

L'absorption du muon dans le carbone 12 et l'interaction universelle

Autor(en): **Teja, Jayanti Dharma**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **12 (1959)**

Heft 2

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-739058>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

L'ABSORPTION DU MUON DANS LE CARBONE 12 ET L'INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI

PAR

Jayanti Dharma TEJA

Berhampore (Inde)

RÉSUMÉ

Le présent travail rend compte d'une mesure expérimentale du rapport des intensités des interactions muon-nucléon et électron-nucléon qui doit être égal à l'unité dans l'hypothèse d'une Interaction Universelle de Fermi.

Des muons négatifs obtenus au synchro-cyclotron du CERN sont arrêtés dans le carbone et la probabilité P_μ de la transition $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$ entre les états fondamentaux de C^{12} et de B^{12} fait l'objet de nos mesures. $P_\mu = (8,9 \pm 0,5) \times 10^3$ par seconde (lorsqu'une correction de 10% au plus est appliquée pour tenir compte de la formation éventuelle de niveaux excités).

La vitesse P_β de désintégration bêta du B^{12} à l'état fondamental du C^{12} est de $(32,64 \pm 0,65) s^{-1}$. P_β est connu avec une bonne précision et a déjà fait l'objet de nombreuses déterminations indépendantes.

Le rapport $\frac{P_\mu}{P_\beta}$ est par conséquent trouvé égal à 273 ± 13 .

Plusieurs évaluations théoriques de P_μ sont présentées. Elles sont obtenues en admettant l'égalité des intensités des interactions muon-nucléon et électron-nucléon. Les valeurs trouvées se groupent autour de $P_\mu = (8,00 \pm 2,0) 10^3 s^{-1}$.

Le bon accord entre la théorie et l'expérience vaut d'être noté. L'incertitude du calcul théorique de P_μ tient à l'important transfert de quantité de mouvement qui accompagne la réaction d'absorption de μ^- , à la longueur d'onde courte du neutrino émis et aux contributions des éléments de matrice interdits.

La comparaison de l'expérience et de la théorie permet de conclure que les interactions électron-nucléon et muon-nucléon sont d'intensité égale.

PRÉFACE

L'exposé est divisé en cinq parties :

1. Introduction.
2. Méthodes expérimentales.
3. Considérations théoriques.
4. Discussion et conclusion.
5. Appendices.

L'introduction situe le problème dans son contexte théorique et expérimental : interactions connues des particules élémentaires, description des interactions faibles, nature de l'interaction universelle de Fermi, valeurs des intensités du couplage muon-nucléon. Elle se termine par la discussion de la réaction dont la vitesse fait l'objet des mesures expérimentales rapportées.

La partie expérimentale décrit les procédés généraux, les montages expérimentaux, l'électronique — entre autres un système de conversion temps amplitude — les résultats des mesures et leur interprétation. Elle s'achève par la présentation des nombres obtenus pour la vitesse d'absorption du muon négatif dans C^{12} produisant du B^{12} .

Les considérations théoriques rendent compte de trois moyens d'évaluer P_μ en utilisant :

- 1° l'élément de matrice de transition $|\overline{M}_{B^{12} \rightarrow C^{12}}|^2$ pour un modèle en couche ;
- 2° un calcul de type capture K_β ;

3° la distribution de densité de charge des protons dans le noyau de C^{12} , tenant compte en outre des corrections apportées par la conservation du courant vectoriel et par l'interaction pseudoscalaire effective.

Au cours de la discussion, notre résultat expérimental est comparé aux données expérimentales existantes et aux diverses évaluations théoriques.

En appendices sont donnés un bref résumé de la théorie de la désintégration β , divers calculs théoriques se rapportant aux interactions des muons négatifs avec la matière, les vitesses de capture totale, la discussion d'une activité accessoire que nous avons attribuée au Be^{11} .

La bibliographie est réunie en fin d'ouvrage.

I. INTRODUCTION

1. LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES ET LEURS INTERACTIONS.

Les particules élémentaires se définissent au moyen de leurs masses, spins et charges ainsi que par la nature et l'intensité de leurs interactions.

En dehors de l'interaction de gravitation, les interactions actuellement connues des particules élémentaires se classent en trois catégories:

1. Les interactions fortes qui décrivent les forces nucléaires. Elles sont caractérisées par une constante de couplage (sans dimension)

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} \cong 15 .$$

Exemple: l'interaction de Yukawa: nucléon \rightarrow nucléon + π^* (émission d'un pion virtuel).

2. L'interaction électromagnétique, caractérisée par l'émission ou l'absorption d'un photon virtuel par une particule chargée (réelle ou virtuelle).

La constante de couplage est la constante de structure fine (sans dimension)

$$\frac{e^2}{4\pi\hbar c} \cong \frac{1}{137} .$$

3. Les interactions faibles, par exemple la désintégration β caractérisée par une constante de couplage (sans dimension)

$$G^2 \cong 10^{-14} \quad \left(\text{on prend comme unités } h = c = 1, \right. \\ \left. \frac{\hbar}{m_\pi c} = \text{la longueur d'onde de Compton} \right. \\ \left. \text{du pion chargé} \right).$$

Exemple:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \\ \bar{\nu} \text{ est un antineutrino.}$$

2. INTERACTIONS FAIBLES ET INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI RESTREINTE.

La valeur du couplage donnée ci-dessus est valable pour l'ensemble des interactions faibles connues, y compris la désintégration du muon. Ce fait remarquable a conduit à l'idée de « l'interaction universelle de Fermi » [1-10]. Si nous excluons les particules étranges de cette discussion, l'interaction universelle de Fermi implique un même couplage entre quatre fermions quelconques.

A part:

a) l'universalité du couplage de l'interaction, les interactions faibles présentent deux autres caractéristiques:

b) Elles ne conservent pas l'étrangeté S, ni la parité P, ni la conjugaison de charge C, mais conservent l'invariance par rapport au renversement du temps et aussi CP.

c) Elles concernent principalement la désintégration de systèmes stables vis-à-vis des interactions fortes et électromagnétiques.

L'interaction universelle de Fermi est responsable des processus élémentaires suivants:

- 1) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
- 2) $p + e^- \rightarrow n + \nu$ (pour un proton dans un noyau)
- 3) $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$
- 4) $p + \mu^- \rightarrow n + \nu$.

L'ensemble des réactions 1) à 4) peut être schématisé par le triangle de Puppi (fig. 1). Les antiparticules sont indiquées

par une barre. Le côté A du triangle représente la désintégration β , le côté B, la désintégration du muon et le côté C, la capture du muon.

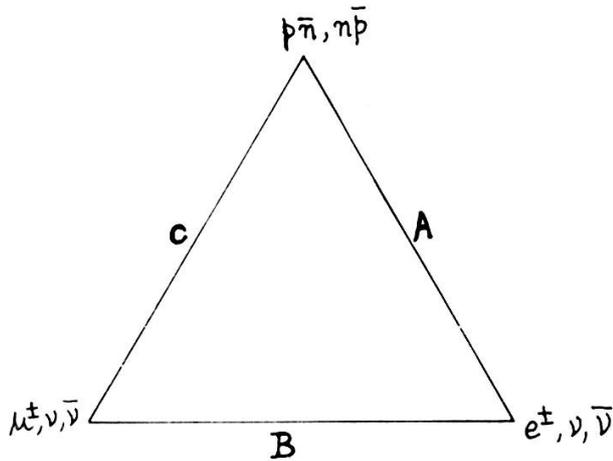


FIG. 1.

Le côté A du triangle de Pappus représente également :

- 5) $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ (la désintégration β d'un proton lié)
- 6) $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ (capture d'un antineutrino).

Les réactions 1), 2), 5) et 6) peuvent être déduites l'une de l'autre *a)* en renversant le sens de la réaction, *b)* en amenant d'un côté à l'autre de la flèche une particule remplacée par son antiparticule.

Par convention, un antineutrino est la particule émise avec un électron dans une désintégration β^- .

Il existe de nombreuses réactions permises par l'interaction universelle de Fermi autres que celles indiquées précédemment. Plusieurs de ces réactions énergétiquement possibles ne se produisent pas ou extrêmement rarement pour des raisons non encore complètement connues. Par exemple les réactions :

- 7) $n + \mu^- \rightarrow n + e^-$
- 8) $p + \mu^- \rightarrow p + e^-$
- 9) $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$.

La grande similitude entre l'interaction faible électron-nucléon (côté A, fig. 1) et l'interaction électron-muon (côté B, fig. 1) est bien établie [6, 11, 12].

3. NATURE DE L'INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI.

L'interaction universelle de Fermi, telle qu'elle est proposée par différents auteurs [7-10], est une combinaison d'interactions vectorielle V et pseudo-vectorielle A, qui ne conserve pas la parité et obéit à la loi de conservation des leptons. Elle n'est contredite actuellement par aucun fait expérimental.

La partie vectorielle rend compte des transitions permises de Fermi ($\Delta J = 0$, parité inchangée) et la partie pseudo-vectorielle rend compte des transitions permises de Gamow-Teller ($\Delta J = 0$ ou ± 1 , à l'exclusion de $0 \rightarrow 0$, parité inchangée).

Les constantes de couplage sont de signes contraires.

La loi de conservation des leptons affirme que le nombre de leptons moins celui d'antileptons reste constant au cours de n'importe quelle réaction. Les leptons sont e^- , μ^- et ν . Les antileptons sont e^+ , μ^+ et $\bar{\nu}$. En vertu de cette loi, la particule associée à la capture d'un muon négatif est un neutrino ν .

Les leptons relativistes possèdent une hélicité négative, les antileptons relativistes possèdent une hélicité positive. La mesure de la nature de l'hélicité des muons provenant de la désintégration des pions permettrait de vérifier expérimentalement la validité de la loi de conservation des leptons.

Tenant compte de la non conservation de la parité, la densité lagrangienne de l'interaction V — A s'écrit pour la désintégration β :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & C_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \nu) + C'_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 \nu) \\ & - C_A (\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 \nu) - C'_A (\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_5 \nu) . \end{aligned}$$

4. INTENSITÉ DE COUPLAGE DES INTERACTIONS FAIBLES.

Les données expérimentales existantes concernant les vitesses de désintégration, les masses et les transferts de quantité de mouvement de la désintégration du neutron, de celle du muon et de l'absorption nucléaire du muon donnent les valeurs suivantes d'intensité de couplage des interactions faibles (cf. appendice II):

a) désintégration β

$$C_{\beta}^2 = 10,4 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2$$

b) désintégration du muon

$$C_{\mu}^2 (\text{désintégration}) = 16,1 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2$$

c) absorption d'un muon de l'orbite atomique 1S d'un proton libre

$$C_{\mu}^2 (\text{absorption}) = 22,54 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2 .$$

Sur la base de l'interaction universelle $V - A$, a), b) et c) donnent les constantes de couplage suivantes:

TABLEAU 1

Désintégration du μ	Désintégration β
$C_V^{\mu} = (1,410 \pm 0,009) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3$	$C_V^{\beta} = (1,410 \pm 0,009) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3$
$C_A^{\mu} = - (1,410 \pm 0,009) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3$	$C_A^{\beta} = - (1,25 \pm 0,04) \times C_V^{\beta}$

On voit que $|C_V^{\mu}| = |C_A^{\mu}| = |C_V^{\beta}|$, mais que $|C_A^{\beta}| > |C_V^{\beta}|$.

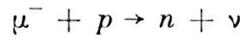
La raison de cette inégalité provient de ce que les renormalisations dues à la nature du champ de force nucléaire accroissent la constante de couplage C_A^{β} dans le cas de l'interaction pseudovectorielle, mais sont sans influence sur C_V^{β} grâce à la conservation du « courant vectoriel » [7, 12].

5. DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE L'INTENSITÉ DE L'INTERACTION MUON-NUCLÉON.

L'équivalence entre l'interaction muon-nucléon (côté C, fig. 1) et les interactions électron-nucléon (côté A) et électron-muon (côté B) n'est pas aussi bien établie,

Cette équivalence peut être mise en évidence par deux méthodes:

a) en mesurant la vitesse du processus de capture

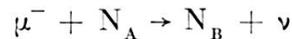


dans divers noyaux complexes et en étudiant la dépendance de cette vitesse vis-à-vis de la charge nucléaire, il est possible de déduire l'intensité du couplage ainsi que le type d'interaction [14-40].

Sens et collaborateurs [37, 38, 40] et Astbury et collaborateurs [39] ont effectué les mesures de vitesse de capture de muon dans les noyaux complexes les plus précises à ce jour. Cependant, l'interprétation en termes d'intensité du couplage des vitesses de capture totales de muons dépend jusqu'à un certain point des prédictions théoriques, basées elles-mêmes sur un modèle nucléaire (modèle en couche ou statistique par exemple) [18, 19], et des approximations utilisées (par exemple l'approximation de fermeture) [16, 20].

Dans les limites exposées, l'équivalence approximative des couplages muon-nucléon et électron-nucléon est établie.

b) en mesurant la vitesse de capture du processus



pour une transition état fondamental à état fondamental des noyaux N_A et N_B et en la comparant avec la vitesse de désintégration β de N_B (supposant celui-ci radio-actif β), on trouve les relations suivantes:

$$\frac{P_\mu}{P_\beta} = k \left| \frac{C_F^\mu}{C_F^\beta} \right|^2 \quad \text{ou} \quad k \left| \frac{C_{G.T}^\mu}{C_{G.T}^\beta} \right|^2$$

selon que la transition $N_A \leftrightarrow N_B$ obéit aux règles de sélection de Fermi ou de Gamow-Teller.

P_μ est la vitesse de capture de μ^- pour la transition $N_A \rightarrow N_B$

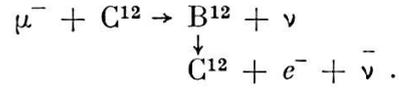
P_β est la vitesse de désintégration β pour la transition $N_B \rightarrow N_A$

k est une constante qui peut être calculée.

Cette mesure est un moyen possible de détermination quantitative du rapport des constantes de couplage.

6. LA TRANSITION $C^{12} \xrightarrow[\mu^-]{e^-} B^{12}$.

La méthode indiquée ci-dessus a été suggérée par Tiomno [41] pour la réaction



La transition s'effectue de l'état fondamental du C^{12} à l'état fondamental du B^{12} . Les spins et parités sont $C^{12} (0^+)$ et $B^{12} (1^+)$ [42-48].

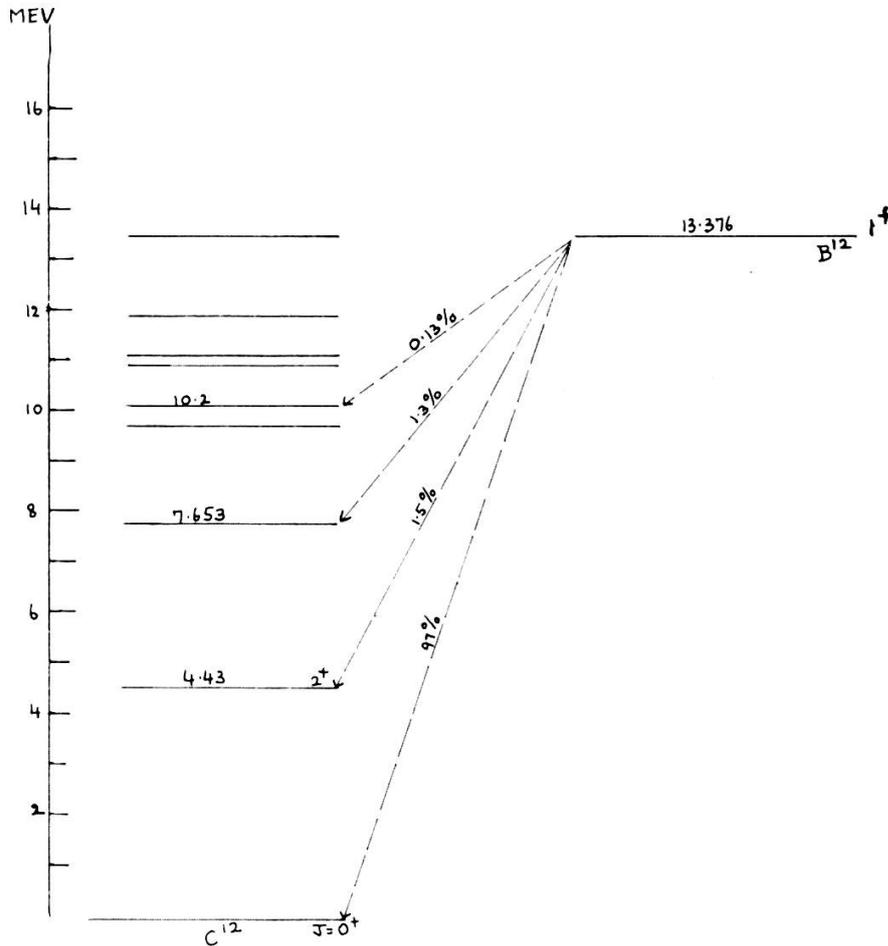


FIG. 2.

Il s'agit donc d'une transition de Gamow-Teller. Le schéma de désintégration β du B^{12} est représenté par la fig. 2 et celui des niveaux d'énergie de B^{12} par la fig. 3.

Vedder [49] donne une valeur précise de la durée de vie, de l'énergie maximum du spectre de désintégration β et de la valeur de $\log - ft$ de la transition considérée:

Période ($20,6 \pm 0,2$) ms. (vie moyenne calculée: 29,7 ms).

Energie maximum ($13,4 \pm 0,05$) MeV.

$\log ft$: 4,11.

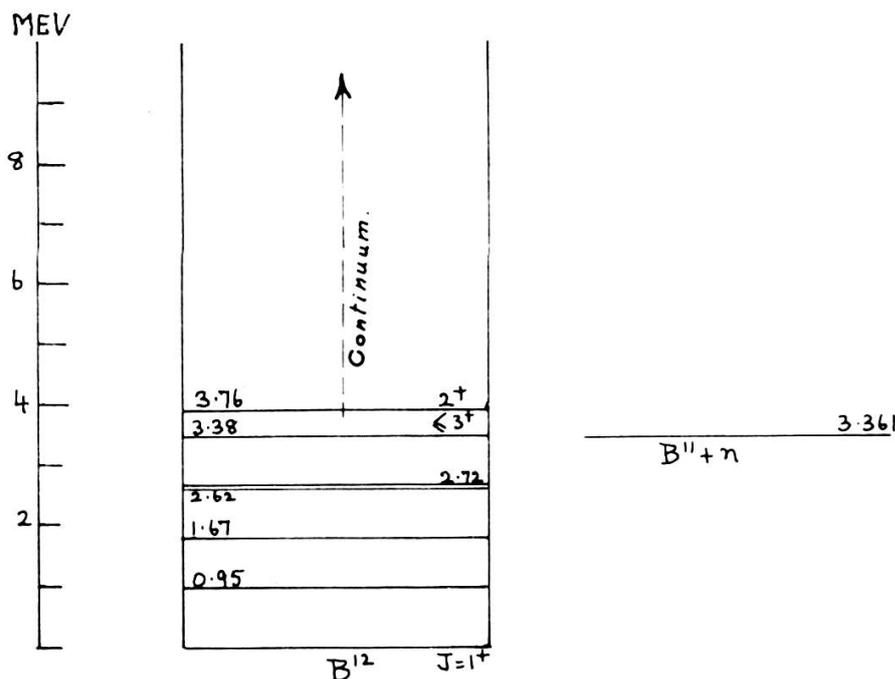


FIG. 3.

Les états liés de B^{12} sont limités à ceux dont l'énergie d'excitation est plus petite que 3,361 MeV. Ces états liés se désintègrent avec des durées de vie très courtes ($> 10^{-9}$ s) vers l'état fondamental de B^{12} seulement par émission γ .

Les états au-dessus du niveau de 3,361 MeV ne sont pas liés et se désintègrent principalement par émission de neutrons; si l'énergie d'excitation est suffisamment élevée, ils se désintègrent également par émission de protons ou de particules alpha.

On peut montrer qualitativement que la transition $C^{12} \rightarrow B^{12}$ conduit principalement à l'état fondamental de B^{12} [41, 50]. L'argument se base sur l'idée qu'une telle transition se passe entre configurations nucléaires voisines. Comme $\log ft$ est égal

à 4,11, ce qui est peu pour une transition permise non favorisée, l'état fondamental du B^{12} (1^+) s'accorde bien à l'état fondamental du C^{12} (0^+).

Un bon accord peut être obtenu également pour un état excité de B^{12} avec (0^+), mais non (2^+) par exemple. Comme les états excités connus de B^{12} ne comportent pas de niveau (0^+), on peut en conclure que la transition $C^{12} \xrightarrow{\mu^-} B^{12}$ se fait presque exclusivement vers l'état fondamental du B^{12} .

En tout cas, la détermination expérimentale de l'intensité des rayons γ des niveaux excités de B^{12} doit confirmer les considérations théoriques.

La mesure de $\frac{P_\mu}{P_\beta}$ au cours de la réaction $C^{12} \xrightarrow[\mu^-]{e^-} B^{12}$ présente un intérêt expérimental et théorique évident [21, 41, 51-57]. Elle est le but de notre travail.

II. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

1. OBJET DE LA MESURE.

La probabilité de capture de μ^- par unité de temps P_μ pour la réaction $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$ est donnée par

$$P_\mu = \left(\frac{N_{B^{12}}}{N_\mu} \right) \left(\frac{1}{\tau_{\mu C^{12}}} \right)$$

où $N_{B^{12}}$ est le nombre de noyaux de B^{12} formés par unité de temps,

N_μ est le nombre de muons négatifs qui s'arrêtent dans le C^{12} par unité de temps,

$\tau_{\mu C^{12}}$ est la vie moyenne des muons négatifs dans C^{12} exprimée en secondes,

P_μ est obtenu en s^{-1} .

La probabilité par unité de temps de la désintégration β de $B^{12} \rightarrow C^{12} + e^- + \bar{\nu}$ est donnée par $P_\beta = \frac{x}{\tau_{B^{12}}}$ où x est la fraction des transitions de B^{12} vers l'état fondamental de C^{12} parmi l'ensemble des transitions vers C^{12} (c'est-à-dire, y compris celles vers les états excités de C^{12}). $\tau_{B^{12}}$: vie moyenne de B^{12} .

Le rapport:

$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = \left(\frac{C_{G.T}^{\mu}}{C_{G.T}^{\beta}} \right)^2 x k$$

où $C_{G.T}^{\mu}$ et $C_{G.T}^{\beta}$ sont les constantes de couplage de capture μ^{-} et de désintégration β pour les transitions de Gamow-Teller intervenant dans la réaction $C^{12} \xrightarrow[e^{-}]{\mu^{-}} B^{12}$ et k est un nombre qui peut être calculé à partir de considérations théoriques. Ainsi:

$$\left| \frac{C_{G.T}^{\mu}}{C_{G.T}^{\beta}} \right| = \left| \frac{P_{\mu}}{P_{\beta} k} \right|^{\frac{1}{2}} .$$

Il résulte de la discussion théorique de la première partie de ce travail que les valeurs expérimentales de P_{μ} et P_{β} permettent d'obtenir de manière absolue le rapport des constantes de couplage pseudovectorielles de la capture de muons négatifs et de la désintégration β .

Toute imprécision dans cette détermination dépend en grande partie de la valeur théorique de k . Cependant, les théoriciens admettent que l'incertitude dans le calcul de k est

d'au moins 15 à 20%. Par conséquent, une valeur de $\left| \frac{C_{G.T}^{\mu}}{C_{G.T}^{\beta}} \right|$ qui différerait de 1 de $\pm 0,15$ indiquerait:

- a) que l'intensité du couplage est à peu près la même sinon identique dans la capture de muons et la désintégration β , et
- b) comme corollaire que l'interaction universelle de Fermi (IUF) représente bien l'interaction du système muon-nucléon-électron.

