

Mesure de la dilatation relativiste du temps utilisant les mésons- μ

DAVID H. FRISCH ET JAMES H. SMITH

Science Teaching Center et Departement of Physics, MIT, Cambridge, Massachusetts

(Reçu le 14 janvier 1963)

Une expérience a été réalisée pour démontrer que la dilatation relativiste du temps est un effet important et ceci avec un équipement relativement simple. Parmi les mésons- μ parvenant au sommet du mont Washington (New Hampshire), ceux qui furent sélectionnés devaient avoir une vitesse comprise entre $0,9950c$ et $0,9954c$. Le nombre de ceux qui survivaient pour atteindre le niveau de la mer fut mesuré à Cambridge (Massachusetts). Le nombre attendu sans dilatation du temps fut calculé à partir de la distribution du temps de désintégration de ces mésons- μ . (i.e. la durée de vie moyenne mesurée aussi bien dans cette expérience que dans d'autres) et à partir de la distance connue de la descente. Le facteur observé de dilatation du temps est de $8,8 \pm 0,8$ qui doit être comparé avec le facteur calculé de dilatation effective pour les mésons ayant ces vitesses dans la géométrie de notre système de détection et valant $1/(1 - v^2/c^2)^{1/2} = 8,4 \pm 2$.

I - INTRODUCTION

Une des prédictions la plus surprenante de la théorie de la relativité spéciale² est qu'une horloge en mouvement tourne plus lentement d'un facteur $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, dans lequel v est la vitesse de

l'horloge par rapport à l'observateur et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Cet effet est appelé « dilatation einsteinienne du temps ».

Dans la figure 1(a) trois horloges identiques sont dessinées. Elles sont toutes au repos par rapport à un observateur et indiquent toutes la même heure. A n'importe quel moment ultérieur, il les voit toutes marcher de la même façon comme on peut le voir sur la figure 1(b). Cependant, supposons que l'une de ces horloges soit en mouvement par rapport à l'observateur et, qu'à un instant donné, toutes les horloges marquent la même heure comme indiqué sur la figure 1(c). Au bout d'un certain temps écoulé, comme indiqué par le changement de position de l'horloge en mouvement sur la figure 1(d), cette dernière marquera un temps écoulé plus court. Pour

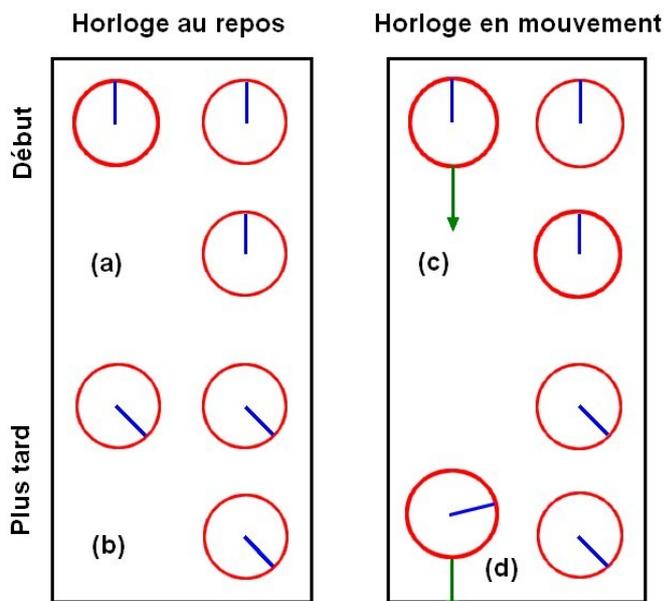


Fig. 1 : Le comportement d'une horloge en mouvement .

: horloges au repos à l'instant de leur synchronisation

: horloges restées au repos, quelques instants après

: une des horloges se déplace lors de leur synchronisation

: la même horloge en mouvement un peu plus tard. Notez que le temps écoulé lu sur la figure 1(d) serait identique, même si les horloges en mouvement étaient mises en mouvement, depuis le repos, instantanément juste après le moment de synchronisation et ensuite arrêtées, instantanément, juste avant l'instant de la dernière observation. Le temps écoulé et lu par l'observateur ne dépend que de la durée pendant laquelle elle a été en mouvement et de sa vitesse relativement à l'observateur. et pas de son état de mouvement initial ou final ou d'une quelconque accélération subie.

¹ Aujourd'hui le méson- μ est appelé le muon mais nous conserverons dans le reste du texte son appellation de 1963

² Dans les pays anglo-saxons ce que nous appelons « relativité restreinte » est désigné par l'expression « special relativity ».

l'observateur, l'horloge en mouvement par rapport à lui tourne plus lentement.

Du fait que la vitesse des objets courants est beaucoup plus petite que celle de la lumière, la quantité v^2/c^2 est très petite pour la plupart des objets que nous voyons et le terme complet $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ est habituellement très proche de l'unité. De ce fait la dilatation du temps est imperceptible dans notre environnement quotidien. Par exemple, comme peut le remarquer un observateur au repos par rapport au sol, la montre bracelet ordinaire portée par un homme qui marche à proximité perd seulement une seconde chaque milliard d'années. De même, l'horloge placée dans la capsule d'un astronaute dont la vitesse orbitale est de l'ordre de 7 km/s, perd seulement une seconde sur la durée d'une vie humaine terrestre.

Ainsi, pour pouvoir observer un effet perceptible de dilatation du temps, nous avons besoin soit d'une mesure de temps très précise soit d'une vitesse relative approchant de très près celle de la lumière.

La première de ces alternatives – une mesure très précise des faibles intervalles de temps – fournit le moyen par lequel la dilatation du temps fut observée en premier. Le décalage en fréquence des raies d'un spectre atomique lié au mouvement des atomes par rapport à l'observateur – appelé « effet Doppler transverse » - a été détecté en utilisant des techniques de mesure très précises pour obtenir la fréquence des raies émises par ces « horloges atomiques ».

L'autre alternative – observation d'une horloge quelconque se déplaçant à très grande vitesse – est rendu possible par l'utilisation de particules radioactives progressant à une vitesse proche de celle de la lumière. Autant que nous le sachions, la probabilité de désintégration des particules subatomiques, et donc la durée moyenne de leur survie avant de se désintégrer, est sous le contrôle exclusif de forces appartenant à leur structure interne. Par conséquent n'importe quelle dépendance entre la probabilité de désintégration de particules radioactives et leur vitesse est un exemple d'une propriété générale des horloges en mouvement relatif par rapport à un observateur plutôt qu'une propriété de la vitesse de ces particules relativement à n'importe quoi d'autre dans l'univers. Le fait, par exemple, que, jusqu'à notre époque, l'observateur se soit trouvé sur Terre n'a aucune importance.

La distribution caractérisant le temps de décroissance d'une espèce donnée de particules radioactives constitue une horloge. La différence entre l'horloge constituée par la distribution d'une décroissance radioactive et un réveil ordinaire est que le temps caractéristique associé à la désintégration radioactive doit être déterminé à partir de données obtenues suite à de très nombreuses désintégrations de telles particules et moyennées sur un grand nombre de désintégrations individuelles. Au contraire, il suffit de deux lectures de n'importe quelle horloge de la figure (1) pour obtenir un intervalle de temps précis. Bien sûr, quand nous observons en détail le mécanisme d'une horloge ordinaire au niveau atomique, nous trouvons également que son comportement est le résultat d'une moyenne faite sur un grand nombre d'événements au niveau microscopique.

Afin de mesurer l'effet du mouvement, par rapport à nous, de particules radioactives sur leur taux de décroissance, nous pourrions tout simplement essayer de compter le nombre de désintégrations par unité de temps pendant qu'elles se déplacent à une certaine vitesse, puis changer cette dernière pour voir si le taux de décroissance par unité de temps change. Ceci a été réalisé avec un grand nombre des nouvelles particules créées dans les accélérateurs de haute énergie, mais ne peut pas être conduit avec le flux, de faible intensité, des particules disponibles naturellement dans les rayons cosmiques.

Une autre approche de la mesure de l'effet de la dilatation des durées sur la décroissance de particules radioactives est d'en déterminer le nombre qui s'est désintégré à l'issue du parcours d'un chemin connu en fonction de la vitesse avec laquelle elles se déplacent. Dans cette méthode nous avons besoin de détecter le nombre de particules radioactives parvenant en deux lieux différents mais il n'est pas nécessaire d'observer réellement leurs désintégrations.

