

Existence probable d'une particule de masse (990 ± 12 pour 100) m_0 dans le rayonnement cosmique

L. Leprince-Ringuet, M. Lh eritier

► To cite this version:

L. Leprince-Ringuet, M. Lh eritier. Existence probable d'une particule de masse (990 ± 12 pour 100) m_0 dans le rayonnement cosmique. J. Phys. Radium, 1946, 7 (3), pp.65-69. 10.1051/jphys-rad:019460070306500 . jpa-00233957

HAL Id: jpa-00233957

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00233957>

Submitted on 1 Jan 1946

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, publi es ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou priv es.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

EXISTENCE PROBABLE D'UNE PARTICULE DE MASSE $(990 \pm 12 \text{ pour } 100)m_0$
DANS LE RAYONNEMENT COSMIQUE

Par L. LEPRINCE-RINGUET et M. LHÉRITIER.

Sommaire. — La méthode de la collision élastique entre particule incidente et électron du gaz d'une chambre de Wilson a été appliquée à un certain nombre de chocs observés sur un total d'environ 10 000 trajectoires. Dans les cas favorables, la masse de la particule incidente peut ainsi être mesurée. Nous avons, en particulier, observé une collision permettant d'attribuer, si toutefois elle est élastique, à la particule incidente, la masse $(990 \pm 12 \text{ pour } 100)$, m_0 , soit environ quatre fois la masse du mésoton habituel et moitié de celle du proton.

L'observation, faite en 1940 par L. Leprince-Ringuet, E. Nageotte, S. Gorodetzky et R. Richard-Foy ⁽¹⁾ d'un cliché de collision entre un mésoton du rayonnement cosmique et un électron du gaz d'une chambre de Wilson avait permis, en admettant le caractère élastique du choc, de calculer la masse du mésoton avec une assez bonne précision. Nous avons trouvé

$$M_0 = (240 \pm 10 \text{ pour } 100)m_0,$$

m_0 étant la masse au repos de l'électron.

Cette observation favorable nous a incités à développer l'étude de la méthode de choc élastique en vue de déterminer la masse des particules du rayonnement cosmique, cette méthode étant capable de donner des mesures sans faire appel, comme font les autres méthodes, aux hypothèses habituelles sur le mode de perte d'énergie des particules à la traversée de la matière. Depuis la publication du cliché de collision entre le mésoton de masse 240 et un électron, des travaux de Richard-Foy ⁽²⁾, S. Gorodetzky ⁽³⁾, S. Gorodetzky et L. Leprince-

Ringuet ⁽⁴⁾ ont permis de préciser les conditions expérimentales les plus favorables à une bonne détermination de la masse. A la suite de ces travaux, des recherches expérimentales ont été poursuivies au laboratoire de Largentière-la-Bessée (Hautes-Alpes) situé à 1000 m d'altitude, au moyen d'une grande chambre de Wilson (75 cm de hauteur, 15 de largeur, 10 de profondeur) commandée par compteurs d'électrons, et baignant dans un champ magnétique produit par la bobine sans fer de MM. Cotton et Tsai construite en 1937 pour le Palais de la Découverte.

En 1943 nous avons pris environ 10 000 clichés, le rayonnement déclenchant les compteurs et traversant la chambre étant filtré par 10 cm de plomb. Nous n'avons placé aucun écran dans la chambre, de façon à bien mesurer les courbures des trajectoires, et nous avons adopté pour le champ H une valeur de 2500 gauss environ, valeur que l'on peut considérer, à la suite des travaux précédemment cités, comme la plus favorable à l'obtention de résultats exploitables.

Nous avons obtenu une dizaine de clichés de collision susceptibles d'être exploités. Six d'entre eux, sur lesquels le primaire possède une énergie considérable, ne permettent pas d'obtenir une mesure, ou même une indication de masse : ils sont

⁽¹⁾ L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, E. NAGEOTTE et R. RICHARD-FOY, *C. R. Acad. Sc.*, 1940, **211**; *Phys. Rev.*, 1941, **59**, p. 460; *J. de Physique*, 1942, p. 63.

