

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences [1948-1980]
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	12 (1959)
<b>Heft:</b>	2
 <b>Artikel:</b>	L'absorption du muon dans le carbone 12 et l'interaction universelle
<b>Autor:</b>	Teja, Jayanti Dharma
<b>Kapitel:</b>	II: Méthodes expérimentales
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-739058">https://doi.org/10.5169/seals-739058</a>

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 30.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

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  $\gamma$  des niveaux excités de  $B^{12}$  doit confirmer les considérations théoriques.

La mesure de  $\frac{P_\mu}{P_\beta}$  au cours de la réaction  $C^{12} \xrightarrow[e^-]{\mu^-} B^{12}$  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  $\mu^-$  par unité de temps  $P_\mu$  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,

$N_\mu$  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,

$P_\mu$  est obtenu en  $s^{-1}$ .

La probabilité par unité de temps de la désintégration  $\beta$  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:

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

où  $C_{G.T}^\mu$  et  $C_{G.T}^\beta$  sont les constantes de couplage de capture  $\mu^-$  et de désintégration  $\beta$  pour les transitions de Gamow-Teller intervenant dans la réaction  $C^1 \xrightarrow[e^-]{\mu^-} B^{12}$  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  $P_\mu$  et  $P_\beta$  permettent d'obtenir de manière absolue le rapport des constantes de couplage pseudovectorielles de la capture de muons négatifs et de la désintégration  $\beta$ .

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  $\beta$ , 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  $N_\mu$  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].

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

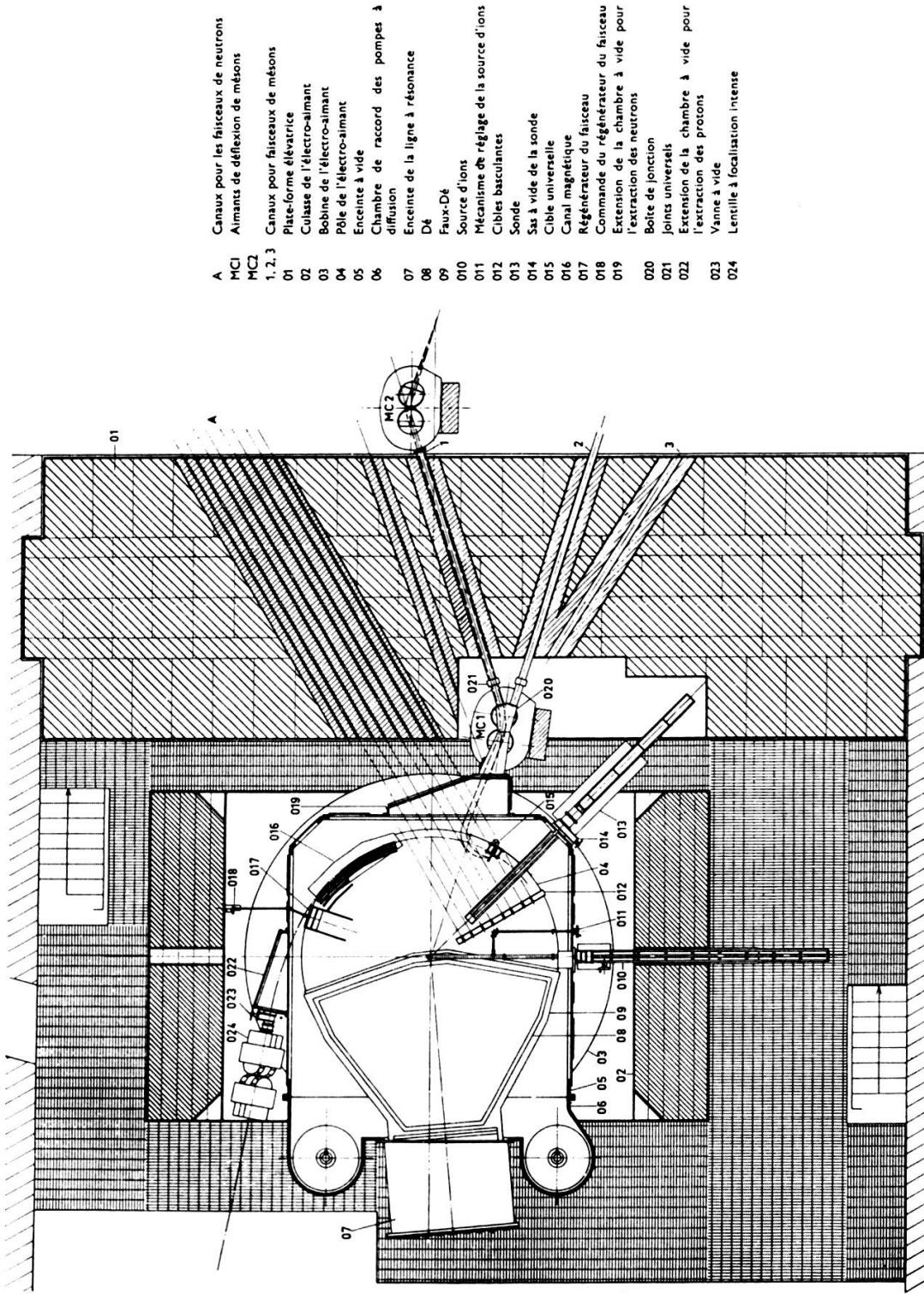


FIG. 4.

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  $N_\mu$ , la période des particules comptées a été vérifiée.

Comme la mesure des périodes de  $B^{12}$  et de  $\mu^-$  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  $\pi^-$ ,  $\mu^-$  et  $e^-$  ayant une quantité de mouvement de  $220 \frac{\text{MeV}}{c}$  correspondant à une énergie de  $\mu^-$  de 140 MeV. Il est amené dans l'axe d'un système de compteurs, en ajustant le courant et la position des aimants de déflection  $MC_1$  et  $MC_2$  (voir fig. 4), de telle sorte qu'un taux de comptage maximum est obtenu [58] dans le télescope moniteur. L'inclinaison

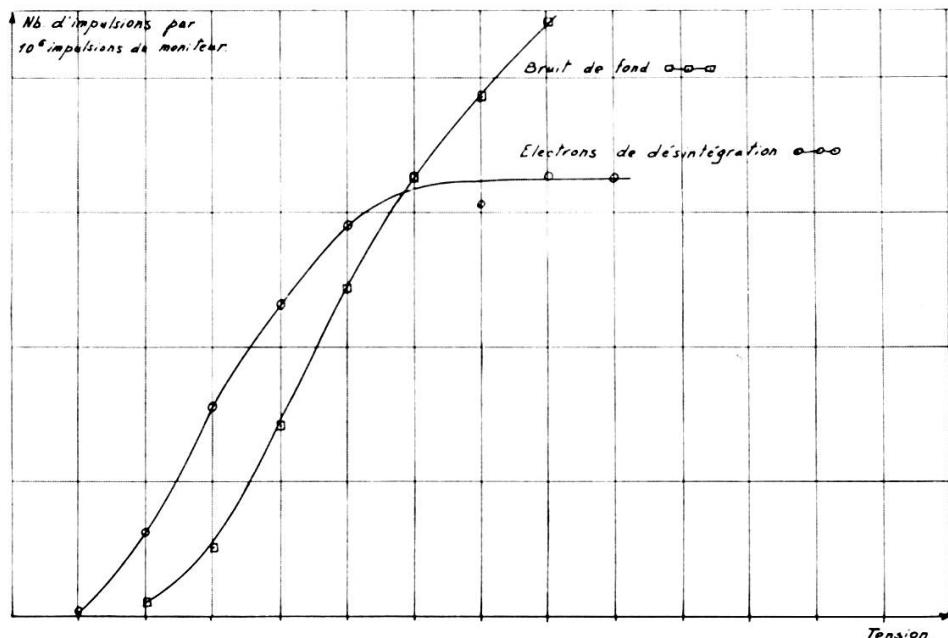


FIG. 5.