Dans l'expérience rapportée ici, nous utilisons la dernière méthode. Nous avons répété, avec d'importantes modifications, la première observation de l'effet de dilatation du temps pour des particules radioactives se déplaçant à grande vitesse par rapport à nous. Les particules radioactives que nous utilisons sont des mésons- μ qui sont produits dans la haute atmosphère et se précipitent en direction de la Terre avec une vitesse supérieure à $0,99c$. Au cours de leur descente, une partie d'entre elles se désintègre en vol. Le nombre de celles parvenant à une altitude moyenne est, cependant, plus grand que celui des particules atteignant le niveau de la mer. A l'altitude moyenne correspondant au sommet du Mont Washington nous avons compté les mésons ayant une vitesse dans une bande étroite, ceux-ci étant sélectionnés par leur passage à travers un bloc épais de fer et stoppés par une certaine épaisseur de plastique. Nous sommes redescendus ensuite au niveau de la mer et avons compté les mésons- μ ayant survécu à la traversée de l'épaisseur atmosphérique restante. La différence entre ces deux nombres nous indique le nombre de particules qui se sont désintégrées durant le vol. En supplément (en réalité simultanément) nous ralentissons et arrêtons un échantillon de mésons- μ et mesurons la distribution de leurs instants de désintégration alors qu'ils sont au repos par rapport à nous. La comparaison de leur taux de

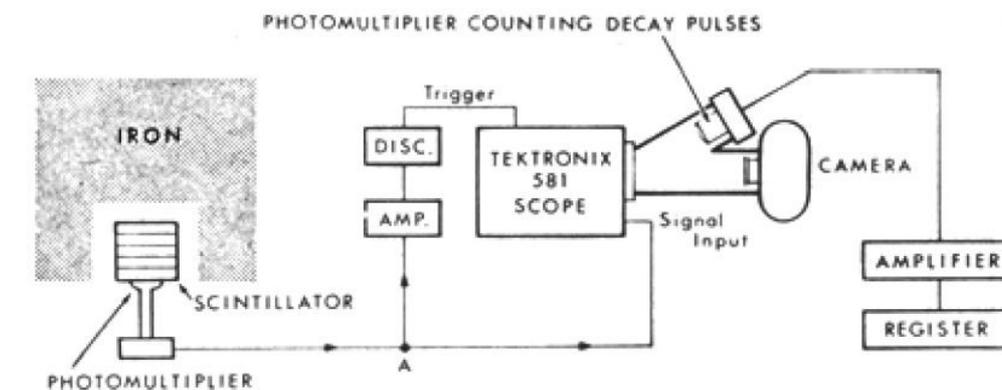


Fig 2 : Schéma de l'expérience. La partie inférieure des côtés de la pile de fer n'était pas conforme à ce qui est montré ici mais incluait des poutres de bois et quelques rangs de briques dans une disposition irrégulière.

désintégration au repos avec leurs taux en vol a montré que la désintégration des mésons en mouvement est beaucoup plus lente : leur « horloge » tourne plus lentement.

II - EQUIPEMENT

Le dispositif utilisé est schématisé sur la figure 2 et est montré partiellement assemblé sur la photographie de la figure 3. Les mésons- μ passent à travers un « scintillateur », matière dont la structure moléculaire est telle qu'une partie de l'énergie d'excitation fournie à ses molécules lors du passage des particules chargées est émis rapidement sous forme de lumière.

Le scintillateur utilisé était un cylindre circulaire en plastique de polystyrène dopé de 11 inch³ de haut et 11 inch de diamètre. Il était constitué par l'empilement de quatre disques dont les faces étaient enduites d'huile afin de faciliter le passage de la lumière entre chacun d'eux. La plupart des mésons- μ appartenant aux rayons cosmiques ont suffisamment d'énergie pour passer entièrement à travers le scintillateur. La grande quantité de quanta lumineux (de l'ordre de 10^5) émis à l'occasion du passage d'un méson s'échappe trop rapidement pour être résolu un par un et ils sont donc détectés comme un seul flash de lumière.



Fig 3 : Dans cette scène, extraite du film, le docteur Smith est montré en train d'assembler le détecteur. Le blindage en fer est dans l'arrière plan et une partie de l'électronique utilisé peut être vu sur la droite.

Cette lumière était ensuite détectée par un photomultiplicateur RCA de 5 inch (tenu par le Docteur Smith sur la figure 3), dont la photocathode fournit environ 10^3 photoélectrons. Ces derniers se multipliaient en cascade dans une structure amplificatrice pour donner en sortie une impulsion d'environ 10^8 électrons.

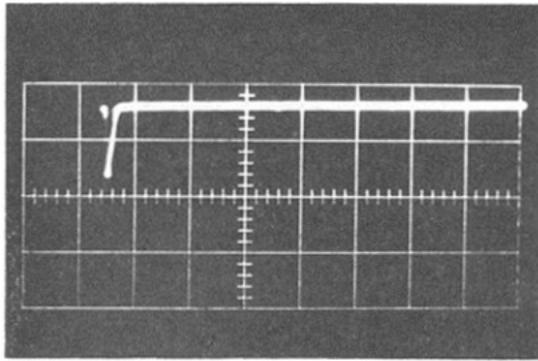
Cette charge électrique était appliquée sur la grille d'une cathode suiveuse⁴ et donnait en sortie une impulsion en tension qui parcourait un câble jusqu'au point A où il était relié à deux câbles.

L'un de ces deux signaux passait à travers un amplificateur et un circuit discriminateur afin de sélectionner des impulsions d'amplitude supérieure à une tension donnée et de les envoyer après les avoir calibrer en taille. Ces impulsions fournissaient le déclenchement du balayage d'un oscilloscope Tektronic 581 afin que, chaque fois qu'une particule chargée traversait rapidement le scintillateur, le balayage de l'oscilloscope soit déclenché. Durant l'expérience le discriminateur fut réglé de façon à déclencher le balayage même sur les faibles impulsions provenant des rayons cosmiques passant dans le scintillateur au niveau des coins.

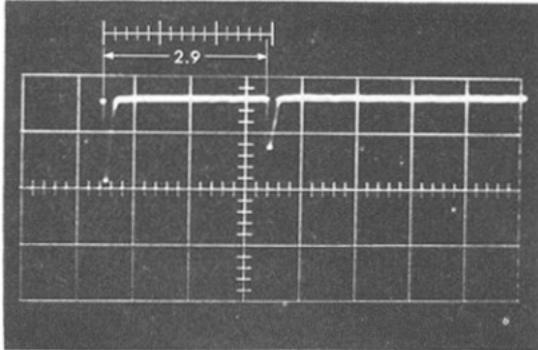
Le second des signaux identiques provenant de A était appliqué sur l'amplificateur vertical de l'oscilloscope par l'intermédiaire d'un câble suffisamment long pour être sûr que le balayage a été

³ 11 inch valent environ 28 cm

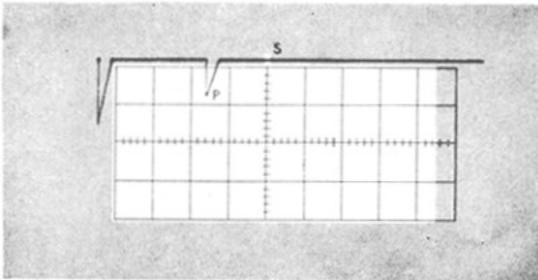
⁴ Derrière un photomultiplicateur il est impératif de placer un circuit ayant une impédance d'entrée proche de l'infini. En 1963 les semi-conducteurs ne permettaient pas d'obtenir une telle performance. Il était donc nécessaire d'utiliser des tubes électroniques et on plaçait en étage d'entrée une triode (anode / cathode / grille) dans le montage dit « cathode suiveuse ».



(a)



(b)



(c)

Fig 4

Cette photographie montre une trace unique causée par la traversée du scintillateur par un méson- μ . Chaque division principale de l'échelle de temps est de 1 μ s.

Cette photographie montre une trace unique causée par l'arrêt d'un méson- μ dans le scintillateur et sa désintégration après 2,9 μ s. L'ionisation causée par l'électron résultant produit la seconde impulsion.

Le dessin représente la position que les événements enregistrés dans 4(b) auraient eu pendant l'expérience. La trace non déviée de l'oscilloscope était derrière le cache (zone ombrée) durant l'expérience. Seules les impulsions (comme P), provenant des électrons fournis par la désintégration, étaient visibles. La petite fente (S) dans le cache était utilisée pour positionner la trace de l'oscilloscope. Une longueur de balayage total de 8,5 μ s était disponible pour détecter les impulsions de désintégration.

démarré par le premier signal lorsque le second arrive. Ainsi le signal provenant du passage de la particule du rayon cosmique à travers le scintillateur était visible comme une déviation de la trace de l'oscilloscope. Une photographie d'une telle trace peut être vue sur la figure 4(a). Les grandes divisions de la grille, montrées sur la photographie, ont été contrôlées avec un oscillateur standard de 10 MHz pour avoir une largeur de 1 μ s, à 1% près, afin que le balayage complet montré ici prenne à peu près 7,5 μ s.

La durée d'une impulsion verticale sur la trace de l'oscilloscope est d'environ 0,2 μ s. Cette largeur de 0,2 μ s de l'impulsion est fixée par le circuit de mise en forme et n'a rien à voir avec le temps mis par la particule pour traverser ou s'arrêter dans le scintillateur ou par la lumière de scintillation pour être émise. De telles durées ne sont que de quelques ns (10^{-9} s), totalement négligeable par rapport à l'échelle de temps de la figure 4(a).

Puisque les rayons cosmiques ont des énergies différentes, certains se déplacent si lentement qu'ils s'arrêtent dans le scintillateur plastique. Ces mesons – moins de 1% du total – sont ceux dont nous observons la désintégration.