L'expérience consiste essentiellement en la mesure des quantités $N_{B^{12}}$ et N_{μ} puisqu'il existe des valeurs bien connues pour $\tau_{\mu C^{12}}$, $\tau_{B^{12}}$ et x , disponibles dans la littérature [37, 38, 46 et 49].

$$\begin{aligned} \tau_{\mu C^{12}} &= 2.02 \pm 0.02 \mu s \\ \tau_{B^{12}} &= 20.6 \pm 0.2 ms \\ x &= 0.97 . \end{aligned}$$

- A Canaux pour les faisceaux de neutrons
- MCI Aimants de déflexion de mésons
- MCZ
- 1, 2, 3 Canaux pour faisceaux de mésons
- 01 Plate-forme élévatrice
- 02 Culasse de l'électro-aimant
- 03 Bobine de l'électro-aimant
- 04 Pôle de l'électro-aimant
- 05 Encinte à vide
- 06 Chambre de raccord des pompes à diffusion
- 07 Encinte de la ligne à résonance
- 08 D4
- 09 Faux-D4
- 010 Source d'ions
- 011 Mécanisme de réglage de la source d'ions
- 012 Cibles basculantes
- 013 Sonde
- 014 Sas à vide de la sonde
- 015 Cible universelle
- 016 Canal magnétique
- 017 Régénérateur du faisceau
- 018 Commande du régénérateur du faisceau
- 019 Extension de la chambre à vide pour l'extraction des neutrons
- 020 Boîte de jonction
- 021 Joints universels
- 022 Extension de la chambre à vide pour l'extraction des protons
- 023 Vanne à vide
- 024 Lentille à focalisation intense

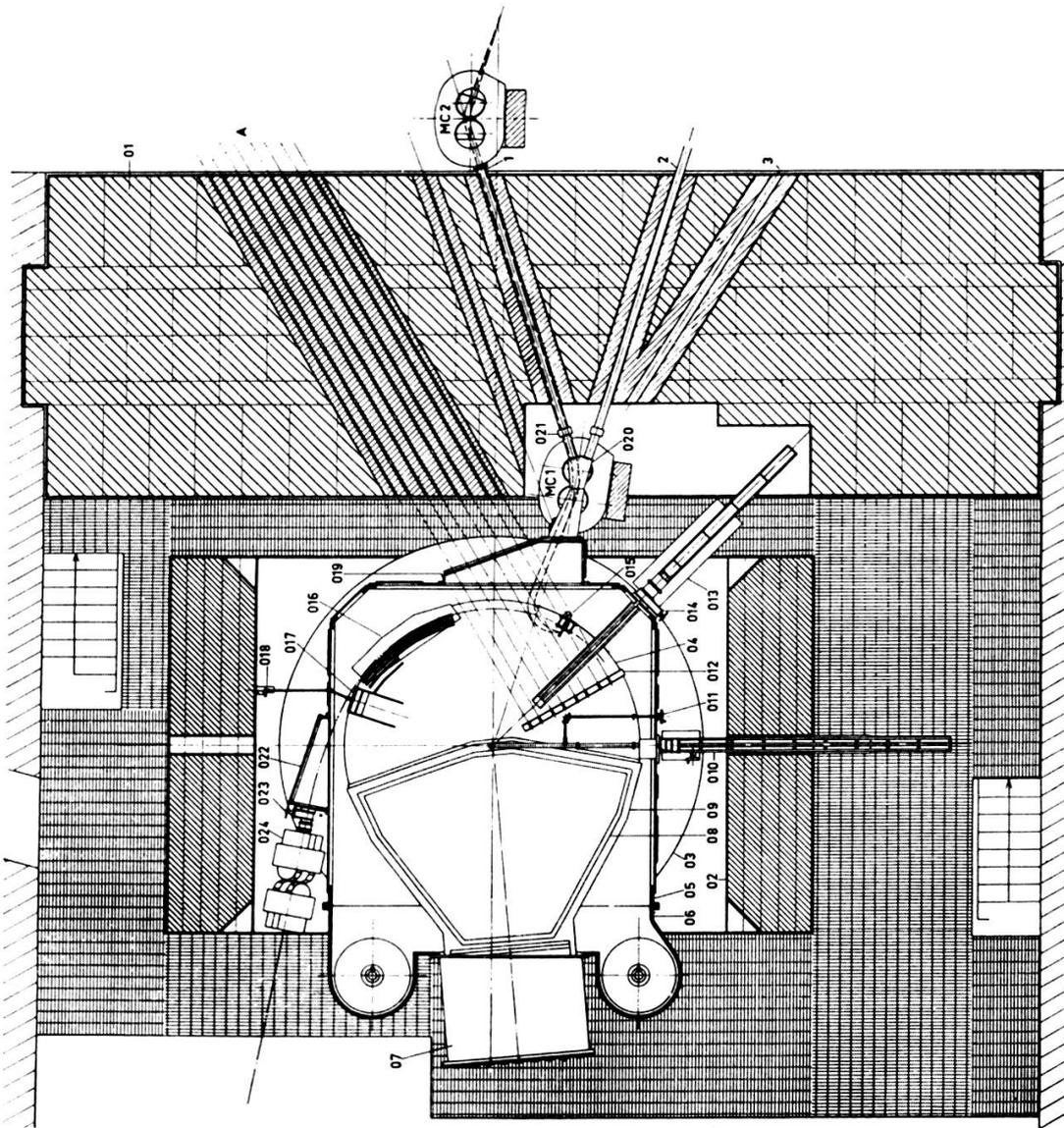


Schéma des canaux d'extraction des faisceaux à l'intérieur du mur de protection, de la salle des neutrons.

FIG. 4.

Au cours de la détermination de $N_{B^{12}}$ pour identifier l'activité au pic d'absorption des muons comme étant bien due au B^{12} , la période à ce pic d'absorption de muons a été déterminée par dépouillement des données obtenues en pulsant le faisceau du cyclotron.

De même, en déterminant N_{μ} , la période des particules comptées a été vérifiée.

Comme la mesure des périodes de B^{12} et de μ^- n'a qu'un but d'identification, les valeurs employées dans les calculs sont celles tirées de la littérature.

2. MÉTHODE EXPÉRIMENTALE.

Le faisceau extrait du synchro-cyclotron subit une analyse magnétique. Il comprend des π^- , μ^- et e^- ayant une quantité de mouvement de $220 \frac{\text{MeV}}{c}$ correspondant à une énergie de μ^- de 140 MeV. Il est amené dans l'axe d'un système de compteurs, en ajustant le courant et la position des aimants de déflexion MC_1 et MC_2 (voir fig. 4), de telle sorte qu'un taux de comptage maximum est obtenu [58] dans le télescope moniteur. L'incli-

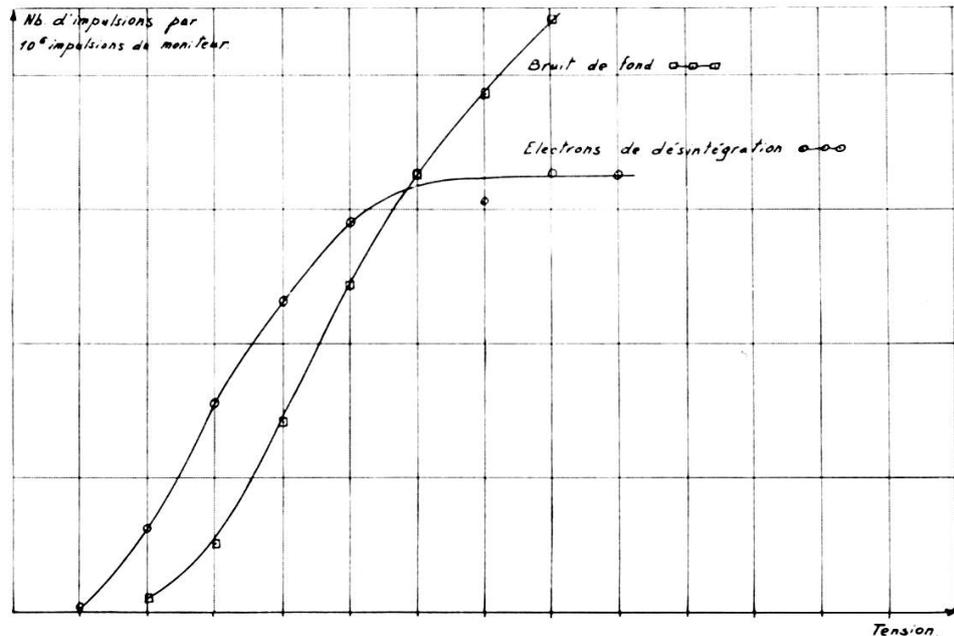


FIG. 5.

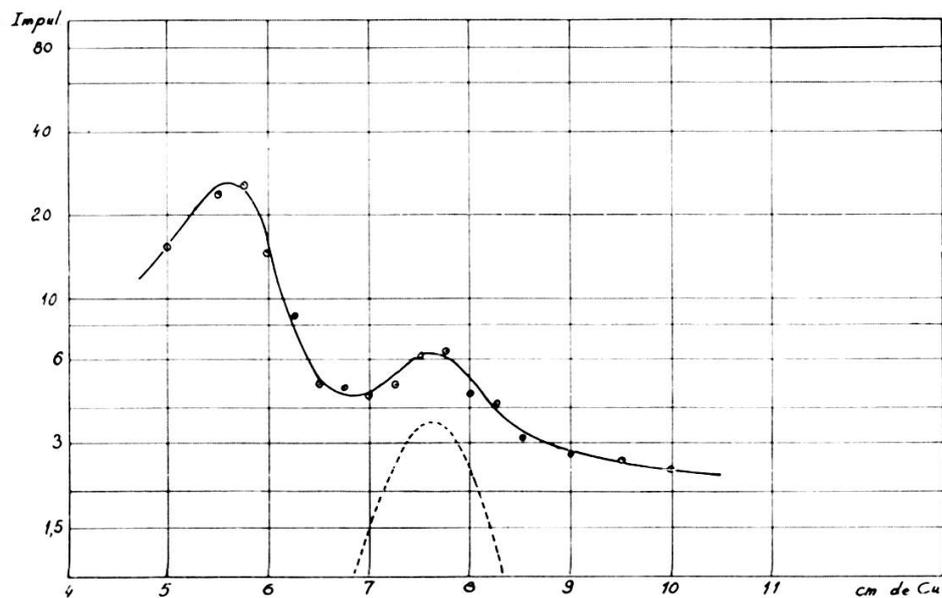


FIG. 6.

raison des pièces polaires orientables des aimants est choisie pour obtenir la focalisation horizontale et verticale du faisceau.

La haute tension est ajustée sur chaque compteur pour opérer dans la région du plateau et les retards introduits par les câbles menant aux circuits de coïncidence sont égalisés. Un exemple de courbe de plateau est montré dans la figure 5.

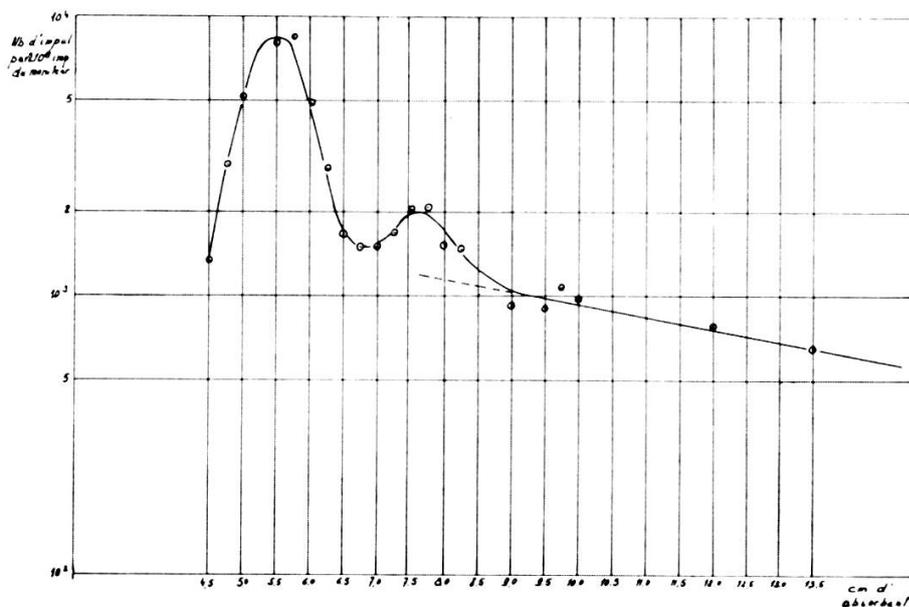


FIG. 7.

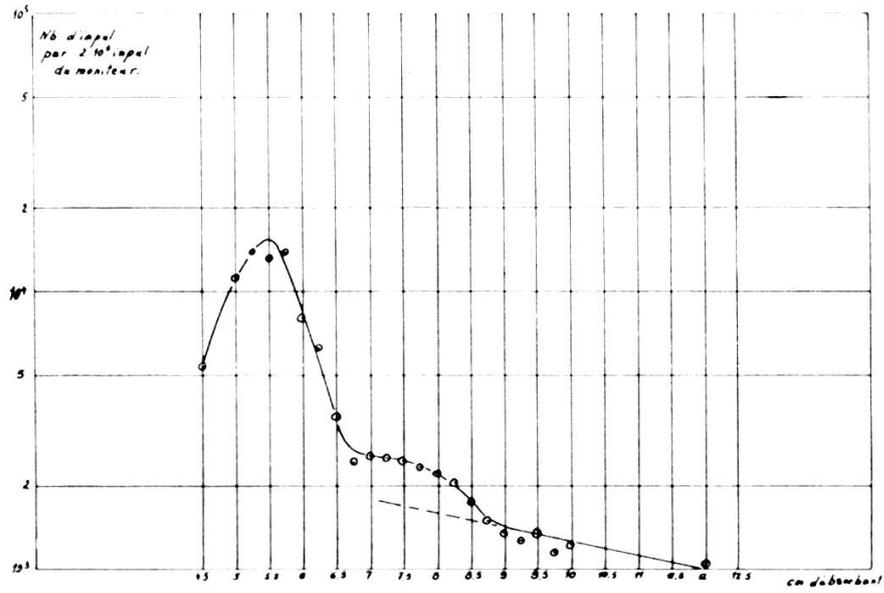


FIG. 8.

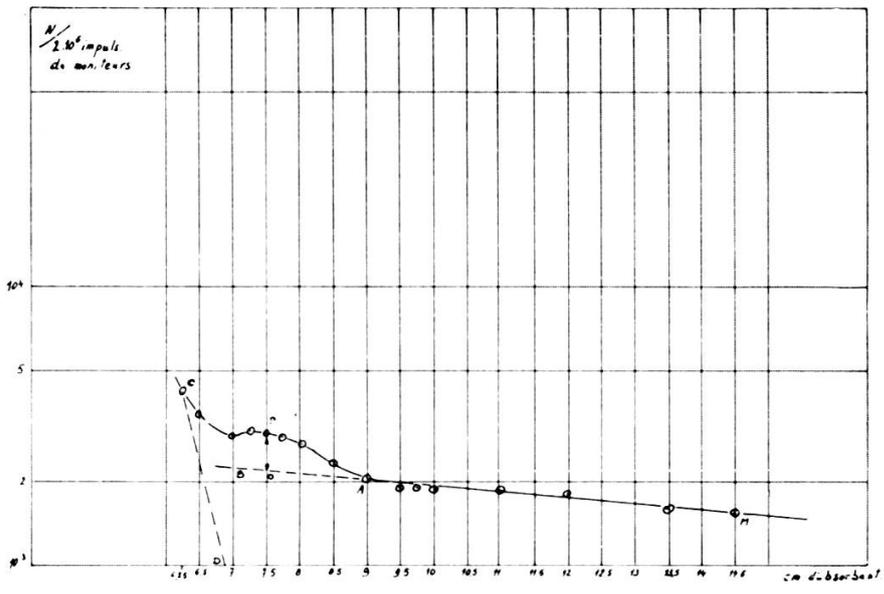


FIG. 9.

Une courbe différentielle de parcours permet de déterminer les épaisseurs d'absorbant qui correspondent à l'arrêt d'un nombre maximum de pions et de muons dans la cible de carbone. Des courbes d'absorption typiques sont montrées dans les figures 6, 7, 8, 9 et 10.

La position du pic d'absorption bien déterminée, les nombres de muons négatifs arrêtés dans le carbone et de noyaux de B^{12} formés sont déterminés par analyse temporelle.

Dans le cas de la mesure de l'activité de B^{12} le temps écoulé entre la fin d'un cycle d'accélération du cyclotron et les signaux provenant des électrons de désintégration, ou alternativement dans le cas de la mesure du nombre de muons, le temps écoulé entre le signal dû au muon et le signal dû à l'électron de désintégration ou finalement dans le cas de la mesure de l'activité créée par l'arrêt des pions, le temps écoulé entre le signal pion et celui dû à l'électron de désintégration est converti en amplitude d'impulsion et envoyé dans un analyseur de hauteur d'impulsion. L'analyseur employé est du type à discriminateurs décalés, choisi pour son temps mort faible d'environ $2.5 \mu s$.

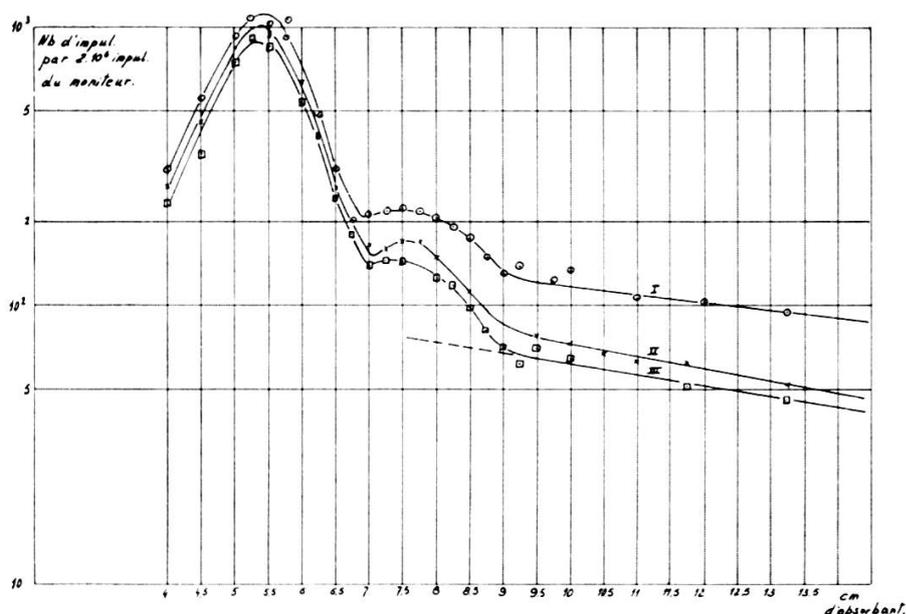


FIG. 10.

Le convertisseur temps-amplitude utilisé est une version due à Fischer et collaborateurs (sous presse). Les détails en sont décrits plus loin.

Pour déterminer la période des activités produites aux pics de pions et de muons et pour des absorbants élevés, la fréquence de pulsation de l'accélérateur a été réduite de 54,2 à 13,5 par seconde pour permettre une durée d'analyse d'environ 60 ms, c'est-à-dire à peu près trois périodes du B^{12} .

3. ENSEMBLES EXPÉRIMENTAUX.

A. Quatre ensembles expérimentaux ont été utilisés:

1) Le faisceau est arrêté dans le carbone d'absorbants en graphite de haute densité et, dans une certaine mesure, dans celui du polyvinyl de compteurs à scintillation minces; les électrons de désintégration des muons et du B^{12} sont enregistrés par un télescope de compteurs à scintillation. Cf. figure 11 pour le télescope, figure 12 pour l'ensemble expérimental et figure 13 pour l'électronique.

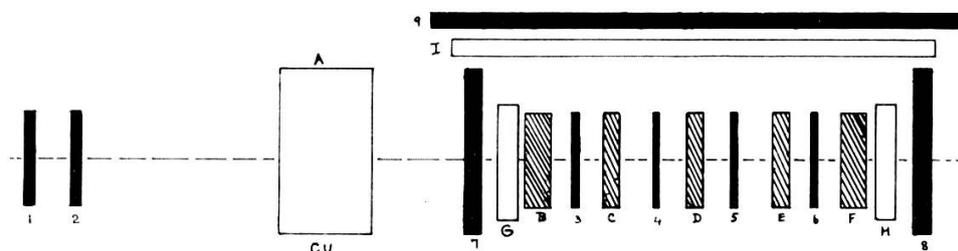


FIG. 11.

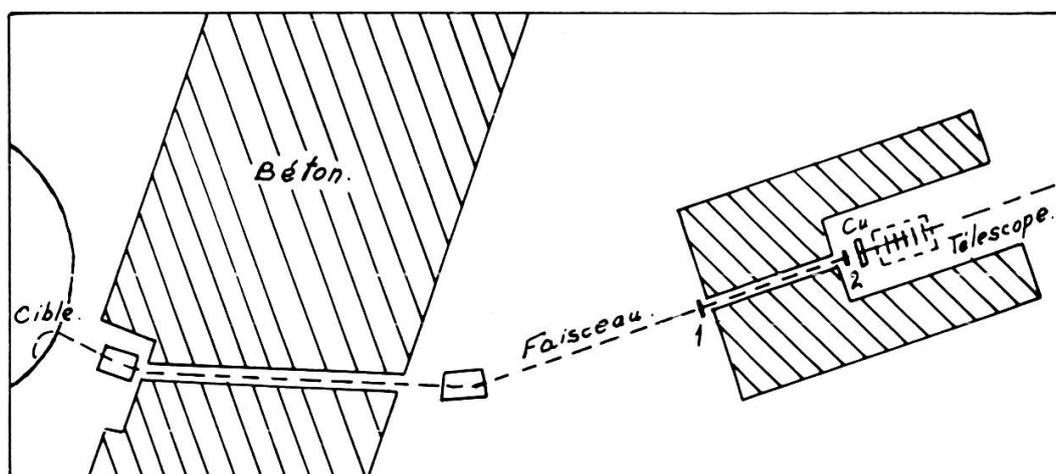


FIG. 12.

2) Le faisceau est arrêté dans un scintillateur plastique de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$; les électrons de désintégration sont détectés dans ce cristal. Cf. figure 14 pour l'ensemble expérimental et figure 15 pour l'électronique.

3) Même méthode qu'en 2), mais avec un scintillateur plastique de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ pour réduire l'activité due au bruit de fond.

4) Un cristal cylindrique de NaI (Tl) de 13 cm de long et 10 cm de diamètre est employé ensemble avec le montage n° 3 pour détecter les rayons γ émis dans une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Voir figure 16 pour le montage expérimental et l'électronique.

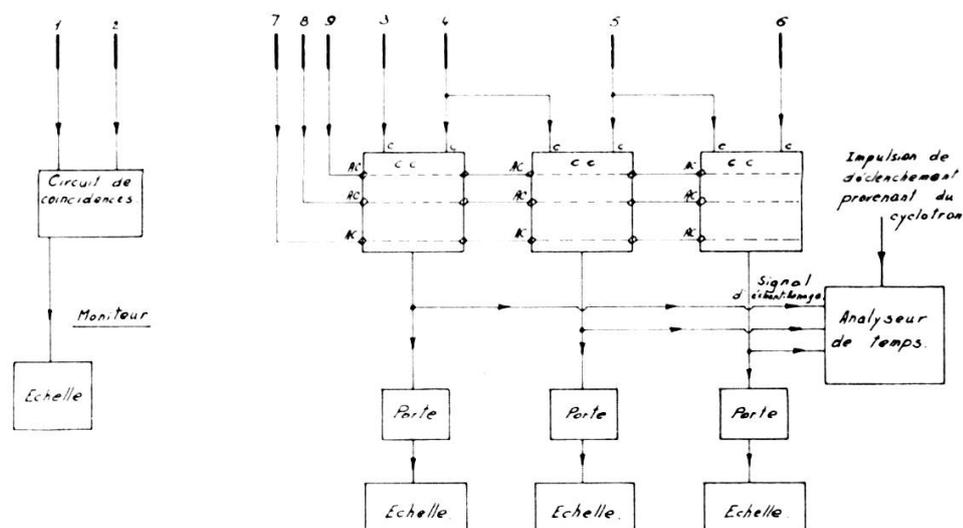


FIG. 13.

