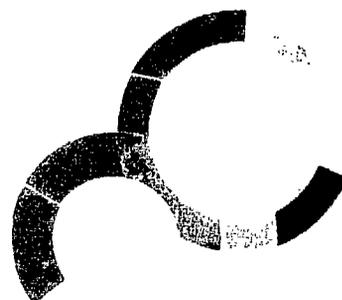




FR 930 2963
CEA - DAPNIA - SPP - 93 - 04 .

SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES



CEA - DAPNIA/SPP 93-04

Janvier 1993

LA PREHISTOIRE DU NEUTRINO

J. BOUCHEZ

DAPNIA

Partie d'un cours donné à l'Ecole de Gif 1992, tenue à
Montpellier du 14 au 18 Septembre 1992

Le DAPNIA (Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAp), du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse : DAPNIA, Bâtiment 141
CEA Saclay
F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

La préhistoire du neutrino *

Jacques Bouchez

DAPNIA/SPP
Centre d'Études de Saclay
91191 Gif-sur Yvette Cedex

Mars 1993

*Ce texte fait partie d'un cours donné à l'Ecole de Gif 1992, tenue à Montpellier du 14 au 18 septembre 1992

Introduction

Dans ce bref exposé, j'ai voulu donner une idée des recherches entreprises pour prouver l'existence du neutrino et déterminer ses propriétés, jusqu'à sa découverte en 1956. Il existe d'excellentes narrations de cette période, certaines de première main. Il faut lire en particulier le récit de Pauli [1], ainsi que les souvenirs personnels de B. Pontecorvo, F. Reines et E. Amaldi qu'on trouvera dans les comptes-rendus du colloque tenu à Paris en 1982 sur l'histoire de la physique des particules [3]. J'ai voulu mettre l'accent sur certaines expériences qui m'ont paru intéressantes, mais je conseille au lecteur intéressé de lire si possible les articles originaux, parfois étonnamment concis et le plus souvent très clairs. A défaut, on peut trouver la description de nombreuses expériences dans le livre d'Allen [2].

La table 1 donne les chaînes de désintégration de l'Uranium et du Thorium avec les anciennes dénominations rarement utilisées de nos jours.

A la recherche de l'énergie manquante

Les désintégrations β furent découvertes en 1899 par Rutherford, mais ce n'est qu'en 1914 que J. Chadwick put mesurer l'énergie du rayonnement β du Radium E et obtint un spectre continu. Ce résultat était fort surprenant puisque les autres types de radioactivité connus, α et γ , donnaient des raies monoénergétiques, qu'on attribuait aux différences d'énergie entre noyaux. De nombreuses explications durent être éliminées les unes après les autres.

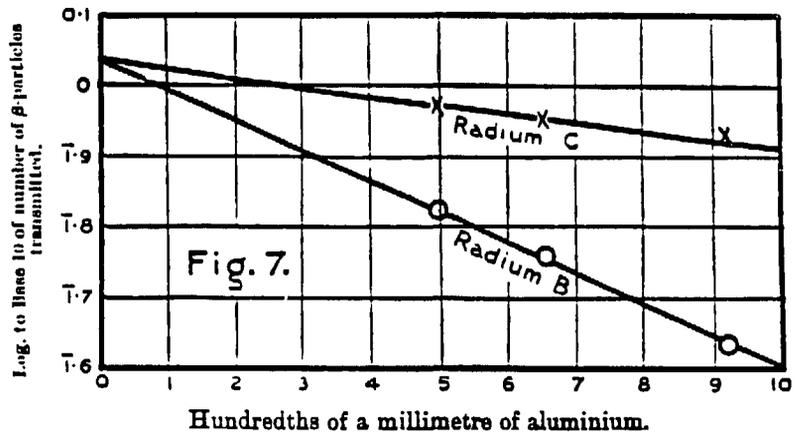
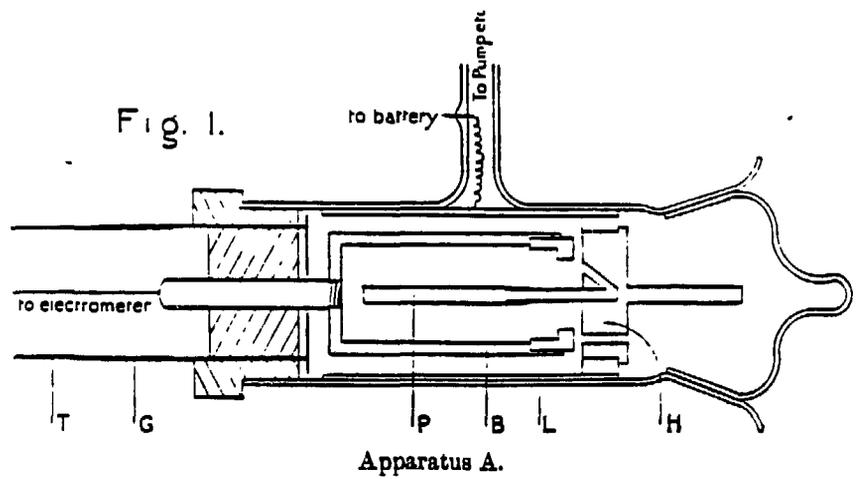
- Il se pouvait que plusieurs β soient émis simultanément par la désintégration: cette possibilité fut rejetée grâce à toute une série d'expériences de plus en plus précises. Dès 1912, Moseley, assistant de Rutherford, trouva [4] en mesurant la charge négative recueillie sur un électromètre soumis au bombardement d'une source de Radon en équilibre avec ses descendants, dont seuls radium B (Plomb 214) et radium C (Bismuth 214) émettent des β , que 2.2 β environ étaient émis pour une désintégration de radon. Mieux, il put attribuer 1.1 β à chaque émetteur en travaillant avec une source enrichie en radium B (cf figure 1). Des mesures analogues avec le radium E (Bismuth 210) lui donnèrent 0.5 β par désintégration.