Un meson- μ est une particule radioactive qui se désintègre en un neutrino (ν), un antineutrino ($\bar{\nu}$) et un électron soit positif soit négatif (e^+ ou e^-), ceci dépendant de la charge positive ou négative du meson- μ : $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$. Le neutrino et l'antineutrino sont

neutres et traversent le scintillateur sans être détectés. L'électron est chargé, et donc quand il jaillit à travers le scintillateur, il donne un second flash de lumière. Ceci donne un second signal électrique sur la trace comme on peut le voir sur la figure 4(b).

Le méson particulier qui avait donné le signal montré sur la figure 4(b) s'était arrêté dans le scintillateur et était resté au repos pendant $2,9 \mu\text{s}$ avant de se désintégrer. Afin d'obtenir une distribution statistiquement significative du temps de décroissance radioactive, nous avons eu à mesurer un grand nombre de ces événements de désintégration. Pour ce faire, des poses de la façade de l'oscilloscope furent réalisées avec un appareil Polaroid. Cependant, pour chaque particule qui se désintègre dans le scintillateur, des centaines d'autres passent tout droit sans s'arrêter. De ce fait, une pose au cours de laquelle plusieurs événements de désintégration se produisaient serait voilée par les nombreuses traces laissées par le passage des particules traversant le scintillateur sans s'arrêter. Afin d'enregistrer uniquement les événements où une impulsion de désintégration apparaissait, nous avons masqué l'impulsion initiale et les traces non déviées, qui toutes deux sont données par les particules traversant tout droit le scintillateur. Ce cache est indiqué schématiquement comme une zone grisée sur la figure 4(c). C'est seulement quand un méson s'arrête et se désintègre dans le scintillateur qu'une impulsion devient visible en sortant de derrière le masque comme en P. La pose photographique comme celle de la figure 5 peut montrer ainsi de nombreuses impulsions de désintégration sans être voilée par les traces de balayage horizontale.

Pendant les prises de vue, un petit photomultiplicateur vise l'écran de l'oscilloscope et fournit une impulsion à chaque flash de lumière émis chaque fois qu'une impulsion de désintégration apparaît en bordure du cache. Chaque impulsion électrique en provenance de ce photomultiplicateur était comptée, fournissant le total du nombre des impulsions photographiées. Une fente étroite dans le cache est désignée par S sur la figure 4(c). Cette fente est utilisée pour positionner la trace et la maintenir à une distance d constante du bord du cache. La fente était si étroite que l'impulsion lumineuse la traversant en provenance de la trace n'était pas suffisamment large pour actualiser les circuits de comptage.

Pour vérifier le facteur de dilatation temporelle prévu par la relativité spéciale, il était nécessaire de sélectionner les mésons ayant une vitesse proche de celle de la lumière. Afin d'obtenir

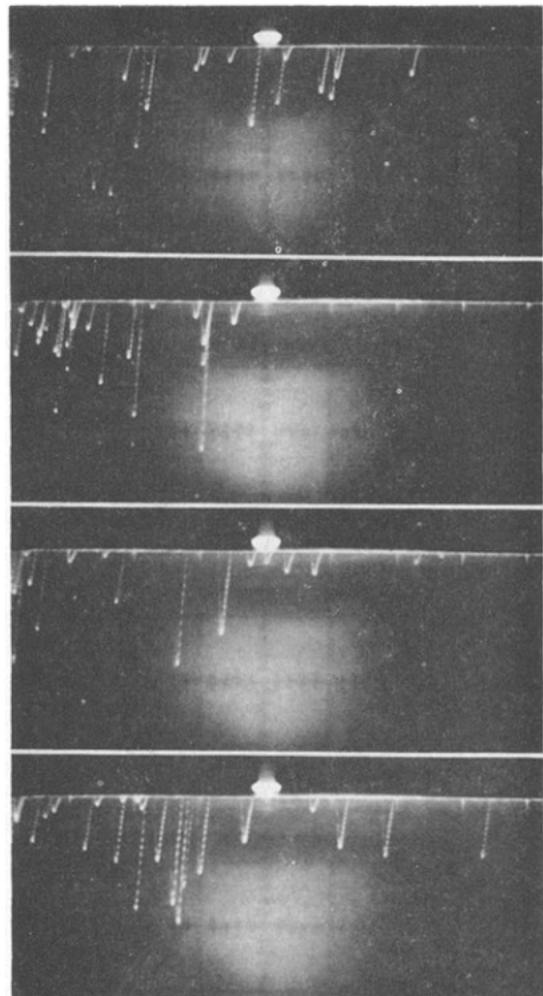


Fig 5 Poses photographiques représentant les impulsions fournies par les électrons de désintégration, comme indiqué sur la figure 4(c). Le spot brillant central dans la partie supérieure de chaque photographie est dû à l'accumulation de nombreuses traces à travers la fente S pendant un long temps de pose.

ceci le scintillateur sur le Mont Washington était placé sous une couche de fer de 2,5 pieds⁵ d'épaisseur. (L'ouverture sous la pile de barre de fer et dans laquelle le scintillateur a été placé est visible sur la figure 3.) Les mésons tombant verticalement avec des vitesses inférieures à 0,9950 étaient arrêtées par le fer avant d'atteindre le scintillateur. Les mésons se déplaçant plus vite que 0,9954c passaient traversaient aussi bien le fer que le scintillateur. Par conséquent, un signal de désintégration qui était comptabilisé indiquait qu'un méson ayant une vitesse comprise entre 0,9950c et 0,9954c avait été stoppé dans le scintillateur. Cette méthode de sélection de la vitesse des mésons et sa relation avec l'hypothèse que les mésons arrivent uniquement à la verticale, est discutée respectivement dans les sections IV-C et IV - I.

III- RESULTATS

L'équipement décrit dans la précédente section fut installé dans un laboratoire près du sommet du Mont Washington, New Hampshire, à une altitude de 6265 pieds⁶. Pour le film nous avons enregistré des données pendant une heure et déduit la distribution des instants de désintégration à partir de celles-ci. Nous allons examiner ces premières données et faire un calcul approximatif fondé sur elles, puis présenter le reste des données à partir d'autres essais. Un calcul précis du facteur de dilatation du temps basé sur toutes nos données est présenté en section V.

Durant cette période d'une heure, fournissant 568 événements, des photographies semblables à celle montrée sur la figure 5 furent prises en permanence de sorte que toutes les impulsions de désintégration furent enregistrées.