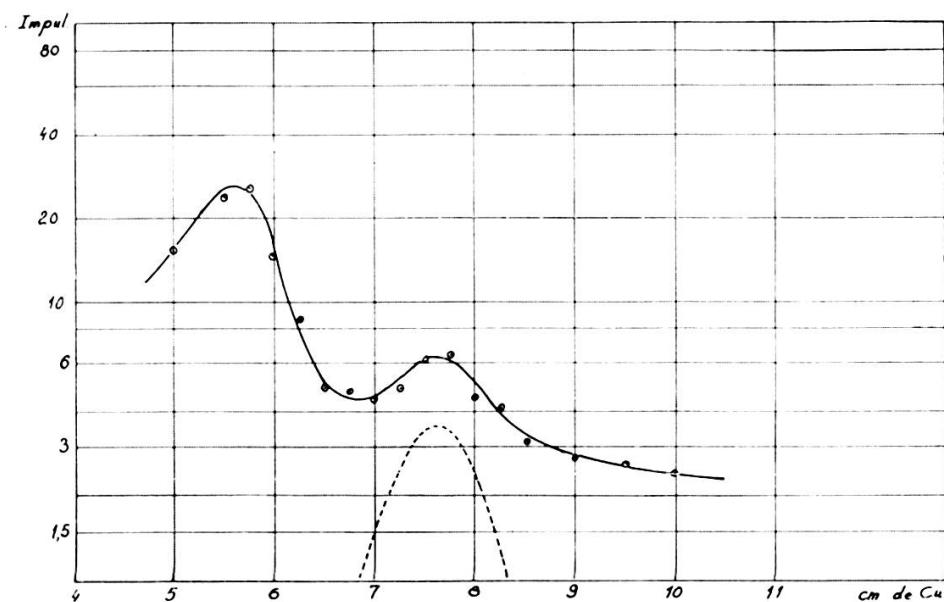


FIG. 6.

naison 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.

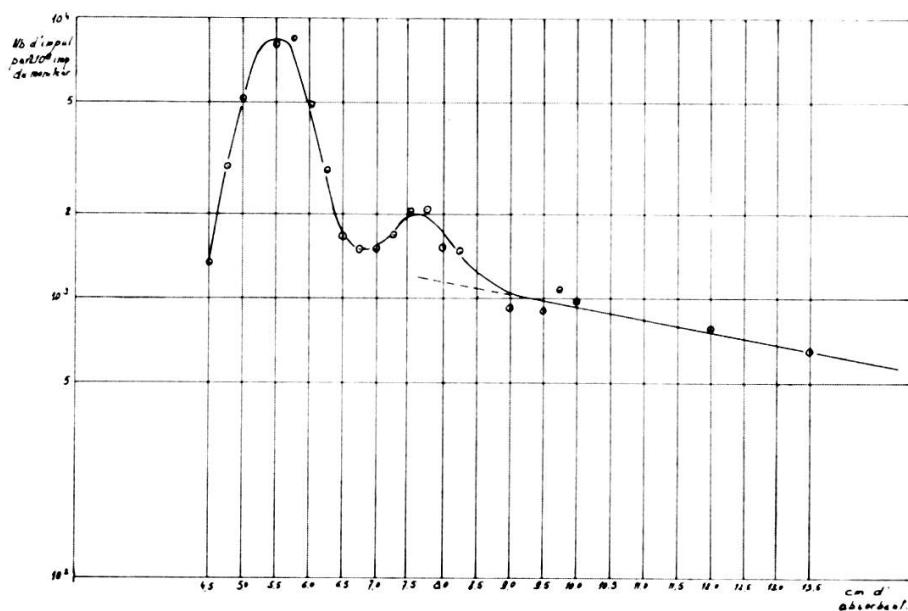


FIG. 7.

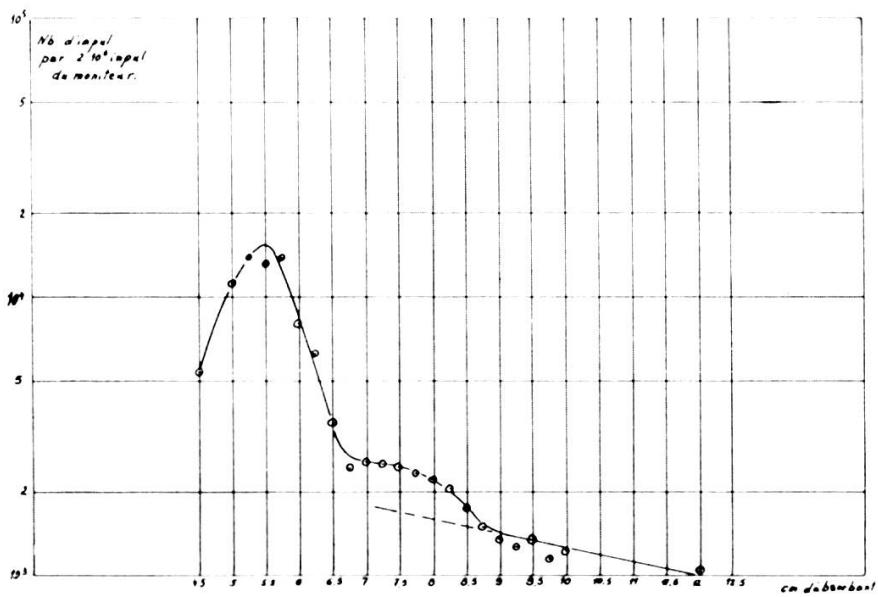


FIG. 8.

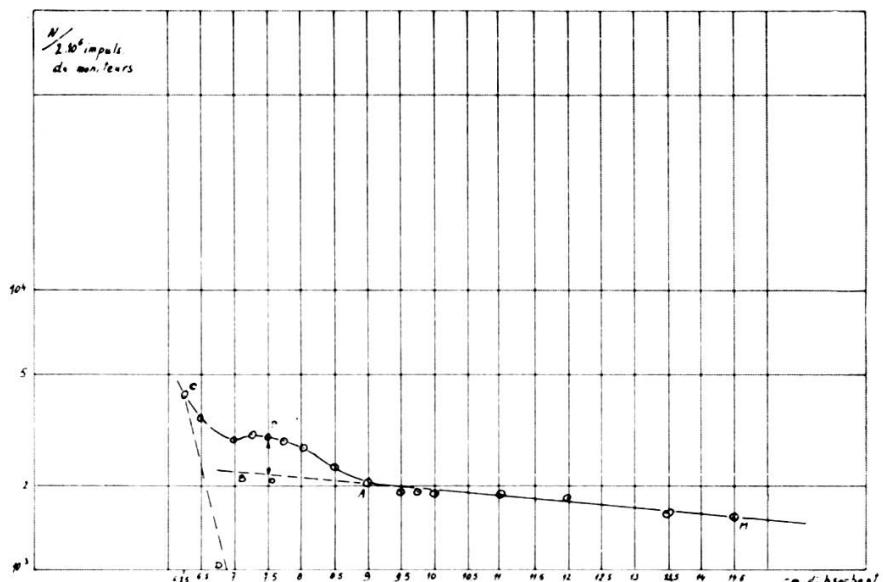


FIG. 9.