En 1924, K.G. Emeléus, élève de Chadwick, étudia [5] à nouveau le radium E avec un compteur de Geiger, inventé en 1913, ce qui lui permettait de compter

Uranium	Uranium I	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ a	α : 4,18 γ : 0,45 (23)
Thorium	Uranium X ₁	$^{234}_{90}\text{Th}$	24,1 j	β^- : 0,19 (69) 0,1 (35) γ : 0,092 - 0,063 - 0,029
Protactinium	Uranium X ₂ 99,85	$^{234}_{91}\text{Pa}$	1,18 mn	β^- : 2,31 (99) γ : 0,04 - 0,23 - 1,83
Uranium	Uranium Z 0,15	$^{234}_{92}\text{U}$	6,66 h	β^- : 1,13 : γ : 0,04 - 0,8 - 0,099
Thorium	Uranium II	$^{230}_{90}\text{Th}$	$2,48 \cdot 10^5$ a	α : 4,76 (72) - 4,72 (28) γ : 0,053 - 0,118
Radium	Thorium	$^{226}_{88}\text{Ra}$	1617 a	α : 4,68 (76) - 4,61 (24) γ : 0,068 - 0,142 - 0,254
Radon	Radium	$^{222}_{86}\text{Rn}$	3,825 j	α : 4,78 (95) - 4,39 (5) γ : 0,187 (4)
Polonium	Radon émanation	$^{218}_{84}\text{Po}$	3,05 mn	α : 5,49 (99) - 4,98 (0,08) γ : 0,51
Plomb 99,98	Radium A	$^{214}_{82}\text{Pb}$	26,8 mn	α : 6,0 (99,98) β^- : (?) (0,02)
Astate	Radium B	$^{214}_{83}\text{Bi}$	1,3 s	β^- : 1,03 γ : 0,352 - 0,295 - 0,053
Bismuth 99,96 %	Astate	$^{218}_{85}\text{At}$	19,9 mn	α : 6,7 (94) 6,65 (6)
Polonium 0,04 %	Radium C	$^{214}_{84}\text{Po}$	$1,58 \cdot 10^{-4}$ s	α : 5,51 β^- : 3,18 γ : 0,61 - 1,12 - 1,76 - 0,45 - 2,43
Thallium	Radium C'	$^{214}_{81}\text{Tl}$	1,5 mn	β^- : 1,96 (99) γ : 2,36 (99) 0,79 (99) 0,3 (99)
Plomb	Radium C''	$^{210}_{82}\text{Pb}$	19,4 a	β^- : 0,017 (85) - 0,063 (15) γ : 0,046 (15)
Bismuth 99	Radium D	$^{210}_{83}\text{Bi}$	5,013 j	α : (0,02) β^- : 1,17 (99)
Polonium 1 %	Radium E	$^{210}_{84}\text{Po}$	138,3 j	α : 5,305 (100) γ : 0,8 (0,001)
Thallium	Radium F	$^{206}_{81}\text{Tl}$	4,19 mn	β^- : 1,51 (100)
Plomb	Radium G	$^{206}_{82}\text{Pb}$	stable	

Thorium	Thorium	$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,41 \cdot 10^{10}$ a	α : 4,01 (76) - 3,95 (24) γ : 0,039 (24)
Radium	Mésothorium I	$^{228}_{88}\text{Ra}$	6,7 a	β^- : 0,2 (?)
Acunium	Mésothorium II	$^{228}_{89}\text{Ac}$	6,13 h	β^- : 1,11 (53) - 0,45 - 2,18 γ : 0,057 - 0,10 - 0,91 - 0,078
Thorium	Radiothorium	$^{228}_{90}\text{Th}$	1,91 a	α : 5,42 (71) 5,33 (28) γ : 0,084 - 0,212 - 0,137 - 0,169
Radium	Thorium X	$^{224}_{88}\text{Ra}$	3,64 j	α : 5,68 (95) - 5,44 (5) γ : 0,341 (5)
Radon	Thoron émanation	$^{220}_{86}\text{Rn}$	54,5 s	α : 6,28 (99) - 5,74 (0,3) γ : 0,54 (0,3)
Polonium 100 %	Thorium A	$^{216}_{84}\text{Po}$	0,16 s	α : 6,78
Plomb	Thorium B	$^{212}_{82}\text{Pb}$	10,64 h	β^- : 0,34 (84) 0,58 (12) γ : 0,239 (84) - 0,30 - 0,115
Astate	Astate	$^{216}_{85}\text{At}$	$3 \cdot 10^{-4}$ s	α : 7,79
Bismuth 66,3 %	Thorium C	$^{212}_{83}\text{Bi}$	60,5 mn	α : 6,09 (36) β^- 2,25 (64) γ : 0,04 (25) - 0,73 (6) - 1,62 - 0,124
Polonium 33,7 %	Thorium C'	$^{212}_{84}\text{Po}$	0,3 μ s	α : 8,78
Thallium	Thorium C''	$^{208}_{81}\text{Tl}$	3,1 mn	β^- : 1,8 (47) - 1,0 - 2,38 - γ : 2,61 (100) - 0,58 (77) - 0,51 (30)
Plomb	Thorium D	$^{208}_{82}\text{Pb}$	stable	

Tableau I: Chaînes de l'Uranium et du Thorium, tirées du Vade-mecum du technicien, de R. Pannetier



Absorption by Paper of β -radiation from Radium B and Radium C.

Figure 1: Schéma de l'appareillage de Moseley [4]. Les électrons émis par la source placée dans un tube en papier P chargent le cylindre B en laiton connecté via un tube T de 4 m de long à l'électromètre, ainsi protégé des γ émis par la source. Le volume est mis sous vide pour diminuer la création d'électrons secondaires par ionisation. La mise sous potentiel positif ou négatif du cylindre L permettait de mesurer l'importance de cette émission secondaire. Les données extrapolées à épaisseur nulle de papier donnent égalité à 1.1 du nombre de β émis par chaque désintégration de radium B et de radium C.

les β et les α un par un (cf figure 2). Un champ magnétique pouvait empêcher les β d'arriver au compteur. Un collimateur entre source et compteur définissait une acceptation commune pour les 2 types de radiation. Des mesures différentielles sur la matière traversée jusqu'au compteur permettaient d'extrapoler les taux de comptage à absorption nulle. La source utilisée était du radium D (plomb 210) de 3 ans d'âge, dans laquelle radium E (bismuth 210, émetteur β) et radium F (polonium 210, émetteur α) étaient en équilibre. Emeléus trouva un rapport β/α de 1.4, qu'il ramena à 1.1 ± 0.1 après correction pour le backscattering des électrons sur les parois de la boîte contenant la source. Il semblait donc bien qu'une désintégration n'émette qu'un seul électron.