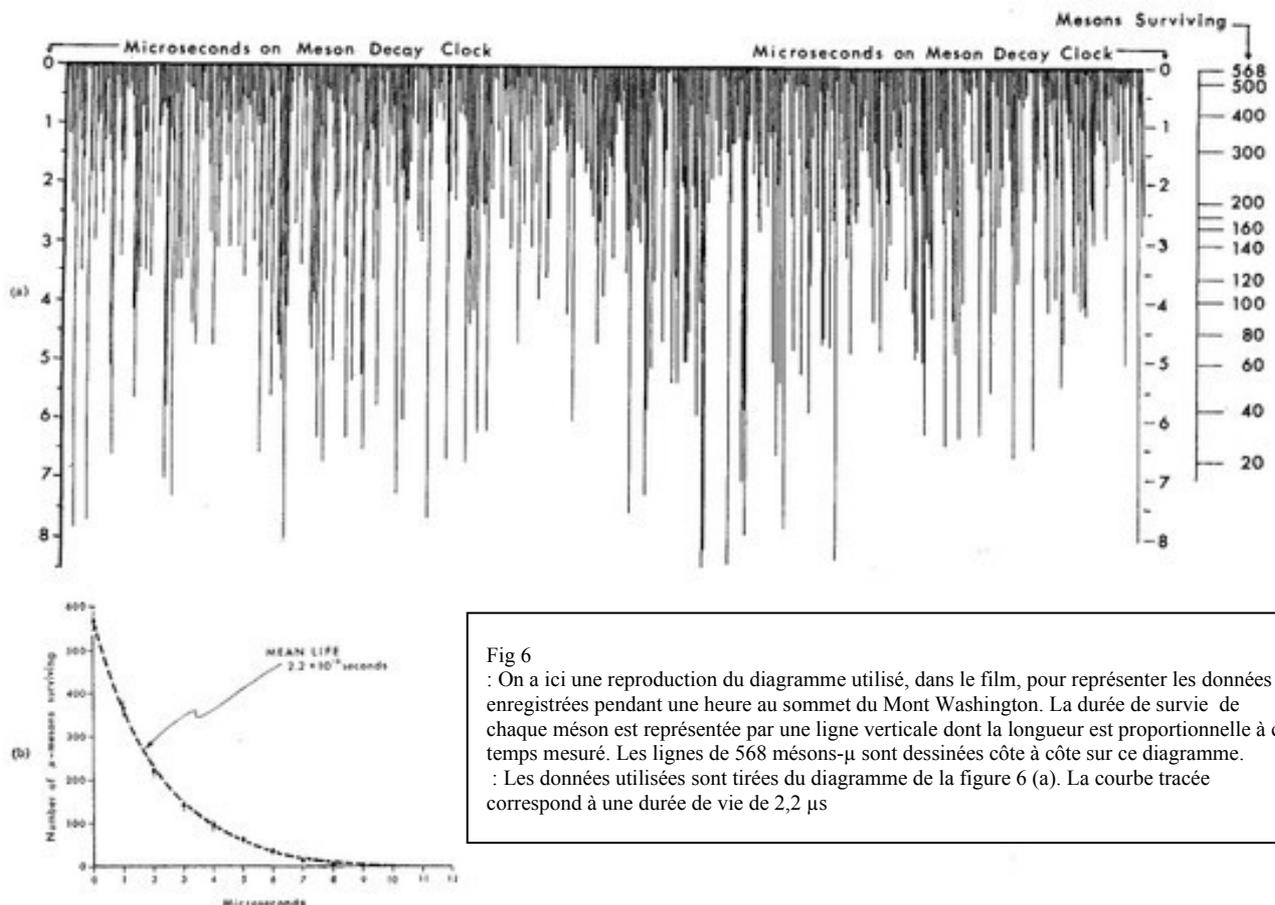


Fig 6

: On a ici une reproduction du diagramme utilisé, dans le film, pour représenter les données enregistrées pendant une heure au sommet du Mont Washington. La durée de survie de chaque méson est représentée par une ligne verticale dont la longueur est proportionnelle à ce temps mesuré. Les lignes de 568 mésons- μ sont dessinées côte à côte sur ce diagramme.
 : Les données utilisées sont tirées du diagramme de la figure 6 (a). La courbe tracée correspond à une durée de vie de 2,2 μ s

Le temps pendant lequel chaque méson survivait après son arrêt dans le scintillateur fut tracé comme une barre verticale sur la figure 6(a). Notez que notre dispositif ne pouvait pas détecter les mésons se désintégrant après 8,5 μ s. Ce point est discuté dans la section IV-F.

Les données de la figure 6(a) peuvent être plus directement interprétées comme une loi de désintégration exponentielle des particules radioactives [figure 6(b)] avec une durée de vie moyenne de $(2,2 \pm 0,2) \times 10^{-6}$ s. Bien que, comme nous le verrons dans la section IV-D, la décroissance exponentielle n'est pas nécessaire à notre argumentation, la forme exponentielle observée de la distribution de désintégration, et l'accord entre notre durée de vie moyenne mesurée et la valeur acceptée, confirment la conviction que nous avons de compter véritablement les mésons- μ avec ce simple dispositif.

Dans la seconde moitié de l'expérience, nous avons descendu l'équipement à Cambridge, Massachusetts, à une altitude de 10 pieds et, de nouveau, enregistré le nombre de mésons se désintégrant dans notre système de comptage.

L'intensité des rayons cosmiques est connue pour ne pas varier d'une manière appréciable entre la latitude du Mont Washington et celle de Cambridge. Nous pouvons alors supposer qu'il y avait environ 568 mésons par heure – en prenant la valeur indiquée sur la figure 6(a) – descendant en dessous du niveau des 6265 pieds ; mais dans le temps nécessaire pour atteindre le niveau de la mer ils étaient un peu ralentis par l'atmosphère. Un pied de fer, dont le pouvoir de ralentissement est approximativement équivalent à celui d'une épaisseur atmosphérique de 6265 pieds, était alors retiré de la pile, pour compenser cette différence d'altitude. Ceci permettait aux mésons comptés au niveau de la mer d'avoir également des vitesses comprises entre 0.9950c et 0.9954c quand ils parvenaient en bas, après 6265 pieds de descente.

Durant un intervalle de temps de une heure, nous avons enregistré au niveau de la mer 412 désintégrations. Bien que non représentée ici, une distribution des mesures de durée de vie semblable à celle de la figure 6(a) a été obtenue durant l'heure où les 412 désintégrations ont été comptées. La distribution des temps de désintégration s'accorde, sur le plan statistique, avec celle prise sur le Mont Whashington, montrant que le même type de particules, des mésons- μ , a été dénombré au niveau de la mer.

Que pouvons-nous attendre pour l'intensité au niveau de la mer? Commençons par faire le calcul en utilisant simplement les données de la figure 6, sans se soucier des fluctuations statistiques. En une heure nous avons compté 568 impulsions à une altitude de 6565 pieds et nous avons mesuré la distribution des temps de désintégration de ces mésons qui étaient au repos par rapport à nous. Afin de lire sur la figure 6(a) le nombre de mésons que nous nous attendons à compter à 10 pieds au-dessus du niveau de la mer, nous devons d'abord estimer leur temps de vol sur un parcours à la verticale de 6255 pieds. L'intervalle de vitesse particulier que nous avons retenu est centré sur une moyenne de 0.9952c. Voyager sur 6255 pieds (1907 m) à cette vitesse prend : $1907 \text{ m} / (0.9952 \times 3.10^8 \text{ m/s}) = 6,4 \mu\text{s}$. Ainsi, mesuré dans notre référentiel, c'est à dire,

lu sur des horloges fixes par rapport à la Terre, le temps que prennent les mésons pour voyager de la hauteur du sommet du Mont Washington jusqu'au niveau de la mer, est de 6,4 μ s.

Si nous lisons maintenant sur la figure 6(a) pour 6,4 μ s, nous voyons que nous nous attendons à environ 27 mésons ayant atteint le niveau de la mer. La réalité est que nous avons observé au niveau de la mer 412 mésons au lieu des 27 prévus ! Nous en concluons que les mésons se désintègrent beaucoup plus lentement quand ils sont en vol rapide par rapport à nous que quand ils sont au repos dans notre référentiel.

Si nous utilisons la désintégration des mésons comme horloge – et, comme discuté ci dessus, nous avons de bonnes raisons de croire qu'ils sont aussi bons que n'importe quelle autre horloge – nous trouvons, en nous référant à la figure 6, que 412 mésons survivants correspondent à un temps écoulé de seulement 0,7 μ s environ. Autrement dit, les mésons en mouvement mesurent un temps de seulement $0,7/6,4 \approx 1/9,1$ de celui mesuré par nos horloges au cours de leur voyage descendant. *Nous en concluons que leurs horloges tournent plus lentement d'un facteur proche de neuf.*

En fait, nous avons pris des mesures constituant un total de 6 fois une heure au Mont Washington et de 5 fois une heure au niveau de la mer. Les résultats obtenus sont lisibles dans le tableau I et donne une moyenne de 563 ± 10 mésons par heure au Mont Washington et 408 ± 9 au niveau de la mer.

Série de mesures	Sur le Mt Washington	A Cambridge
1	568	412
2	554	403
3	582	436
4	527	395
5	588	393
6	559	...
Taux horaire moyen	563 ± 10	408 ± 9

Tableau I – Nombre de désintégrations de mésons- μ compté sur plusieurs périodes de une heure à deux altitudes. (Le nombre 559 a été reporté par inadvertance comme 570 dans le film .)

Nous utilisons ces données plus détaillées, et la vie moyenne des mésons- μ connue avec exactitude à partir d'autres expériences, pour fournir une mesure plus précise de la dilatation du temps dans la section V.

IV – DISCUSSION

Dans cette section nous discutons des principales hypothèses utilisées dans cette expérience, et des corrections expérimentales qui ont été négligées dans les sections précédentes, afin de nous assurer que nous avons bien observé la dilatation du temps.

A. Formation des mésons- μ

La partie la plus importante des connaissances nécessaires à l'interprétation de cette expérience est constituée par la somme considérable d'informations dont nous disposons sur les rayons cosmiques et sur leurs interactions avec les matériaux comme le fer, l'air, et le plastique.

Ainsi, autant qu'on le sache aujourd'hui, les rayons cosmiques primaires sont constitués principalement de protons qui ont été accélérés par des champs électromagnétiques dans notre propre galaxie. Du fait de leur déviation par le champ magnétique terrestre, ils peuvent parvenir plus facilement sur Terre à proximité des pôles que de l'équateur. Toutefois, du fait de la différence relativement faible entre la latitude de Cambridge (Massachusetts) et celle du Mont Washington (New Hampshire), nous ne sommes pas perturbés par cet effet de latitude. Le nombre de protons incidents qui ont des énergies suffisantes pour donner lieu à la formation des mésons que nous avons comptés sont également indépendant du temps ; de ce fait nous pouvons faire des mesures aux deux altitudes différentes et à des moments différents, ainsi qu'à des endroits différents.

Lorsque les protons, contenus dans les rayons cosmiques, parviennent à proximité de la Terre, ils frappent les noyaux des atomes d'azote et d'oxygène dans la haute atmosphère. Des mésons- π^7 négatifs et positifs sont produits par ces collisions et se désintègrent rapidement en mésons- μ négatifs et positifs. Quelques mésons- π^0 neutres se forment également et se désintègrent encore plus rapidement en rayons gamma. Les rayons gamma provenant des mésons- π neutres provoquent à leur tour des gerbes de paires électron / positron. Nous ne devons pas craindre ces électrons et ces positrons car ils ne donnent pas lieu à une paire d'impulsions séparées dans le temps par quelques microsecondes, comme le font les électrons produits par la désintégration des mésons.