A (1). *Le télescope de compteurs.*

Le faisceau traverse d'abord un moniteur d'intensité formé par les compteurs nos 1 et 2, scintillateurs plastiques de $15\text{ cm} \times 15\text{ cm} \times 0,5\text{ cm}$. Il est ensuite ralenti dans un absorbant A en cuivre d'épaisseur variable. Le faisceau résiduel passe dans un sandwich de compteurs, 3, 4, 5 et 6 (scintillateurs plastiques $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$) et d'absorbants de graphite de haute densité B, C, D, E, F (dimensions de B et F: $1\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ et C, D, E: $\frac{1}{2}\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$).

Ce sandwich est entouré dans l'axe du faisceau et au-dessus par des plaques de cuivre d'une épaisseur de 1 cm G, H, et I, de dimensions convenables, et par les compteurs d'anticoïncidence nos 7, 8 et 9 (7 et 8: $15\text{ cm} \times 15\text{ cm} \times 0,5\text{ cm}$ et 9: $1\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ de plastique scintillant).

La plaque de cuivre G est comptée comme partie du modérateur de cuivre A, de même que le carbone dans les compteurs 7, 3, 4, 5, 6 et 8 et les absorbants B, C, D, E et F.

Les dimensions totales du sandwich sont $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$.

Pour l'épaisseur d'absorbant de cuivre convenant au comptage du B^{12} , les pions sont éliminés par le cuivre A + G. Le faisceau résiduel passe à travers le sandwich; les μ^- sont capturés dans le carbone et une fraction d'entre eux produit le B^{12} que l'on compte.

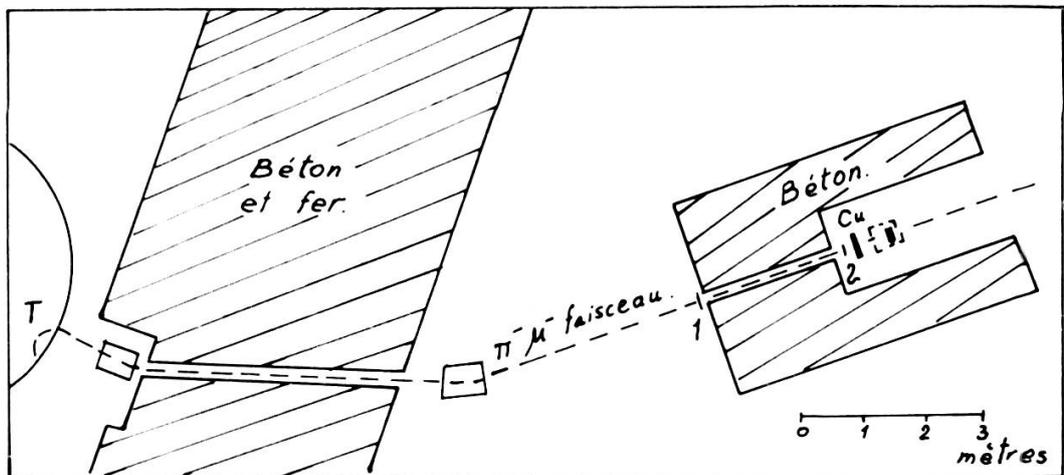


FIG. 14.

Le cuivre G, H et I, en plus de protéger les compteurs du bruit de fond, sert à empêcher un électron de désintégration qui produit une coïncidence d'atteindre les compteurs d'anticoïncidence 7, 8 et 9.

Les compteurs d'anticoïncidence suppriment les rayons cosmiques, le bruit de fond de particules chargées et toute particule du faisceau qui traverse tout ou part du sandwich.

Les électrons de désintégration de B^{12} sont récoltés dans n'importe lequel des trois circuits de double coïncidence plus anticoïncidence. Les détails des circuits électroniques sont indiqués dans la figure 15. La sortie de ces circuits est envoyée dans un système d'analyse de temps qui inspecte un intervalle de temps de 1 à 17 ms après chaque cycle d'accélération du cyclotron.

Comme le signal provenant du cyclotron qui était utilisé pour déclencher le balayage de l'analyse arrive de 1 à 3 ms après chaque fin d'accélération, l'intervalle de temps analysé est reporté immédiatement après le cycle suivant du cyclotron. Ainsi, avec cet arrangement, le comptage de B^{12} est fait seulement un cycle d'accélération sur deux et le nombre d'impulsions comptées doit être multiplié par un facteur deux. Pour compter le nombre de μ^- contenus dans le faisceau pour la même géométrie, le temps d'analyse est ajusté de 0,4 à 10,4 μs après qu'une particule traversant 1 + 2 + 7 ait déclenché le balayage.

Les électrons de désintégration des μ^- sont identifiés par une double coïncidence entre l'un des groupes (3 + 4) ou (4 + 5) ou (5 + 6) avec les compteurs (1, 2 et 7) en anti-coïncidence afin d'éliminer les particules rentrant dans le système pendant le temps de l'analyse.

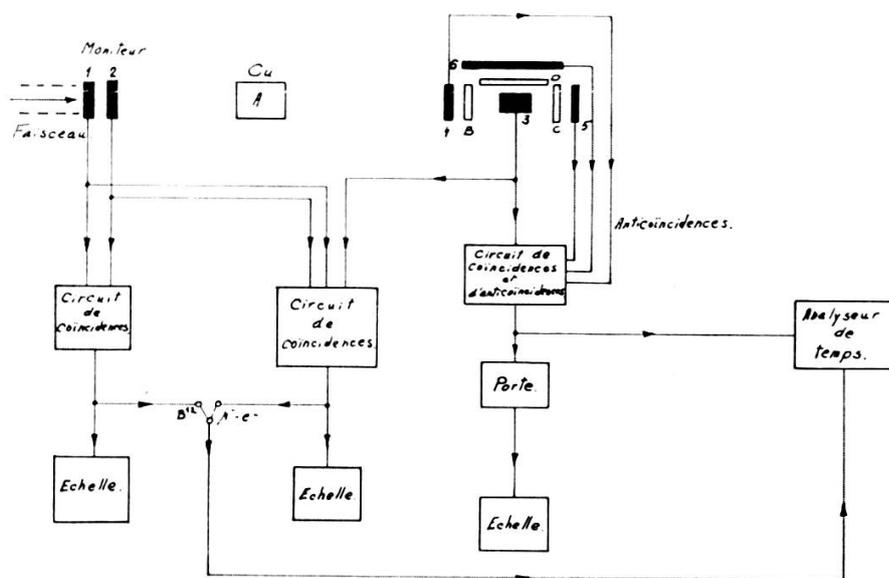


FIG. 15.

A (2). Compteur plastique à géométrie 4π de 10 cm \times 10 cm \times 10 cm.

Afin d'améliorer la géométrie de collection des électrons de désintégration, le montage en sandwich est remplacé par un scintillateur plastique de 10 cm \times 10 cm \times 10 cm (n° 3) dont

le carbone est la cible où les muons produisent B^{12} par capture. Mais comme le grand volume, 1000 cm^3 , de ce compteur en fait un relativement bon compteur pour les neutrons et accroît sa sensibilité au bruit de fond, un blockhaus de béton lourd est construit autour du système de compteurs pour le protéger.

L'intensité du faisceau est mesurée par un télescope de compteurs 1 et 2. Le faisceau est ralenti par un absorbeur de cuivre d'épaisseur variable et il est arrêté, à l'exception des neutrons rapides et des électrons, dans le compteur 3 qui est entouré par des feuilles de Cd et de Cu d'épaisseur connue et par trois compteurs d'anticoïncidence 4, 5 et 6 (les dimensions des n^{os} 4 et 5 sont $15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm} \times 0,5 \text{ cm}$; celles du n^o 6 sont $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$; ce dernier sert de protection contre les rayons cosmiques). Le cuivre B, C, D et les anticoïncidences 4, 5 et 6 ont le même but que dans l'arrangement (1).

Le comptage de B^{12} s'effectue ainsi (fig. 15): une coïncidence (1 + 2) déclenche le balayage en temps après chaque impulsion de faisceau pour une durée de 1 à 17 ms. Le signal de 3 — (4 + 5 + 6) qui correspond à l'électron de désintégration est analysé en temps.

Le comptage des muons s'effectue avec un balayage en temps déclenché par une particule s'arrêtant dans 3. Les signaux provenant du même compteur sont analysés en temps pendant $10 \mu\text{s}$. La porte de l'analyseur en temps ne s'ouvre que peu après le signal du départ du balayage.

A (3). *Le montage 3* est semblable au montage 2 quant à l'électronique et aux méthodes. Le scintillateur plastique n'est que de $6 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ afin de réduire le bruit de fond.

A (4). *Comptage des rayons μ* (fig. 16).

Un cristal de Na I (T1) (n^o 4) sous la forme d'un cylindre de 10 cm de diamètre et de 13 cm de long placé perpendiculairement à la direction du faisceau à une distance de 6 cm du compteur plastique sert à détecter les rayons γ des états excités de B^{12} . Une transition avec émission de rayons γ a

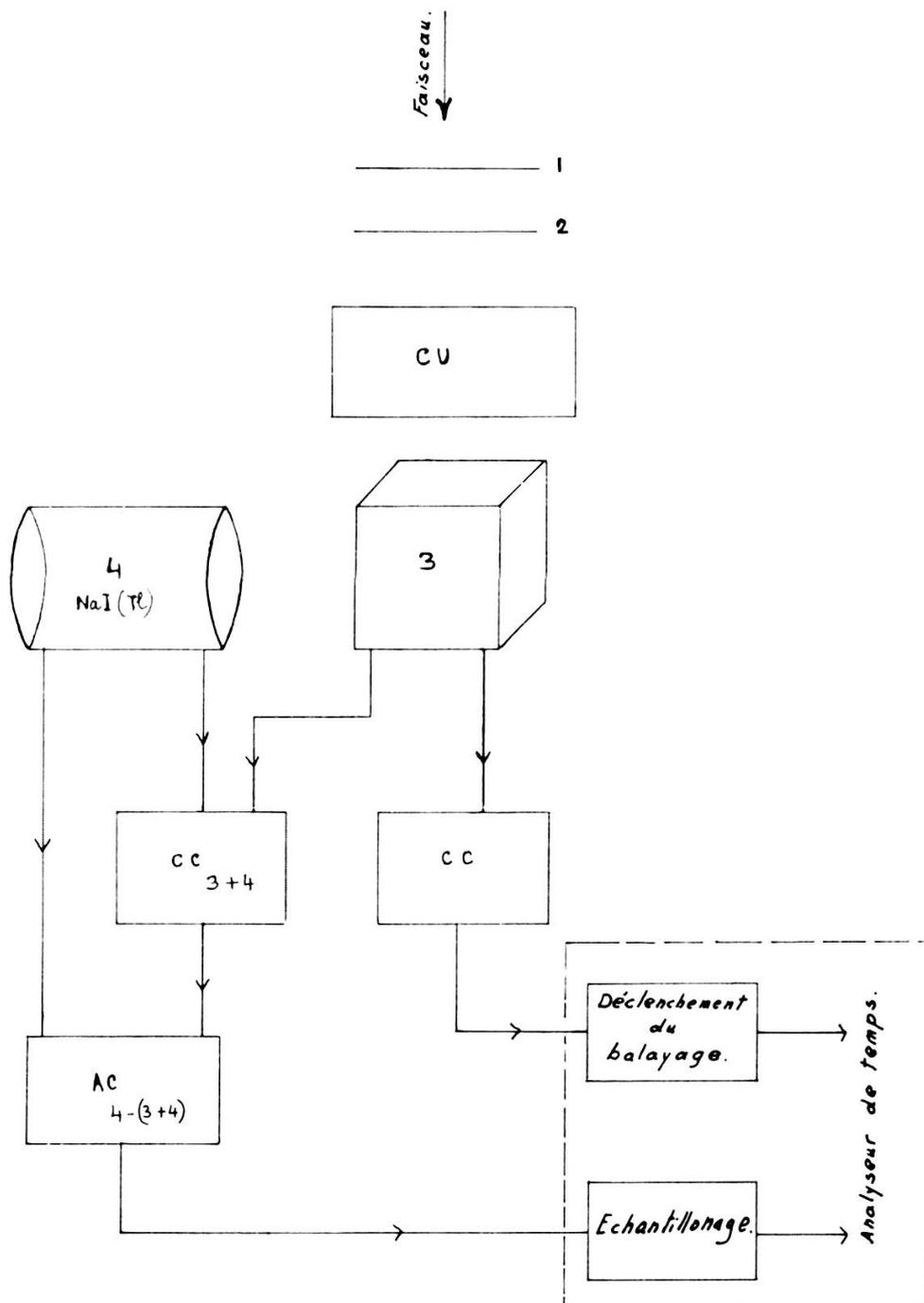


FIG. 16.

lieu au plus tard 10^{-9} s après l'absorption d'un muon. La période d'absorption est égale à la durée de vie des muons dans le carbone. Aussi, un balayage d'une durée de $10 \mu\text{s}$ déclenché par une particule enregistrée dans le n° 3 est utilisé. Les impulsions du compteur n° 4 sont analysées si elles ne sont pas accompagnées

simultanément par une impulsion dans le n° 3. Grâce à la soustraction $4 - (3 + 4)$, les désintégrations $\mu^- - e^-$ dans le n° 3 sont exclues à l'exception des coïncidences accidentelles provenant du bruit de fond du cyclotron et des rayons cosmiques tombant dans l'intervalle de $10 \mu\text{s}$ dans le compteur n° 4. Le nombre de ces accidentelles est proportionnel au carré du taux de comptage. Aussi, le faisceau du synchro-cyclotron est réduit jusqu'à ce que le taux de comptage corresponde à deux muons arrêtés par seconde.

4. CONVERTISSEUR DE TEMPS EN AMPLITUDE (fig. 17, 18 et 19).

Le convertisseur de temps en amplitude est basé sur la variation dans le temps d'une tension que l'on obtient, dans le cas présent, par le circuit de balayage d'un oscilloscope.

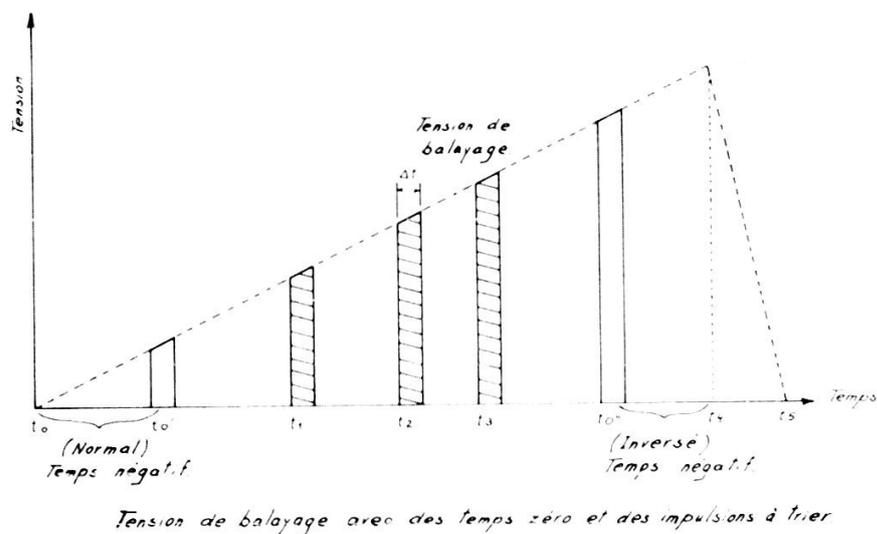


FIG. 17.

Le déclenchement du balayage s'effectue suivant les conditions décrites ci-dessus pour chacun des trois montages expérimentaux. Les événements qu'il faut localiser dans le temps déterminent l'amplitude de la tension variable, comme ceci est expliqué par la figure 17.

L'intervalle de temps analysé est choisi d'après les conditions expérimentales par simple ajustement de la longueur du

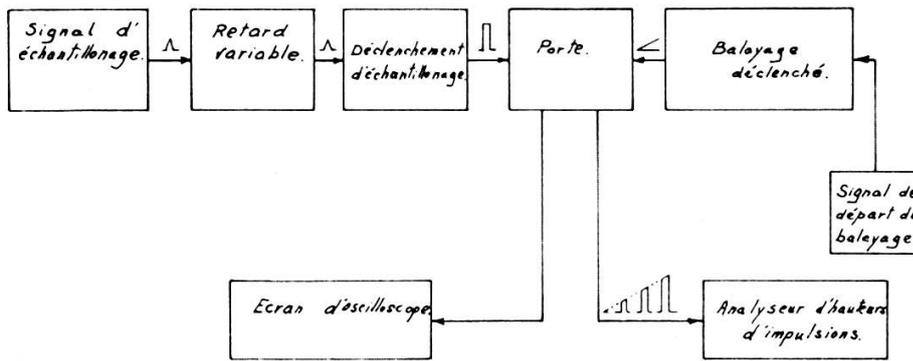


Schéma simplifié d'un système mesurant le temps pour de multiples événements par balayage d'un oscilloscope.

FIG. 18.

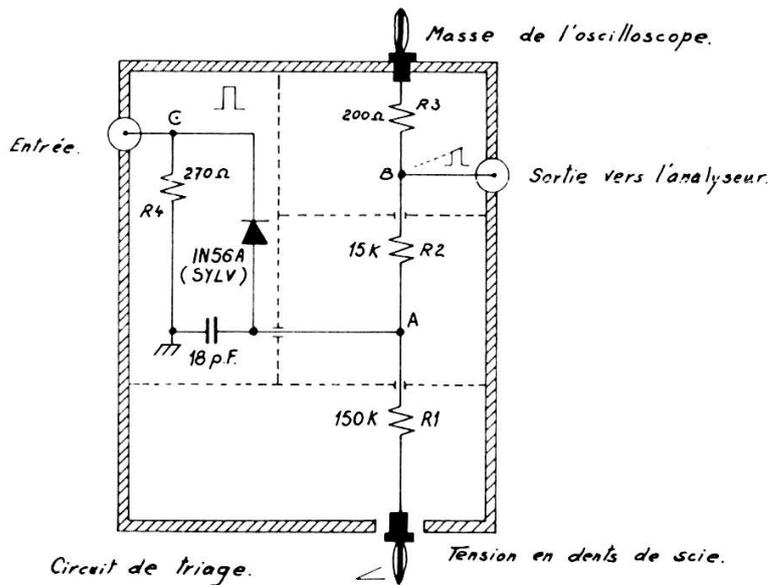


FIG. 19.

balayage de l'oscilloscope, c'est-à-dire dans le cas présent, soit 10 μ s, soit 10 ms ou 16 ms ou encore 60 ms.

Les impulsions obtenues sont analysées par un analyseur de hauteur d'impulsion et enregistrées.

Le schéma de principe est représenté par la figure 18.

Une version simplifiée du circuit porte échantillonneur est représentée dans la figure 19. Le circuit employé dans cette

expérience est une version plus compliquée décrite par Fischer et collaborateurs (sous presse).

Il fonctionne comme une porte qui ne laisse passer la tension de balayage que pendant la durée d'une impulsion à analyser.

Le calcul des nombres qui interviennent dans les équations données plus loin demande une calibration précise du « temps zéro » de l'analyseur de temps. Le temps zéro coïncide normalement avec le début du balayage; pour la calibration, on envoie théoriquement un même signal simultanément aux deux entrées du circuit. Cependant, cette méthode de calibration du temps zéro est en défaut car l'analyseur possède un temps mort au début du balayage. En pratique, on introduit un retard convenable à l'entrée du circuit porte; le zéro est ainsi transféré dans l'un des premiers canaux de l'analyseur de hauteur d'impulsion marqué t' dans la figure 18.

5. MESURES

A. Formules.

La distribution temporelle observée dans le système de compteurs est:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

où t est l'intervalle de temps durant lequel s'effectue le comptage de B^{12} et des muons,

τ est la vie moyenne de B^{12} ou des muons dans le carbone,

N_0 est le nombre de B^{12} ou de muons présents au temps $t = 0$,

$N(t)$ est le nombre de B^{12} ou de muons présents après le temps t .

Si la largeur temporelle du canal de l'analyseur de hauteur d'impulsion est Δt et si l'on compte dans un canal qui commence après un intervalle de temps t mesuré du temps 0, on peut déduire l'activité au temps 0:

$$N_0 = \frac{N(t)}{e^{-\frac{t}{\tau}} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}})} .$$

Si l'on considère le total compté entre le canal m (démarrant à l'instant t_m) et le canal n (qui se termine à l'instant t_n):

$$N_0 = \frac{N(t_m \rightarrow t_n)}{e^{-\frac{t_m}{\tau}} - e^{-\frac{t_n}{\tau}}}.$$

Ceci revient à faire une intégration en portant sur papier semi-logarithmique le nombre compté en ordonnées et le temps en abscisse extrapolant au temps zéro et à calculer la surface sous la courbe.

Si la valeur $\left(\frac{\text{le nombre compté}}{\text{canal du temps}}\right) = N(t)$ au temps 0 est obtenue (par extrapolation), N_0 devient:

$$N_0 = \frac{N(t)}{1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}}$$

puisque dans ce cas $e^{-\frac{t}{\tau}} = 1$.

En mesurant la période d'un isotope comme B^{12} ayant une période relativement longue vis-à-vis de la durée des impulsions de faisceau fournies par le cyclotron, il faut tenir compte du facteur d'accumulation. Ce facteur est pour un faisceau du synchrocyclotron pulsé n fois par seconde.

$$\left(1 - e^{-\frac{1}{n\tau}}\right).$$

Tenant compte des nombres obtenus entre les canaux m et n , l'expression donnée ci-dessus pour N_0 devient:

$$N_0 = \frac{N(t_m - t_n)}{e^{-\frac{t_m}{\tau}} - e^{-\frac{t_n}{\tau}}} \left(1 - e^{-\frac{1}{n\tau}}\right).$$

Pour une fréquence d'impulsion de 54,2 par seconde, c'est-à-dire par un intervalle entre faisceaux de 18,45 ms, le facteur d'accumulation est:

$$1 - e^{-\frac{18,45}{29,72}} = 0,463.$$

Le facteur d'accumulation s'applique également à la détermination de l'activité au pic des pions et aux absorbants élevés, mais non au comptage des muons.

B. Nombre de muons négatifs arrêtés dans C¹².

Les figures 20, 21 et 22 représentent l'intégration de la courbe de décroissance des muons obtenue à partir des résultats de l'analyseur de hauteur d'impulsion après soustraction des accidentelles.

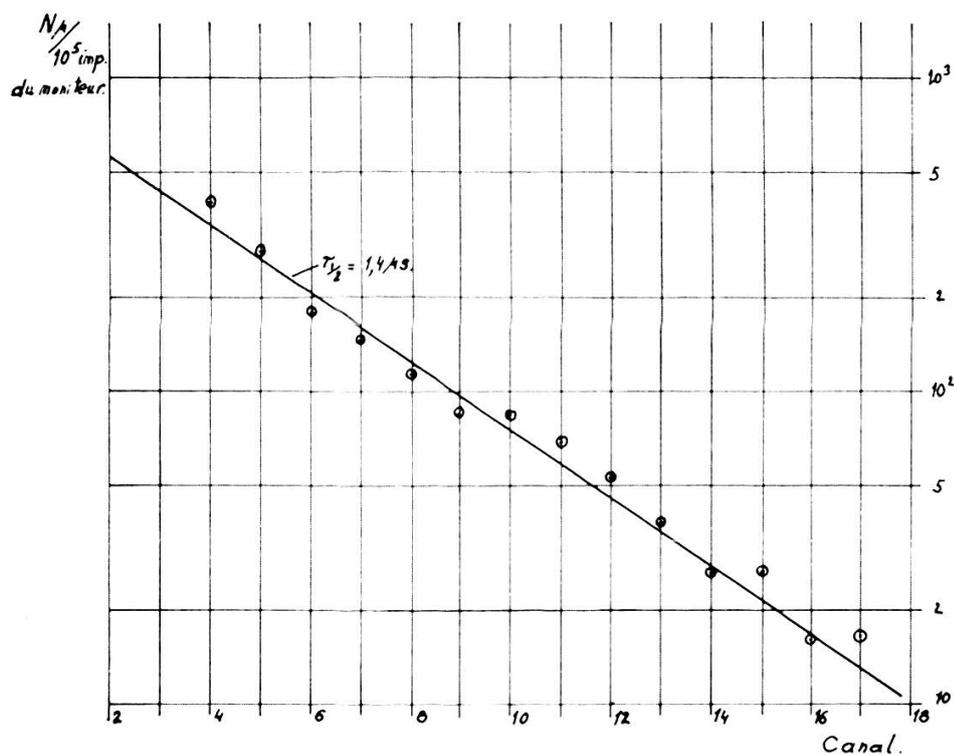


FIG. 20.