- Une explication proposée par Lise Meitner était que les β observés n'étaient que des particules secondaires arrachées au cortège électronique des atomes par une radiation primaire monoénergétique. Ellis était d'un autre avis, considérant que l'électron était émis comme les α lors de la désintégration d'un noyau. Pour trancher entre les 2 hypothèses, Ellis fit en 1927 [6] une mesure calorimétrique (au sens propre du terme) en mesurant au cours du temps l'échauffement (environ 10^{-3} degré) induit par une source de radium E, dont la concentration en radium F croît de façon connue (cf figure 3). La part de l'échauffement dû au radium F soustrait, reste la contribution due au radium E, qui décroît avec la bonne période de 5 jours. Sachant que l' α du radium F fait 5.2 MeV, Ellis déduit que chaque désintégration de radium E dépose 350 ± 40 keV, compatible avec l'énergie moyenne du spectre β (390 keV), incompatible avec l'énergie maximum du même spectre à 1.05 MeV. Lise Meitner, avant de s'avouer vaincue, préféra refaire la mesure [7] et trouva 337 ± 20 keV. Comme aucun rayonnement γ continu n'est émis par le radium E, il fallut bien admettre que le rayonnement β , bien que primaire, n'est pas monoénergétique.

Comment concilier ces résultats et ce que la mécanique quantique enseignait sur les niveaux d'énergie discrets? Comme chacun sait, deux explications aussi troublantes l'une que l'autre furent proposées:

1. N.Bohr suggéra que la conservation de l'énergie n'était vérifiée que statistiquement, ou pas du tout, dans le monde microscopique; il suggéra même qu'une telle éventualité pourrait expliquer l'origine alors mystérieuse de l'énergie dans les étoiles.
2. W.Pauli, au contraire, voulant sauver à tout prix la conservation de l'énergie (pourquoi serait-elle violée et pas la charge électrique?), proposa comme "remède

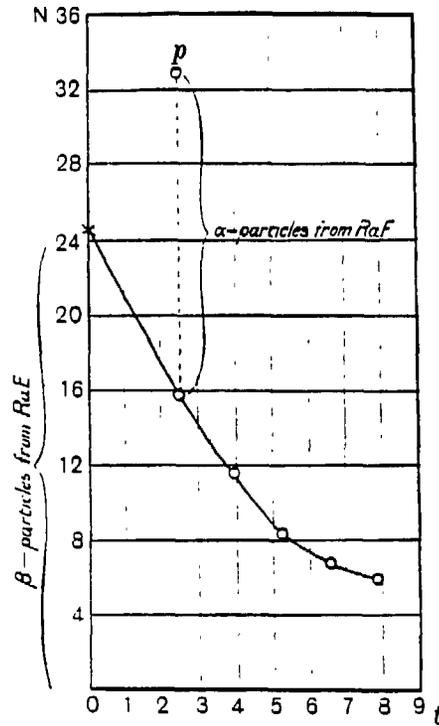
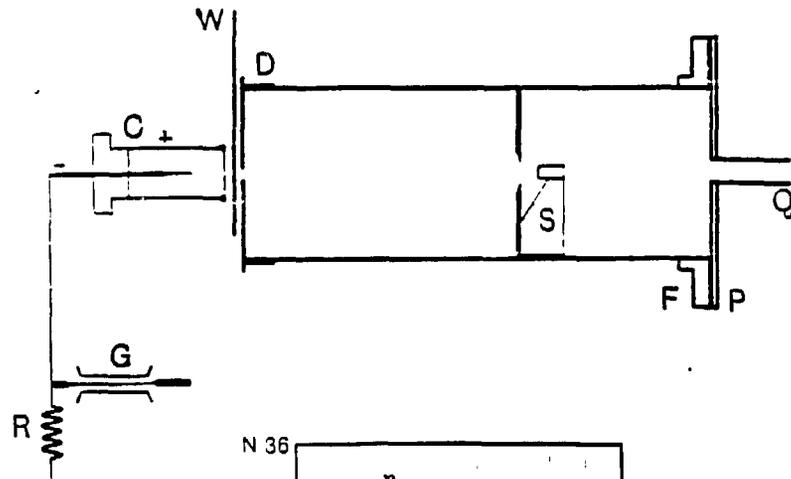


Figure 2: Appareillage utilisé par Emeléus [5]. Le compteur Geiger C en laiton a une fenêtre en mica, équivalente à 8 mm d'air. Il est connecté à un électromètre à fibre G, qui donnera un coup lorsqu'un α ou un β entre dans le compteur. La source S est placée entre les pôles d'un électroaimant qui peut défléchir les β . L'écran W permet des mesures différentielles d'absorption des β . Les données montrent le taux de comptage β en fonction de l'absorption. Le taux mesuré d' α (à absorption minimale) est indiqué.

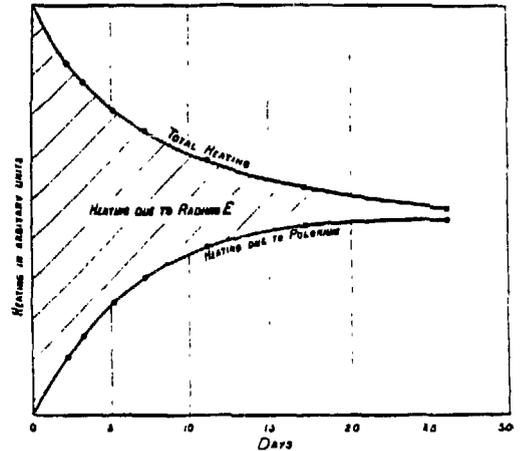
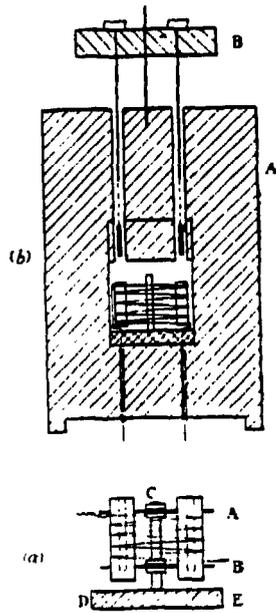


FIG. 3a.