Au moment où les particules des rayons cosmiques parviennent au niveau des 6000 pieds, elles ont parcouru environ 80% de la matière formant l'atmosphère et la plupart des protons primaires ont déjà été absorbés. Ceci est important car s'il restait un nombre appréciable de protons primaires, ils pourraient produire des mésons- π qui, à leur tour, se désintégreraient rapidement en mésons- μ et nous mesurerions la production indirecte de mésons- μ si bien que la désintégration des mésons- μ serait fonction de l'altitude. Une compensation partielle du taux de désintégration par une telle production pourrait être interprétée comme une dilatation du temps supplémentaire et le facteur relativiste de dilatation du temps calculé à partir de nos observations serait surestimé.

Pour négliger une telle possibilité de création de mésons- μ dans les interactions faisant intervenir les protons et les mésons- π entre le Mont Washington et le niveau de la mer, nous nous appuyons sur les résultats d'autres expériences. Elles ont montré par des recherches directes sur la production des mésons- μ qu'il y a une probabilité très faible qu'il existe un nombre appréciable d'interactions dans la tranche d'altitude 0 - 6000 pieds créant des mésons- μ ayant l'énergie que nous souhaitons observer. Ainsi les mésons- μ que nous comptabilisons au niveau de la mer sont des survivants primaires de ceux qui ont été créés au dessus du niveau des 6000 pieds.

⁷ Aujourd'hui on les appelle des pions.

B. Interaction des mésons- μ durant leur vol

Une question connexe est de savoir si les mésons- μ sont eux-mêmes absorbés par les molécules d'air, ou par les noyaux de l'air ou du fer, ayant ainsi une durée de vie plus courte que celle qu'ils auraient s'ils descendaient dans le vide. Une durée de vie raccourcie par une absorption en vol serait interprétée comme une contraction du temps apparente plutôt que comme une dilatation du temps. Ainsi, si un méson- μ interagissait fortement au cours de son vol, le facteur de dilatation relativiste du temps que nous calculons à partir de nos observations serait sous-estimé.

Il est connu, grâce à de nombreuses expériences, que ni les mésons- μ positifs ni les mésons- μ négatifs rapides sont absorbés d'une manière significative par les noyaux atomiques mais nous savons qu'il existe la diffusion de Rutherford, causée par la répulsion ou l'attraction électromagnétique entre les mésons et les noyaux. Cette diffusion change la direction d'un méson- μ passant à proximité d'un noyau mais habituellement d'une très faible quantité. Les mésons- μ que nous détectons ont été ralentis dans l'air et le fer et ont subi de nombreuses déviations d'angle faible mais très peu d'entre eux ont été déviés de plus de quelques degrés au moment où ils sont près du plastique ou y sont déjà entrés. Ainsi, exception faite de ceux qui ont été perdus par désintégration, nous traiterons tous les mésons ayant voyagé entre l'altitude du Mont Washington et celle du niveau de la mer selon une ligne approximativement droite à travers aussi bien l'air que le fer.

C. Mesure de la vitesse des mésons- μ

Une particule chargée, comme un méson- μ , perd de l'énergie quand il passe à travers la matière en éjectant par choc les électrons des atomes qu'il traverse ou en excitant ces mêmes atomes. Une partie de l'énergie de la particule est transférée à ces électrons et la particule chargée ralentit, voire, éventuellement s'arrête. La quantité de matière qu'une particule chargée peut pénétrer donne une bonne idée de cette énergie.

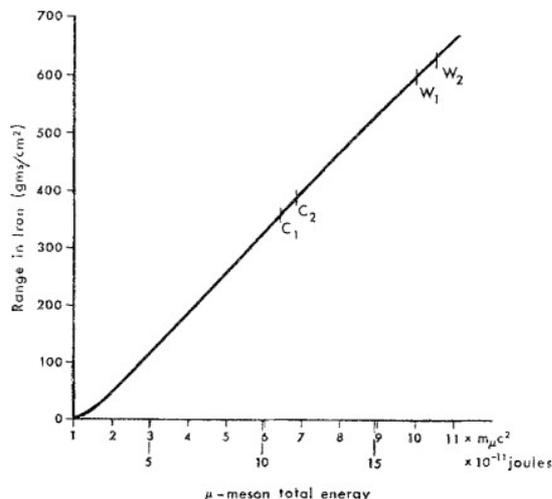


Fig 7: La courbe représente approximativement la relation parcours - énergie pour des mésons traversant le fer. W_1 et C_1 représente respectivement l'épaisseur de fer au sommet du Mont Washington et à Cambridge. L'épaisseur totale de fer ajoutée à celle du plastique est représentée par W_2 (sur le Mont Washington) et C_2 (à Cambridge). La différence entre W_1 et C_1 représente l'épaisseur de fer équivalente à celle de 6255 pieds d'air et la différence $C_2 - C_1$ ou $W_2 - W_1$ est l'épaisseur équivalente du scintillateur.

La figure 7 montre un graphique représentant le nombre de grammes par cm^2 de fer que peuvent traverser, avant de s'arrêter, des mésons- μ de différentes énergies. L'énergie est donnée simultanément en joules et en multiples de l'énergie de repos. Notez que l'énergie totale est portée en abscisse. Pour une énergie totale égale à l'énergie de repos la particule est à l'arrêt et ne pénètre donc pas dans le fer. Le graphique de la figure 7 est théorique mais cette théorie est

une de celle qui a été le plus largement vérifiée dans diverses expériences.

Au sommet du mont Washington le scintillateur plastique était recouvert par 2,5 pieds de fer. Le fer a une densité d'environ $7,9 \text{ g/cm}^3$ et, de ce fait, 2,5 pieds correspondent à 600 g/cm^2 de fer. En se reportant au point W_1 , sur la figure 7, nous voyons qu'un méson pouvant juste pénétrer 2,5 pieds de fer et s'arrêter dans notre scintillateur, doit parvenir à l'altitude du mont Washington avec une énergie totale de 10,0 fois l'énergie de repos.

En première approximation, la perte d'énergie d'une particule chargée traversant la matière dépend seulement du nombre d'électrons rencontrés et est indépendante de la composition chimique particulière du matériau. La densité électronique est strictement proportionnelle à la masse volumique de la plupart des matériaux et, comme on peut le voir sur la figure 7, approximativement pour tous les matériaux. Notre scintillateur était épais⁸ d'environ 30 g/cm^2 .

Les mésons- μ ayant une énergie supérieure à 10,5 énergie de repos (point W_2) pénétreraient non seulement le blindage de fer mais également le plastique du scintillateur. Donc, au sommet du Mont Washington, nous avons stoppé et observé la désintégration des mésons ayant une énergie comprise entre 10,0 et 10,5 fois l'énergie de repos quand ils parvenaient à l'altitude du Mont Washington.

Quand l'appareillage fut installé à Cambridge, on plaça au dessus seulement 1,5 pied de fer ou 359 g/cm^2 (point C_1). La pression barométrique au Mont Washington est approximativement de 60,0 cm de mercure, alors qu'elle est de 76 cm au niveau de la mer. La densité du mercure étant de $13,6 \text{ g/cm}^3$, cela signifie qu'il y a, entre le niveau de la mer et l'altitude du Mont Washington, une quantité d'air égale à $13,6 (76 - 60) = 218 \text{ g/cm}^2$. Ensuite, pour une première approche, l'appareillage était «recouvert», de la même façon qu'à l'altitude précédente, par $359 + 218 = 577 \text{ g/cm}^2$ de matériau, alors qu'au sommet du Mont Washington 600 g/cm^2 de fer avait été utilisé. Cependant, l'air est un ralentisseur de mésons légèrement plus efficace

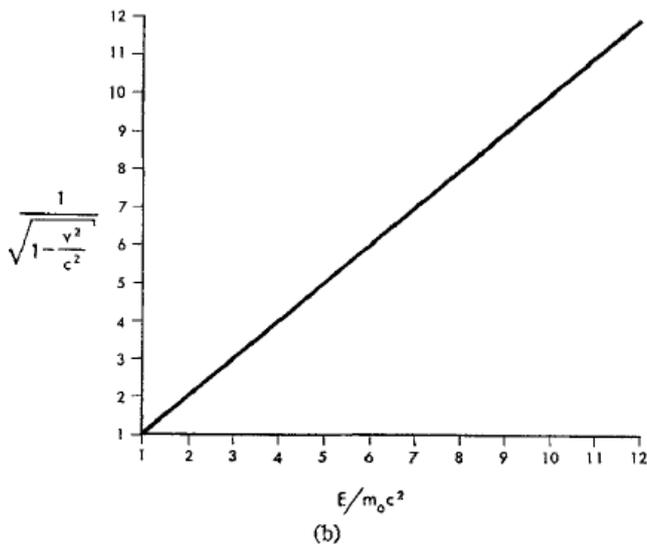
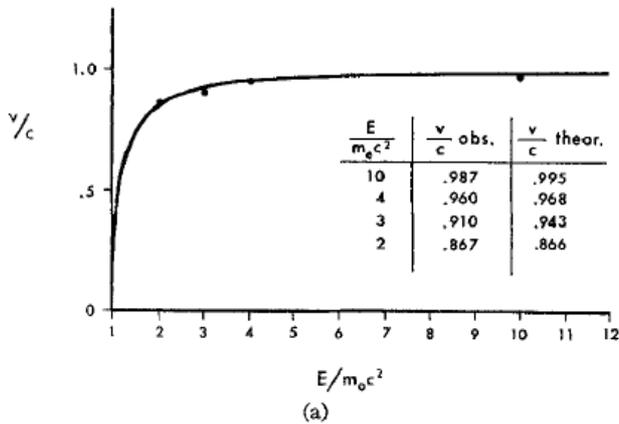


Fig 8 -

: La courbe continue donne la relation théorique entre la vitesse d'un corps, exprimée en fraction de la vitesse de la lumière, et l'énergie totale du corps exprimée en unité de masse au repos. Les points expérimentaux sont ceux d'électrons.