Seuls les canaux de 4 à 17 ont été considérés. Le début du canal 4 est fixé à $2 \mu\text{s}$ après le temps zéro et celui du canal 17 à $8,5 \mu$

$$\begin{aligned}
 N_0 &= \frac{N(t_m \rightarrow t_n)}{e^{-\frac{t_m}{\tau}} - e^{-\frac{t_n}{\tau}}} \\
 &= \frac{N(t_m \rightarrow t_n)}{0.4072}
 \end{aligned}$$

L'intégration sous la courbe donne, pour 10^5 impulsions dans le moniteur, une moyenne de 3762.

Cette valeur doit être multipliée par un facteur 1,11 pour tenir compte des muons perdus par absorption nucléaire.

Nombre de muons
pour 10^5 impulsions du moniteur.

Largeur des canaux = 0,5 μ s.

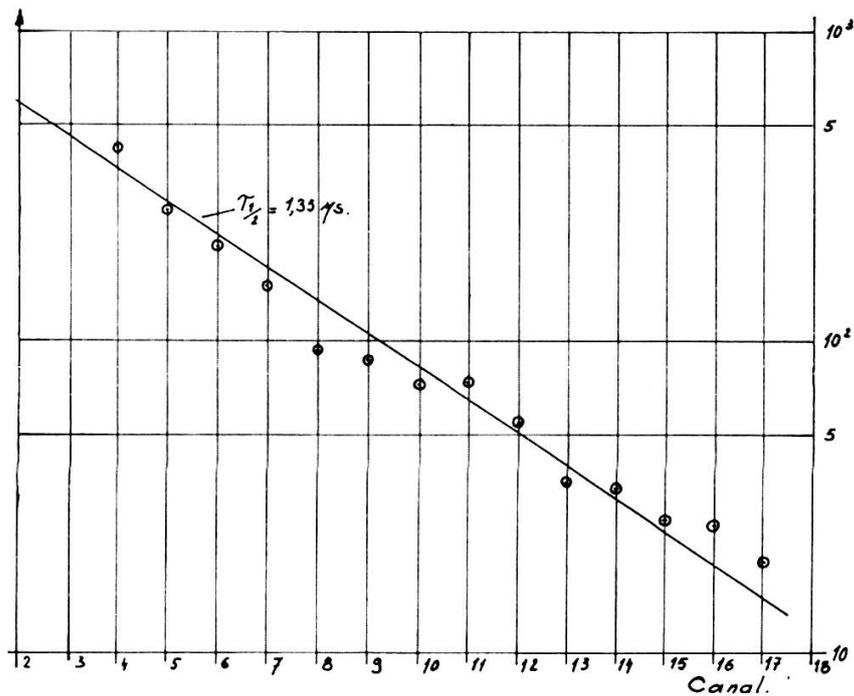


FIG. 21.

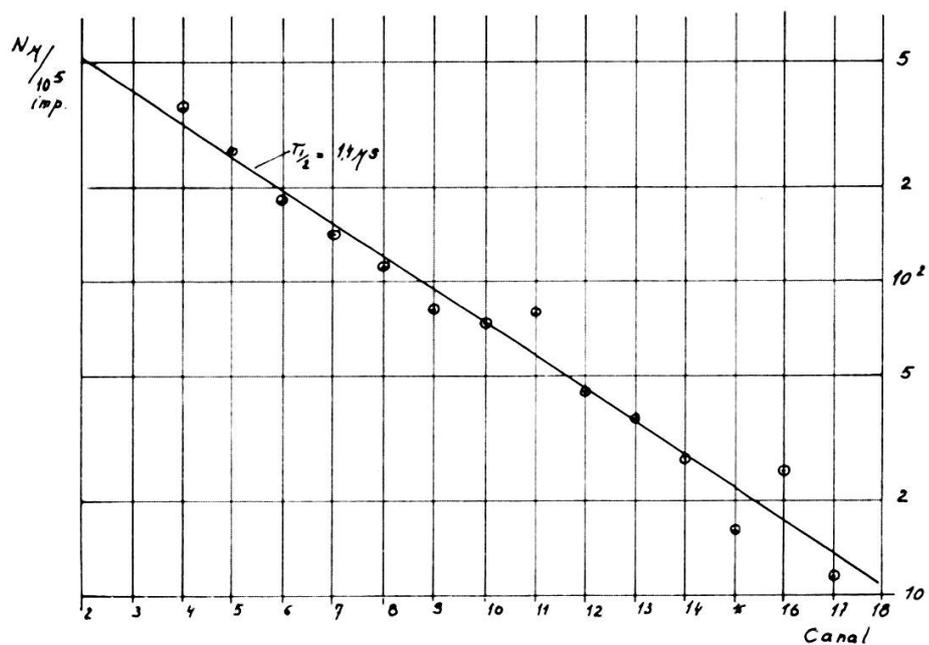


FIG. 22.

Puisque le nombre cherché est celui de muons arrêtés dans C^{12} , il faut tenir compte de la présence de 1% de C^{13} dans le carbone naturel ainsi que de celle de 1% environ de noyaux de $Z > 6$ dans le plastique scintillant.

Ces corrections effectuées, le résultat final est :

$$N_{\mu} = 41400 \pm 1000$$

(erreur estimée) pour 10^6 impulsions dans le moniteur.

C. *Nombre de B^{12} .*

Les nombres de particules comptées dans chaque canal doivent être corrigés pour les variations de largeur des canaux et sont normalisés pour une valeur moyenne de celle-ci. Dans de telles mesures, l'intervalle de temps mesuré sur la somme de plusieurs canaux est connu de manière plus précise que mesuré sur un seul d'entre eux. Le nombre de particules comptées intégré sur plusieurs canaux de temps est d'un emploi plus sûr. Cependant, dans la table n° 3, le nombre total de B^{12} obtenu dans chaque canal pour le montage expérimental 3 est montré et comparé à la valeur intégrée. La précision de la technique employée pour extraire l'activité du B^{12} au pic d'absorption de muons peut se déduire d'une telle comparaison.

La mesure de l'activité du B^{12} nécessite l'emploi des faisceaux les plus intenses possible. Le taux de comptage dans le moniteur peut atteindre 10^4 par seconde, valeur pour laquelle les pertes dues à la résolution de l'appareillage électronique deviennent importantes. La courbe du facteur de perte a été tracée en fonction de l'intensité du faisceau en comparant les nombres comptés dans un système de coïncidences doubles (1 + 2) (fig. 14) et un système de coïncidence triples (1 + 2 + 3) (fig. 23).

Pour déterminer l'activité de B^{12} , les courbes d'absorption sont tracées. Elles se terminent toujours du côté des absorbants élevés par une section droite et permettent d'effectuer une extrapolation linéaire vers le pic des muons. En mesurant la hauteur du pic au-dessus de la ligne extrapolée, on obtient

l'activité de B^{12} . Un tel procédé se justifie par l'accord interne des mesures pour les trois montages expérimentaux, ainsi que par les variations de canal à canal.

La décroissance exponentielle continue de l'activité avec l'épaisseur croissante d'absorbants du côté des absorbants élevés de la courbe d'absorption peut se comprendre si l'on fait l'hypothèse qu'une telle activité résiduelle est produite par des neutrons rapides dans la réaction $C^{12}(n, p)B^{12}$.

Prenant un taux de comptage de pions de 4.000 à la seconde par 100 cm^2 , le flux de neutrons d'environ 90 MeV produits

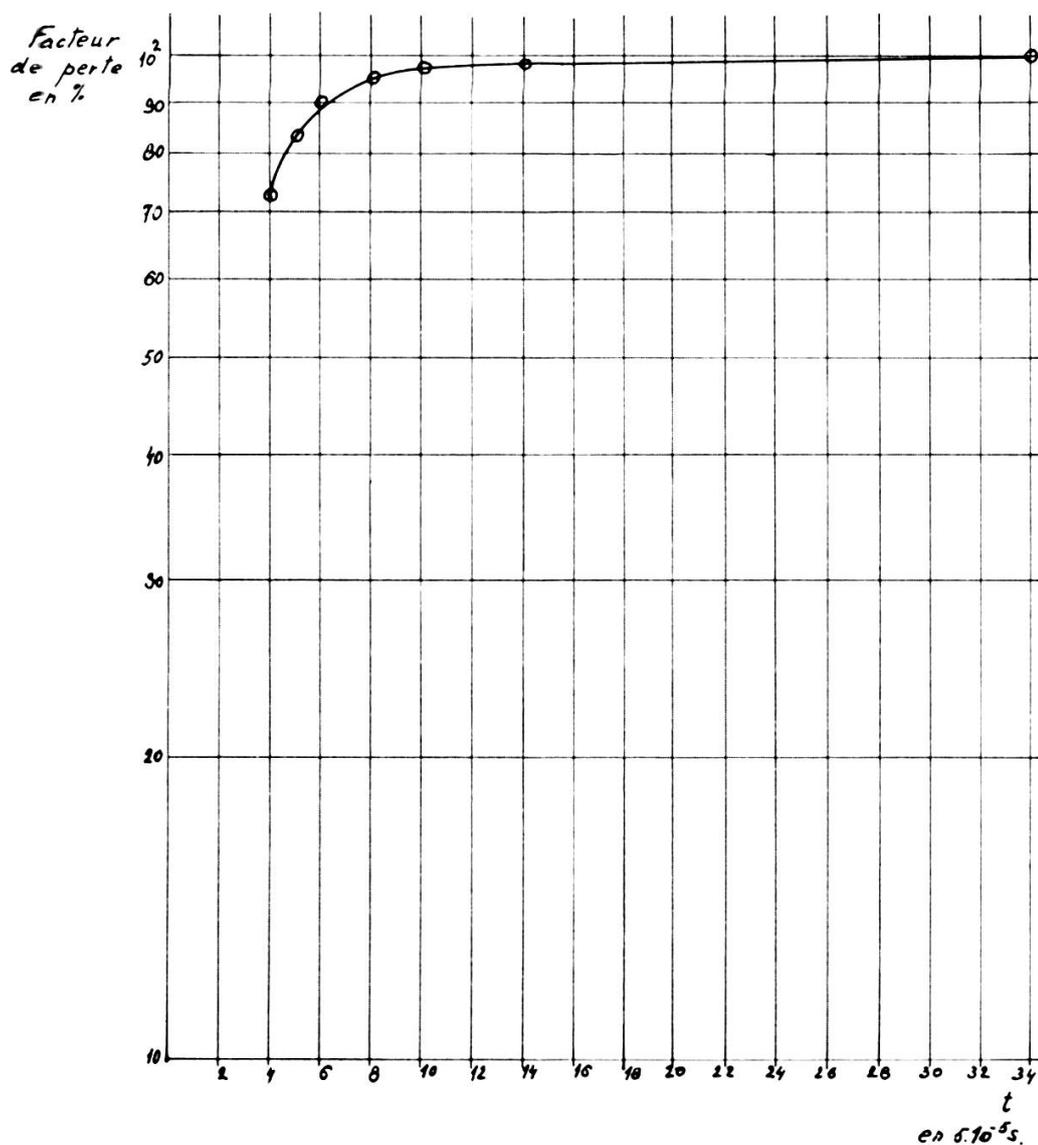


FIG. 23.

dans l'absorbant de cuivre par absorption des pions est de $4 \times 10^3 \times 0.07 = 2.80$ par seconde par 100 cm^2 .

La géométrie du montage expérimental 3 est telle que 5% environ de ces neutrons passent par le compteur n° 3 et produisent du B^{12} .

W. E. Kreger et al [60] donnent une section efficace de $29,09 \pm 4,35$ millibarns pour la réaction $\text{C}^{12} (n, p) \text{B}^{12}$ pour l'énergie de neutrons de 14,9 à 17,5 MeV. Si l'on admet que la section efficace tend vers une valeur de 30 millibarns pour les neutrons rapides, le nombre de B^{12} produits dans notre géométrie est

$$\begin{aligned} &= \frac{140 \times 30 \times 10^{-27} \times 6,023 \times 10^{23} \times 2,2 \times 600}{100 \times 12,01} \\ &= 2,8 \text{ par } s \\ &= 168,0 \text{ par } m \end{aligned}$$

Ce nombre équivaut à peu près à la vitesse de comptage pour les absorbants élevés après déduction du taux de comptage de rayons cosmiques. Ce dernier est de 1,10 par seconde.

Par exemple, pour un absorbant de 10 cm de Cu, le taux de comptage, rayons cosmiques déduits, est de 140 par minute, tandis qu'à 13,5 cm d'absorbant, il n'est plus que de 100 environ. Cette décroissance avec l'accroissement de l'épaisseur d'absorbant s'explique de manière satisfaisante par la géométrie du système. L'élargissement de la géométrie de l'absorbant réduit l'angle solide d'acceptance de neutrons rapides formés dans la réaction $\pi^- + \text{Cu}$ par le compteur 3.

La réaction $\text{C}^{12} (n, p) \text{B}^{12}$ expliquant bien les taux de comptage pour les absorbants de grande épaisseur, l'extrapolation employée pour déterminer l'activité due à B^{12} apparaît amplement justifiée.

C (1). *Montage 1.*

La figure 24 représente la courbe du nombre de particules comptées en fonction du temps par million d'impulsions dans le moniteur. L'extrapolation au temps zéro donne 16 particules comptées. La largeur de chaque canal est de 0,5 milliseconde (correspondant à une durée de balayage de 10 ms répartie sur 20 canaux).

Puisque un balayage sur deux seulement est effectif, N doit être multiplié par un facteur 2.

Le facteur d'accumulation est $1 - e^{-\frac{18,45}{29,72}} = 0,463$

$$N_{B^{12}} = \frac{16 \times 29,72 \times 2 \times 0,463}{0,5} = 881 .$$

On évalue l'erreur à ± 30 .

Largeur des canaux = 0,5 ms.

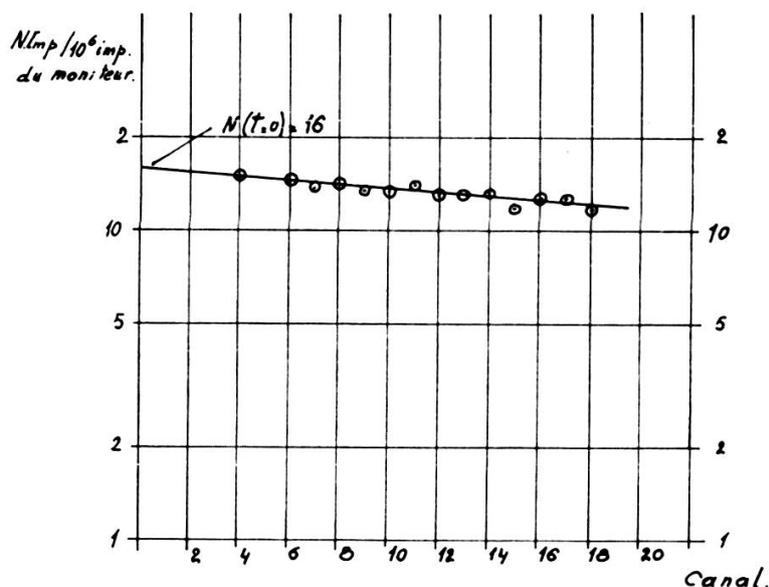


FIG. 24.

C (2). *Montage 2.*

Les résultats suivants sont obtenus pour 10^6 impulsions dans le moniteur.

TABEAU 2.

Tension	Nombre de B ¹² — bruit de fond (du canal 6 au canal 19 compris)
2400 V	376
2200 V	351
2100 V	343
2000 V	340
Nombre moyen = 353 ± 23 Δt est de 0,5 ms	

La durée d'analyse est de 10 ms. Le comptage s'effectue pendant chaque cycle d'accélération du cyclotron.

$$N_0 = \frac{N \times 0,463}{e^{-\frac{t_m}{\tau}} - e^{-\frac{t_n}{\tau}}} = \frac{353 \times 0,463}{0,188} = 870 \pm 55 = N_{B12}.$$

$$t_m = 2,5 \text{ ms}$$

$$t_n = 9,3 \text{ ms}$$

C (3). Montage 3.

Les figures 8 et 9 représentent les courbes d'absorption à 2500 et à 2600 V pour 2 millions d'impulsions dans le moniteur et montrent la méthode d'extrapolation. Les courbes sont

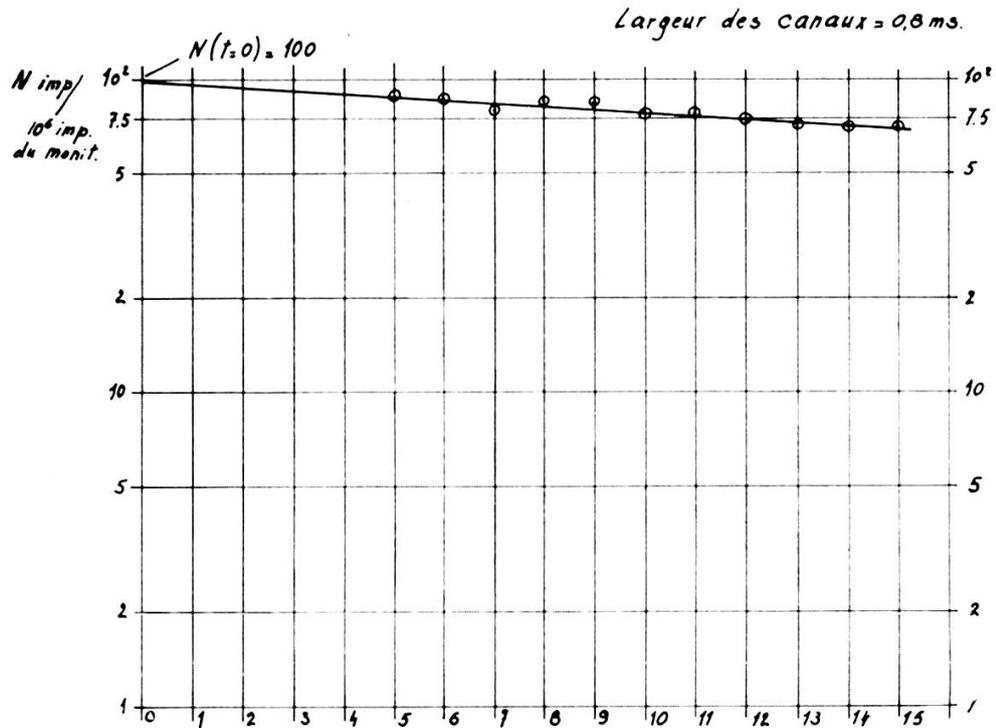


FIG. 25.

tracées pour un intervalle de temps commençant au canal 5 et se terminant au canal 15 ($t_m = 3,5$ ms; $t_n = 11,45$ ms). La largeur moyenne de chaque canal est de 0,8 ms.

Les nombres mesurés sont corrigés pour le bruit de fond cosmique, la largeur du canal et les pertes dues aux taux de comptage.

Les figures I, II et III (fig. 10) représentent les courbes d'absorption pour les canaux individuels n^{os} 5, 10 et 15 et montrent l'extrapolation. Les figures 25 et 26 représentent la courbe de décroissance de l'activité du B¹² extrapolée à zéro.

Les calculs pour ces ensembles de données expérimentales donnent:

TABLEAU 3.

Formule I: $N'_0 = \frac{N(t)}{e^{-\frac{t}{\tau}} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}})}$ Moniteur: 2×10^6 impulsions

Canal	Temps	N _t
5	3,6	88
6	4,35	86
10	7,6	77
15	11,45	70

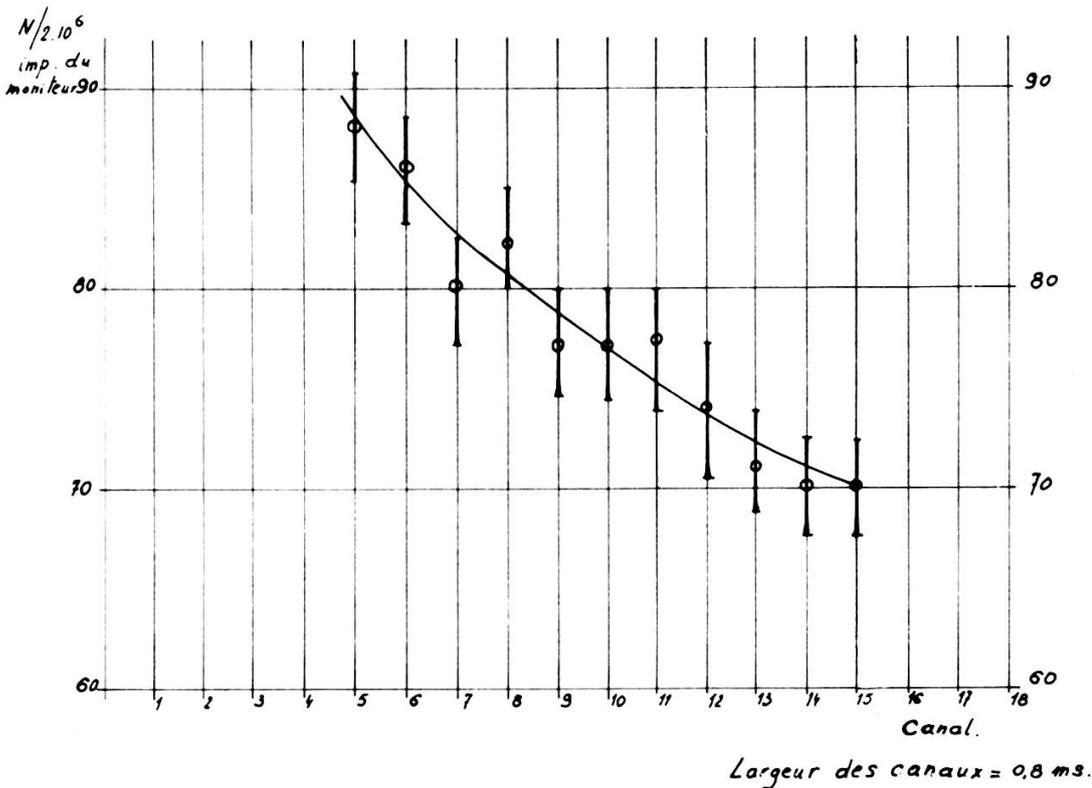


FIG. 26.

$$\text{Formule II: } N_0'' = \frac{N(t)}{e^{-\frac{t_m}{\tau}} - e^{-\frac{t_n}{\tau}}} \quad \text{Moniteur: } 1 \times 10^6 \text{ impulsions}$$

$t_m = 3,6 \text{ ms}$	$N_0'' = 3884$ (calculée pour $2 \cdot 10^6$ impuls.)
$t_n = 11,45 \text{ ms}$	$N_0'' = \frac{400}{.206} \times 0,463 = 900 \pm 60$
$N_t = 400$	

$$\text{Formule III: } N_0''' = \frac{N(t)}{1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}} \quad \text{Moniteur: } 2 \times 10^6 \text{ impulsions}$$

$N_t = 100$	$\frac{N(t)}{1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}} = N_0''' = 3704$
$\Delta t = 0,8 \text{ ms}$	
$1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} = 0,027$	

La comparaison de N_0' , N_0'' et N_0''' montre la précision des mesures.

TABLEAU 4.