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  $\mu s$ .

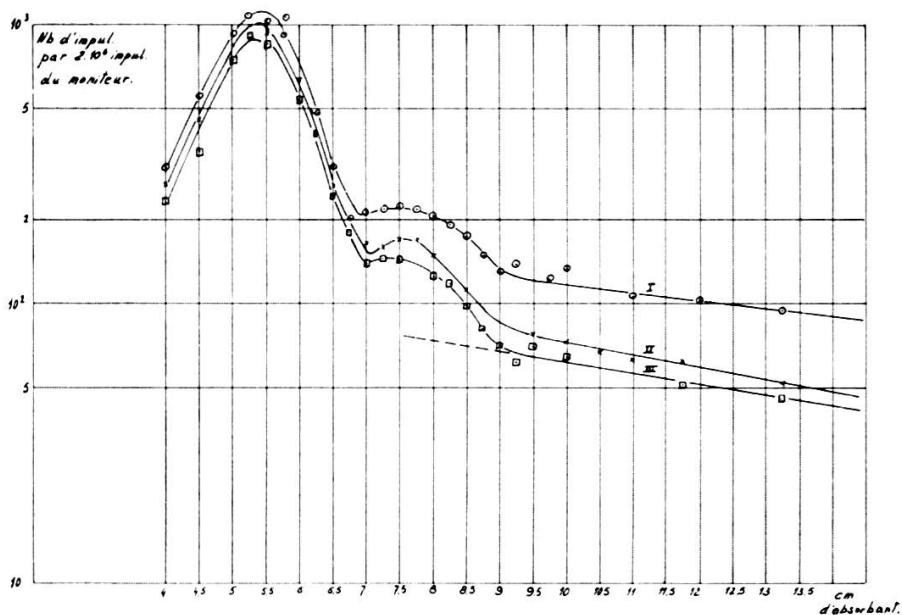


FIG. 10.

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<sup>12</sup> 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.

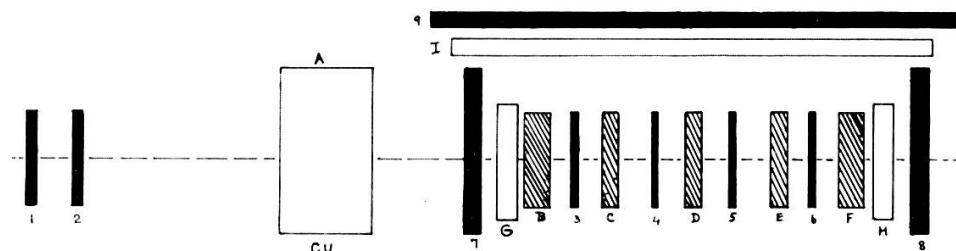


FIG. 14.

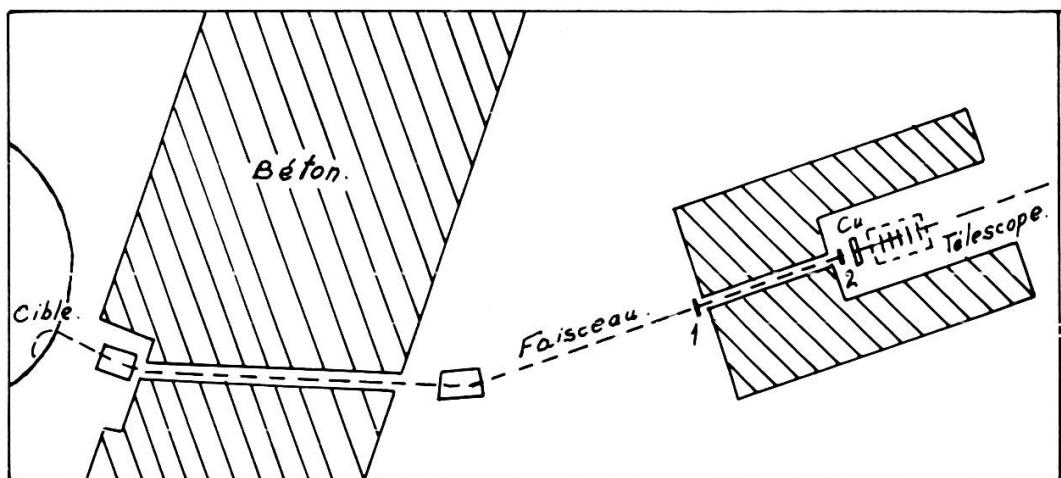


FIG. 12.

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 cm × 10 cm × 6 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  $\gamma$  émis dans une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Voir figure 16 pour le montage expérimental et l'électronique.

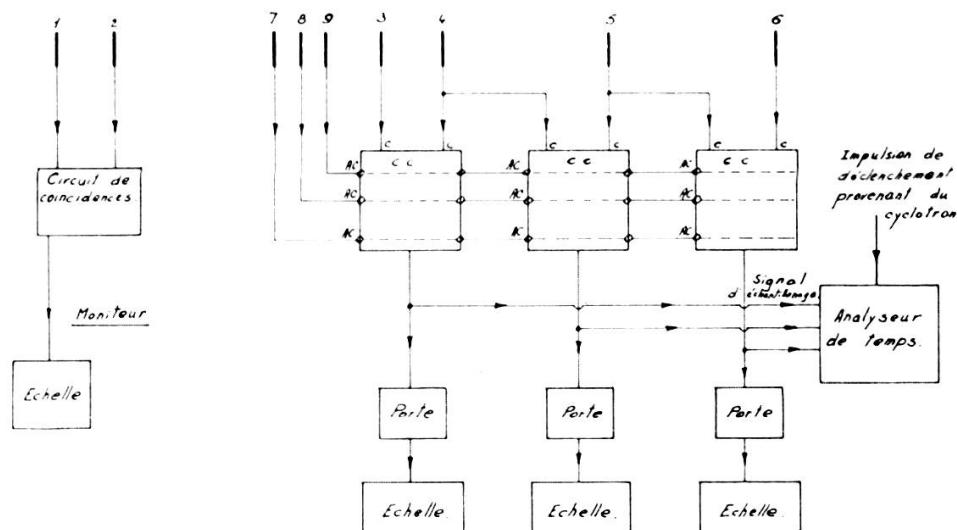


FIG. 13.

### A (1). Le télescope de compteurs.

Le faisceau traverse d'abord un moniteur d'intensité formé par les compteurs n°s 1 et 2, scintillateurs plastiques de 15 cm × 15 cm × 0,5 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 cm × 10 cm × 10 cm) et d'absorbants de graphite de haute densité B, C, D, E, F (dimensions de B et F: 1 cm × 10 cm × 10 cm et C, D, E:  $\frac{1}{2}$  cm × 10 cm × 10 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 n°s 7, 8 et 9 (7 et 8: 15 cm × 15 cm × 0,5 cm et 9: 1 cm × 30 cm × 30 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 cm  $\times$  10 cm  $\times$  15 cm.