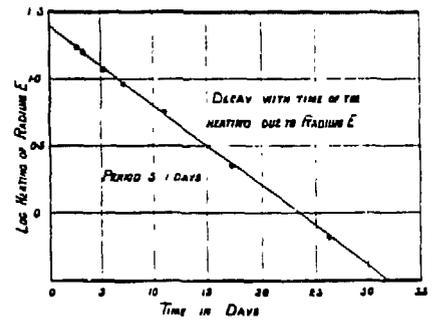


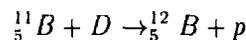
FIG. 3b.

Figure 3: Calorimètre utilisé par Ellis [6]. (a) 2 tubes en plomb soutenus par 2 disques en mica A et B sont fixés par la vis C sur la base DE en ébonite. Un thermocouple mesure la différence de température entre les 2 calorimètres, l'un recevant une source de radium E et l'autre un fantôme. L'ensemble est ajusté dans une enceinte en plomb (b). On voit que la courbe de chaleur dégagée peut se décomposer en 2 composantes, l'une croissante due au Polonium et l'autre décroissante due au radium E.

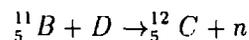
désespéré" (cf sa lettre de Décembre 1930 envoyée au congrès de Tübingen [1]) la présence dans le noyau de particules neutres et légères (masse de l'ordre de celle de l'électron) qui seraient émises en même temps que l'électron lors des désintégrations β , et auraient un pouvoir pénétrant égal ou supérieur à celui des γ . Cette invention permettait de résoudre, outre le problème de conservation de l'énergie, celui lié à la violation du théorème spin-statistique, certains noyaux de Z impair se comportant comme des bosons: il suffisait de donner un spin $1/2$ au neutrino¹.

Violation de l'énergie ou nouvelle particule ?

De discussions avec Fermi, il ressortit que dans l'hypothèse de Bohr, le spectre en énergie de l'électron ne se terminerait pas de façon franche à haute énergie, alors qu'avec un neutrino le spectre devait avoir une limite supérieure franche. Ellis [8] développe la même idée, donne l'interprétation correcte des γ accompagnant les désintégrations β comme correspondant aux états excités du noyau final, et propose de faire le bilan énergétique des 2 branches de désintégration du thorium C (Bismuth 212) vers le Plomb 208, ($\beta - \alpha$) via le Thorium C' (Polonium 212) et ($\alpha - \beta$) via le Thorium C'' (Thallium 208). Si la conservation de l'énergie n'est que statistique, ce sont les sommes de l'énergie de l' α et de l'énergie moyenne du β qui doivent être égales, alors que si le neutrino existe, ce sont les sommes de l'énergie de l' α et de l'énergie maximum de l'électron qui devront être égales. La connaissance insuffisante des spectres β mis en jeu l'empêche de conclure. Henderson [9] mesurera ces spectres l'année suivante avec un spectromètre magnétique (cf figure 4), et trouvera une égalité parfaite (11.20 et 11.19 MeV) en utilisant l'énergie maximale des β . Dans le même ordre d'idée, Crane et al [10] montreront en 1935 que l'énergie emportée par l'électron est toujours inférieure ou égale à l'énergie disponible. La réaction étudiée est



suivi de ${}^{12}_5B \rightarrow {}^{12}_5C + e^- + \nu$ comparée à



dont la Q-value est connue et vaut 13 MeV. On en déduit une énergie maximale de 11 MeV pour l'électron, qui se trouve être la borne expérimentalement observée

¹ Les idées de Pauli évoluèrent naturellement avec le temps, au fil des réflexions et discussions et des progrès expérimentaux. Dès avant la découverte du neutron par Chadwick, il abandonna l'idée que le neutrino était présent en permanence dans le noyau

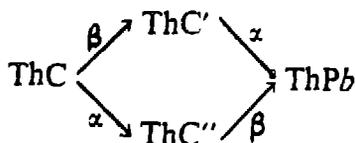
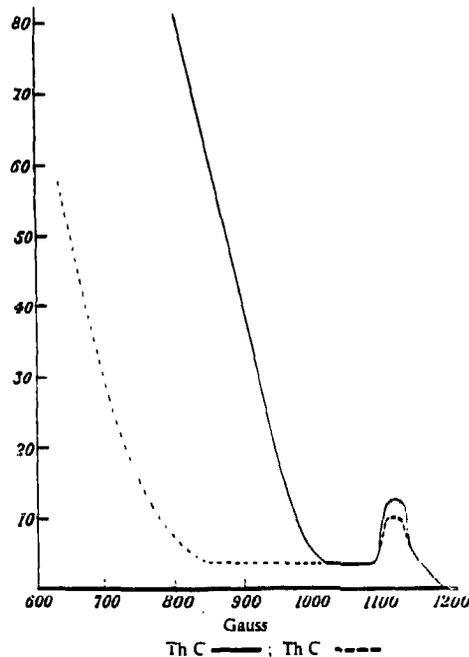
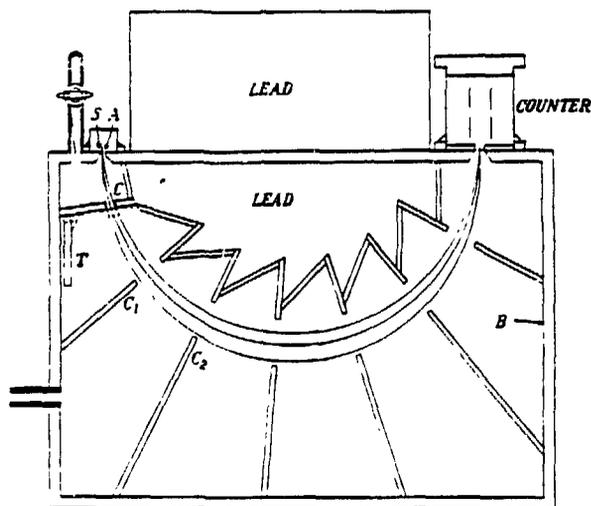


Figure 4: Spectrographe utilisé par Henderson [9]. Le rayon des trajectoires électroniques est 9 cm. La source est en S, la fente C définit l'acceptance, le volet T permet de mesurer le bruit de fond dû aux γ . Les chicane C et la forme des parois minimisent l'acceptance aux électrons diffusés ou de mauvaise impulsion. Le compteur est double, et une coïncidence est exigée (1 ms), ce qui divise par 25 le fond de γ . Les spectres β obtenus sont montrés à droite. On voit aussi au delà du spectre β la raie de conversion à 2.62 MeV du γ de désexcitation du Plomb 208.