Canal N_0'	Temps	Δt	N_t	$e^{-\frac{t}{\tau}}$	$1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}$	$e^{-\frac{t}{\tau}} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}})$	N_0'
	ms	ms					
5	3,6	.80	88	.886	.0270	.0239	3682
6	4,35	.80	86	.863	.0270	.0233	3691
10	7,6	.80	77	.744	.0270	.0209	3684
15	11,45	.80	70	.680	.0270	.0184	3804
Moyenne $N_0' = 3715 \pm 55$							

Le nombre N_0 correspondant à 1×10^6 impulsions du moniteur est obtenu à partir de cette moyenne en le multipliant par le facteur d'accumulation 0,463 et en le divisant par 2.

$$N_0^1 = \frac{3715 \times 0,463}{2} = 860 \pm 30$$

$$N_0^2 = \frac{400 \times 0,463}{0,206} = 900 \pm 60$$

$$N_0^3 = \frac{3704 \times 0,463}{2} = 858 \pm 30 .$$

N_0'' la valeur obtenue à partir de la courbe d'absorption provenant de la sommation des canaux présente une incertitude plus grande dans le procédé d'extrapolation puisque, dans ce cas, les erreurs individuelles dans les canaux tendent à se cumuler. Donc, en rapportant une valeur pour N_0 , la valeur N_0'' n'est pas la meilleure. Aussi, nous prenons une moyenne de trois nombres N_0^1 , N_0^2 et N_0^3 , c'est-à-dire:

$$N_{B^{12}} = 873 \pm 40 .$$

D. Résultats du comptage des rayons γ .

Pour 50.000 balayages déclenchés, 40 impulsions seulement ont été obtenues dans les différents canaux de l'analyseur de hauteur d'impulsion. Ceci est en accord avec le taux de comptage accidentel que l'on peut attendre dans les conditions de l'expérience.

$$\begin{aligned} \text{Nombre d'accidentelles} &= \frac{\text{impulsions dans le moniteur} \times \text{balayages}}{\text{durée totale de balayage}} \\ &\quad \times \text{temps de résolution du circuit} \\ &\quad \times \text{taux d'efficacité du synchro-cyclotron} \\ &= \frac{N_M \times N_\mu \times \Delta t}{t} \times 65 \\ &= \frac{25 \times 5 \times 10^4 \times 5 \times 10^4}{2.5 \times 10^4} \times 2.5 \times 10^{-6} \times 65 \\ &= 42 . \end{aligned}$$

Nous n'avons donc pas observé de transitions aux niveaux excités liés du B^{12} .

Cependant, comme la durée du comptage des rayons γ est relativement courte puisqu'elle correspond à 50.000 muons

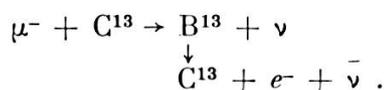
ou encore 1000 B¹² comptés, une limite supérieure de 10% peut être raisonnablement acceptée pour la transition aux niveaux excités de B¹².

E. *Activité due au C¹³.*

La composition isotopique du carbone est :

$$\begin{aligned} \text{C}^{12} &: 98,892\% \\ \text{C}^{13} &: 1,108\% . \end{aligned}$$

Au pic de muon, la réaction



peut également donner lieu à une activité β^- .

La période de B¹³ est $t_{\frac{1}{2}} = 35$ ms [61, 62] (mesurée dans la réaction Li⁷ (Li⁷, p) B¹³).

Le défaut de masse du B¹³ est de 19,3 MeV. B¹³ — C¹³ \cong 13 MeV. Les niveaux de B¹³ sont stables vis-à-vis de l'émission de neutrons jusqu'à 6 MeV environ au-dessus du niveau fondamental.

L'état fondamental de C¹³ a un moment angulaire $J = \frac{1}{2}$ et une parité négative.

L'état fondamental de B¹³ est sans doute de moment angulaire $J = \frac{3}{2}$ et de parité négative.

L'énergie maximum du spectre de désintégration de B¹³ est de 13,43 MeV.

On peut estimer l'activité de B¹³ à 1% de l'activité totale de B¹².

La réaction $\mu^- + \text{C}^{13} \rightarrow \text{B}^{12} + n + \nu$ produit également du B¹². Il semble que 80% des réactions d'absorption de muons conduit à l'émission de neutrons [41]. Comme le pourcentage d'absorption de muons dans C¹³ présente environ 10%, la contribution à l'activité du B¹² est environ $\frac{10}{2} \times 0,8 = 4\%$ de l'activité totale de B¹².

Ainsi, 5 autres pour cent de l'activité totale détectée au pic de muons (B¹² + B¹³) peuvent être attribués à une réaction

autre que la transition de l'état fondamental de C^{12} à l'état fondamental de B^{12} .

Tenant compte de cette correction pour $N_{B^{12}}$, nous obtenons les résultats suivants:

Résultats expérimentaux pour P_μ et P_μ/P_β :

Montage 1:

$$N_{B^{12}} = 881$$

$$P_\mu = \frac{881}{41400} \times \frac{1}{2.02 \times 10^{-6}}$$

$$P_\mu = 10,5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$P_\beta = \frac{0,97}{29,72} = 0,03264 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{P_\mu}{P_\beta} = \frac{10,5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}}{0,3264 \times 10^3 \text{ s}^{-1}} = 320 \pm 15 .$$

Montage 2:

$$N_{B^{12}} = 870$$

$$P_\mu = 10,4 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{P_\mu}{P_\beta} = 315 \pm 25 .$$

Montage 3:

$$N_{B^{12}} = 873$$

$$P_\mu = 10,4 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{P_\mu}{P_\beta} = 316 \pm 15 .$$

Après correction due à la présence de C^{13} :

TABLEAU 5.

P_μ	$\frac{P_\mu}{P_\beta}$	$\frac{N_{B^{12}}}{N_\mu}$
1. $10.0 \pm 0.5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$	304 ± 15	$2.13 \pm 0.10\%$
2. $9.9 \pm 0.6 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$	300 ± 25	$2.10 \pm 0.15\%$
3. $9.9 \pm 0.5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$	300 ± 15	$2.10 \pm 0.10\%$
Moyenne: $9.9 \pm 0.5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$	301 ± 18	$2.11 \pm 0.1\%$

TABLEAU 6.

Décroissance de B¹² corrigée du bruit de fond.(Fréquence de répétition du synchro-cyclotron: 13.5 s⁻¹.)

Numéro du canal	Temps en ms	Nombre mesuré	Nombre corrigé après normalisation des canaux	Valeur moyenne prise sur trois canaux
	0			
1	3			
2	6	354	392.29	
3	9	309	348.18	325.42
4	12	214	235.80	
5	15	259	266.16	
6	18	234	247.41	272.10
7	21	292	302.74	
8	24	252	256.12	
9	27	186	189.42	207.51
10	30	187	187.00	
11	33	184	178.06	
12	36	121	111.69	146.01
13	39	167	148.28	
14	42	151	136.93	
15	45	118	99.31	101.71
16	48	83	68.89	
17	51	98	76.42	76.63
18	54	60	76.84	
19	57			
20	60			

TABLEAU 7.

Décroissance de l'activité obtenue avec un absorbant épais.

1) Bruit de fond, cyclotron en marche, faisceau non dévié dans l'appareillage.

2) Avec faisceau et 10 cm d'absorbant.

(2) — (1): Activité.

Largeur de canal: 3 ms.

Numéro du canal	(1)	(2)	(1) Moyenne	(2) Moyenne	(2) — (1)
5	106	276			
6	123	222			
7	111	220	110	230	(canal 6.5) 120
8	101	202			
9	60	198			
10	98	191			
11	96	177	86	189	(canal 10,5) 103
12	91	190			
13	87	158			
14	57	152			
15	66	157	69	157	(canal 14.5) 88
16	65	160			
17	61	149	61	149	(canal 17) 88
18					
19					

TABLEAU 8.

Détermination de la période de l'activité au pic de pions.

- A. Nombres obtenus au pic de pions.
 B. Nombres obtenus avec 10 cm d'absorbant.
 C. (A) — (B).
 D. Nombres corrigés après normalisation des canaux.
 E. Valeurs moyennes. Largeur de canal: 3 ms.

Canal	A	B	C	D	Temps en ms	E moyenne
1						
2	1093	330	763	846		
3	1017	269	748	843		
4	992	262	730	798	10.5	800
5	965	271	694	713		
6	958	230	728	770		
7	947	243	704	730		
8	951	220	731	743	22.5	726
9	880	231	649	661		
10	836	189	647	647		
11	950	228	722	699	34.5	665
12	902	201	701	647		
13	939	185	754	669		
14	894	213	681	618		
15	943	227	716	602		
16	928	247	681	566	46.5	591
17	932	192	740	577		
18	646	145	501			

TABLEAU 9.

*Activité du B¹² mesurée au pic des μ .*Facteur de pertes: $\frac{1}{0.89}$.Nombre d'impulsions dans le moniteur: 2×10^6 .

Valeurs obtenues. Elles doivent être normalisées à une largeur de canal de 0.8 ms.

Numéro du canal	Expérience 1	Expérience 2	Largeur réelle du canal (ms)
3	346	349	.680
4	282	326	.700
5	307	305	.750
6	247	278	.730
7	261	260	.740
8	262	243	.758
9	279	253	.756
10	257	230	.770
11	253	241	.795
12	251	231	.834
13	249	243	.867
14	260	232	.849
15	221	241	.915
16	230	243	.928
17	227	254	.987
18	228	212	

TABLEAU 10.

Décroissance des muons (valeurs mesurées, non corrigées).

A. Pour 2.5×10^5 impulsions dans le moniteur.

B. Pour 5×10^5 impulsions dans le moniteur.

Largeur de canaux à normaliser à $0.2 \mu s$.

Canal	A	B	Largeur de canal
4	285	646	.700
5	279	510	.750
6	222	428	.730
7	173	374	.740
8	173	282	.758
9	141	269	.756
10	98	248	.770
11	90	187	.795
12	78	163	.834
13	63	132	.867
14	56	135	.849
15	56	116	.915
16	49	118	.928
17	53	114	.987
18	48	106	
19	55	119	
20	48	114	
Surplus	3	2	

III. CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

 1. CALCUL PAR LE MODÈLE EN COUCHE [64, 65] DE L'ÉLÉMENT
 DE MATRICE DE DÉSINTÉGRATION β DE $B_5^{12} \rightarrow C_6^{12}$.

La configuration de l'état fondamental de C_6^{12} est:

$$(1s)^2 (1p_{3/2})^4; (1s)^2 (1p_{3/2})^4 \\ I_f = 0 .$$

Celle de B_5^{12} est:

$$(1s)^2 (1p_{3/2})^3; (1s)^2 (1p_{3/2})^4; (1p_{1/2}) \\ I_i = 1 .$$

Les transitions état fondamental à l'état fondamental adviennent entre états dérivés des configurations

$$(1p_{3/2})^3 \{ (1p_{3/2})^4 (1p_{1/2})^1 \}, (1p_{3/2})^4 (1p_{3/2})^4 .$$

La configuration $(1p_{3/2})^4 (1p_{3/2})^3$ engendre la fonction d'onde antisymétrique

$$\chi_m^{T_3} \left(I = \frac{3}{2}, \quad T = \frac{1}{2} \right) .$$

Ces fonctions s'associent à $U_{3/2, m}$ et $U_{1/2, m}$ pour donner:

$$\Psi_f = \Psi_{0,0; 0,0} = 8^{-\frac{1}{2}} \sum_m \left[a(1) \chi_m^{-\frac{1}{2}}(2, \dots 8) \chi_m^{+\frac{1}{2}}(2, \dots 8) \right]$$

$$\times U_{3/2, m}(1) (-1)^{m+\frac{1}{2}} .$$

$$\Psi_i = \Psi_{1,0; 1,1} = \frac{1}{4} \sum_v p_v a(1) \left[U_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(2, \dots 8) - \right.$$

$$\left. - U_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(1) \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(2, \dots 8) \right] .$$

Tant Ψ_f que Ψ_i sont complètement antisymétriques par rapport aux coordonnées d'espace, de spin et de spin isobarique des deux particules.

Ceci est évident pour Ψ_f car il se présente sous la forme d'un déterminant. Pour Ψ_i la sommation par permutation p_v ,

circulaire sur les nombres 1, 2, jusqu'à 8 garantit la même propriété.

Dans le calcul de l'élément de matrice de la désintégration β , l'opérateur $\sum Q_K \sigma_{zK}$ est remplacé par $8 Q_1 \sigma_z$, substitution autorisée par l'antisymétrie de Ψ_i et Ψ_f . L'orthogonalité de $\Psi_{3/2, m}$ et $\Psi_{1/2, m}$ élimine tous les termes d'interférence dans la somme $\sum_{\nu} p_{\nu}$.

Utilisant la relation:

$$\begin{aligned} I_f &= I_i - 1 = I \\ |\sigma|^2 &= \sum_{mf} |(f | Q_K \sigma_K | i)|^2 \\ &= (I + 1) |(\alpha'; 1, 1; T', T - 1 | \sum Q_K \sigma_{zK} | \alpha; I + 1, I, TT)|^2. \end{aligned}$$

Q_K est l'opérateur de déplacement qui transforme un neutron en proton. En notation de spin isobarique:

$$Q = \frac{1}{2} (\tau_1 - i\tau_2).$$

En spécialisant l'équation précédente au cas:

$$I_f = I_i - 1 = I$$

il vient:

$$\begin{aligned} |\sigma|^2 &= \frac{1}{2} \left| \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left| \sigma_z \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right. \right) - \left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \left| \sigma_z \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right. \right) \right|^2 \\ &= 2 \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left| \sigma_z \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right. \right) \right|^2 \\ \left| \int \sigma \right|_{B^{12}-C^{12}}^2 &= \frac{16}{9}. \end{aligned}$$

2. CALCUL CLASSIQUE DE CAPTURE $K_{\beta}^{66,67}$ APPLIQUÉ A LA RÉACTION DE CAPTURE $C^{12} \xrightarrow{\mu^-} B^{12}$.

La probabilité quantique de transition entre les états initia et final est:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho |H_{fi}|^2$$

H_{fi} est l'élément de matrice du terme d'interaction de l'Hamiltonien de la transition,

f et i désignent les états final et initial,

\sum_f indique la sommation sur tous les états finaux discrets ou l'intégration sur les états finaux formant un ensemble continu,

ρ est la densité des états finaux de la transition.

Pour l'interaction de désintégration β :

$$H_{fi} = g \int \sum_n (\Psi_v^* 0_n \Psi_e) (\Psi_f^* 0_n \Psi_i)$$

Ainsi:

$$P_\beta = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho g^2 \left| \int \sum_n (\Psi_v^* 0_n \Psi_e) (\Psi_f^* 0_n \Psi_i) \right|^2 .$$

Comme la différence d'énergie entre états finaux et initiaux est petite dans la désintégration β , P_β peut être développé par rapport à $\frac{R}{\lambda}$ et $\frac{v}{c}$ (λ est la longueur d'onde des leptons). R = rayon nucléaire, v = vitesse des nucléons dans le noyau.

Nous limitant aux transitions G — T auxquelles s'applique la règle de sélection (en notations habituelles)

$$\Delta I = 0, \text{ ou } \pm 1 \text{ (} 0 \rightarrow 0 \text{ exclu, pas de changement de parité)}$$

on obtient:

$$P_\beta = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho g_{\beta G.T}^2 \left| (\Psi_v^* \vec{\sigma} \Psi_e) \int \sum_n (\Psi_f^* \vec{\sigma}_n \Psi_i) \right|^2 .$$

Dans le cas de la désintégration β , la longueur λ d'onde des leptons est très grande comparée à R , le rayon du noyau, et les Ψ_v et Ψ_e peuvent être évalués au centre du noyau. Il n'est pas nécessaire de prendre la moyenne de la fonction d'onde sur le volume du noyau ou à sa surface. Ainsi, Ψ_v^* et Ψ_e ci-dessus peuvent s'écrire $\Psi_{v(0)}^*$ et $\Psi_{e(0)}$. Par analogie avec P_β , on écrit pour P_μ , la probabilité de capture d'un muon dans un noyau (pour une transition G — T pure):

$$P_\mu = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho g_{\mu G.T}^2 \left| (\Psi_v^* \vec{\sigma} \Psi_\mu) (\Psi_f^* \vec{\sigma}_n \Psi_i) \right|^2 .$$

Cependant, on suppose dans cette expression de P_μ que l'analogie avec la désintégration β est strictement valable dans le cas de l'absorption de muons. Cette hypothèse est affaiblie par le fait que le transfert de quantité de mouvement qui accompagne l'absorption de muons négatifs est grand comparé à celui de la désintégration β et de tels transferts de quantité de mouvement rendent incertains les états de moment des nucléons individuels dans le noyau. Ainsi, le développement de (H_{fi}) en série de puissance de $\frac{R}{\lambda}$ et $\frac{v}{c}$ peut ne pas être valable. Cette incertitude est la limitation principale dans l'application de la théorie de la capture K_β au phénomène d'absorption de muons.

Simplifions encore, P_μ peut s'écrire:

$$P_\mu = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho_\mu g_{\mu G.T}^2 \left| (\Psi_\nu^* \vec{\sigma}_\mu \Psi_\mu) \int \sum_n (\Psi_f^* \vec{\sigma}_n \Psi_i) \right|^2.$$

Appliquant les expressions données pour P_μ et P_β à la transition $C^{12} \xrightarrow[e^-]{\mu^-} B^{12}$, on peut écrire:

$$P_\beta = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho_\beta g_{\beta G.T}^2 \left| (\Psi_\nu^* \vec{\sigma}_e \Psi_e) \int \sum_n (\Psi_{C^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{B^{12}}) \right|^2$$

et

$$P_\mu = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho_\mu g_{\mu G.T}^2 \left| (\Psi_\nu^* \vec{\sigma}_\mu \Psi_\mu) \int \sum_n (\Psi_{B^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{C^{12}}) \right|^2.$$

Si l'on fait l'hypothèse que les éléments de matrice:

$$\left| \int \sum_n (\Psi_{B^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{C^{12}}) \right|^2 = \left| \int \sum_n (\Psi_{C^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{B^{12}}) \right|^2$$

le rapport $\frac{P_\mu}{P_\beta}$ peut être calculé. Dans un tel calcul, on prend

la valeur $\left| \frac{g_{\mu G.T}^2}{g_{\beta G.T}^2} \right| \equiv 1.$, et l'on fait un choix convenable

pour la moyenne de la fonction d'onde du neutrino et celle de la fonction d'onde du muon négatif dans l'expression de P_μ .

Etant donné que les transferts de quantité de mouvement qui interviennent dans les deux directions de la transition

$C^{12} \xrightarrow[\mu^-]{e^-} B^{12}$ différent, les deux éléments de matrice

$$| M_{C^{12} \rightarrow B^{12}} |^2 \quad \text{et} \quad | M_{B^{12} \rightarrow C^{12}} |^2$$

ne sont pas nécessairement de grandeur égale. Cependant, il faut faire l'hypothèse de leur égalité dans l'application de la théorie simple de la capture K_β .

Evaluons P_β et P_μ séparément pour les transitions étudiées.

A. *Evaluation de P_β .*

$$P_\beta = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \rho_\beta g_{\beta G.T}^2 | (\Psi_\nu^* \vec{\sigma}_e \Psi_e) \int \sum_n (\Psi_{C^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{B^{12}}) |^2 .$$

Dans cette expression, on suppose que l'évaluation de l'élément de matrice se fait sur un volume dV . Il faut donc remplacer $| () | \int \Sigma () |^2$ par $| () \int \Sigma () dV |^2$.

Pour les fonctions d'ondes du neutrino et de l'électron, des ondes planes normalisées dans un parallélépipède de volume V sont employées et les fonctions d'ondes sont évaluées au centre du noyau.

Ceci est possible car les longueurs d'ondes du neutrino et de l'électron qui interviennent dans la désintégration β sont très grandes vis-à-vis de R , le rayon du noyau. Se limitant aux transitions d'ordre le plus bas, c'est-à-dire aux seules ondes s , ($l = 0$), les deux fonctions d'ondes planes sont égales à $\frac{1}{\sqrt{V}}$

$$\Psi_{e(0)} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-i\vec{k}_e \cdot \vec{r}} S_e = \frac{1}{\sqrt{V}} ; \quad \Psi_{e(0)}^2 = \frac{1}{V}$$

$$\Psi_{\nu(0)} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-i\vec{k}_\nu \cdot \vec{r}} S_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} ; \quad \Psi_{\nu(0)}^2 = \frac{1}{V} .$$

Ainsi:

$$P_\beta = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f g_{\beta G.T}^2 \rho_\beta | \int \sum_n (\Psi_{B^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{C^{12}}) |^2 .$$

La densité d'états finaux ρ_β pour les fonctions d'ondes planes données ci-dessus est:

$$P_\beta = \frac{V^2}{4 \pi^4 \hbar^6 c^3} p_e^2 (E_0 - E_e)^2$$

$$\int \rho_\beta = \frac{V^2}{4 \pi^4 \hbar^6 c} \int_0^{p_0} p_e \frac{(E_0 - E_e)^2}{c^2} dp_e = \frac{V^2}{4 \pi^4 \hbar^6 c}$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{60} (E_0^2 - 1) (2 E_0^4 - 9 E_0^2 - 8) + \dots \right] \\ & \cong \frac{V^2}{4 \pi^4 \hbar^6 c} \left(\frac{2 E_0^5}{60 c^5} - \dots \right) \\ & \cong \frac{V^2 E_0^5}{120 \pi^4 \hbar^6 c^6} \\ P_\beta & = \frac{\Pi E_0^5}{60 \hbar^7 \pi^4 c^6} g_{\beta G.T}^2 \left| \int \sum_n (\Psi_{B^{12}}^* \vec{\sigma}_n \Psi_{C^{12}}) \right|^2 . * \end{aligned}$$

* V^2 disparaît car il se présente également au dénominateur des fonctions d'ondes de lepton.

Comme le spin de l'état fondamental de B^{12} est 1, il faut effectuer la sommation sur les trois états de la composante du spin de B^{12} (1, 0, -1) et prendre la moyenne en divisant par 3.

On obtient ainsi:

$$P_\beta = \frac{g_{\beta G.T}^2 E_0^5}{180 \pi^3 \hbar^7 c^6} \left| \overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}} \right|^2 .$$

Dans ce qui précède, le facteur de correction coulombienne f dû à l'effet de la charge nucléaire Z sur la fonction d'onde de l'électron a été omis. Ce facteur $f(Z, E_0)$ est égal à

$$f = e \frac{\pi Z e^2}{\hbar c} = 1.15 \pm 0.1.$$

Introduisant f dans la formule précédente:

$$P_\beta = \frac{1.15 g_{\beta G.T}^2 E_0^5}{180 \pi^3 \hbar^7 c^6} \left| \overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}} \right|^2 .$$

La valeur connue de la vie moyenne de B^{12} est 29,72 ms.

On sait également que 97% de la transition $B^{12} \rightarrow C^{12}$ se fait vers l'état fondamental de C^{12} .

Ainsi:

$$P_\beta = \frac{0,97}{29,72 \cdot 10^{-3}} = 0.0326 \times 10^3 s^{-1} \text{ (valeur expérimentale).}$$

L'élément de matrice $\left| \overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}} \right|^2$ est alors calculé

$$\left| \overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}} \right|^2 = \frac{32.6 \times 180 \pi^3 \hbar^7 c^6}{1.15 g_{\beta G.T}^2 E_0^5}$$

La valeur 13,376 MeV est employée pour Σ_0 .

Ainsi :

$$| \overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}} |^2 = 1,3038 .$$

B. Evaluation de P_μ .

Pour évaluer P_μ , il faut tenir compte des considérations suivantes :

1. La longueur d'onde du neutrino émis au cours de l'absorption de muons négatifs est de 13 fermis environ. La longueur d'onde réduite est de l'ordre de 2 fermis, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire. Ainsi, la fonction d'onde du neutrino varie en amplitude sur le rayon du noyau. Cette variation réduit la valeur numérique de la fonction d'onde. De même, il faut prendre la moyenne de la fonction d'onde du muon sur le noyau.

2. Les états de spin du proton et du neutron des noyaux de C^{12} et de B^{12} , prédits par un modèle en couche à couplage jj , qui interviennent dans la réaction $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ sont $3/2$ et $1/2$.

La règle de sélection $l_\nu = l_p + l_\mu =$ nombre pair doit être satisfaite. Ainsi, seules les ondes s et d de neutrino participent à la réaction et non les ondes p . La contribution de l'onde d doit être calculée.