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

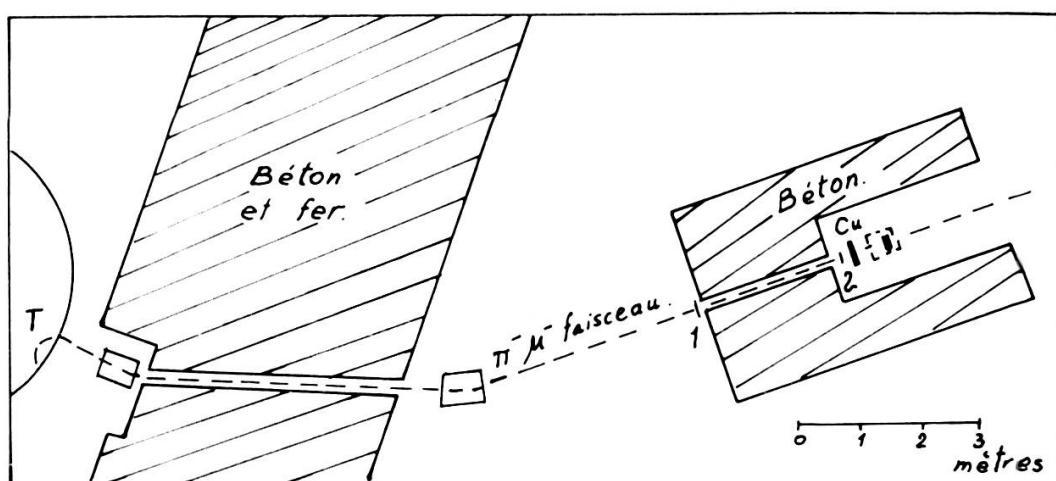


FIG. 14.

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<sup>12</sup> 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  $\mu^-$  contenus dans le faisceau pour la même géométrie, le temps d'analyse est ajusté de 0,4 à 10,4  $\mu s$  après qu'une particule traversant 1 + 2 + 7 ait déclenché le balayage.

Les électrons de désintégration des  $\mu^-$  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.

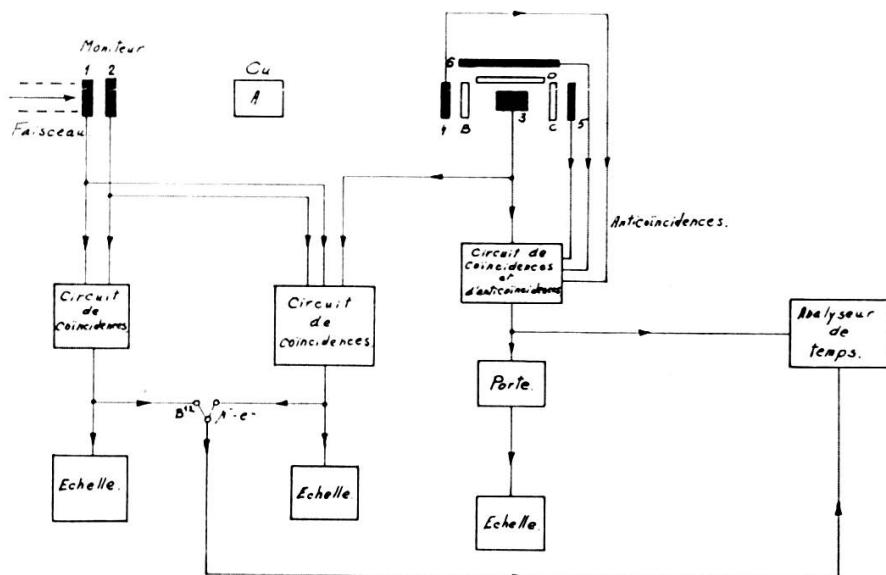


FIG. 15.

A (2). Compteur plastique à géométrie  $4\pi$  de  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ .

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

le carbone est la cible où les muons produisent  $B^{12}$  par capture. Mais comme le grand volume,  $1000 \text{ cm}^3$ , 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°s 4 et 5 sont  $15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm} \times 0,5 \text{ cm}$ ; celles du n° 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  $\mu$*  (fig. 16).

Un cristal de Na I (T1) (n° 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  $\gamma$  des états excités de  $B^{12}$ . Une transition avec émission de rayons  $\gamma$  a