(1800 électrons étant mesurés dans une chambre à brouillard soumise à un champ de 1500 gauss).

Bohr renoncera dès 1936 à son hypothèse de non-conservation de l'énergie.

Lors du congrès Solvay d'octobre 1933 à Bruxelles (congrès fort riche en résultats fondamentaux puisque Chadwick y présente la découverte du neutron, Joliot les premières indications de désintégrations β^+ et Heisenberg son modèle du noyau). Pauli insiste sur l'importance qu'aurait l'observation d'une impulsion manquante dans les désintégrations β , ce qui conforterait l'hypothèse du neutrino, mais reconnaît la difficulté de la tâche, les reculs étant très faibles. Bethe et Peierls [11] font remarquer que la situation est plus favorable avec des noyaux plus légers, comme le ^{13}N , qu'on peut fabriquer en bombardant du ^{10}B avec des α . L'invention du cyclotron permettant de fabriquer des isotopes artificiels en quantité suffisante. Crane et Halpern relèvent le défi et obtiennent en 1938 puis en 1939 une confirmation [12], qualitative mais indubitable, de l'émission d'au moins une troisième particule (cf figure 5), en observant dans une chambre à brouillard quelques désintégrations de ^{38}Cl . (La calibration du pouvoir ionisant du noyau de recul a pu se faire grâce à l'événement dans lequel l'électron avait l'énergie maximum!).

Après la guerre, Sherwin [13] obtient par une technique de temps de vol une mesure de l'énergie du noyau de recul dans la désintégration du ^{32}P . Un quadruple spectromètre magnétique mesure à 4 angles différents l'énergie de l'électron émis par la source, le noyau est détecté par un multiplicateur d'électrons (inventé par Allen en 1941). La détection d'un électron déclenche le balayage d'un oscilloscope connecté à la sortie du multiplicateur, et une photographie en est prise automatiquement. Sherwin déduit de ses mesures l'égalité à 10% près de l'énergie et de l'impulsion manquantes. Des corrélations angulaires observées entre neutrino et électron, il tire des conclusions (erronées) sur le spin du ^{32}P et le type de couplage gouvernant sa désintégration.

Quelle masse pour le neutrino ?

Francis Perrin [14], constatant que l'énergie moyenne du spectre β du Radium E est plus petite que la moitié de l'énergie maximum, et donc que l'énergie moyenne du neutrino sera plus grande que celle de l'électron, suppose que ce sont les impulsions moyennes de ces 2 particules qui doivent être égales; il en déduit que la masse du neutrino doit être bien plus petite que celle de l'électron, et probablement nulle: le

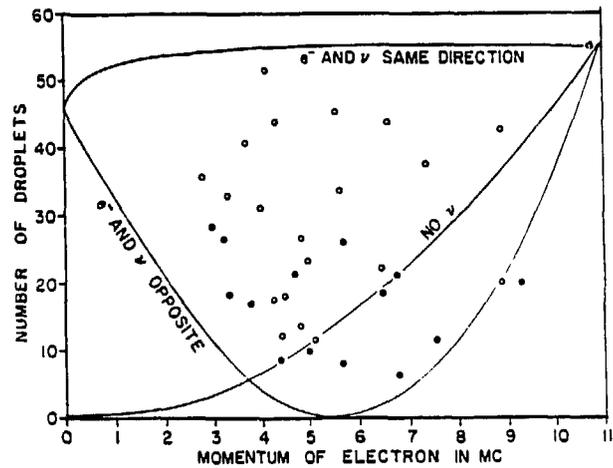


Figure 5: Photographie de chambre à brouillard [12] montrant une trace d'électron courbée par le champ magnétique et un recul de noyau ionisant fortement. La calibration montre que l'impulsion de l'électron est bien inférieure à celle du noyau. Le biplot impulsion de l'électron / nombre de gouttelettes du recul prouve la nécessité d'une 3^{ème} particule

neutrino serait donc plus un photon de spin $1/2$ qu'un électron neutre.

Fermi, ayant élaboré une théorie quantitative de la désintégration β [15], en déduit immédiatement que la forme du spectre près de l'énergie maximum dépend fortement de la masse du neutrino. De la forme du spectre du radium E, il conclut que la masse du neutrino est sinon nulle, du moins très faible devant la masse de l'électron. Après la guerre, la mesure du spectre β du tritium, soit à l'aide d'un spectrographe électrostatique (spectre intégral) [16], soit à l'aide d'un spectromètre magnétique [17] permirent à leurs auteurs de mettre une limite supérieure de 250 eV sur la masse du neutrino (cf figure 6). Comme on le sait, la méthode préconisée par Fermi est encore utilisée de nos jours avec les 2 techniques signalées ci-dessus (non sans erreurs ni polémiques...) pour mettre des limites supérieures sur la masse du ν_e et son éventuel mélange avec un neutrino lourd.

Comment détecter le neutrino ?

Toutes les preuves avancées ci-dessus en faveur de l'existence du neutrino sont indirectes, basées sur des bilans cinématiques. Logiquement, ces preuves ne tiennent pas contre l'hypothèse de non-conservation de ces mêmes quantités. Ce sont donc plus des arguments de simplicité, d'esthétique et de cohérence qui ont fait accepter l'existence du neutrino. Cependant, quelques physiciens inventent des théories sans neutrinos, violant la conservation de l'énergie. Ainsi pour Beck et Sitte [18], le noyau émettrait une paire électron-positron, mais le positron serait réabsorbé par le noyau sans changer l'énergie de ce dernier. Ces auteurs prétendant décrire mieux que la théorie de Fermi les désintégrations β , il s'ensuit un échange de commentaires avec Fermi dans Zeitschrift für Physik [19].