3. Il faut effectuer la sommation sur les deux états de spin du méson et prendre la moyenne en divisant par 2.

4. Seules les transitions d'ordre 0 sont considérées.

Tenant compte de 3 et de 4, on obtient :

$$P_\mu = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_\mu \Psi_\nu^2 \Psi_\mu^2 \sum_{mj} | \int (...) dV |^2 .$$

Nous employons l'expression comme fonction d'onde du neutrino

$$\Psi_\nu = \frac{k_\nu}{\sqrt{b}} j_l(k_\nu r) Y_l^m(\Omega) \chi_s$$

où K_ν est le nombre d'ondes du neutrino,

$j_l(k_\nu r)$ est une fonction sphérique de Bessel,

$Y_l^m(\Omega)$ est une harmonique sphérique normalisée,
 χ_s est une fonction propre de la composante Z du spin.

Nous employons la fonction d'onde de type hydrogène comme fonction d'onde du muon, puisque l'absorption a lieu seulement depuis l'orbite K.

$$\Psi_\mu = \pi^{-\frac{1}{2}} (\mu z e^2 / \hbar^2)^{3/2} .$$

Les formes les plus générales des deux fonctions d'ondes Ψ_ν et Ψ_μ s'écrivent pour $l = 0$:

$$\Psi_\nu(r, \nu, \varphi, \zeta) = F_\nu(r) Y_{00}(\nu, \varphi) \alpha(\zeta)$$

$$F_\nu(r) = \left(\frac{\pi k_\nu}{2br}\right)^{\frac{1}{2}} J_{1/2}(k_\nu r)$$

pour un neutrino dans une sphère de rayon b .

$$j_0(k_\nu r) = \left(\frac{\pi}{2k_\nu r}\right)^{\frac{1}{2}} J_{1/2}(k_\nu r)$$

$$F_\nu(r) = \frac{k_\nu}{\sqrt{b}} j_0(k_\nu r)$$

$$\Psi_{\nu(0)} = \Psi(r=0, \zeta) = \frac{k_\nu}{\sqrt{b}} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \alpha(\zeta) \left[Y = \left(\frac{4\pi}{1}\right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$\Psi_{\nu(0)} \Psi = \frac{k_\nu}{\sqrt{4\pi b}} \cdot \alpha(\zeta)$$

$$\begin{aligned} j_0(k_\nu r) \text{ (pour } r = R) &= \left(\frac{\pi}{2R}\right)^{\frac{1}{2}} J_{\frac{1}{2}}(k_\nu r) = \frac{\sin k_\nu R}{k_\nu R} \\ &= 1 - \frac{1}{b} k_\nu R)^2 + \dots \end{aligned}$$

La fonction d'onde du neutrino à la surface du noyau est environ 0,74 fois celle du neutrino au centre du noyau.

$$\Psi_{\nu(R)} \cong \Psi_{\nu(0)} \times 0,74 .$$

De même, Ψ_ν est calculé sur le volume du noyau est:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_\nu \rangle \text{ moyenne en volume} &= \frac{1}{V} \int_0^R \Psi_\nu(r) r^2 dr \\ &= \frac{1}{V} \int_0^R \frac{\sin(k_\nu r)}{k_\nu r} r^2 dr . \end{aligned}$$

Pour le noyau de C^{12} , on emploie $R = 1,25 \times A^{1/3} \times 10^{-3}$.

Ainsi :

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\nu} \rangle \text{ moyenne en volume} &= 0,853 \Psi_{\nu(0)} \\ \langle \Psi_{\nu} \rangle \text{ moyenne superficielle} &= 0,748 \Psi_{\nu(0)} \\ \Psi_{\nu} \text{ (moyenne)} &= \frac{1,601}{2} = 0,8 \Psi_{\nu(0)}. \end{aligned}$$

De même :

$$\begin{aligned} \Psi_{\mu} &= C \cdot F_{\mu}(r) Y_{00} \alpha(\zeta) \\ F_{\mu}(r) &= C \cdot e^{-r/2} \alpha \\ \alpha &= \frac{\hbar^2}{2\mu Z e^2}; \quad \int |\Psi_{\mu}|^2 dr = 1 \\ C &= \frac{1}{\sqrt{2} \alpha^3} \\ \Psi_{\mu(0)} &= \left[\frac{1}{2} \frac{8\mu^3 R^3 e^6}{\hbar^6} \cdot \frac{1}{4\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \alpha(\zeta) \\ &= \left[\frac{Z^3 \mu^3 e^6}{\pi \hbar^6} \right]^{\frac{1}{2}} \alpha(\zeta) \end{aligned}$$

Nous définissons Ψ_{ν} (moyenne) et Ψ_{μ} (moyenne) comme les moyennes entre $\langle \Psi_{\mu,\nu} \rangle_R$ et $\langle \Psi_{\mu,\nu} \rangle$ moyenne en volume comme indiqué ci-dessous.

La densité des états finals se déduit de la densité des états de neutrino permis dans une sphère de rayon b .

$$\rho_{\mu} = \frac{dN}{dE} = \frac{2bdp}{hdE} = \frac{b}{\pi \hbar c}$$

Des calculs semblables à ceux décrits en appendice donnent pour C^{12} :

$$\begin{aligned} \Psi_{\mu}(R) &\cong 0.927 \Psi_{\mu}(0) \\ \langle \Psi_{\mu} \rangle \text{ moyenne en volume} &\cong 0.946 \Psi_{\mu}(0) \\ \langle \Psi_{\mu} \rangle \text{ moyenne} &\cong \frac{1.8732}{2} \Psi_{\mu}(0) \cong 0.937 \Psi_{\mu}(0) \\ \Psi_{\nu(\text{moy})}^2 \Psi_{\mu(\text{moy})}^2 &\cong 0.562 \Psi_{\nu(0)}^2 \Psi_{\mu(0)}^2 \end{aligned}$$

On obtient :

$$P_{\mu} = \frac{0.562 Z^3 \mu^3 e^6 k^2 \nu}{2\pi^2 \hbar c} \left| \overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}} \right|^2$$

Ainsi

$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = \frac{0.562}{1.15} 90 \pi \left(\frac{207 Z}{137} \right)^3 \left(\frac{E_{\nu}^2}{E_0^5} \right) \times (m_s c^2)^3$$

$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = 267 \quad (E_{\nu} = 92 \text{ Me V}) .$$

Posant

$$P_{\beta} = \frac{0.97}{29.72 \times 10^{-3}} \quad P_{\mu} = 8.7 \times 10^3 .$$

De même, en employant pour $|\overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}}|^2$ la valeur 1,3038, déduite de P_{β} ci-dessus, on obtient pour $P_{\mu} = 8.7 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ *.

* Godfrey cite $\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = 228$ et $P_{\mu} = 6.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Ces valeurs résultent d'erreurs numériques. Les valeurs correctes sont 273 et $8.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

En employant la valeur de $|\overline{M_{B^{12} \rightarrow C^{12}}}|^2 = \frac{16}{9}$ donnée par le modèle en couche à couplage jj , on obtient $P_{\mu} = 12.1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Si l'on s'en tient aux moyennes en volume des fonctions d'onde leptoniques:

$$P_{\mu} = 10.1 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = 310 .$$

Si l'on s'en tient aux moyennes superficielles de ces mêmes fonctions:

$$P_{\mu} = 7.45 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

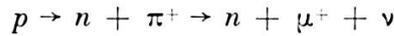
$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = 229 .$$

3. CONTRIBUTIONS DU COUPLAGE PSEUDOSCALAIRE EFFECTIF ET DU COURANT VECTORIEL CONSERVÉ A LA PROBABILITÉ P_{μ} D'ABSORPTION DES MUONS.

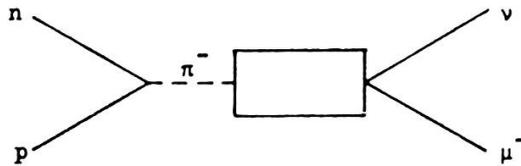
Les développements théoriques les plus récents [11, 12] dans le domaine de l'absorption des muons concernent les deux hypothèses suivantes:

- 1) Interaction pseudoscalaire effective négligeable dans les processus électroniques similaires.
- 2) Conservation du courant vectoriel.

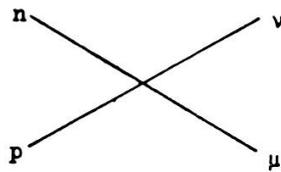
La première hypothèse s'applique aux réactions qui comportent un pion intermédiaire, par exemple :



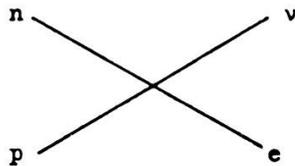
ou



(La boîte rectangulaire représente une paire virtuelle nucléon-antinuécléon) comparé au processus normal



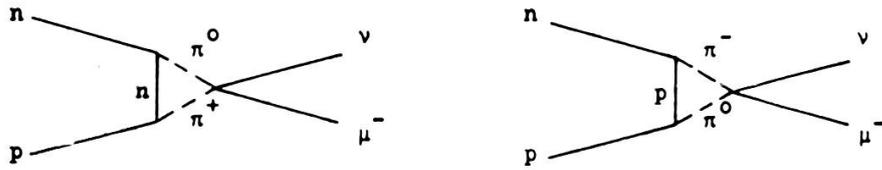
qui possède l'équivalent électronique :



La différence entre l'absorption de muons et la désintégration β tient essentiellement au fait que l'importance de la correction due au pion virtuel dépend de la masse du lepton présent. Une interaction qui comporte l'émission d'un pion intermédiaire introduit un terme pseudoscalaire effectif engendré par le couplage A pseudovectoriel dans la théorie universelle V-A.

La seconde hypothèse envisage une interaction directe des pions et des leptons engendrée par le couplage vectoriel V :

$$\pi^+ + \mu^- \rightarrow \pi^0 + \nu .$$



En d'autres termes, cet effet peut être identifié à une interaction directe avec les dérivées des fonctions d'onde de nucléon. Ce couplage correspond au terme dû au moment magnétique anomal du courant nucléonique électromagnétique. L'élément de matrice de l'absorption des muons s'écrit :

$$M_{\mu} = \left(\frac{m^2}{p_0 n_0} \right) \left[\left\{ a \bar{U}_{\nu} (1 - \gamma_5) i \gamma_{\lambda} \gamma_5 U_{\mu} \bar{U}_n i \gamma_{\lambda} \gamma_5 U_p + \right. \right. \\ \left. \left. + m_{\mu} b \bar{U}_{\nu} (1 - \gamma_5) \gamma_5 U_{\mu} \bar{U}_n \gamma_5 U_p \right\} \right. \\ \left. + \left\{ c \bar{U}_{\nu} (1 - \gamma_5) \gamma_{\lambda} U_{\mu} \bar{U}_n \gamma_{\lambda} U_p + \right. \right. \\ \left. \left. + i d \bar{U}_{\nu} (1 - \gamma_5) \gamma_{\lambda} (P_{\mu} - p_{\nu}) U_{\mu} \bar{U}_n \sigma_{\lambda\mu} U_p \right\} \right]$$

où m est la masse du nucléon,

U sont les spineurs,

γ les matrices de Dirac, et

p les quantités de mouvement.

Les coefficients a , b , c et d sont fonctions du transfert invariant de quantité de mouvement entre nucléons: $(n - p)^2$.

Au cours de la désintégration β , $(n - p)^2 = 0$; a et c s'identifient aux coefficients de couplage C_A^{β} et C_V^{β} .

Pour l'absorption de muons: $(n - p)^2 = m_{\mu}^2 \left(1 - \frac{m_{\mu}}{m} \right) \cong 0.9 m_{\mu}^2$. $m_{\mu} b$ est le coefficient de couplage pseudoscalaire effectif C'_p . Il vaut :

$$| C'_p | \cong 8 C_V^{\beta} .$$

tandis que $a^{(\mu)}$, $c^{(\mu)}$ sont liés aux constantes de couplage correspondantes de la désintégration β .

$$\frac{a^{(\mu)} (0.9 m_{\mu}^2)}{C_A^{\beta}} \cong 1 - \frac{1}{\pi} \frac{(0.9) m_{\mu}^2}{4 m^2 p} = 0.999$$

$$\frac{c^{(\mu)} (0.9 m_{\mu}^2)}{C_V^{\beta}} \cong 1 - \frac{1}{6} (0.9 m_{\mu}^2) \langle r^2 \rangle .$$

où $\langle r^2 \rangle$ est le rayon quadratique moyen de la distribution de charge électrique de proton libre = $(0.8 \times 10^{-13} \text{ cm})^2 = \frac{1}{1.75 m_\pi}^2$

$$\frac{C^\mu (0.9 m_\mu^2)}{C_V^\beta} = \frac{1 \times 0.9 m_\mu^2}{6 \times (1.75 m_\pi)^2} = 0.97 .$$

Le dernier terme de l'élément de matrice donné ci-dessus représente une interaction directe comportant les dérivées des champs de spineur. Il est dû au courant vectoriel conservé et lie $c^{(\mu)}$ à $d^{(\mu)}$:

$$\frac{d^{(\mu)}}{c^{(\mu)}} \cong \frac{\sigma_p - \sigma_n}{2 m_p}$$

où les σ sont les moments magnétiques anormaux et m_p est la masse du proton.

Si l'on compare $a^{(\mu)}$, $c^{(\mu)}$, C'_p et $d^{(\mu)}$ aux constantes de couplage de la désintégration β , on peut écrire dans l'approximation non relativiste un hamiltonien effectif qui contient les spineurs U dont les composantes petites sont négligées.

Cet hamiltonien effectif donne:

$$M_\mu = \langle f | H_{\text{eff}} | i \rangle$$

tous les états de nucléons dans le noyau étant pris en considération.

Un calcul préliminaire d'ordre de grandeur basé sur un tel hamiltonien et exprimant les éléments de matrice d'absorption des muons à l'aide des éléments de matrice de la désintégration β donne:

$$M_{\mu(C^{12} \rightarrow B^{12})} = M_{\beta(B^{12} \rightarrow C^{12})} I$$

où I représente les fonctions d'onde du neutrino et du muon évaluées sur la distribution de charge des protons dans le noyau.

Il s'écrit (Ψ_ν, Ψ_μ , comme pour la capture K):

$$I = \int \Psi_\nu \Psi_\mu \Gamma_p (r) dr$$

où $\Gamma_p (r)$ représente la fonction de distribution de la charge des protons dans le noyau.

Ce calcul donne $P_\mu \cong 8 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

IV. DISCUSSION ET CONCLUSION

Au cours de l'expérience, les nombres totaux de particules comptées ont été les suivants:

$$\begin{aligned} \text{Pions} &= 500 \times 10^6 \\ \text{Muons} &= 20 \times 10^6 \\ \text{B}^{12} &= 420.000 . \end{aligned}$$

Il est évident que les erreurs données ne représentent pas les déviations standards, puisque la précision statistique est très élevée. Elles sont des évaluations obtenues en considérant les sources possibles d'erreurs systématiques dans le montage expérimental.

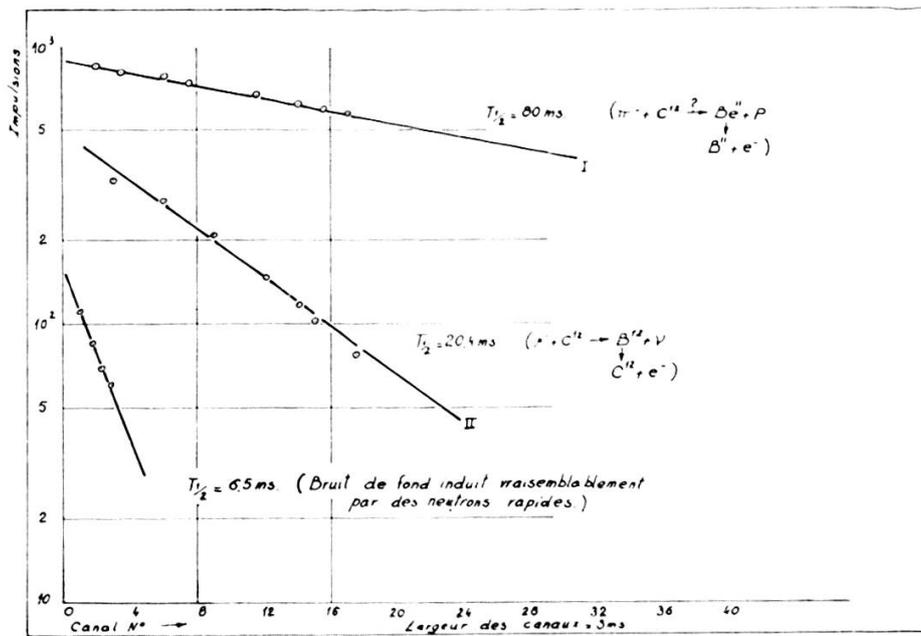
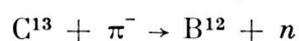
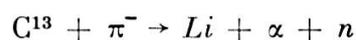


FIG. 27.

Au pic des pions (fig. 27) l'activité mesurée représente environ 1% du taux de comptage des pions. Cette activité a une période composite de 80 ms. Des considérations énergétiques nous permettent d'attribuer une période de cet ordre au Be^{11} qui serait formé dans la réaction $\text{C}^{12} (\pi^-, p) \text{Be}^{11}$ (cf. appendice 5). Cependant, cette activité pourrait être due également aux réactions :



etc.

Au pic des muons, on compte 3600 impulsions pour 10^6 impulsions du moniteur (la vitesse de comptage est d'environ 1400 impulsions par minute desquelles environ 860 peuvent être attribuées au B^{12}), tandis que le bruit de fond cosmique est d'environ 67 impulsions par minute.

Une valeur de 6,5 ms est obtenue pour l'activité aux absorbants élevés. Les incertitudes dues aux taux de comptage faibles ainsi que la présence d'activités provoquées par les rayons cosmiques et le bruit de fond général rendent difficile l'interprétation de cette valeur. Aussi, nous n'attacherons que peu d'importance à la valeur de cette période.

TABLEAU 11.
Travaux expérimentaux.

Références	P_μ	$\frac{P_\mu}{P_\beta}$
1. Ce travail	$(9,9 \pm 0,5) 10^3 s^{-1}$	301 ± 18
2. Godfrey ⁴¹	$(6,5 \pm 1,5) \text{ »}$	198 ± 65
3. Argo et al ⁵⁴	$(9,05 \pm 0,95) \text{ »}$	273 ± 29
4. Fetkovich et al ⁵⁷	$(6,6 \pm 1,1) \text{ »}$	200 ± 33
5. Love et al ⁵⁵	$(6,8 \pm 1,5) \text{ »}$	207 ± 41

TABLEAU 12.
Travaux théoriques.

Références	$P_\mu \times 10^{-3} s^{-1}$	$\frac{P_\mu}{P_\beta}$
1. Ce travail	8,7	267
2. Wolfenstein ⁵²	7,2	219
3. Primakoff ²⁰	8,15	248
4. Ford ⁵³	Inconnu	?
5. Godfrey ⁴¹	8,9	273 *

* Valeur corrigée pour erreurs numériques.

Une nouvelle détermination de la période de la désintégration β du B^{12} a été faite par W. E. Kreger et collaborateurs [60]. Ils obtiennent $T_{\frac{1}{2}} = 18,87 \pm 0,50$ ms.

D'autre part, D. E. Alburger et collaborateurs [63] rapportent une activité de 21 ms de B^{12} , en accord avec la valeur $20,6 \pm 0,4$ citée dans cette thèse. Si la valeur de Kreger et collaborateurs est utilisée au lieu de $20,6 \pm 0,4$, les évaluations théoriques deviennent:

$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = 244,6 \text{ (au lieu de 267)}$$

et

$$P_{\mu} = 8,0 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ (au lieu de } 8,7 \times 10^3 \text{ s}^{-1}) .$$

De même, les résultats expérimentaux deviennent:

$$P_{\mu} = (9,07 \pm 0,5) \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{P_{\mu}}{P_{\beta}} = 276 \pm 16 .$$

CONCLUSION.

La valeur expérimentale de P_{μ} ($C^{12} \xrightarrow{\mu^-} B^{12}$) déduite de nos mesures est $(9,9 \pm 0,5) 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Etant donné que la probabilité d'absorption des muons dans les états excités liés du B^{12} , si toutefois ce phénomène existe, représente au plus 10% de la probabilité totale d'absorption dans les états liés du B^{12} , la valeur minimum de P_{μ} est $(8,9 \pm 0,5) 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Les résultats des évaluations théoriques basées sur l'hypothèse de l'interaction universelle de Fermi se groupent autour de la valeur moyenne $8,00 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ avec une indétermination de l'ordre de 25%.

La précision de la mesure P_{μ} permet de conclure que le rapport des constantes de couplage muon-nucléon et électron-nucléon est:

$$\left| \frac{C_{G.T}^{\mu}}{C_{G.T}^{\beta}} \right| = 1 \pm 0,10 .$$

et qu'il est en bon accord avec l'hypothèse de l'interaction universelle de Fermi.

Les points suivants devraient être étudiés au cours de recherches futures :

- 1) Mesure de l'hélicité des μ^- provenant de la désintégration des π^- pour déterminer si le μ^- est un lepton ou un anti-lepton [68, 69].
- 2) Evaluation théorique précise de P_μ tenant compte du couplage direct des moments magnétiques prédit par le courant vectoriel conservé de Gell-Mann [12]. Les travaux existants [20, 50] ne permettent pas de conclure sur la présence d'un tel couplage car l'indétermination des calculs est de l'ordre de l'effet à vérifier.
- 3) Mise en évidence du couplage pseudoscalaire effectif mentionné par Goldberger et Treiman [11] et Wolfenstein [52], par exemple, dans une transition nucléaire $0 \rightarrow 0$ accompagnant la capture de muons négatifs, ou encore par étude de la capture radiative des muons négatifs.

V. APPENDICES

APPENDICE I

THÉORIE DE LA DÉSINTÉGRATION β ; NON CONSERVATION DE LA PARITÉ ET INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI.

L'hamiltonien d'interaction de la désintégration β peut s'écrire pour une particule isolée :

$$H_{\text{int}} = \sum_m (\Psi_p^* \gamma_4 O_{Hm} \Psi_n) \cdot (C_m \Psi_e^* \gamma_4 O_{Lm} \Psi_\nu) + \text{complexe conjugué}$$

O_{Hm} , O_{Lm} sont des opérateurs de Dirac semblables pour les champs de nucléon, d'électron et de neutrino.

$m = 1, 2, 3, 4, 5$ pour les interactions S, V, T, A, P respectivement.

Les valeurs de O_{Lm} pour S, V, T, A, P sont respectivement de la forme :

$$\begin{aligned}
O_L(S) &= 1 \\
O_L(V) &= \gamma_\mu \\
O_L(T) &= - \left(\frac{i}{2\sqrt{2}} \right) (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) \\
O_L(A) &= -i \gamma_\mu \gamma_5 \\
O_L(P) &= \gamma_5 .
\end{aligned}$$

L'hamiltonien pour un fermion sans interaction s'écrit séparément pour chaque champ:

$$H_0 = \vec{\alpha} \vec{p} + \beta m \quad (\hbar = c = 1)$$

Si $\vec{\sigma}$ est la matrice de spin de Pauli à deux dimensions 2×2

$$\begin{aligned}
\vec{\alpha} &= \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, & \alpha_4 &= i \\
\beta &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \\
\vec{\gamma} &= -i \beta \vec{\alpha}, & \gamma_4 &= \beta \\
\gamma_5 &= \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Les Ψ sont des spineurs à 4 composantes. Dans le cas d'une onde plane, le facteur dépendant des coordonnées spatiales $e^{i\vec{p}r}$ est multiplié par des vecteurs colonnes. Dans le cas non relativiste:

$$\begin{aligned}
\Psi_1 &= N \begin{vmatrix} E + m \\ 0 \\ p_z \\ p_+ \end{vmatrix} \cdot e^{i\vec{p}r} \text{ pour } E > 0 & \sigma_z = \frac{1}{2} \\
\Psi_2 &= N \begin{vmatrix} 0 \\ E + m \\ -p_- \\ -p_z \end{vmatrix} \cdot e^{i\vec{p}r} \text{ pour } E > 0 & \sigma_z = -\frac{1}{2} \\
\Psi_3 &= N \begin{vmatrix} -p_z \\ -p_+ \\ |E| + m \\ 0 \end{vmatrix} \cdot e^{i\vec{p}r} \text{ pour } E < 0 & \sigma_z = \frac{1}{2} \\
\Psi_4 &= N \begin{vmatrix} -p_- \\ p_z \\ 0 \\ |E| + m \end{vmatrix} \cdot e^{i\vec{p}r} \text{ pour } E < 0 & \sigma_z = -\frac{1}{2}
\end{aligned}$$

$$p_+ = p_x + ip_y$$

$$p_- = p_x - ip_y .$$

On peut également écrire pour la désintégration β la densité lagrangienne d'interaction sous la forme (pour une interaction vectorielle avec un opérateur vectoriel γ_α):

$$C_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \nu) + C_V^* (\bar{n} \gamma_\alpha p) (\bar{\nu} \gamma_\alpha e)$$

ν et e sont respectivement les opérateurs d'annihilation et de création des états de neutrino, antineutrino et d'électron-positron. $\bar{\nu}$ et \bar{e} sont les opérateurs de création et d'annihilation et sont liés à ν et e par la relation:

$$\bar{\nu} = \nu^\dagger \gamma_4$$

(† = conjugué hermitique).