: La relation théorique entre le facteur de dilatation du temps γ d'un corps et son énergie totale en unité de masse au repos.

⁸ En valeur équivalente de fer

que le fer. Non seulement parce qu'il y a un peu plus d'électrons par gramme d'air que par gramme de fer, mais aussi du fait que les électrons des atomes légers comme ceux de l'azote et de l'oxygène sont, en moyenne, plus efficaces que ceux du fer. En tenant compte de tout, les 218 g/cm² de l'air sont équivalent à 270 g/cm² de fer. Les mésons parvenant à un niveau de 6265 pieds au dessus de Cambridge doivent pénétrer l'équivalent de 270 + 359 = 629 g/cm² de fer, pour atteindre notre scintillateur. Ainsi la bande acceptable d'énergie des mésons arrivant au niveau de la mer avait la même largeur, définie par le pouvoir d'arrêt du scintillateur, mais était centrée sur une énergie incidente de l'ordre de 5% supérieure à celle de la bande propre du Mont Washington. (Nous aurions dû utiliser une rangée de moins de barres de fer, obtenant une énergie moyenne trop faible de 2%, mais nous l'avions mal estimé). Heureusement, l'expérience est peu sensible à une valeur exacte du pouvoir d'arrêt du fer enlevé car pour les énergies mises en jeu, le nombre de mésons incidents par intervalle d'énergie ne change pas rapidement lorsque leur énergie moyenne est modifiée.

Le point C₂ indique le maximum d'énergie que peut avoir un méson tout en étant encore arrêté dans le scintillateur de Cambridge.

Pour convertir ces énergies des mésons en vitesses, nous utilisons l'expression fournie par la théorie de la relativité spéciale, $E = m_0c^2/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ ou, en transposant, $v/c = [1 - (m_0c^2/E)^2]^{1/2}$.

Cette prédiction relativiste pour la relation entre l'énergie totale et la vitesse a été testée dans de nombreuses expériences. Par exemple, la figure 8(a) donne les résultats expérimentaux pour v/c en fonction de E_e/m₀c² obtenus avec des électrons. La figure 8(b) montre la courbe de la quantité 1/(1 - v²/c²)^{1/2} en fonction de E/m₀c², où E est l'énergie totale et m₀ l'énergie de repos de n'importe quelle particule. Nous pouvons voir que v/c tend vers un palier proche de l'unité à des énergies qui sont considérables en comparaison de l'énergie de repos de la particule, mais nous voyons également que 1/(1 - v²/c²)^{1/2} reste croissant. Notons que l'énergie totale du méson est simplement son énergie de repos m₀c² multipliée par le même facteur 1/(1 - v²/c²)^{1/2} que celui utilisé dans le calcul de la dilatation du temps.

A des vitesses très proches de celle de la lumière, pour lesquelles m₀c²/E est très petit, nous pouvons développer la racine dans cette expression pour le calcul de v/c et obtenir, avec une bonne approximation, $v/c \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot (m_0c^2/E)^2$. Par exemple pour m₀c²/E = 10,0, on a $v/c \approx 1 - \frac{1}{2} \times 1/100$ qui est égal à 0,9950c⁹. Les mésons qui parviennent au dessus des 2,5 pieds de fer sur le Mont Washington, sont ralentis et stoppés dans le plastique, ont une vitesse incidente comprise entre 0,9950c et 0,9954c. Au niveau de la mer le spectre des vitesses incidentes des mésons arrivant au dessus de 1,5 pied de fer s'étend de 0,9881c à 0,9897c. Nous discutons dans la section V de la vitesse moyenne effective de vol des mésons que nous comptons.

D. Indépendance de cette expérience sur la forme de la distribution de désintégration

⁹ Ici, en réalité, le rapport v/c vaut 0,9950 et non pas 0,9950c.

Nous avons évité une longue discussion à propos de la nature exponentielle de la désintégration radioactive des mésons- μ car il n'est pas important pour notre propos qu'ils se désintègrent d'une manière ou d'une autre aussi longtemps qu'il le font de la même manière dans toutes les conditions.

Montrons tout d'abord que la forme fonctionnelle de la courbe de désintégration n'a pas d'importance. Appelons $f(t)$ la probabilité qu'a le méson- μ , pénétrant à l'intérieur du scintillateur à l'instant $t = 0$, de survivre à l'instant suivant t . Si $f(t)$ décroît d'une manière monotone lorsque t croît, il n'existe qu'un seul instant correspondant à chaque valeur de $f(t)$. Si nous observons une certaine valeur $f(t_1)$ après un temps écoulé t_1 compté à partir de l'arrêt des mésons, alors on s'attendrait à observer le même nombre de coups de comptage $f(t_1)$, après l'avoir calculé pour le temps t_1 pendant lequel les mésons sont en vol, si tant est que nous ne sachions rien à propos du phénomène de dilatation du temps.

Au lieu de cela, nous observons un nombre différent et, quelque soit la valeur prise par ce nombre, il représente $f(t_2)$, définissant l'instant t_2 qui s'écoule dans le système des mésons. Par exemple, pour une forme exponentielle de la désintégration, telle que celle que nous avons observée, nous attendions une décroissance de 568 coups à 27 coups en 6,4 μ s. Nous avons $f(6,4)/f(0) = f(6,4)/1 = 27/568 = 0,0047$. Nous observons, au lieu de cela, $412/568$, c'est dire $f(t_2) = 412/568 = 0,725$. Sur la base d'une décroissance exponentielle avec une durée de vie moyenne de 2,21 μ s, le temps t_2 donnant $f(t_2) = 0,725$ doit être 0,67 μ s.

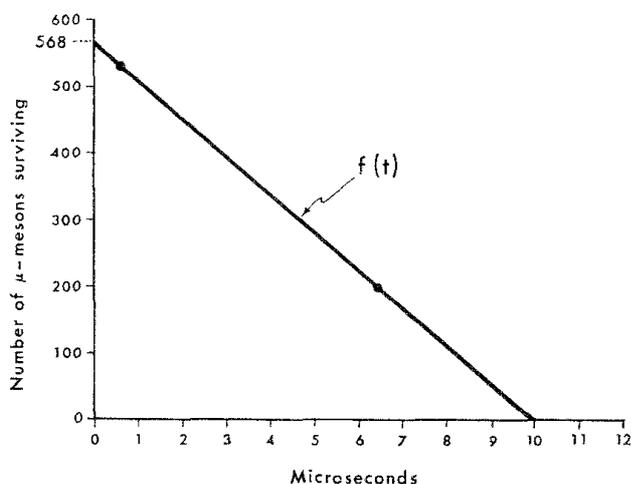


Fig 9: Dilatation du temps pour une hypothétique distribution linéaire de la désintégration.

Supposons, au contraire, qu'il y est plusieurs formes pour la loi de décroissance, par exemple une ligne droite entre 0 et 10 μ s comme illustré par la figure 9. Alors $f(6,4) = (10,0 - 6,4)/10 = 0,36$ et, sans rien connaître à propos de la dilatation du temps, nous prévoyons $0,36 \times 568 = 203$ désintégrations après 6,4 μ s. Le nombre observé ne devrait pas être de 203 mais devrait de nouveau correspondre à celui d'un temps t_2 de 0,67 μ s, du fait de la dilatation du temps. De ce fait le nombre aurait dû être $(10,0 - 0,67) \cdot 568 / 10 =$

530. Bien sûr, nous n'avons aucun moyen de vérifier cette prédiction avec des mésons ou d'autres particules élémentaires car ils ne peuvent se désintégrer que selon la loi exponentielle mais l'émission de lumière à une fréquence donnée par un atome en mouvement peut être perçue comme une désintégration linéaire et ceci démontre parfaitement la dilatation du temps comme nous l'avions prévu.

