GLASER-DODD, *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1653.
[2] WILLIS, *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1046.
[3] BLINOV-KRESTNIKOV et LOMANOV, *Soviet Physics JETP*, 1957, **4**, 661.
[4] KENNEY, *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 432.
[5] LEA-VITTITOE, *Rev. Scient. Instr.*, février 1962, **33**, n° 2.
[6] SECHI-ZORN et ZORN, N° 2 Suppl. *Nuovo Cimento*, 1962, **26**, série 10.
[7] FABIAN, *Rev. Scient. Instr.*, mai 1963, **34**, n° 5.
[8] DILWORTH, Suppl. au *Nuovo Cimento*, juillet 1963 et CERN/TC/Physics 63-15.
[9] ROSSI, High Energy Particles.
[10] TENNER, *Nuclear Instr. and Meth.*, 1963, **22**.
[11] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne, *Nuovo Cimento*, série X, **37**, 361.
-