⁽²⁾ R. RICHARD-FOY, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **213**, p. 724; *Cahiers de Physique*, 2^e série, 1942.

⁽³⁾ S. GORODETZKY, *Thèse* (Paris, Masson, édit., 1942); *Ann. de Physique*, janvier 1944.

⁽⁴⁾ L. LEPRINCE-RINGUET et S. GORODETZKY, *C. R. Acad. Sc.*, 1^{er} décembre 1941.

donc inutilisables sous ce rapport. En revanche ils sont extrêmement précieux, comme nous le verrons plus loin, pour confirmer la validité de la méthode et le caractère élastique de la collision.

Aucun des autres clichés ne nous fournit une mesure précise de la masse du méson, analogue à celle que nous avons eu la grande chance d'obtenir en 1940; mais trois clichés, pour lesquels les mesures sont bonnes (sans toutefois correspondre aux valeurs des courbures et des angles les plus favorables à une détermination précise) encadrent correctement la masse habituelle du méson.

Enfin un cliché nous apparaît comme remarquable : il montre une collision d'une particule positive avec un électron; de bonnes conditions de mesure se trouvent réalisées, comme nous allons le voir. La masse, calculée en supposant le choc élastique, est de 990 fois celle de l'électron, soit quatre fois environ celle du méson.

Étant donnée la valeur exceptionnelle de cette masse, il importe de faire ici une discussion détaillée de la méthode ainsi que des conditions expérimentales et des précautions prises.

Calcul de la masse. — Les données sont les suivantes : ρ_1 et ρ_3 sont les projections sur le plan médian de la chambre, perpendiculaire au champ magnétique H , des rayons de courbure du primaire

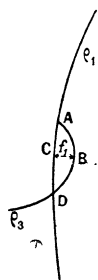


Fig. 1.

et du secondaire, f_1 la distance BC dont la projection du secondaire s'écarte de celle du primaire, ζ l'angle de départ du secondaire par rapport au plan médian, α l'angle (nécessairement faible) que fait le primaire avec ce plan (fig. 1).

Pour déterminer la masse, nous utilisons l'abaque de Richard-Foy (2), que nous reproduisons figure 2. Le champ H s'introduit par la longueur

$$\rho_0 = \frac{1700}{H \text{ gauss}} \quad (\rho_0 \text{ en centimètres}).$$

La détermination de la masse se fait en deux opérations successives. Tout d'abord on calcule $\frac{f}{\rho_0}$ et $\frac{\rho_3}{\rho_0 \cos \zeta}$ à partir des mesures du cliché, et on lit,

sur l'abaque, la valeur d'une fonction Z de ces données; f est la flèche lue sur la projection, lorsque les angles α et ζ sont faibles; dans le cas contraire, f se compose de deux termes

$$f = f_1 \cos \alpha + \rho_3 \frac{1 - \cos(\zeta \pm \alpha)}{\cos \zeta}, \quad f_1 \text{ étant la flèche de BC.}$$

On voit dès maintenant qu'une bonne précision sur f sera difficile à obtenir lorsque ζ et α ne seront pas très faibles, car les erreurs possibles sur la mesure des angles interviendront dans la précision

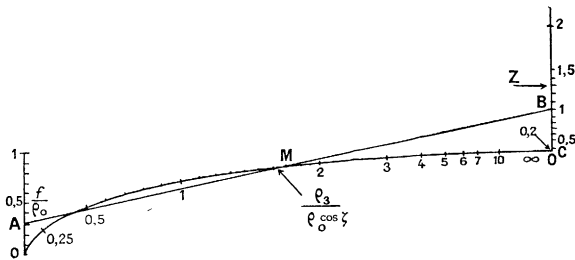


Fig. 2.

Il est donc indispensable de s'assurer une bonne méthode de mesure de ces angles. On voit aussi qu'une très bonne précision sur f est indispensable lorsque $\frac{\rho_3}{\rho_0 \cos \zeta}$ est faible; pour les grandes valeurs de $\frac{\rho_3}{\rho_0 \cos \zeta}$, la détermination de f peut être moins précise.