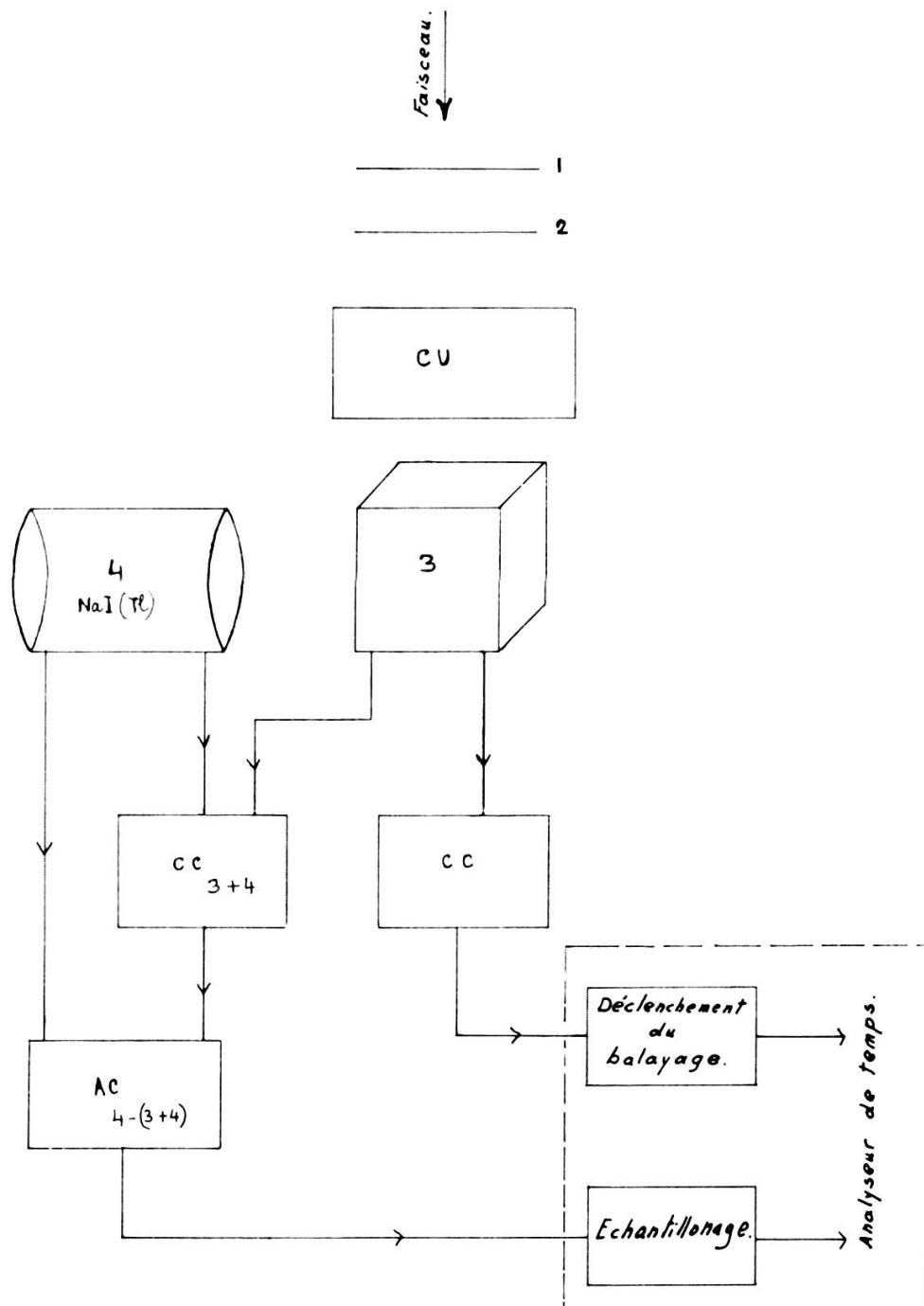


FIG. 16.

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 accidentnelles provenant du bruit de fond du cyclotron et des rayons cosmiques tombant dans l'intervalle de  $10 \mu s$  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.

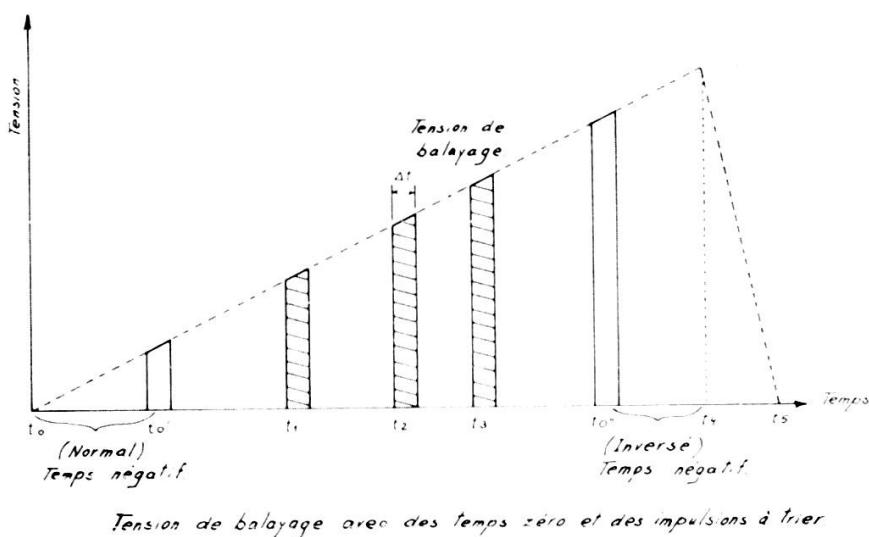


FIG. 17.

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

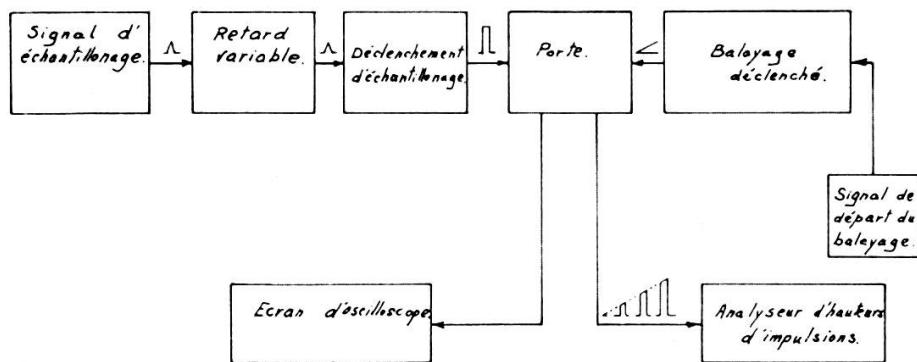


Schéma simplifié d'un système mesurant le temps pour de multiples événements par balayage d'un oscilloscope.

FIG. 18.

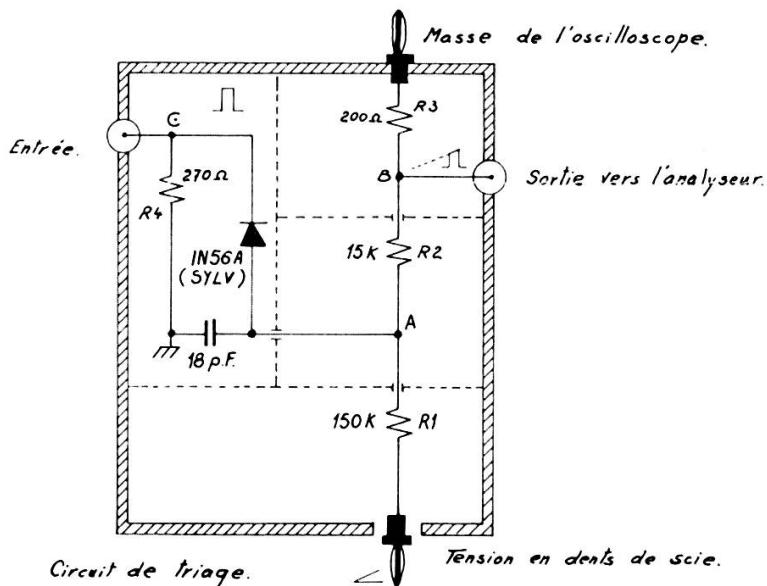


FIG. 19.

balayage de l'oscilloscope, c'est-à-dire dans le cas présent, soit  $10 \mu\text{s}$ , 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,

$\tau$  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  $\Delta t$  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<sup>12</sup> 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 C<sup>12</sup>.

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.

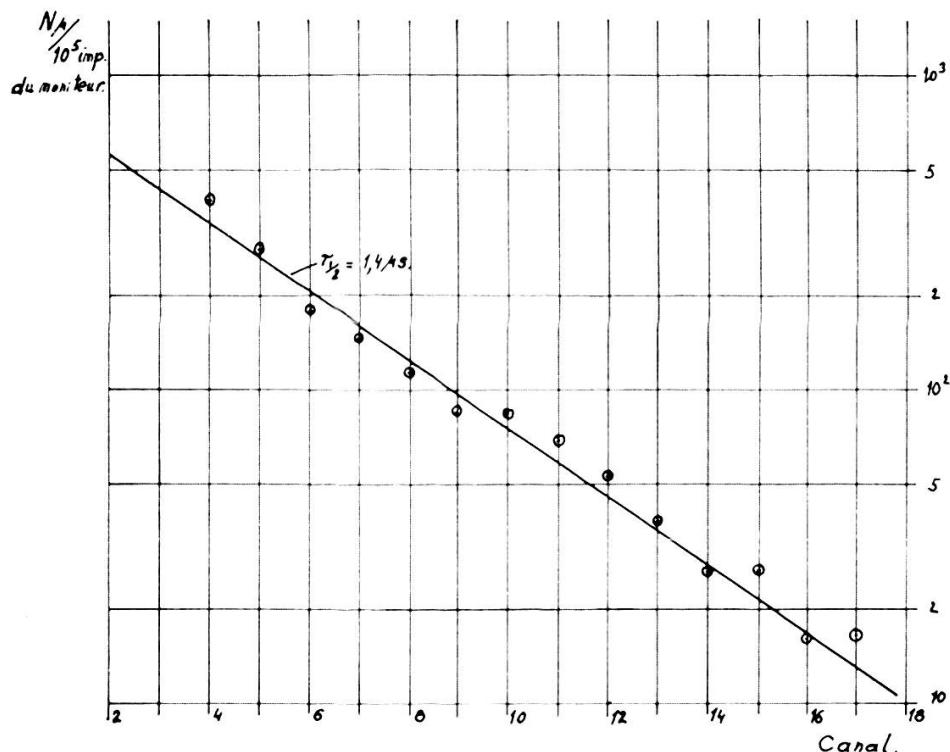


FIG. 20.