Il est clair pour de nombreux expérimentateurs que la preuve absolue serait de détecter le neutrino loin de la source, par ses interactions avec la matière. Quand Pauli inventa le neutrino, il lui attribua un moment magnétique, nécessairement faible (de l'ordre du centième de celui de l'électron) du fait de son grand pouvoir pénétrant (il n'avait déposé aucune énergie dans les calorimètres d'Ellis et de Meitner). On chercha donc tout d'abord à signer le passage d'un neutrino par l'ionisation qu'il laisserait dans les détecteurs traversés. Chadwick et Lea [20] utilisèrent une chambre à ionisation soumise au flux d'une source de Radium (D+E+F) entourée de plomb, et conclurent qu'un neutrino ne produit pas plus d'un ion tous les 150 km d'air. Nahmias [21] refit l'expérience en utilisant 2 compteurs de Geiger-Müller, qui déclenchent sur un seul ion primaire, placés près d'une source de 7 mg de radium

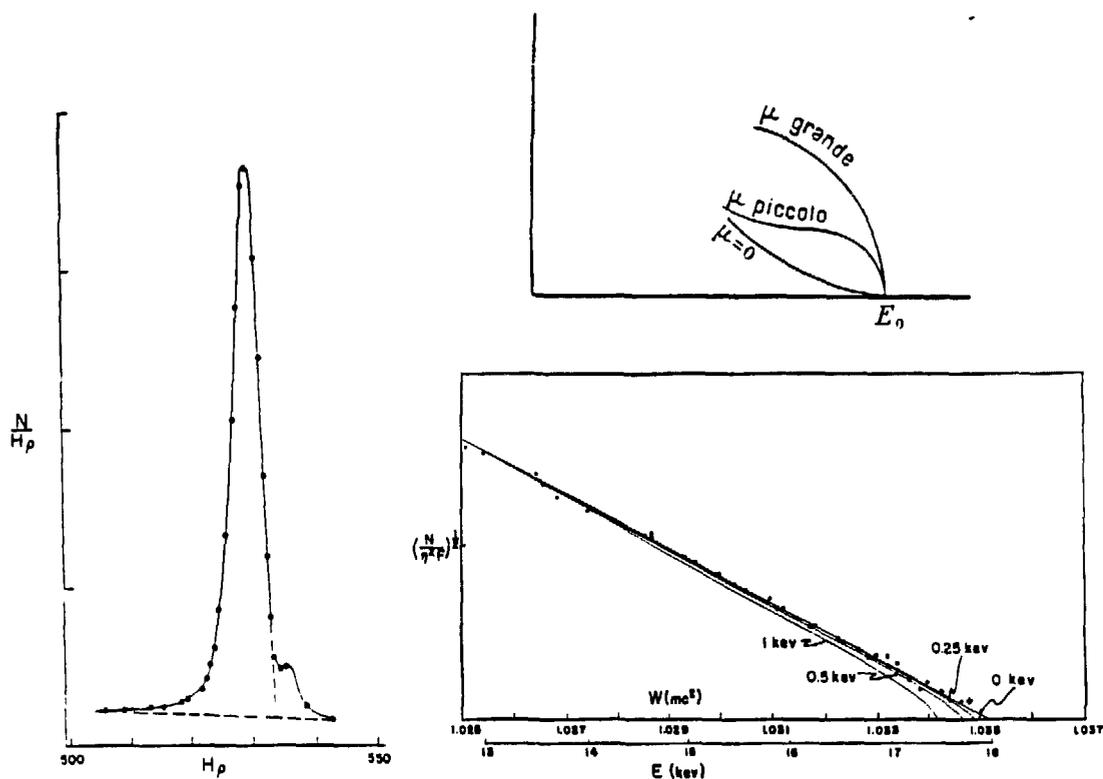


Figure 6: Etude de l'extrémité supérieure du spectre β du tritium [17]. A gauche est montrée la fonction de réponse du spectromètre magnétique à la raie de conversion L_1 du thorium C'' . A droite la fin du spectre mesuré montrant que le ν_e a une masse inférieure à 250 eV. Au dessus figure la prédiction faite par Fermi [15] sur le comportement de ce spectre à l'énergie maximale, μ désignant la masse du neutrino.

D + E blindée par 10 cm de plomb: le taux de comptage était de 69 coups/mn. avec ou sans source. La limite de Chadwick était portée à 9300 km d'air. Nahmias fit ensuite la même expérience avec 5 grammes de radium, blindés par des épaisseurs variables de plomb (cf figure 7). Contrairement au premier cas, Nahmias trouve un taux résiduel de quelques coups par minute, correspondant à une longueur d'absorption de 30 cm dans le plomb, qu'il n'arrive pas à expliquer (30 cm est trop faible pour les neutrinos et trop grand pour les γ). La limite obtenue depuis ces données est d'au plus 1 ion tous les 33000 km d'air. Mais Nahmias utilise les résultats des calculs de Bethe (qui sont publiés dans l'article [22] suivant le sien) montrant qu'un neutrino, outre l'ionisation habituelle, doit parfois arracher violemment des électrons atomiques (ce qu'on appelle des rayons delta) ce qui améliore sa sensibilité d'un facteur 10. Sa limite se transcrit, en se basant sur les mêmes calculs de Bethe, en une limite supérieure de $2 \cdot 10^{-4}$ magnétons de Bohr sur le moment magnétique du neutrino. Pour diminuer l'importance du bruit de fond dû aux cosmiques, Nahmias avait eu l'idée de faire toutes ces mesures sous terre: Ce fut donc la première expérience véritablement underground de la physique des neutrinos, puisqu'elle se déroula dans le métro de Londres, à la station Holborn, à 30 m de profondeur, soit l'équivalent de 60 m d'eau.