C_V^* est le conjugué hermitique de C_V et se rapporte à la désintégration β^+ du proton, tandis que C_V se rapporte à la désintégration β^- du neutron.

La non-conservation de la parité dans la désintégration β transforme l'opérateur d'interaction de telle sorte que, au lieu de:

$$C_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \nu) + H . C$$

on écrit:

$$(\bar{p} \gamma_\alpha n) [\bar{e} \gamma_\alpha (C_V + C_V' \gamma_5 \nu)] + H . C .$$

Dans ce cas, l'opérateur de changement de parité γ_5 fournit un mélange C_V et C_V' des deux états de parité opposée.

Si l'on pose $C_V = C_V'$, on obtient l'asymétrie maximum avant-arrière dans la désintégration d'un noyau polarisé, en accord avec la théorie de neutrino à deux composantes, le neutrino ayant une hélicité à gauche.

La densité lagrangienne correspondant aux cinq types d'interactions contient alors dix termes plus leurs conjugués hermitiques.

$$\mathcal{L} = C_S (\bar{p} n) (\bar{e} \nu) + C_S' (\bar{p} n) (\bar{e} \gamma_5 \nu)$$

$$+ C_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \nu) + C_V' (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 \nu)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} C_T (\bar{p} \sigma_{\alpha\beta} n) (\bar{e} \sigma_{\alpha\beta} \nu) + \frac{1}{2} C'_T (\bar{p} \sigma_{\alpha\beta} n) \bar{e} \sigma_{\alpha\beta} \gamma_5 \nu) \\
& - C_A (\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 \nu) - C'_A (\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_\alpha \nu) \\
& - C_p (\bar{p} \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_5 \nu) + C'_p (\bar{p} \gamma_5 n) (\bar{e} \nu) \\
& + \text{H. C.} .
\end{aligned}$$

Feynman et Gell-Mann, Sudarshan et Marshak et Sakurai [7-10] ont proposé, en plus de l'universalité de l'intensité des interactions faibles, l'universalité de la nature même de l'interaction. Ils proposent une interaction universelle de Fermi de type V-A pour toutes les désintégrations dues à des interactions locales de quatre fermions. Feynman et Gell-Mann postulent que, dans l'interaction de désintégration β , chaque champ de fermions doit être multiplié par l'opérateur de projection:

$$a = \frac{1}{2} (1 + i \gamma_5) ; \quad \bar{a} = \frac{1}{2} (1 - i \gamma_5) .$$

L'interaction de désintégration β présente alors la forme:

$$\sum_i C_i (a \bar{\Psi}_p O_i a \Psi_n) (a \bar{\Psi}_e O_i a \Psi_\nu)$$

où

$$\Psi = \Psi^\dagger \beta .$$

Les opérateurs de projections a et \bar{a} éliminent les interactions S, T et P et conservent seulement A et V.

Les interactions A et V conduisent aux mêmes constantes de couplage. Elles donnent pour la désintégration β :

$$(8)^{\frac{1}{2}} g (\bar{\Psi}_p \gamma_\alpha a n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha a \Psi_\nu)$$

et pour la désintégration μ :

$$(8)^{\frac{1}{2}} g (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha a \Psi_\mu) (\bar{\Psi}_\nu \gamma_\mu a \Psi_\nu)$$

Ces expressions sont équivalentes à une interaction V-A, le neutrino étant à deux composantes.

L'emploi de l'opérateur de projection $\bar{a} = \frac{1}{2} (1 - i \gamma_5)$ est exclu car l'interaction deviendrait V + A, ce qui ne rend pas

compte des données expérimentales sur la désintégration du neutron.

De la même façon on peut écrire:

Désintégration du muon

$$C_{\nu(\mu \text{ dés})} \cdot [\bar{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \mu] [\bar{e} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu] + \text{H. C}$$

Capture du muon

$$C_{\nu(\mu \text{ cap})} \cdot [\bar{p} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) n] [\bar{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu] + \text{H. C}$$

et désintégration β

$$C_{\beta, \beta'} \cdot [\bar{p} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) n] [\bar{e} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu] + \text{H. C} .$$

Les coefficients $C_{\nu(\mu \text{ cap})}$ et C_{β} doivent être égaux. Mais $C_{\nu(\mu \text{ dés})}$ peut différer de $C_{\nu(\mu \text{ cap})}$ et C_{β} , car, dans la capture du muon et la désintégration β , peuvent intervenir des contributions du nuage de pions.

Notre expérience tente donc de vérifier l'interaction universelle de Fermi V-A en mesurant $\frac{C_{\nu(\mu \text{ cap})}}{C_{\beta}}$ pour une transformation unique réversible et en vérifiant que ce rapport est égal à 1.

Toutes les constantes C sont réelles à cause de l'invariance par rapport au renversement du temps.

APPENDICE II

L'UNIVERSALITÉ DE L'INTENSITÉ DU COUPLAGE.

L'universalité de l'intensité du couplage dans les interactions faibles peut être montrée en calculant la vitesse des processus correspondant aux côtés A, B et C du triangle de Puppi et en calculant ensuite les intensités de couplage à l'aide des valeurs expérimentales.

a) *Désintégration du neutron libre.*

La vitesse de désintégration du neutron libre est:

$$\begin{aligned}
R_N &= \frac{m_e c^4 \hbar^{-7} (m_n - m_p)^5}{60 \pi^3 (m_n - m_p)} [C_S^2 + C'_S{}^2 + C_V^2 + C'_V{}^2 + 3C_T^2 + \\
& \hspace{15em} + 3C'_T{}^2 + 3C_A^2 + 3C'_A{}^2] \\
&= \frac{m_e c^4 \hbar^{-7} (m_n - m_p)^5}{60 \pi^3 (m_n - m_p)} C_\beta
\end{aligned}$$

La valeur expérimentale de R_N est $0,96 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Insérant

$$m_e = 0.510976 \text{ Me V}$$

$$m_n = 939.506 \text{ Me V}$$

$$m_p = 938.213 \text{ Me V}$$

et les valeurs connues de c et \hbar on obtient :

$$C_\beta = 10.4 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2 .$$

b) *Désintégration du muon libre.*

Michel (1950) [70] donne la formule suivante pour la vitesse de désintégration :

$$\begin{aligned}
R_\mu &= \frac{c^4 \hbar^{-7} m_\mu^5}{1535 \pi^3} [C_{\mu S}^2 + C_{\mu S} + 4C_{\mu V}^2 + 4C'_{\mu V}{}^2 + 6C_{\mu T}^2 + \\
& \hspace{15em} + 6C'_{\mu T}{}^2 + 4C_{\mu A}^2 + 4C'_{\mu A}{}^2 + C_{\mu P}^2 + C'_{\mu P}{}^2] \\
\frac{c^4 \hbar^{-7} m_\mu^5}{1536 \pi^3} &= C_{\mu (\text{dés})} \\
R_{\mu (\text{exp})} &= 0,45 \times 10^6 \text{ s}^{-1} \\
m_\mu &= 105.70 \text{ Me V} .
\end{aligned}$$

Ainsi $C_{\mu (\text{dés})} = 16,1 \times (10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2$.

c) *Capture de μ^- depuis l'orbite atomique 1S d'un proton libre.*

$$\begin{aligned}
R_{\mu^- (\text{cap})} &= \frac{1}{2 \pi^2} \left(\frac{1}{137} \right)^3 c^4 \hbar^{-7} m_\mu^5 [(C_S + C_V)^2 + (C'_S + C'_V)^2 + \\
& \hspace{15em} + 3(C_T + C_A)^2 + 3(C'_T + C'_A)^2] \\
R_{\mu^- (\text{cap})} &= \frac{1}{2 \pi^2} \left(\frac{1}{137} \right)^3 c^4 \hbar^{-7} m_\mu^5 C_{\mu (\text{cap})}
\end{aligned}$$

Posant [33]

$$R_{\mu^- (\text{cap})} = 188 \text{ sec}^{-1}$$

on obtient pour

$$C_{\mu^- (\text{cap})} = 22,54 (10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2 .$$

Réunissant les trois valeurs ainsi obtenues des constantes de couplage:

$$\begin{aligned} C_{\beta} &= 10.4 \times (10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2 \\ C_{\mu(\text{dés})} &= 16.1 \times (10^{49} \text{ etg cm}^3)^2 \\ C_{\mu(\text{cap})} &= 22.54 \times (10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2 . \end{aligned}$$

Dans le calcul ci-dessus, le recul a été négligé ainsi que des termes d'ordre $\frac{m_e}{m_{\mu}}$. On constate que les trois intensités de couplage sont du même ordre de grandeur.

APPENDICE III

INTERACTIONS DU MUON ET LE PHÉNOMÈNE D'ABSORPTION NUCLÉAIRE.

Depuis la découverte du muon [71, 72], son interaction avec la matière a été un sujet de grand intérêt. Il a d'abord été confondu avec le méson prédit par Yukawa [73], mais les expériences de Conversi, Pancini et Piccioni [74] ont démontré que l'interaction qui conduit à la capture des muons par les noyaux est du même ordre de grandeur que celle qui conduit à la désintégration β .

Conversi et collaborateurs [74] ont observé que dans les éléments légers de $Z < 10$, les muons négatifs étaient en grande partie désintégrés avant d'être absorbés par les noyaux. La capture ne devient plus importante que la désintégration que pour les éléments de $Z > 10$. En d'autres termes, pour $Z > 10$, le temps nécessaire à l'absorption nucléaire est plus petit que 2×10^{-6} s.

Il est admis maintenant que la seule interaction relativement forte connue au muon est l'interaction électromagnétique. Les seules données expérimentales qui ne sont pas complètement en accord avec cette conclusion sont l'excès de diffusion à grand angle observé aux hautes énergies [75].

L'autre interaction connue du muon négatif est sa capture par les atomes et noyaux. Ce dernier processus est appelé *absorption nucléaire* dans le présent travail.

Fermi et Teller montrent que le temps mis [76] par un muon de 2 Ke V pour atteindre l'orbite K dans le carbone est d'environ 10^{-13} s; par conséquent sa désintégration (de vie moyenne $2,2 \times 10^{-6}$ s) se passe dans l'orbite K.

L'énergie du niveau de nombre quantique principal n d'un atome muonique peut s'écrire:

$$E_n = -\mu c^2 \frac{(Z\alpha)^2}{2n^2}.$$

Le rayon de l'orbite correspondante, r_n , et la vitesse sur cette orbite, v_n , peuvent s'écrire:

$$\begin{aligned} r_n &= \frac{\hbar^2 n^2}{\mu e^2 z} \\ v_n &= \frac{\alpha c z}{n} \\ \bar{\mu} &= \frac{\mu}{1 + \frac{\mu}{A}} \quad (\text{masse réduite du muon}) \\ \alpha &= \text{constante de structure fine.} \end{aligned}$$

Ainsi, le nombre quantique principal du méson au voisinage des orbites K électroniques est de l'ordre de $n \cong 15$.

Les niveaux d'énergie sont donnés par la solution de l'équation de Dirac pour les particules de spin 1/2:

$$E_{n,j} = -\frac{\mu c^2}{2n^2} (Z\alpha)^2 \left\{ 1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left(\frac{n}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \dots \right\}.$$

Le rayon de l'orbite d'un muon est plus petit que celui de l'orbite d'un électron de mêmes n et j dans un rapport

$$\frac{m_\mu}{m_e} \cong \frac{1}{207}.$$

Par conséquent, la densité de muons dans le noyau est plus grande d'un facteur $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^3$.

L'influence de la dimension finie du noyau est importante pour Z grand. Prenant un cas extrême, le plomb par exemple, le rayon de Bohr non corrigé pour un muon est $\frac{m_e}{m_\mu Z}$ fois le

rayon de Bohr de l'électron dans l'hydrogène. C'est-à-dire, environ 3×10^{-13} cm pour un muon 1S dans le plomb, alors que le rayon du noyau de plomb qui est d'environ 6×10^{-13} cm est beaucoup plus grand. La fonction d'onde du méson est donc quasi entièrement contenue dans le noyau, même pour un état $2p$. L'existence de ces états atomiques démontre la faiblesse de l'interaction nucléaire du muon.

Pour un muon de moment angulaire l , la probabilité de se trouver dans le noyau croît comme Z^{2l+3} .

Montrons que l'absorption nucléaire croît comme Z^{2l+4} .

La probabilité d'absorption nucléaire est donnée par:

$$P_{\mu} = \text{constante} \times \sum \Psi^2 \text{ (à chaque proton)} \\ \text{tous les protons}$$

où Ψ est la fonction d'onde 1S du muon dans le niveau.

La fonction d'onde de type hydrogène [77] s'écrit:

$$\Psi_{nl} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{4Z^3 (n-l-1)!}{n^4 a^3 [(n+l)!]^3} \right\}^{\frac{1}{2}} e^{-\rho/2} \rho^l \frac{L(\rho)}{n+l}$$

où

$$\rho = 2Zr/na$$

$$a = \hbar^2/\mu e^2 .$$

$$\text{Les } \Psi_{nl} \text{ sont normalisés } \int_0^{\infty} 4\pi r^2 \Psi_{nl}^2 dr = 1 .$$

Le coefficient constant de $\frac{L(\rho)}{n+l}$ s'écrit:

$$= - \frac{[(n+l)!]^2}{(n-l-1)! (2l+1)!}$$

Pour $l = 0$, en $r = 0$

$$\Psi_{n,0} = - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{4Z^3}{n^4 a^3} \frac{(n+l)!}{(n-l-1)! [(2l+1)!]^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \\ = - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{4Z^3}{n^3 a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \left| \Psi_{r=0} \right|^2 = \frac{Z^3}{\pi n^3 a^3}$$

La probabilité d'absorption par le noyau est:

$$P_{\mu} \propto \int_0^R q_r 4 \pi r^2 \Psi_{nl}^2 dr$$

où q_r est la densité de protons dans le noyau au rayon $r = \frac{3Z}{4\pi a^3}$.

La probabilité pour un muon 1S de se trouver dans le noyau est:

$$\int_0^R 4 \pi r^2 \Psi_{1,0}^2 dr = \frac{1}{2} \int_0^{\frac{2ZR}{a}} e^{-\rho} \rho^2 d\rho$$

(Comme $L_{n+l}^{2l+1}(\rho)$ est pour 1S = -1!
 2S = 2p - 4
 2P = -3! etc.)

Ainsi:

$$\int_0^R 4 \pi r^2 \Psi_{1,0}^2 dr = \frac{1}{2} \left| \frac{\rho^3}{3} - \frac{\rho^4}{4} + \dots \right|_0^{\frac{2ZR}{a}}$$

Négligeant les termes en ρ^4 et d'ordre supérieur,

$$= \frac{1}{6} \rho^3 = \frac{1}{6} \left(\frac{2ZR}{a} \right)^3 \quad \text{comme } (n = 1).$$

Il s'ensuit que:

$$P_{\mu(1S)} \propto \frac{3Z}{4\pi R^3} \frac{1}{6} \left(\frac{2ZR}{a} \right)^3$$

Comme: $a = \frac{\hbar^2}{\mu e^2}$

$$P_{\mu(1S)} \propto \mu^3 Z^4$$

Ceci est égal à $|\Psi_0|^2$ ce qui équivaut à supposer la fonction d'onde 1S constante dans le noyau.

De même, pour les états 2p:

$$\int_0^R 4 \mu r^2 \Psi_{2,1}^2 dr = \frac{1}{24} \int_0^{\frac{ZR}{a}} \rho^4 e^{-\rho} d\rho$$

$$= \frac{1}{24} \left| \frac{\rho^5}{5} - \frac{\rho^6}{6} + \dots \right|_0^{\frac{ZR}{a}}$$

en négligeant les termes d'ordre supérieur

$$P_{\mu(2p)} \propto \frac{3Z}{4\pi R^3} \int_0^R \dots \propto \frac{3Z}{4\pi R^3} \left(\frac{ZR}{a}\right)^5$$

Comme :

$$R = r_0 A^{1/3}$$

$$P_{\mu(2p)} \propto \frac{Z^{6,7}}{a^5} \propto \mu^{-5} Z^{6,7}$$

Si $|\Psi|^2$ est évalué sur la surface du noyau, $|\Psi|^2 \propto Z^{2l+3}$
 En multipliant par Z le nombre de protons dans le noyau,

$$P_{\mu(2p)} \propto Z^6 \propto Z^{2l+4} .$$

Pour l quelconque, prenant seulement le coefficient constant de $L(l)$ la probabilité pour le muon de se trouver dans le noyau s'écrit en toute généralité:

$$\int_0^R 4\pi r^2 \Psi_{n,l}^2 dr = \left(\frac{2Z}{na}\right)^{2l} \frac{4Z^3}{n^4 a^3} \frac{R^{2l+3} (n+l)!}{(n-l-1)! (2l+1)!^2 (2l+3)}$$

c'est-à-dire :

$$P_{\mu(n,l)} \propto \frac{Z}{R^3} \int_0^R 4\pi r^2 \Psi_{n,l}^2 dr$$

$$\propto \frac{Z^{\frac{8l}{3}+4}}{a^{2l+3}} \frac{(n+l)!}{n^{2l+4} (n-l-1)! (2l+1)!^2 (2l+3)}$$

On suppose que la probabilité d'absorption par un proton isolé est proportionnelle à la probabilité $|\Psi|^2$ pour le muon de se trouver dans le voisinage de ce proton.

La théorie du méson pseudoscalaire relie la probabilité d'absorption, non à la fonction elle-même, mais à son gradient. Dans ce cas, celle-ci est proportionnelle à Z^6 .

Pour les noyaux légers, nous prenons la fonction d'onde Ψ de type hydrogène et constante dans le noyau. Ainsi :

$$P_{\mu} = \text{constante} \times \left(\frac{Z}{\pi}\right) \left(\frac{Ze^2\mu}{h^2}\right)^3 .$$

Les dimensions de la constante sont $L^3 T^{-1}$

$$= \left(\frac{1}{\tau_0} \right) \left(\frac{\hbar^2}{\mu c^2} \right) \left(\frac{\Pi}{Z_0^4} \right)$$

Pour les noyaux légers:

$$P_\mu = \left(\frac{1}{\tau_0} \right) \left(\frac{Z^4}{Z_0^4} \right)$$

Pour les noyaux plus lourds:

$$P_\mu = \left(\frac{1}{\tau_0} \right) \left(\frac{Z_{\text{eff}}^4}{Z_0^4} \right).$$

La fonction d'onde du muon dans l'état fondamental d'un noyau idéal dans lequel le muon se trouve à tout instant, varie comme $\frac{e^{-\mu \omega r^2}}{2h}$, où:

$$\omega = \left(\frac{8m}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Z}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{13m c^2}{h} = \frac{8.7}{h} \text{ Me V}.$$

Dans le cas de la réaction $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ qui met en jeu un seul proton, nous trouvons par application de la théorie des perturbations la vitesse de désintégration:

$$A_\mu (s^{-1}) = 190 (g/10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2.$$

Prenons comme fonction d'onde nucléaire totale le produit antisymétrique des fonctions d'ondes des particules individuelles, ces fonctions ayant été calculées dans un simple puits de potentiel.

Les variations de vitesse des nucléons sont:

$$\sim \frac{p^2}{2M} \sim \frac{(100 \text{ Me V})^2}{2 \times 931 \text{ Me V}} \sim 5 \text{ Me V}.$$

Une diminution du volume accessible dans l'espace des phases d'environ un quart provient de l'application du principe d'exclusion de Pauli; ceci décroît la probabilité de transition.

Les ondes stationnaires dans un puits de potentiel qui a la forme d'un parallépipède de côtés A, B et C sont:

$$\Psi_p = 2^{3/2} (ABC)^{-\frac{1}{2}} \sin \left(j \pi \frac{x}{A} \right) \sin \left(k \frac{\pi y}{B} \right) \sin \left(l \frac{\pi z}{C} \right)$$

où j, k, l sont des nombres entiers.

L'accroissement de l'énergie du nucléon au cours de l'absorption s'accompagne d'un changement de quantité de mouvement. Ce recul est produit non seulement par le neutrino dont la longueur d'onde est grande comparée au domaine des forces nucléaires, mais encore par le reste du noyau; dans le modèle de la particule individuelle, la quantité de mouvement est fournie par la paroi du puits. La vitesse de réaction est proportionnelle à la surface du noyau.

L'élément de matrice de x entre deux ondes stationnaires $\Psi (j k l)$ et $\Psi' (j' k' l')$ s'annule sauf pour $K = K'$ et $l = l'$. Dans ce cas, il est

$$= - (2A/\pi^2) \{ (j - j')^{-2} - (j + j')^{-2} \} .$$

Cette quantité est finie si $j - j'$ est impair ou nulle autrement.

La fonction d'onde du neutrino

$$\Psi_{\nu} = \left(\frac{2}{B} \right)^{\frac{1}{2}} r^{-1} f_L (r) Y_{LM} (\theta, \Phi)$$

où B est le rayon d'un volume sphérique très grand sur lequel Ψ_{ν} est normalisé.

$f (r)$ est une fonction qui se comporte asymptotiquement pour les grands r comme une onde sinusoïdale d'amplitude égale à 1 [78, 79].

Y_{LM} est une harmonique sphérique normalisée:

$$\int | Y_{LM} |^2 \sin \theta d \theta d \Phi = 1 .$$

Le nombre d'états de L et m donnés par ΔE est:

$$(\Delta E)^{-1} \left(2B \frac{\Delta p_0}{h} \right) = \frac{2B E_0}{c^2 p_0 h} .$$

La fonction d'onde du proton s'écrit:

$$\Psi_p = \left(\frac{1}{R} \right)^{\frac{1}{2}} r^{-1} g_P (r) Y_P (\theta, \Phi)$$

R est le rayon de noyau,

g est normalisé $R^{-1} \int_0^{\infty} g^2 (r) dr = 1 .$

L'indice P représente j , L .

La fonction d'onde du neutron est la même que celle d'un proton lorsqu'il est créé dans un état lié. Pour les états du neutron dans le continuum :

$$\Psi_N = \left(\frac{2}{B}\right)^{\frac{1}{2}} r^{-1} h_N(r) Y_N(\theta, \Phi) .$$

La fonction $h_N(r)$ est normalisée de telle sorte qu'elle se comporte à l'infini comme une onde sinusoïdale d'amplitude égale à 1.

Le nombre d'états de neutrons de L_p et m_p donnés dans l'intervalle d'énergie d'excitation dQ est $2 BM dQ/h P_n$.

La fonction d'onde du muon est la fonction d'onde d'orbite K :

$$\Psi_\mu = \pi^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu Z e^2}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\mu Z e^2 r}{\hbar^2}}$$

CALCUL DE LA PROBABILITÉ DE CAPTURE D'UN MUON PAR UN PROTON A L'AIDE DE LA THÉORIE DES PERTURBATIONS.

Les fonctions d'onde sont toutes normalisées dans un cube de côté L ; les conditions aux limites imposent aux Ψ d'être périodiques par rapport à un déplacement de grandeur L dans une quelconque des directions x, y ou z .