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

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

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 ns.*

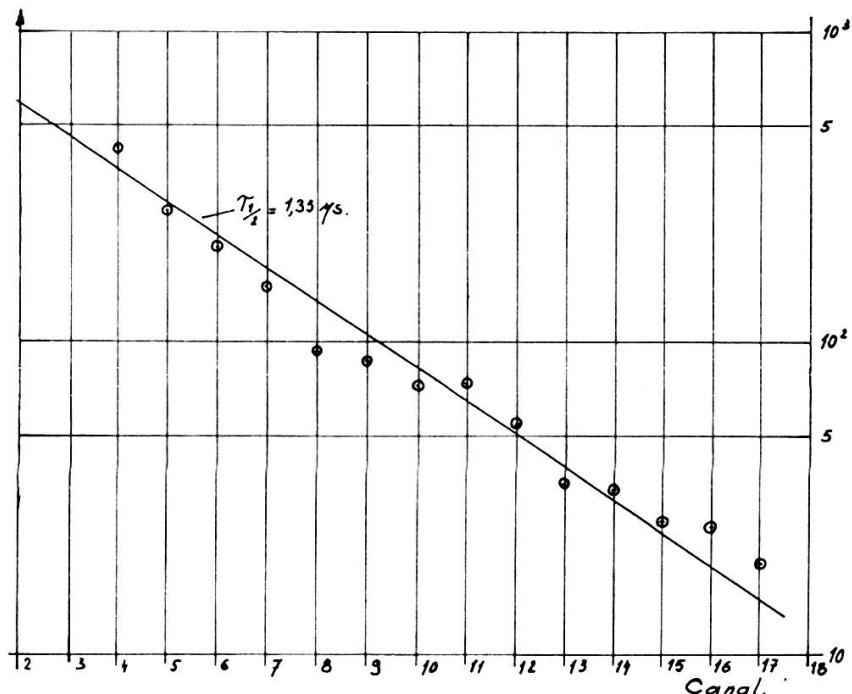


FIG. 21.

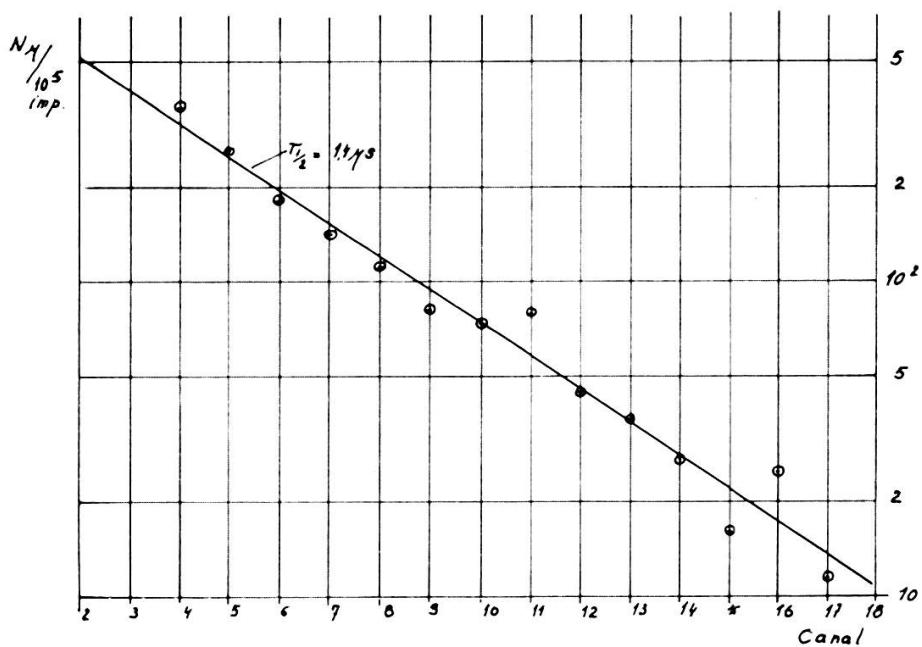


FIG. 22.

Puisque le nombre cherché est celui de muons arrêtés dans C<sup>12</sup>, il faut tenir compte de la présence de 1% de C<sup>13</sup> 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<sup>6</sup> impulsions dans le moniteur.

### C. Nombre de B<sup>12</sup>.

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<sup>12</sup> 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<sup>12</sup> au pic d'absorption de muons peut se déduire d'une telle comparaison.

La mesure de l'activité du B<sup>12</sup> nécessite l'emploi des faisceaux les plus intenses possible. Le taux de comptage dans le moniteur peut atteindre 10<sup>4</sup> 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<sup>12</sup>, 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  $100 \text{ cm}^2$ , le flux de neutrons d'environ 90 MeV produits