Enfin il est important de constater que, pour la détermination de Z , ρ_1 n'intervient pas : on pourra donc faire cette première opération (calcul de Z) même sur les clichés sur lesquels la courbure du primaire est trop faible pour pouvoir être mesurée.

Lorsque l'on a obtenu la valeur de Z d'après l'abaque, la masse s'en déduit par la formule

$$\frac{M_0}{m_0} = \mu_0 = Z \frac{\rho_1}{\rho_0};$$

ρ_1 n'intervient que dans cette relation.

Si donc ρ_1 est trop grand pour être mesuré (primaire trop raide, $\rho_1 > 10\,000$ cm) on devra trouver sur l'abaque (à partir de ρ_3 , de H et des angles) une valeur de Z voisine de zéro, car ρ_0 est de l'ordre de 0,6 à 0,7 et μ ne peut dépasser plusieurs milliers. Comme la graduation de Z est très serrée au voisinage de zéro, on devra trouver pratiquement le point O.

Ainsi les clichés de collision à primaire très raide sont un instrument de contrôle très utile; si, d'après les données des secondaires, on encadre la valeur zéro de l'axe des Z , on peut être assuré, d'une part qu'il n'y a pas de graves erreurs systématiques (mauvaise restitution dans l'espace par exemple), d'autre part, que la collision est bien élastique.

S'il n'en était pas ainsi, on aurait, à valeur égale de ρ_3 et ρ_0 , éjection du secondaire dans une autre direction, donc valeur différente de f , ce qui fausserait complètement les résultats, une petite modification de f ayant en général une grande répercussion sur Z .

Il se peut que, sur un cliché, une compensation se produise entre divers facteurs, mais l'obtention de six clichés fournissant tous un bon encadrement

de $Z = 0$ donne une garantie complète de la bonne utilisation de la méthode et du caractère élastique du choc (nous rappelons que l'expression de collision élastique signifie qu'une particule d'énergie notable, non visible sur le cliché, un photon de grande énergie par exemple, n'a pas été émise au moment du choc, de sorte que l'on peut appliquer la conservation de l'énergie et de l'impulsion au système primaire-secondaire).

Tableau des résultats.

N° du cliché.	ρ_1 (cm).	ρ_0 (cm).	f_1 (cm).	ρ_3 (cm).	$(\zeta \pm \alpha)$ (°C.).	f_2 (cm).	$\frac{f}{f_0}$.	$\frac{\rho_3}{\rho_0 \cos \zeta}$.	Z (μ).
A. 4967.....	2000 à 2500	0,59	0,16 à 0,25	2,95 à 3,05	20,5 + 5,5 à 21,5 + 5,5	0,32	0,81 à 0,96	5,5 ± ϵ	- 0,18 < Z < + 0,18 Très bon encadrement de $Z \cong 0$
5393.....	670 à 860	0,61	0,20 à 0,25	0,70 à 0,77	46 + 10 à 48 + 10	0,20 à 0,22	0,66 à 0,80	0,62 à 1,80	- 0,1 < Z < + 0,1 Encadrement excellent
6981.....	1100 à 1300	0,71	0,57 précis	4,5 à 4,9	8 1/2 - 1	0,05	0,87 précis	6,3 à 6,9	- 0,05 < Z < + 0,1 Très bon encadrement de $Z = 0$
7472.....	> 10000	0,665 /	0,50 à 0,55	1,90 à 2,00	13 - 1	0,041 à 0,046	0,81 à 0,895	2,9 à 3,1	- 0,24 < Z < + 0,18 Bon encadrement de $Z = 0$
3192.....	> 2000	0,665	0,46 environ	1,6 environ	Très faible	ϵ	Le secondaire fait plusieurs tours. On doit trouver $f = 0,51$ cm; or, on trouve $f_1 = 0,46$ cm et $f_2 = \epsilon$ Bonne confirmation		
7401.....	3000	0,68	0,55	1,8 environ	Très faible	ϵ	Le secondaire fait plusieurs tours. On doit trouver $f = 0,55$ cm; or, on trouve $f_1 = 0,55$ cm et $f_2 = \epsilon$ Très bonne confirmation		
B. 1722.....	1200 à 1800	0,63	0,30 à 0,37	1,4 précis	22 à 26	0,145 à 0,175	0,70 à 0,86	2,3	- 0,18 < Z < + 0,31 $\mu_{\text{moy}} \cong 300$ $\mu_{\text{max}} < 700$ 200 < μ < 450
3613.....	350 à 425	0,70	0,25 à 0,40	1,50 à 1,55	7 1/2 à 12 1/2	0,015 à 0,040	0,38 à 0,63	2,15	Mesure peu précise à cause de f_1 , malgré la faible valeur de ρ_1
6181.....	1100 à 1300	0,68	0,25 à 0,38	2,8 à 2,9	18° à 21°	0,155 à 0,23	0,6 à 0,9	4,3 à 4,5	- 0,18 < Z < 0,39
C. 5367..... (> 0)	650 à 750	0,69	0,00 à 0,07	1,45 à 1,55	16 + 4 à 20 + 4	0,09 à 0,11	0,13 à 0,25	2,2 à 2,3	$\mu_0 = 990 \pm 12$ pour 100 0,92 < Z < 1,06