Ensuite nous constatons que l'instant où nous commençons à observer la désintégration des mésons dans le scintillateur est sans importance. Supposons qu'il y est un retard τ du temps écoulé avant

que nous commençons le comptage de la désintégration des mésons. En ce cas la probabilité qu'a un méson de vivre au bout de $(t + \tau)$ est $f(t + \tau)$. Dans cette expérience, τ était approximativement de $0,5 \mu\text{s}$ car nous avons masqué complètement l'impulsion initiale de telle façon que la trace émerge une $\frac{1}{2} \mu\text{s}$ après l'arrêt du méson. Ce retard était le même sur le Mont Washington et au niveau de la mer car c'est une propriété propre de la trace de l'oscilloscope et l'oscilloscope était toujours au repos relativement à nous. Ainsi nous définissons $f(0,5) \equiv 1$ et observons que sur le Mont Washington il y avait 568 désintégrations après cet instant τ avec une distribution $f(t + 0,5)$. Ensuite nous sommes descendus au niveau de la mer et avons observé 412 mésons. Le rapport $412 / 568$ était lu sur notre graphique pour $f(0,7 + 0,5)$. La quantité de $0,7 \mu\text{s}$, qui décrit le temps de vol des mésons, était dilaté indépendamment de l'intervalle additionnel de $0,5 \mu\text{s}$.

Nous voyons maintenant que cette expérience peut être interprétée de deux manières différentes. La première méthode est celle utilisée dans la section III de ce document. La distribution des instants de désintégration des mésons au repos était mesurée et on en déduisait le temps que les mésons passaient en vol selon leur propre horloge. Nous venons juste de voir que cette méthode est indépendante de la forme de la distribution des instants de désintégration. Elle nécessite, cependant, que la distribution de désintégration soit la même dans l'air que dans le scintillateur, excepté pour la dilatation du temps.

La seconde méthode, utilisée dans la section V, fait appel à l'information, provenant d'autres expériences, selon laquelle la distribution de désintégration des mésons- μ est exponentielle et leur durée de vie moyenne est de $2,211 \pm 0,003 \cdot 10^{-6}\text{s}$ pour la combiner avec nos valeurs de comptage afin d'obtenir le facteur de dilatation du temps. La seconde méthode donne un résultat beaucoup plus précis que la première.

e. Interaction entre les mésons- μ au repos

Quand les mésons- μ sont amenés au repos, ceux qui ont une charge négative sont capturés par les atomes du scintillateur (essentiellement de carbone). Quelques uns de ces mésons sont capturés par les noyaux de carbone avant leur désintégration, ce qui donne aux μ^- une durée de vie moyenne légèrement plus courte que celle des μ^+ . Puisque les rayons cosmiques contiennent sensiblement la même éventualité numérique pour les μ^+ et les μ^- , nous devrions obtenir une distribution de désintégration dans notre plastique pouvant être évaluée par une unique durée de vie moyenne d'environ $2,1 \cdot 10^{-6}\text{s}$, un peu inférieure au $2,211 \pm 0,003 \cdot 10^{-6}\text{s}$ observé avec les mésons libres. Nous travaillons donc à l'intérieur de notre erreur expérimentale.

Ainsi, dans notre calcul du facteur de dilatation du temps pour les mésons en vol déduit de la distribution des temps de désintégration observée des mésons au repos dans le scintillateur, nous surestimons le facteur de dilatation du temps en utilisant notre valeur observée de la durée de vie moyenne des mésons au repos dans le plastique plutôt que la durée de vie des mésons au repos dans le vide. Cependant notre distribution n'a pas été mesurée avec assez de précision pour être sensible à la différence.

f. La perte de comptage après 8,5 μ s

Notre distribution observée complète d'impulsions de désintégration n'est pas exactement exponentielle pour une autre raison. La fin du balayage de l'oscilloscope était au bout de 8,5 μ s et nous avons perdu toutes les désintégrations qui se sont produites après cette durée. Sachant qu'il y a 568 désintégrations en 8,5 μ s il devrait y avoir, pour une désintégration exponentielle avec une durée de vie moyenne de $2,2 \cdot 10^{-6}$ s, une perte de 10 coups, c'est à dire une correction de seulement 2% du nombre total de désintégration.

G. Coïncidences temporelles accidentelles liées au bruit de fond

Même si nous pouvions avoir une distribution arbitraire des temps de désintégration, il est, bien sûr, important que les impulsions produites correspondent à de vraies impulsions de désintégration et non pas à des impulsions aléatoires liées au passage de rayons cosmiques à travers le détecteur. L'estimation grossière qui suit du nombre d'impulsions aléatoires à l'intérieur de la durée de 8,5 μ s montre que nous n'avons pas un bruit de fond accidentel d'une amplitude intolérable ayant l'apparence d'un déclenchement suivi d'une impulsion de désintégration. La probabilité qu'une impulsion parasite suive une autre à l'intérieur des 8,5 μ s est $8,5 \cdot 10^{-6} \cdot n$, où n est la valeur moyenne du nombre de rayons cosmiques parasites par seconde. Le nombre de coïncidence aléatoire par seconde est alors $n \cdot (8,5 \cdot 10^{-6} \cdot n)$.

Sur le Mont Washington, n a été mesuré à 75000 par heure ; divisé par 3600s pour une heure, cela donne 21 par seconde. Par conséquent, il n'y a qu'une fraction $8,5 \cdot 10^{-6} \cdot 21 = 1,8 \cdot 10^{-4}$ impulsions parasites par trace, ou un taux absolu de $21 \cdot 1,8 \cdot 10^{-4} = 3,8 \cdot 10^{-3}$ accidents par seconde. Le nombre de vraies désintégrations par seconde est, sur le Mont Washington, 568 par heure / 3600 secondes par heure égale 0,16 par seconde. Donc le rapport entre le nombre de désintégrations accidentelles provenant de coïncidence entre deux rayons cosmiques parasites et celui des vraies impulsions de désintégration est $3,8 \cdot 10^{-3} / 0,16 = 2,4 \cdot 10^{-2}$, soit environ 2,5% du nombre des véritables impulsions de désintégration.

Ce nombre d'accidents est, en fait, un peu plus petit au niveau de la mer car le taux de rayons cosmiques chute approximativement à 19 par seconde et le nombre d'événements accidentels est proportionnel au carré de ce nombre. Si le rapport du nombre d'événements accidentels sur celui des événements pertinents était complètement indépendant de l'altitude, la correction pour les événements accidentels ne feraient aucune différence pour le rapport des comptages au niveau de la mer. Pour corriger les événements accidentels il est nécessaire de soustraire du nombre moyen mesuré 13 coups au sommet du Mont Washington et 11 à Cambridge. Ainsi, la correction pour les événements accidentels est négligeable en comparaison des erreurs statistiques.

H. Effets sur la dilatation du temps de la décélération des mésons en vol.

Les mésons- μ observés dans cette expérience étaient considérablement décélérés en traversant, dans leur descente, l'atmosphère terrestre. On peut montrer que l'accélération d'une particule de masse au repos m_0 dans le repère de référence dans lequel elle est au repos, est simplement $a = (1/m_0).(dE/dx) = (c^2/m_0c^2).(dE/dx)$, dans lequel dE/dx est le taux de perte d'énergie par unité de distance. La figure 7 montre que les mésons- μ ayant une grande vitesse perdent environ une énergie de repos ($m_\mu c^2$) tous les 55 g/cm² ou tous les $4,4.10^4$ cm d'air. Ainsi, $a = (9.10^{20}/m_\mu c^2).(m_\mu c^2/4,4.10^4) = 2.10^{16}$ cm/s² = 2.10^{13} g, où g est l'accélération de la pesanteur.

Bien que çà semble être une accélération considérable, elle est minuscule comparée à celle supportée par les mésons- μ au cours de leur rencontre très proche avec les noyaux atomiques où ils subissent des accélérations dont l'amplitude est de 10^{29} g. Même au cours de telles rencontres les μ -mésons ne sont pas mis en pièce. Nous devons donc nous attendre à ce que les mécanismes internes de garde - temps ne soient pas sérieusement affectés par l'accélération beaucoup plus faible de notre expérience.

Notons que pour calculer la dilatation du temps nous avons besoin d'appliquer seulement les transformations de la relativité spéciale – plutôt que celle de la relativité générale – à ces particules accélérées tant que notre calcul lui même est réalisé dans un référentiel inertiel.

I. Effet des mésons non verticaux

Nous arrivons enfin à une considération qui est clairement d'une grande importance. Les mésons- μ que nous observons n'arrivent pas exactement selon une trajectoire descendante verticale. La distribution angulaire, par rapport à la direction verticale, des mésons de grande énergie que nous comptons est grossièrement proportionnelle à $\cos^3(\theta)$ où θ est l'angle par rapport à la verticale. Cela signifie que dans une unité d'angle solide, à 45° de la verticale, il y a seulement $\cos^3(45^\circ) = (0,7)^3 = 0.35$ fois le nombre de mésons présents dans une unité d'angle solide centrée sur la verticale. A 60°, $\cos^3(60^\circ) = 1/8$. Cependant, il y a plus d'angle solide dans un intervalle donné d'angle polaire pour de plus grands angles avec la verticale, de sorte qu'il y avait une contribution appréciable à notre taux de comptage pour des angles supérieures à 60°.

Puisque les mésons ne voyagent pas tous directement vers le bas, certains traversent une épaisseur d'air et de fer qui est beaucoup plus grande que les distances verticales dont nous avons discutées. Comment pouvons-nous interpréter notre expérience quantitativement sans pouvoir corriger, en fonction de leurs angles, les dilatations du temps de ces mésons que nous avons arrêtés ?