Devant la petitesse du résultat, Bethe écrivit [23]: "...It seems therefore probable that the neutrino does not have any magnetic moment at all. This makes it futile to search for ionization produced by neutrinos. Therefore the only hope of getting more direct evidence is from the radioactive decay itself. The recoil of the nucleus, which can be observed in principle, will decide definitely between the hypothesis of nonconservation of energy and the neutrino hypothesis". Cette citation montre d'une part que les a priori théoriques varient avec le temps. Aujourd'hui on entendrait "Il n'y a aucune raison que le moment magnétique soit exactement nul, donc il doit être différent de zero". Par ailleurs, Bethe sous-estime la pugnacité des expérimentateurs. Lui et Peierls ont en effet écrit dans Nature [24] qu'en l'absence de moment magnétique, on peut s'attendre à des sections efficaces d'absorption des neutrinos par certains noyaux avec émission d'électron (ou positron) de l'ordre de 10^{-44} cm², chiffre qui leur semble désespérément faible. ("...one can conclude that there is no practically possible way of observing the neutrino"). Les expérimentateurs, à défaut d'interactions électromagnétiques du neutrino, vont pourtant se mettre à chercher ses interactions faibles.

Ces nouvelles possibilités de détection s'imposèrent dans les esprits après la découverte de la radioactivité β^+ [25]: en effet, comme le comprit Wick [26] "la théorie de Fermi contient la possibilité de transformation d'un proton en neutron

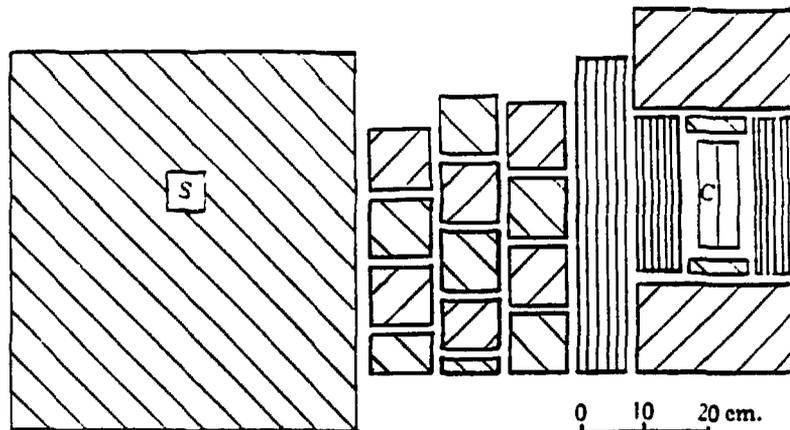


Fig. 3. Second arrangement. *S*, source; *C*, counter.

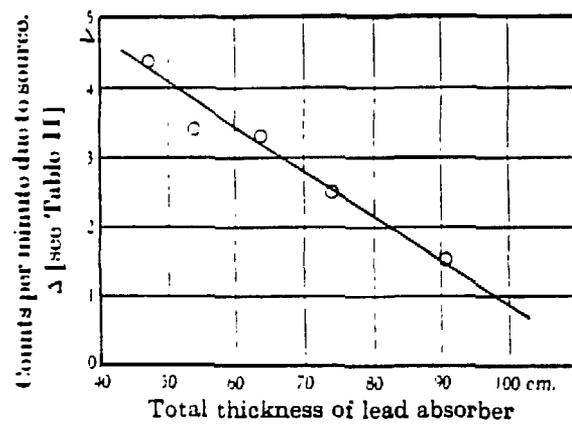


Fig. 4.

Figure 7: Dispositif utilisé par Nahmias [21] dans le métro de Londres pour mettre une limite sur le pouvoir ionisant des neutrinos. La source *S* est séparée du compteur *C* (2 compteurs de Geiger-Müller de $15 \times 5 \text{ cm}^2$) par une épaisseur variable de plomb. Le bruit de fond est mesuré en éloignant la source. Le signal bruit soustrait est montré en fonction du blindage. Ce signal résiduel pourrait être dû à des γ réfléchis par les murs

avec destruction d'un électron et d'un neutrino. Pour qu'un tel processus ait lieu, cependant, il est essentiel qu'au voisinage du noyau il y ait une certaine densité de neutrinos. Cette densité est justement fournie par les neutrinos d'énergie négative: la destruction de l'un d'entre eux est équivalente à la formation d'une particule (neutrino-trou) parfaitement analogue au neutrino. Si l'électron qui est absorbé par le proton est un électron d'énergie négative, on a l'émission d'un positron. Il est naturel d'identifier ce phénomène avec celui observé par Curie et Joliot. Si, au contraire, cet électron est l'un des électrons atomiques des couches K.L.M. on aura émission de rayons X ou d'électrons Auger, c'est-à-dire un phénomène qui peut être observé avec des difficultés considérables". On voit que le croisement, avec lequel jonglent les étudiants actuels, était à l'époque une notion moins évidente, née des idées de mer de particules d'énergie négative dont les trous seraient les antiparticules. Wick prédisait un quatrième type de radioactivité, la capture électronique. Bethe et Peierls, de leur côté, inventaient les courants chargés de neutrinos sur noyau et estimaient leur section efficace.

La capture électronique devait permettre de nouveaux tests cinématiques de l'existence du neutrino, par l'observation d'un noyau de recul monocinétique. Alvarez détecta le premier [27] des captures électroniques, en 1938. Ceci prouva définitivement que les rayons β^- étaient bel et bien des électrons (ç'auraient pu être des pseudo-électrons, de mêmes masse et charge, mais de spin entier!). Ce n'est qu'en 1952 que le recul monocinétique d'un noyau de ^{37}Cl fut détecté par des techniques de temps de vol [28].

La capture des neutrinos par noyaux fut elle aussi activement recherchée, malgré la faiblesse de la section efficace prédite. Ainsi, en 1939, Crane réalisa ce qui est très certainement la toute première expérience radiochimique de détection des neutrinos [29]: il plaça une source de 1 millicurie de mésothorium dans un sac contenant 3 livres de sel NaCl, avec l'espoir de transformer le ^{35}Cl en ^{35}S radioactif, ayant 87 jours de demi-vie. Le seuil de la réaction est de 1.2 MeV, alors que les ν_e émis par la source atteignent 2.1 MeV. Au bout de 3 mois d'irradiation, Crane fit une extraction chimique du soufre sous forme de sulfate, et compta son activité à l'aide d'une chambre à ionisation. (le ^{35}S se désintègre par β^- en ^{35}Cl). L'absence de signal lui permit de mettre une limite supérieure de 10^{-30}cm^2 sur la section efficace de la réaction. Cette même technique radiochimique, basée cette fois sur la transformation de ^{37}Cl en ^{37}Ar , fut proposée en 1946 par B. Pontecorvo et appliquée par Davis pour détecter les neutrinos solaires.