Discussion des résultats.

1. **Précautions prises.** — Une objection se présente immédiatement : est-on sûr du caractère secondaire de l'électron éjecté ?

Pour avoir de bonnes garanties sur le caractère

secondaire de l'électron, et aussi pour obtenir de bonnes mesures des angles dans l'espace, nous avons photographié chaque détente avec trois appareils, l'un étant placé dans l'axe du champ magnétique, à 3,30 mètres de la chambre, de façon à obtenir une bonne mesure des projections des

trajectoires sur le plan médian, les deux autres à 20° de cet axe. On obtient ainsi trois vues stéréoscopique du même phénomène.

De plus la restitution des trajectoires dans l'espace à été effectuée en utilisant les trois appareils qui ont servi à prendre les clichés, et en projetant ces clichés sur un écran mobile, parallèle au plan médian de la chambre.

Ce dispositif donne une excellente garantie puisqu'il sépare deux points distants de 1 mm en profondeur; il permet d'autre part une mesure directe des directions, dans l'espace, du primaire et du secondaire.

Enfin nous avons pris une précaution supplémentaire : au cours des expériences faites les années précédentes, la largeur éclairée de la chambre était à peu près égale à celle des compteurs (4 cm). De la sorte certains rayons primaires passaient fort près de la limite de la zone éclairée, et il arrivait parfois qu'un électron issu du fond de la chambre et débouchant dans la zone éclairée au voisinage immédiat du rayon cosmique pût être pris pour un secondaire. Cette cause d'incertitude a été supprimée : la profondeur éclairée de la chambre a été portée à 10 cm, ce qui dépasse largement la profondeur définie par les compteurs (8 cm actuellement).

Grâce à ces diverses précautions on peut estimer que la probabilité pour qu'un électron d'énergie notable ayant pris naissance dans le gaz de la chambre puisse être confondu avec un secondaire est de l'ordre de 10^{-6} par cliché.

2. Confirmation de la méthode. — Les six clichés dont les données sont portées dans la partie A du tableau sont des clichés de collision à primaire raide ($\rho_1 > 2000$, parfois à 10 000 cm). On voit que l'encadrement de $Z = 0$ est excellent. Sur le 5395 la précision des lectures est extrême; il s'agit là d'un électron de très grande énergie, qui n'a pas traversé les compteurs, et qui est postérieur à la détente, donc plus fin que les trajectoires cosmiques habituelles. De plus, dans ce cliché, les angles ζ et α sont très grands (47° et 10°). Comme leur mesure s'effectue avec précision, le bon encadrement de $Z = 0$ constitue une vérification spécialement sûre de la méthode. Le 6981 présente un secondaire d'énergie exceptionnellement élevée; ζ et α sont faibles et la grande valeur de ρ_3 rend moins exigeante la mesure de f . Les clichés 7472 et 4967 fournissent également de très bons encadrements. Enfin 3192 et 7401 doivent être considérés à part; le secondaire, d'énergie modérée, fait plusieurs tours complets avant de sortir de la zone éclairée; la mesure de ζ en est rendue difficile, mais on est sûr que ζ est faible et que f_2 est à peu près négligeable. En revanche f_1 est bien mesurable, et est seul introduit pour la vérification.