Comme nous l'avons vu dans la section IV-C, la distance parcourue par une particule est presque linéairement proportionnelle à son énergie totale dans cette région des énergies ultra-relativistes ; et puisque l'énergie totale augmente selon le facteur $1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ quand la vitesse v augmente, la longueur du parcours de la particule augmente aussi selon ce même facteur. Ainsi, un méson entrant à 45°, et s'arrêtant dans notre scintillateur, a un plus grand parcours que

celui qui vient de la verticale par un facteur de $1/\cos(45^\circ) = 1,4$ et a une énergie plus grande d'un facteur exactement le même.

Le facteur de dilatation du temps que nous étudions est également proportionnelle à $1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$. Les particules qui ont une plus grande distance à parcourir d'un facteur 1,4, et qui donc, en raison de notre méthode de sélection, ont une énergie plus grande d'un facteur de 1,4, devraient également voir leur durée de vie se dilater selon le même facteur, à condition que la relativité spéciale soit correcte. Par conséquent, la plus grande fraction que nous attendons pour la désintégration, du fait de la plus grande distance franchie, est juste compensée par le plus petit intervalle de temps écoulé que nous lisons sur leurs horloges pour chaque unité de distance parcourue.

Nous pouvons en conclure que le facteur apparent de dilatation du temps des particules de haute énergie descendant en diagonale est le même que celui de celles qui descendent tout droit, pourvu que les deux catégories franchissent la même distance verticale et soient sélectionnées par la traversée du même bloc horizontal d'air ou de fer.

Notez que cet heureux accident ne survient que si l'atmosphère et le fer sont suffisamment étendus pour qu'une particule se déplaçant en diagonale parcourt en les traversant une distance véritablement proportionnelle à $1/\cos(\theta)$. Alors que l'atmosphère était sûrement assez large, le toit de notre pile de fer était assez petit, pour des raisons pratiques (elle pesait 10 tonnes), ce qui faisait que les mésons entrant avec un angle, par rapport à la verticale, plus grand que 45° , traversaient plutôt les côtés de la pile que le toit plat. Donc, les mésons faisant de grands angles avec la verticale, traversaient moins de matière et avaient moins d'énergie qu'ils auraient dû avoir pour donner cette annulation d'effets.

Ces mésons arrivant avec de grands angles par rapport à la verticale ont causé la plus grande incertitude dans notre expérience. Nous aurions pu restreindre la gamme des angles en exigeant une coïncidence avec un autre compteur à scintillation placé à une certaine distance au dessus de notre grand scintillateur, mais nous voulions garder la simplicité de l'expérience pour le tournage du film.

V- COMPARAISON FINALE ENTRE LA THEORIE ET L'EXPERIENCE

A. Théorie

L'énergie moyenne des mésons incidents au sommet du Mont Washington est environ $10,2.m_\mu c^2$, pour un méson arrivant verticalement. De la même façon, au niveau de la mer, l'énergie moyenne des particules incidentes au dessus du fer est environ $6,8.m_\mu c^2$. Dans leur vol à travers l'atmosphère, les horloges des mesons tournaient lentement avec des facteurs s'étendant, en moyenne, de 10,2 à 6,8. Pour une approche grossière nous pourrions prendre la médiane entre ces deux extrêmes, 8.5, comme facteur approximatif de dilatation du temps attendu. Pour un calcul exact, nous devons prendre une moyenne pondérée qui tient compte des effets suivants : (1) la courbe parcours / énergie n'est pas exactement linéaire et la densité atmosphérique change avec l'altitude, de sorte que le temps passé à différentes énergies est une fonction compliquée de l'énergie ; (2) même si les mésons avaient passé des

temps égaux dans chaque intervalle d'énergie, l'énergie moyenne correcte ne serait pas l'énergie médiane, parce que le taux de décroissance ne varie pas linéairement avec le facteur de dilatation du temps, mais est une fonction exponentielle de son inverse (voir plus bas).

Le calcul correct de la moyenne donne un facteur de dilatation du temps de 8,4, seulement un peu plus faible que l'obtention linéaire. A cause de l'incertitude sur le nombre de mésons incidents en fonction de l'angle par rapport à la verticale, et en conséquence, de l'incertitude sur la quantité de matière traversée, et du fait de la possibilité d'une production en petite quantité de mésons- μ entre l'altitude du Mont Washington et celle du niveau de la mer, notre estimation du facteur de dilatation temporelle n'est bon qu'à deux énergies de repos près, c'est à dire que le facteur prévu a pour valeur $8,4 \pm 2$. Cette incertitude assez grande n'est essentiellement qu'estimée, en raison de la grande quantité de recherches qu'il faudrait faire pour rendre notre connaissance des sources d'erreur plus précise.

B. Expérimentation

Le facteur de dilatation du temps calculé à partir des mesures est assez sensible à la qualité de l'expérience car il est tellement grand que le nombre de coups au niveau de la mer n'est pas de beaucoup inférieur au nombre enregistré à l'altitude du Mont Washington. Les mêmes incertitudes dans les observations auraient donné une incertitude beaucoup plus faible sur le facteur de dilatation du temps si le parcours sur lequel les désintégrations ont été mesurées avait été sensiblement plus long.

Nous avons fait une estimation approximative d'un facteur de 9 pour la dilatation du temps (section III) en lisant sur le graphique le temps correspondant à un compte de 412 mésons. Nous allons maintenant faire un calcul plus précis en utilisant toutes les données que nous avons recueillies. Puisque il y a tout lieu de supposer ici que nous avons réussi à identifier les particules que nous comptons comme des mésons- μ dont la moyenne de vie au repos a été mesurée avec précision à $2,21 \pm 0,03 \mu\text{s}$, nous utilisons cette information pour rendre notre calcul plus précis, plutôt que de prendre la forme fonctionnelle de la distribution de la désintégration à partir de nos propres données. Nous sommes, en tout cas, sur un terrain plus sûr, car les interactions des mésons- μ arrêtés dans le détecteur donnent une distribution du temps de désintégration légèrement différente de la distribution dans le système propre des mésons pendant qu'ils traversent l'atmosphère (section IV-E).

Nous devons aussi utiliser la vitesse qui tient compte du ralentissement dans l'air entre le Mont Washington et le niveau de la mer, dont la valeur moyenne est de $0,992c$.

Après le calcul de l'écart-type statistique standard de la moyenne des nombres que nous avons observés, nous pouvons écrire comme taux sur le Mont Washington, la valeur de 563 ± 10 , et au niveau de la mer, 408 ± 9 . Si nous notons γ le facteur de dilatation du temps, nous aboutissons à notre valeur déclarée expérimentale :

$$\exp\left(-\frac{1907}{\gamma \times 2,998 \times 10^8 \times 2,211 \times 10^{-6}}\right)$$

$$= \frac{(408 \pm 9) - (11 \pm 2)}{(563 \pm 10) - (13 \pm 2)} = \frac{397 \pm 9}{550 \pm 10} = 0,722 \pm 0,021$$

Donc $\gamma = 8,8 \pm 0,8$. (Notons que l'erreur sur la demi-durée de vie des mésons- μ est négligeable en comparaison avec l'erreur plus grande de nos fluctuations statistiques. En outre, les erreurs sur la soustraction du bruit de fond font partie des erreurs systématiques plutôt que statistiques, ce qui les rend encore plus complètement négligeables.)

L'erreur indiquée pour le résultat expérimental est probablement sous-estimée, en particulier du fait que nous avons été dérangés pendant une partie de l'expérience par un peu de dérive de l'amplification liée à une électronique imparfaitement stabilisée. Néanmoins, nous ne connaissons pas explicitement d'autre source d'erreur que nous pourrions estimer quantitativement ; mais nous pouvons seulement avertir que l'erreur globale sur la valeur expérimentale de γ est probablement légèrement plus grande que le 0,8 indiqué.

Donc notre comparaison finale est entre un facteur de dilatation du temps prévu de $8,4 \pm 2$ et un facteur de dilatation du temps observé de $8,8 \pm 0,8$ (à un écart-type statistique près). Ceci est un accord tout à fait satisfaisant, facilement compatible avec les erreurs sur les valeurs tant théoriques qu'expérimentales.

Ainsi, non seulement notre expérience donne la preuve qualitative directe de la dilatation du temps, mais les nombres observés soutiennent les prédictions quantitatives de la théorie de la relativité spéciale.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier Richard Knowles pour son énergique assistance dans toutes les phases de cette expérience ; le Dr. Georges Clark pour ses conseils techniques ; les Dr. James Strickland et John Friedman pour leur aide considérable dans la préparation du film et de cet article ; le laboratoire de la science nucléaire du MIT et l'accélérateur d'électrons de Cambridge pour le prêt de la plus grande partie du matériel nécessaire à la réalisation de cette expérience ; et les membres du groupe ESI Film pour leur patience face aux conditions techniques défavorables.

Notre film a été l'un d'une série prévue par le Professeur Francis L. Friedman, et nous avons été exceptionnellement chanceux de pouvoir disposer de ses conseils attentifs et énergiques tout au long de sa réalisation, même vers la fin de la maladie qui l'a emporté.