Dans une revue faite en 1948 sur la recherche du neutrino [30], Crane donne une liste des interactions possibles des neutrinos avec la matière:

1. interactions électromagnétiques via un moment magnétique
2. réaction inverse de la capture électronique
3. simple transfert d'impulsion à un noyau (on dirait aujourd'hui diffusion cohérente par courant neutre). [Cela n'a pas encore été observé]
4. excitation d'un noyau, suivie d'émission γ ou de fission [ceci a été observé pour la première fois par la collaboration KARMEN [31] en 1991]
5. effets (tels que production de mésons) aux énergies du rayonnement cosmique (L'auteur attend avec impatience l'arrivée d'accélérateurs dans le domaine du GeV)

Crane examine dans cette revue les contraintes géophysiques sur la section efficace des neutrinos, en calculant l'échauffement induit dans la terre par les neutrinos solaires. Ainsi, pour 10^{-35}cm^2 , la chaleur engendrée serait 100 fois celle que la terre rayonne. De plus, une section efficace de 10^{-35}cm^2 aurait induit dans l'expérience de Nahmias un signal 10 fois supérieur à son bruit de fond. Crane peut donc exclure toute valeur de section efficace supérieure à 10^{-37}cm^2 , sauf une plage entre 10^{-31}cm^2 et 10^{-32}cm^2 , plage pour laquelle les neutrinos restent piégés dans le soleil. Cette plage sera exclue peu après pour des neutrinos émis par le tritium, dans une expérience analogue à celle de Nahmias, mais réalisée par Barrett avec 5 curies de tritium [32]. Il faudra attendre le résultat de l'expérience de Reines pour connaître la section efficace d'interaction du neutrino et ne plus avoir de doutes sur son existence.

Conclusion

Il est amusant pour conclure ce voyage dans le passé, de lire ce que Bethe et Bacher donnaient en 1936 comme propriétés du neutrino:

" The present evidence can be summarized as follows

1. no charge
2. very small mass. probably zero, at least small compared to electron mass
3. spin 1/2
4. Fermi statistics

5. magnetic moment less than $1/7000$ Bohr magneton, if any
6. no detectable effects in free state

[...] it seems probable that neutrinos obey a wave equation similar to the Dirac equation [...] a state of negative energy which happens to be empty is equivalent to a particle [...] called an antineutrino. Since the neutrino has no charge and probably no magnetic moment, the antineutrino cannot be distinguished from the neutrino in any way. There is thus no need of distinguishing neutrinos and antineutrinos, except for the mathematical formalism".

On voit que si notre compréhension théorique du neutrino a fait depuis de grands progrès (violation de parité, théorie V-A, familles leptoniques, courants neutres et théorie électrofaible), on ne sait toujours pas si le neutrino est de Dirac ou de Majorana, s'il a une masse, un moment magnétique, si les familles se mélangent. De nouveaux chapitres restent à écrire.

Références

- [1] W.Pauli, "Physik und Erkenntnistheorie" (ed. Friedr, Vieweg und Sohn, Braunschweig 1984) page 156; reproduit dans "Neutrino physics", Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology (Cambridge University Press 1991) ed. K.Winter
- [2] J.Allen. "The neutrino" (Princeton University Press, Princeton 1958)
- [3] Journal de physique. tome 43. colloque C8, supplément au numéro 12 (Décembre 1982)
- [4] H.G.J. Moseley, Proc.Roy.Soc.A87 (1912) 230
- [5] K.G.Emeléus, Proc.Camb.Phil.Soc.22 (1924) 400
- [6] C.D.Ellis, Proc.Roy.Soc.A117 (1927) 109
- [7] L.Meitner und W.Orthmann, Z.Phys. 60 (1930) 143
- [8] C.D.Ellis and N.F.Mott, Proc.Roy.Soc.A141 (1933) 502
- [9] W.J.Henderson, Proc.Roy.Soc.A147 (1934) 572

- [10] H.R.Crane et al. Phys.Rev.47 (1935) 887
- [11] H.Bethe and R.Peierls. Nature 133 (1934) 689
- [12] H.R.Crane and J.Halpern. Phys.Rev. 53 (1938) 789; 56 (1939) 232
- [13] Ch.W.Sherwin. Phys.Rev.82 (1951) 52
- [14] F.Perrin. Comptes-rendus de l'Académie des Sciences 197 (Paris.1933) 1625
(note présentée par Jean Perrin)
- [15] E.Fermi. La Ricerca Scientifica 2 (1933) 491; Il Nuovo Cimento 11 (1934) 1;
Zeitschrift für Physik 88 (1934) 161
- [16] D.R.Hamilton et al. Phys.Rev.92 (1953) 1521
- [17] L.M.Langer and J.D.Moffat, Phys.Rev.88 (1952) 689
- [18] G.Beck und K.Sitte. Z.Phys.86 (1933) 105
- [19] G.Beck und K.Sitte. Z.Phys.89 (1934) 259; E.Fermi, Z.Phys.89 (1934) 522
- [20] J.Chadwick and D.E.Lea. Proc.Camb.Phil.Soc.30 (1934) 59
- [21] M.E.Nahmias. Proc.Camb.Phil.Soc.31 (1935) 99
- [22] H.A.Bethe, Proc.Camb.Phil.Soc.31 (1935) 108
- [23] H.A.Bethe and R.F.Bacher."Nuclear Physics", Reviews of Modern Physics 8
(1936) 82-229 (la bible des physiciens nucléaires de cette époque)
- [24] H.A.Bethe and R.Peierls. Nature 133 (1934) 532
- [25] I.Curie et F.Joliot, C'R.Ac.Sc.Paris 198 (1934) 254
- [26] G.C.Wick. Rend.Licci 19 (1934) 319
- [27] L.W.Alvarez, Phys.Rev.54 (1938) 486
- [28] G.W.Rodeback and J.S.Allen, Phys.Rev.86 (1952) 446
- [29] H.R.Crane, Phys.Rev. 55 (1939) 501
- [30] H.R.Crane. Rev.Mod.Phys.20 (1948) 278
- [31] B.Bodmann et al, Phys.Letters B267 (1991) 321
- [32] J.H.Barrett. Phys.Rev.79 (1950) 907L