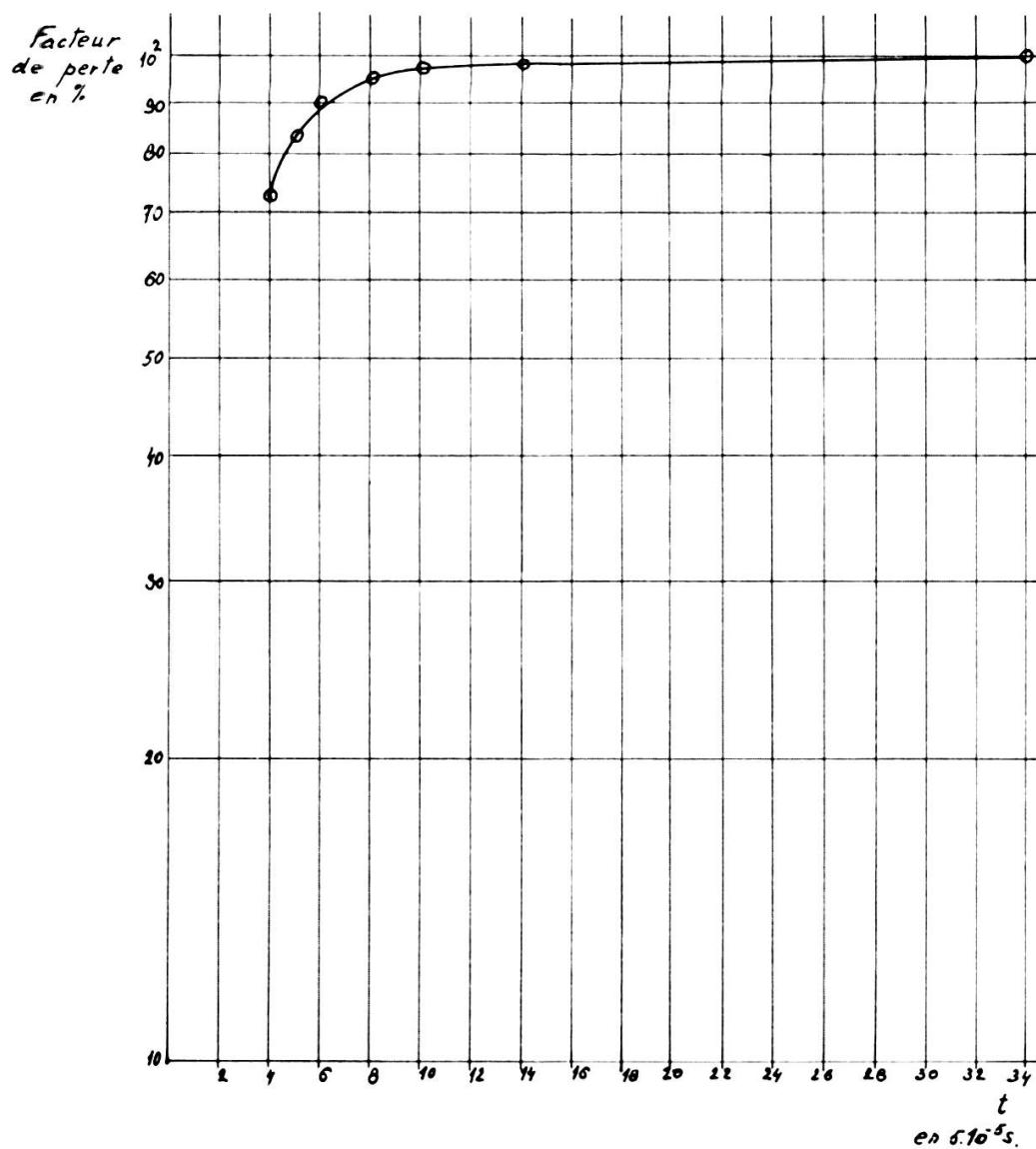


FIG. 23.

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

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

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  $\text{B}^{12}$  produits dans notre géométrie est

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

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'interpolation employée pour déterminer l'activité due à  $\text{B}^{12}$  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'interpolation 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  $\pm 30$ .

*LARGEUR DES CANAUX = 0,5 ms.*

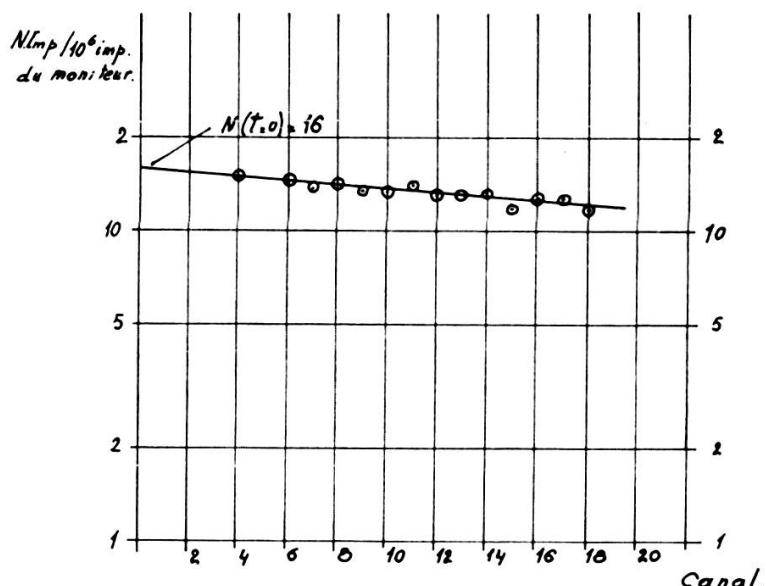


FIG. 24.

### C (2). Montage 2.

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

TABLEAU 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 = $353 \pm 23$	
$\Delta t$ est de 0,5 ms	

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

$$N_0 = \frac{N \times 0,463}{e^{-\frac{t_m}{\tau}} - e^{-\frac{t_n}{\tau}}} = \frac{353 \times 0,463}{0,188} = 870 \pm 55 = N_{B^{12}}.$$

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

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

### 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

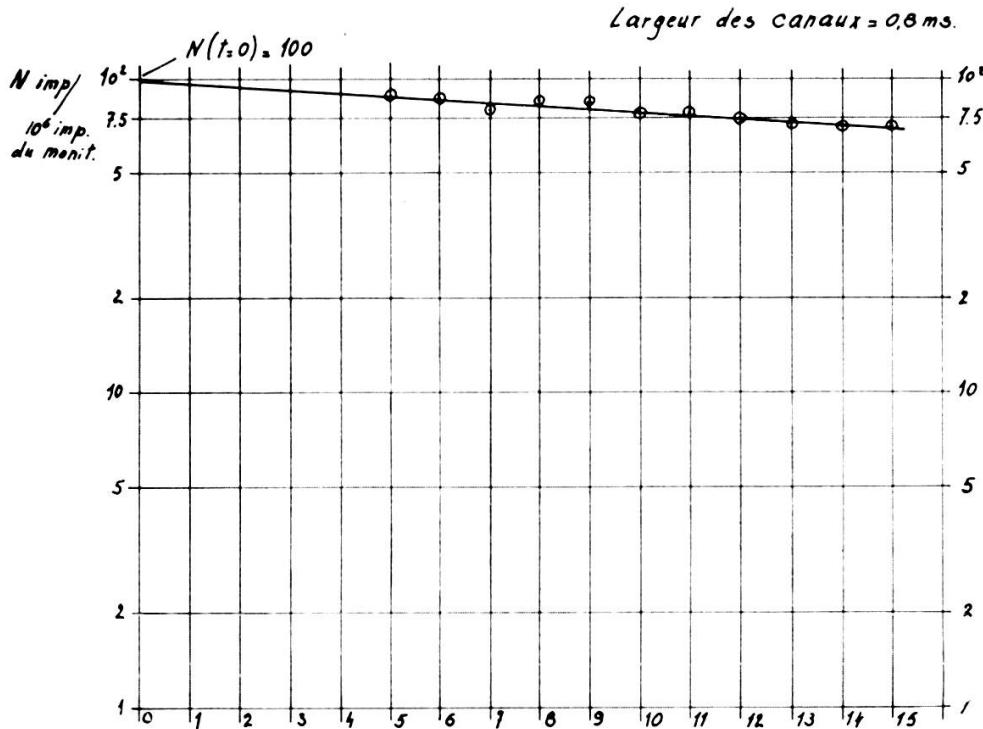


FIG. 25.

tracées pour un intervalle de temps commençant au canal 5 et se terminant au canal 15 ( $t_m = 3,5 \text{ ms}$ ;  $t_n = 11,45 \text{ ms}$ ). 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°s 5, 10 et 15 et montrent l'extrapolation. Les figures 25 et 26 représentent la courbe de décroissance de l'activité du  $B^{12}$  extrapolée à zéro.

Les calculs pour ces ensembles de données expérimentales donnent:

TABLEAU 3.