Le nombre d'états de quantité du mouvement pour chaque particule dans le domaine est $p^2 dp d\Omega = \left(\frac{L^3}{h^3}\right) p^2 dp d\Omega$.
 $P_\mu = \left(\frac{2\pi}{h}\right) \left(\frac{1}{\Delta E}\right)$ fois la somme du carré des éléments de matrice de l'hamiltonien de perturbation sur tous les états qui se trouvent dans un intervalle ΔE autour des valeurs admises par la conservation de p et E .

Ces éléments de matrice sont nuls, sauf pour les états qui remplissent la condition $\vec{p}_n + \vec{p}_v = \vec{p}_p$.

Pour une valeur donnée de \vec{p}_0 , \vec{p}_n est entièrement déterminé. Ainsi, en comptant les états de \vec{p}_0 , nous comptons les états du système. Ces états * se trouvent dans un intervalle $\Delta p_0 \propto \Delta E$.

* Le nombre d'états dans l'espace des phases est $\frac{L^3}{h^3} \cdot 4\pi p_0^2 \Delta p_0$.

Dans l'espace de spin, nous devons sommer sur les deux orientations possibles du spin du neutron et du spin du neutrino et prendre la moyenne sur les deux directions possibles du spin du proton et du spin du méson.

$$P_{\mu} = L^{-3} \left(\frac{2\pi}{\hbar} \right) \left(\frac{g^2}{2} \right) \left(\frac{4\pi p_0^2}{h^3} \right) \frac{\Delta p_0}{\Delta E}$$

Δp_0 est fixé par les limites:

$$c^2 < \frac{(\vec{p}_p - \vec{p}_0)^2}{2M} - \frac{\vec{p}_p^2}{2M} + [(\mu_0 c^2)^2 + (c p_0)^2]^{\frac{1}{2}} < \mu c^2 + \Delta E.$$

Pour un proton au repos, nous obtenons par différentiation:

$$\frac{\Delta E}{\Delta p_0} = p_0 \left\{ \frac{1}{M} + \left(\mu_0^2 + \frac{p_0^2}{c^2} \right) \right\}$$

Pour un muon se trouvant avec une densité de probabilité connue dans l'orbite K $|\Psi_{\mu}|^2$ nous obtenons:

$$P_{\mu} = (2\pi^2)^{-1} \left(\frac{g^2}{\hbar m c^2} \right) \left(\frac{m c}{\hbar} \right)^6 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^3 \times \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \left(\frac{p_0}{m c} \right)^2 \times \left\{ \left(\frac{p_0}{M c} \right) + \left[\left(\frac{\mu_0 c}{p_0} \right)^2 + 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}^{-1}$$

Cette méthode simplifiée donne une valeur pour P_{μ} de 190 s^{-1} , qui doit être comparée avec celle de 188 s^{-1} donnée par Sens [37] et avec le résultat obtenu par Primakoff [20] par l'emploi de l'approximation de fermeture $(153 \pm 30) \text{ s}^{-1}$. La différence entre cette dernière valeur et la nôtre provient de la prise en considération du fait [20] que le centre de masse du système n'est pas le centre du proton. Ceci décroît la valeur de P_{μ} donnée ci-dessus.

DISTRIBUTIONS DE CHARGE NON UNIFORMES
ET CAPTURE DU MUON.

D'après la loi de densité:

$$\rho(x) = \rho_0 f(x)$$

la quantité de mouvement maximum $p(x) = p_0 f^{1/3}(x)$ d'un proton à une distance x du centre du noyau est:

$$p_0 = \left[\frac{3\pi Z}{4I(\alpha)} \right]^{\frac{1}{3}} \left(\frac{a}{\hbar} \right).$$

L'impulsion maximum à $x = 0$ et $I(\alpha)$ est le moment du second ordre de la fonction f de (x) .

La probabilité de capture [80] déduite d'un tel modèle nucléaire avec la relation précédente pour $\rho(x)$ et $p(x)$ est :

$$P_\mu = g^2 \frac{M^2 c}{2\pi \hbar^4} \int \Psi \Psi^* \left\{ \frac{v_{\max}^2 - v_{\min}^2}{q} \right\} dZ$$

moyenne

où $\Psi(x)$ est la fonction d'onde normalisée du muon.

$$q = |\vec{N} + \vec{\nu}|$$

(\vec{N} et $\vec{\nu}$ sont les quantités de mouvement du neutron et du neutrino en unités de M .)

v_{\max} et v_{\min} sont les quantités de mouvement du neutrino déduites de la quantité de mouvement du proton \vec{p} , par application des principes d'exclusion et de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

La capture d'un muon est interdite pour tous les protons qui ont une quantité de mouvement $p < p_0(x)$. Par suite, la sommation sur les états de protons doit être opérée dans l'espace de quantité de mouvement de p_0 à ρ_0 où

$$p_0(x) = \left[1 + 2N_0 f^{1/3}(x) + \rho_0 f^{2/3}(x) + 2 \left(\frac{\mu^2}{3N_0} \right)^{-2/3} f(x) - \frac{2M_\mu}{M} + 2E_0 \right]^{\frac{1}{2}} - 1.$$

où N_0 est la quantité de mouvement maximum du neutron à $x = 0$,

μ est la quantité de mouvement du muon,

E_0 est l'énergie de liaison du muon dans l'orbite K.

La conservation de la quantité de mouvement exige que l'intégration dans l'espace ordinaire s'opère entre les limites 0 et x_0 , définies par l'équation $p_0(x_0) = 0$.

Il est possible de déterminer le comportement moyen de P_μ d'après :

$$P_\mu = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{Z_{\text{eff}}}{Z_0} \right)^4$$

si

$$Z_{\text{eff}} = \left\{ \left(\frac{\hbar^2}{m_\mu e^2} \right)^3 \pi \rho_0 \varnothing (Z) \right\}^{\frac{1}{4}}$$

où

$$(Z) = \frac{\int_0^{x_0} \{ f(x) - [p_0(x)/\rho_0]^3 \} (x\Psi)^2 dx}{\int_0^\alpha (x\Psi)^2 dx}$$

L'équation de Schrödinger avec potentiel coulombien déduit des distributions de charge prises comme hypothèses, peut être résolue par les méthodes variationnelles non linéaires habituelles.

L'équation qui définit Z_{eff} montre que si le principe d'exclusion et la conservation d'énergie-quantité de mouvement tend à réduire Z_{eff} , un effet inverse provient des distributions de charge non uniformes qui comprennent des concentrations plus grandes au centre. Pour cette raison les valeurs effectives de Z des éléments légers diffèrent peu des valeurs de Wheeler, par exemple pour le carbone.

$$\text{i) } \rho(x) = \rho_0 \left[1 + e^{\frac{x-1}{b}} \right]^{-1} \quad \bar{Z}_0 = 11 \quad x = \frac{r}{a}$$

$$Z_{\text{eff}} = 5.28$$

$$\text{ii) } \rho(x) = \rho_0 e^{-x} \quad \bar{Z}_0 = 11.3$$

$$Z_{\text{eff}} = 5.19 .$$

Wheeler définit Z_{eff} comme :

$$= \left[\left(\frac{\hbar^2}{\mu c^2} \right)^3 \pi \sum_{\text{protons}} \Psi^2 \right]^{\frac{1}{4}}$$

$$= 47.1 \left[\frac{Z \int_0^R (r\Psi)^2 dr}{A \int_0^a (r\Psi)^2 dr} \right]^{\frac{1}{4}}$$

$$\text{Pour } \bar{Z}_0 = 10 \quad Z_{\text{eff}}(c) = 5.78 .$$

La probabilité d'absorption nucléaire n'augmente pas indéfiniment avec Z . Dans un système très grand, le muon ne réagit appréciablement qu'avec les nucléons qui se trouvent à une distance plus petite qu'une distance critique estimée à environ 7×10^{-13} cm $Z_{\text{eff}} = 37,2$.

Sens [37] rend compte de résultats analogues obtenus par calcul numérique avec une distribution exponentielle de charge dans l'équation de Dirac. Ceux-ci diffèrent peu de ceux de Wheeler.

APPENDICE IV

Le professeur H. Tolhoek suggère la manière suivante d'envisager la capture des μ^- dans le cadre de l'interaction universelle de Fermi.

Nous écrivons:

$$H^\mu = g_F^\mu H_F + g_{G.T}^\mu H_{G.T} = g^\mu [C_F H_F + C_{G.T} H_{G.T}] \quad (1)$$

en faisant l'approximation non relativiste pour le noyau et le muon

$$H_F = (\Psi_n^* \Psi_p) (\Psi_\nu^* \Psi_\mu) \quad (2)$$

$$H_{G.T} = \Psi_n^* \vec{\sigma} \Psi_p) (\Psi_\nu^* \vec{\sigma} \Psi_\mu) \quad (3)$$

Normalisons:

$$|C_F|^2 + |C_{G.T}|^2 = 1 .$$

L'information qui est obtenue des vitesses de capture de muon, en négligeant l'influence du caractère propre des interactions, est la combinaison suivante de constantes:

$$g^2 = |g_F^\mu|^2 + 3 |g_{G.T}^\mu|^2 = |g^\mu|^2 [|C_F|^2 + 3 |C_{G.T}|^2] . \quad (4)$$

Si nous posons:

$$\left| \frac{C_{G.T}}{C_F} \right| = \left| \frac{g_{G.T}^\mu}{g_F^\mu} \right| = \chi^\mu . \quad (5)$$

(4) peut également s'écrire:

$$g^2 = |g_F^\mu|^2 [1 + 3 (\chi^\mu)^2] \quad (6)$$

Valeur de g^2 pour Ca^{40} .

Les valeurs expérimentales de la vitesse de capture dans Ca^{40} :

Chicago	$P_\mu = (25.5 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ s}^{-1}$	
Liverpool	$P_\mu = (26.8 \pm 0.4) \times 10^5 \text{ s}^{-1}$	
Valeur supposée	$P_\mu = (26.2 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ s}^{-1}$	(7)

Résultats théoriques.

Kennedy [15] donne:

$$P_\mu = 270 \times 10^{101} g^2 \text{ s}^{-1} . \quad (8)$$

Cependant, sa définition de la normalisation de la fonction d'onde du neutrino diffère par un facteur 2 de la définition habituelle, ce qui change son résultat:

$$P_\mu = 135 \times 10^{101} g^2 \text{ s}^{-1} . \quad (9)$$

Tolhoek-Luyten [18] donnent:

$$146 \times 10^{101} g^2 \text{ s}^{-1} .$$

De (7), (8) et (9), on obtient (prenant la moyenne de (8) et (9)):

$$g = (4,3 \pm 0,4) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3 \quad (10)$$

Nous pouvons essayer d'expliquer cette valeur sur la base d'une interaction universelle de Fermi du type V-A avec différents rapports de χ^μ et χ^β pour la capture du μ^- et l'interaction β respectivement.

Posant:

$$g_F^\beta = (1,41 \pm 0,01) \times 10^{-49} \quad (11)$$

et

$$g_F^\mu = g_F^\beta$$

on obtient de (6), (10) et (11):

$$3 (\chi^\mu)^2 = \frac{g^2}{|g_F^\mu|^2} - 1$$

$$\begin{aligned}\chi^\mu &= \frac{\sqrt{8,33 \pm 2}}{3} \\ &= 1,67 \pm 0,2\end{aligned}\quad (12)$$

à comparer avec :

$$\chi^\beta = 1,25 \pm 0,04 .$$

La valeur (12) indique que les poids relatifs pour les contributions de Fermi et de Gamow-Teller dans les résultats des rapports de vitesses de capture dans le noyau sont :

$$\begin{aligned}&= \frac{1}{3 (\chi^\mu)^2} \\ &= \frac{1}{8,3} .\end{aligned}$$

Si l'on tient compte des incertitudes expérimentales et théoriques actuelles, cela signifie que l'on a pratiquement la seule contribution de Gamow-Teller.

APPENDICE V — Be¹¹

Le noyau de Be¹¹ est stable vis-à-vis de l'émission de neutron [46, 81, 82].

L'état fondamental du Be¹¹ est vraisemblablement de moment angulaire $J = 1/2$ et de parité impaire.

Le Be¹¹ se désintègre par émission β^- et donne naissance à du B¹¹ dont l'état fondamental est impair et de $J = 3/2$.

L'état excité de B¹¹ à 2.14 Me V est impair et de $J = 1/2$.

La différence de masse entre Be¹¹ et B¹¹ est de 11,5 Me V.

Le calcul de la période donne 80 ms pour une transition permise.

TABLEAU 13.
Désintégration du Be¹¹.

	Energie	$\log . ft_{(\text{exp})} \quad \tau_{1/2} = 13 \text{ s}$
β	11.48	6.77
60%	9.32	6.63
30%	3.6	5.53
γ	7.96	5.53
	6.76	5.93

Il faut expliquer la lenteur de ces transitions. On peut envisager l'existence d'états isomériques, l'un d'entre eux ayant une période de 80 ms.

D. E. Alburger et collaborateurs [63] ont essayé de produire une activité d'une période de 80 ms par la réaction $B^{11}(n, p)Be^{11}$.

Malgré une section efficace évaluée à 50 mbarns, ils ne l'ont pas mise en évidence.

L'activité de 80 ms que nous avons observée pourrait provenir également d'un mélange d'activités dues à Li^8 et B^{12} . La période de Li^8 est de 0.85 s [83, 84].

BIBLIOGRAPHIE

1. PUPPI, G. *Nuovo Cimento*, V 5, 587 (1948).
2. ——— *Nuovo Cimento*, V 6, 194 (1949).
3. TIOMNO, J. et J. A. WHEELER, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 144, 153 (1949).
4. ——— et C. N. YANG, *Phys. Rev.*, 79, 495 (1950).
5. LEE, T. D., C. N. YANG et M. ROSENBLUTH, *Phys. Rev.*, 75, 905 (1949).
6. MICHEL, L., thèse (1953), Paris.
7. FEYNMAN, R. P. et M. GELL-MANN, *Phys. Rev.*, 109, 193 (1958).
8. SUDARSHAN, E. C. G. et R. E. MARSHAK, *Phys. Rev.*, 109, 1860 (1958).
9. ——— et R. E. MARSHAK, *Comptes rendus de la Conférence de Venise-Padoue*, sept. 1957.
10. SAKURAI, J. J. *Nuovo Cimento*, 7, 649 (1958).
11. GOLDBERGER, M. L. et S. B. TREIMAN, *Phys. Rev.*, VIII, 354 (1958).
12. GELL-MANN, M., *Phys. Rev.*, VIII, 362 (1958).
13. *Conférence annuelle des hautes énergies*, CERN, 1958, 241.
14. TIOMNO, J. et J. A. WHEELER, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 153 (1949).
15. KENNEDY, J. M., *Phys. Rev.*, 87, 953 (1952).
16. PRIMAKOFF, H. *Comptes rendus de la cinquième conférence de Rochester*, 174 (1955).
17. RUDIK, A. *Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 92, 739 (1953).
18. TOLHOEK, H. A. et J. R. LUYTEN, *Nucl. Phys.*, 3 (n° 5), 679 (1957).
19. ——— *Rapport CERN*, 58-56, 1^{er} décembre 1958.
20. PRIMAKOFF, H., *Theory of Muon Capture*, sous presse.
21. PRESTON, M. A. et M. F. DURET, *Phys. Rev.*, 88, 1425 (1952).
22. KEUFFEL, J. W. et collaborateurs, *Phys. Rev.*, 87, 942 (1952).
23. TICHO, H. K., *Phys. Rev.*, 74, 1337 (1948).
24. ——— *Phys. Rev.*, 74, 492 (1948).
25. LEDERMAN, L. et M. WEINRICH, *Symposium du CERN* (1956).
26. BISWAS, N. N. *Trans. Rose Res. Inst. Calcutta*, 19, 79 (1953-55).
27. JONES, D. R., *Phys. Rev.* 105, 1591 (1957).

28. ALBERIGI QUARANTA, A. et E. PANCINI, *Nuovo Cimento*, *11*, 607 (1954).
29. CONFORTO, A. M. et R. D. SARD, *Phys. Rev.*, *86*, 465 (1952).
30. KISSINGER, C. W. et D. COOPER, *Phys. Rev.*, *74*, 349 (1948).
31. HARRISON, F. B., J. W. KEUFFEL et G. T. REYNOLDS, *Phys. Rev.*, *83*, 680 (1951).
32. TENNER, A. G., *Physics*, *20*, 24 (1954).
33. BISWAS, N. N. et M. S. SINHA, *Phys. Rev.*, *94*, 1400 (1954).
34. ALBERIGI QUARANTA, A. et E. PANCINI, *Nuovo Cimento*, *9*, 958 (1952).
35. BENADE, A. H., *Phys. Rev.*, *91*, 971 (1953).
36. REYNOLDS, G. T., *Comptes rendus de la troisième conférence de Rochester*, *94* (1952).
37. SENS, J. C., thèse (1958), Chicago.
38. — et collaborateurs, *Phys. Rev.*, *107*, 1464 (1957).
39. ASTBURY, A. et collaborateurs, *Proc. Phys. Soc. (Londres)*, *72*, 494 (1958).
40. SENS, J. C. et collaborateurs, *Nuovo Cimento*, *X*, *7*, 536 (1958).
41. GODFREY, T. K., thèse (1954), Princeton, U.S.A.
42. *Rev. of Mod. Phys.*, avril 1958, *30*, 585.
43. COOK, C. W. et collaborateurs, *Phys. Rev.*, *107*, 508 (1957).
44. *Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II*, *1*, 329 (1956).
45. TANNER, N. W., *Phil. Mag.*, *1*, 47 (1956).
46. AJZENBERG, F. et T. LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.*, *27*, 77 (1955).
47. *Phys. Rev.*, *99*, 1503 (1955).
48. *Phys. Rev.*, *100*, 181 (1955).
49. VEDDER, J. F., *U.C.R.L. 8324*, juin 1958.
50. INGLIS, D. R., *Rev. Mod. Phys.*, *25*, n° 2, 420 (1953).
51. FUJII, A. et H. PRIMAKOFF, à paraître dans le *Nuovo Cimento*.
52. WOLFENSTEIN, L., *Conférence sur les Interactions faibles*, Gatlinburg, Tenn. (1958), sous presse.
53. FORD, K. W., sous presse.
54. ARGO, HARRISON, KRUSE et MCGUIRE, *Conférence sur les Interactions faibles*, Gatlinburg, Tenn. (1958), sous presse.
55. LOVE, MARDER, NADELHAFT, SIEGEL et TAYLOR, *Conférence sur les Interactions faibles*, Gatlinburg, Tenn. (1958), sous presse.
56. BURGMANN, FISCHER, LEONTIĆ, LUNDBY, MEUNIER, STROOT et TEJA, *Phys. Rev. Lett.*, *1*, 469 (1958).
57. FETKOVICH, FIELDS et McILWAIN, *Conférence sur les Interactions faibles*, Gatlinburg, Tenn. (1958), sous presse.
59. MARSHAK, R. E., *Meson Physics*, 1952, McGraw-Hill Inc.
60. KREGER, W. E. et B. D. KERN, *Phys. Rev. Lett.*, *2*, 139 (1959).
61. NORBECK JR, E., *Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II*, *1*, 329 (1956).
62. HUBBARD, E. L., L. RUBY et W. F. STUBBINS, *Pr.*, *92*, 1494 (1953).
63. ALBURGER, D. E., A. ELWYN, A. GALLMANN, J. V. KANE, S. OFER et R. E. PIXLEY, *Phys. Rev. Lett.*, *2*, 110 (1959).
64. TALMI, I., *Phys. Rev.*, *91*, 122 (1953).
65. FEENBERG, E., *Shell Theory of the Nucleus*.
66. BLATT et WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics*.

67. SIEGBAHN, K., *Spectroscopie des rayons β et γ* .
 68. LUNDBY, MEUNIER, STROOT, TEJA, FISCHER et BURGMAN, Attempt to determine Muon Helicity, *Rapport CERN*, 59-4, février 1959.
 69. LOVE, MARDER et collaborateurs, *Phys. Rev. Lett.*, 2, 107 (1959).
 70. MICHEL, L. *Proc. Phys. Soc., A* 63, 514, 1511 (1950).
 71. ANDERSEN, C. et S. NEDDERMEYER, *Phys. Rev.*, 51, 884 (1937).
 72. STREET, C. et E. STEVENSON, *Phys. Rev.*, 51, 1005 (1937).
 73. YUKAWA, H. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 17, 48 (1935).
 74. CONVERSI, PANCINI, PICCIONI, *Phys. Rev.*, 71, 209 (1947).
 75. FOWLER, G. N. et A. W. WOLFENDALE, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, V. 4, 107 (1958).
 76. FERMI, E. et E. TELLER, *Phys. Rev.*, 72, 399 (1947).
 77. CONDON, E. V. et SHORTLEV, *Atomic and Molecular Spectra* (1935).
 78. YOST, WHEELER, BREIT, Tables, *Terr. Mag. and Atm. Elec.*, 443 (déc. 1935).
 79. *Tables of Spherical Bessel functions*, Columbia Univ. Pr. N. Y. (1947).
 80. FERRARI, F. et VILLI, *Phys. Rev.*, 96, 1159 (1955).
 81. WILKINSON, D. H. et D. E. ALBURGER, Properties of Be^{11} , *Phil. Mag.*, 3, 1332 (1958).
 82. NURMIA, M. J. et R. W. FINK, *Phys. Rev. Lett*, 1, 23 (1958).
 83. SHELINE, R. K., *Phys. Rev.*, 87, 557 (1952).
 84. KLINE, R. M. et D. J. ZAFFARANO, *Phys. Rev.*, 96, 1620 (1954).
-

REMERCIEMENTS.

Je remercie vivement M. le professeur R. C. Extermann qui a bien voulu accepter de patronner ma thèse.

Que M. Arne Lundby trouve ici l'expression de toute ma gratitude pour l'accueil qu'il m'a donné au sein de son groupe au CERN. L'autorité de ses vues et ses connaissances profondes ont été déterminantes pour l'existence de ce mémoire.

Je ne peux oublier non plus l'avantage et le plaisir d'avoir bénéficié de la collaboration de MM. J. P. Stroot, R. Meunier, B. Leontic, J. Fischer et J. Burgman.

Que M. P. Duteil et M. R. Thill sachent combien j'ai apprécié leur précieuse assistance technique.

Par leurs remarques critiques et leur aide continue, MM. Jean-Pierre Stroot et Robert Meunier ont grandement facilité la préparation du manuscrit.

Qu'il me soit permis de remercier M. le professeur R. Jost pour ses encouragements ainsi que M. le professeur V. Glaser et M. le professeur H. Tolhoek pour de nombreuses discussions concernant la partie théorique de ce travail.

Enfin, je voudrais exprimer ma reconnaissance pour l'hospitalité qui m'a été accordée au CERN par le Directeur général M. le professeur C. J. Bakker, M. le professeur W. Gentner et M. le professeur G. Bernardini.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
RÉSUMÉ	131
PRÉFACE	132
I. — INTRODUCTION	133
Les particules élémentaires et leurs interactions	133
Interactions faibles et interaction universelle de Fermi restreinte	134
Nature de l'interaction universelle de Fermi	136
Intensité de couplage des interactions faibles	136
Détermination expérimentale de l'intensité de l'inter- action muon-nucléon	137
La transition $C^{12} \xrightarrow[\mu^-]{e^-} B^{12}$	139
II. — MÉTHODES EXPÉRIMENTALES	141
Objet de la mesure	141
Méthode expérimentale	144
Ensembles expérimentaux	148
Convertisseur de temps en amplitude	154
Mesures	156
Résultats expérimentaux pour P_μ et P_μ/P_β	169
III. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES	175
Calcul par le modèle en couche de l'élément de matrice de désintégration β de $B_5^{12} \rightarrow C_6^{12}$	175
Calcul classique de capture K_β appliqué à la réaction de capture $C^{12} \xrightarrow{\mu^-} B^{12}$	176
Contributions du couplage pseudoscalaire et du courant vectoriel conservé	184
IV. — DISCUSSION ET CONCLUSION	188
V. — APPENDICES	191
Théorie de la désintégration β	191
Universalité de l'intensité du couplage	195
Interactions du muon et absorption nucléaire	197
Capture des μ^- et interaction universelle de Fermi	208
Be ¹¹	210
BIBLIOGRAPHIE	211
REMERCIEMENTS	214