3. Clichés encadrant le mésoton normal. — Les trois clichés indiqués (groupe B du tableau des résultats) donnent un encadrement de la masse $M_0 = 240 m_0$ du mésoton normal. Le 1722 et 6181 ne permettent d'obtenir aucune précision à cause de la trop grande valeur de l'énergie du primaire (le moment réduit $P = \frac{pc}{M_0 c^2} \simeq 8$, ce qui est trop pour permettre une mesure). On peut seulement dire que la masse est comprise entre 0 et 700. Le cliché 3613 fournit une valeur plus favorable du moment réduit, mais f_1 n'est pas bien déterminée : l'encadrement donne 200 et 450 comme limites extrêmes.

4. Examen d'un cliché remarquable. — Le cliché 5567 se présente dans de très bonnes conditions : f_1 est très faible et mesurée avec précision; f_2 est également faible, quoique non négligeable, si bien que la flèche totale $f = f_1 + f_0$ atteint au plus le quart de ρ_0 ; les conditions sont telles que des erreurs même notables sur f_1 et sur ζ affecteraient à peu près linéairement la valeur de la masse, ce qui est le cas le plus favorable.

On pourrait se demander, pour tenter d'expliquer le résultat au moyen d'un mésoton normal, si le secondaire n'a pas subi, dans ses premiers millimètres de trajectoire, une dispersion notable, faussant ainsi la flèche véritable. Ce ne peut être le cas; même si l'on supposait une dispersion de 6° au départ, ce qui serait considérable et fort improbable pour un électron de $1,1 \times 10^6$ eV, la valeur de la masse ne serait modifiée que de 80 unités.

Ainsi les formules de collision élastique donnent, pour le primaire qui est positif, la masse au repos suivante :

$$M_0 = (990 \pm 12 \text{ pour } 100) m_0.$$

Le 12 pour 100 n'est pas l'erreur moyenne, mais correspond aux limites extrêmes d'un encadrement sévère des mesures ainsi que nous l'avons toujours fait antérieurement; cette masse est quadruple de celle du mésoton normal; une particule ayant la moitié de la masse du proton entrerait d'ailleurs aussi dans l'intervalle de nos mesures.

Ce résultat est donné sous réserve que la collision soit élastique, ce que nous ne pouvons naturellement pas affirmer d'après le cliché envisagé, mais que nous pouvons affirmer être vérifié sur les six clichés observés de secondaire à primaire raide; sous réserve également que les charges électriques des particules incidente et heurtée soient celles de l'électron, ce qui est probable, la charge double étant exclue par l'observation de l'ionisation spécifique.

Une dernière remarque peut être faite à propos de ces résultats : les collisions observées sur les particules de masse élevée ont beaucoup plus de chances d'être exploitables que celles observées

sur les mésons habituels. En effet, une collision ne peut fournir de mesure que si le moment réduit $P = \frac{pc}{M_0c^2}$ (p étant l'impulsion) est faible ($P < 4$). Or les particules constituant le rayonnement pénétrant ont une impulsion moyenne pc de 1000 à $2000 \cdot 10^6$ eV, et rares sont les particules d'impulsion très inférieure à cette valeur. Or, pour le méson de masse 240, $M_0c^2 \cong 120 \cdot 10^6$ eV; P est donc en moyenne de l'ordre de 10 et l'on ne

peut obtenir au mieux qu'un encadrement extrêmement lâche de la masse. En revanche la particule de masse 1000 a un $M_0c^2 \cong 500 \cdot 10^6$ eV; on voit donc que la plupart des collisions observées sur des rayons de masse élevée donneront des mesures convenables, voire précises, alors que les collisions observées sur des mésons donneront en général de médiocres encadrements de la masse, et extrêmement rarement une mesure. Nos résultats sont en bon accord avec cette remarque.

Manuscrit reçu le 18 janvier 1946.