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

Canal	Temps	$N_t$
5 . . . . . . . . . .	3,6	88
6 . . . . . . . . . .	4,35	86
10 . . . . . . . . . .	7,6	77
15 . . . . . . . . . .	11,45	70

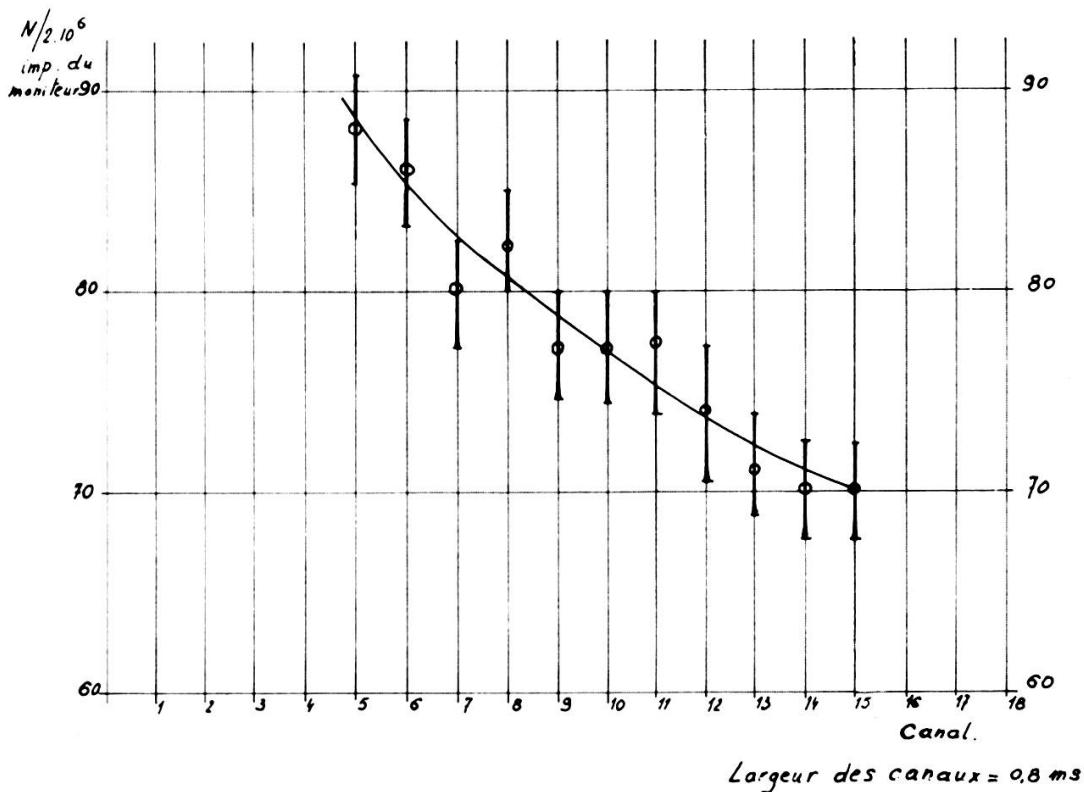


FIG. 26.

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

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

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

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

La comparaison de  $N'_0$ ,  $N''_0$  et  $N'''_0$  montre la précision des mesures.

TABLEAU 4.

Canal N°	Temps	$\Delta t$	$N_t$	$e^{-\frac{t}{\tau}}$	$1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}$	$e^{-\frac{t}{\tau}}(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}})$	$N'_0$
	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  $1 \times 10^6$  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 $\gamma$ .

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  $\gamma$  est relativement courte puisqu'elle correspond à 50.000 muons

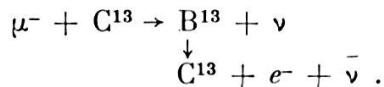
ou encore 1000 B<sup>12</sup> comptés, une limite supérieure de 10% peut être raisonnablement acceptée pour la transition aux niveaux excités de B<sup>12</sup>.

### E. Activité due au C<sup>13</sup>.

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  $\beta^-$ .

La période de B<sup>13</sup> est  $t_{1/2} = 35$  ms [61, 62] (mesurée dans la réaction Li<sup>7</sup> (Li<sup>7</sup>, p) B<sup>13</sup>).

Le défaut de masse du B<sup>13</sup> est de 19,3 MeV. B<sup>13</sup> — C<sup>13</sup>  $\cong$  13 MeV. Les niveaux de B<sup>13</sup> sont stables vis-à-vis de l'émission de neutrons jusqu'à 6 MeV environ au-dessus du niveau fondamental.

L'état fondamental de C<sup>13</sup> a un moment angulaire  $J = \frac{1}{2}$  et une parité négative.

L'état fondamental de B<sup>13</sup> est sans doute de moment angulaire  $J = \frac{3}{2}$  et de parité négative.

L'énergie maximum du spectre de désintégration de B<sup>13</sup> est de 13,43 MeV.

On peut estimer l'activité de B<sup>13</sup> à 1% de l'activité totale de B<sup>12</sup>.

La réaction  $\mu^- + \text{C}^{13} \rightarrow \text{B}^{12} + n + \nu$  produit également du B<sup>12</sup>. 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 C<sup>13</sup> présente environ 10%, la contribution à l'activité du B<sup>12</sup> est environ  $\frac{10}{2} \times 0,8 = 4\%$  de l'activité totale de B<sup>12</sup>.

Ainsi, 5 autres pour cent de l'activité totale détectée au pic de muons (B<sup>12</sup> + B<sup>13</sup>) peuvent être attribués à une réaction

autre que la transition de l'état fondamental de C<sup>12</sup> à l'état fondamental de B<sup>12</sup>.

Tenant compte de cette correction pour N<sub>B<sup>12</sup></sub>, nous obtenons les résultats suivants:

*Résultats expérimentaux pour P<sub>μ</sub> et P<sub>μ</sub>/P<sub>β</sub>:*

*Montage 1:*

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

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

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

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

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

*Montage 2:*

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

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

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

*Montage 3:*

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

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

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

Après correction due à la présence de C<sup>13</sup>:

TABLEAU 5.

P <sub>μ</sub>	$\frac{P_\mu}{P_\beta}$	$\frac{N_{B^{12}}}{N_\mu}$
1. $10,0 \pm 0,5 \times 10^3 s^{-1}$	$304 \pm 15$	$2,13 \pm 0,10\%$
2. $9,9 \pm 0,6 \times 10^3 s^{-1}$	$300 \pm 25$	$2,10 \pm 0,15\%$
3. $9,9 \pm 0,5 \times 10^3 s^{-1}$	$300 \pm 15$	$2,10 \pm 0,10\%$
Moyenne: $9,9 \pm 0,5 \times 10^3 s^{-1}$	$301 \pm 18$	$2,11 \pm 0,1\%$

TABLEAU 6.

*Décroissance de B<sup>12</sup> corrigée du bruit de fond.*(Fréquence de répétition du synchro-cyclotron: 13.5 s<sup>-1</sup>.)

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

Facteur de pertes:  $\frac{1}{0.89}$ .

Nombre d'impulsions dans le moniteur:  $2 \times 10^6$ .

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  $2.5 \times 10^5$  impulsions dans le moniteur.

B. Pour  $5 \times 10^5$  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	