

Etude de la lumière dans le modérateur d'une pile à eau lourde.

Summary. - Cette étude a été entreprise en vue de vérifier que la lumière émise par le modérateur d'un réacteur du type de celui de Fontenay-sux-Roses est produite uniquement par effet Cerenkov. L'étude spectroscopique de la lumière émise, effectuée par comparaison avec une lampe à ruban de tungstène, met en évidence une distribution spectrale énergétique identique à celle caractérisant l'effet Cerenkov. Le calcul de la brillance de la source lumineuse, en admettant que toute la lumière est produite par effet Cerenkov, et la détermination expérimentale de cette brillance sont en bon accord. Les variations de l'intensité lumineuse en fonction de la puissance de fonctionnement de la pile sont également étudiées : on en déduit que la lumière produite par effet Cerenkov correspond à une source émettant environ $2 \cdot 10^6$ photons par cm^3 d'eau dans un domaine spectral s'étendant de 4 000 à 7 000 Å, lorsque la puissance de la pile est égale à 1 watt.

1959

56 pages

BRETON D.

Report CEA n° 1198

Study of the light in the moderator of a heavy-water pile.

Summary. - The aim of this study was to confirm the theory that the light emitted from the moderator of a reactor of the same type as that at Fontenay-sux-Roses is produced solely by the Cerenkov effect. The spectroscopic study of the light emitted, carried out by comparison with a tungsten ribbon lamp, shows an energy spectrum distribution identical with that characteristic of the Cerenkov effect. The calculated brilliancy of the light source, assuming that all the light is produced by Cerenkov effect, is in good agreement. The variations in light intensity as a function of the running power of the pile are also studied : from this it is deduced that the light produced by Cerenkov effect corresponds to a source emitting about 2×10^6 photons per cm^3 of water in a spectral region ranging from 4 000 to 7 000 Å, when the pile power is equal to 1 watt.

PRÉSIDENCE DU CONSEIL
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

**ÉTUDE DE LA LUMIÈRE
ÉMISE
DANS LE MODÉRATEUR
D'UNE PILE A EAU LOURDE**

par

Denis BRETON

Ingenieur E. S. E. au Commissariat à l'Énergie Atomique

Rapport C.E.A. n° 1198

1959

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY
SERVICE DE DOCUMENTATION
Boite postale n° 2 — Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)

Série A, N° 3300

N° d'ordre :

4172

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Denis BRETON

PREMIÈRE THÈSE :

Étude de la lumière émise dans le modérateur d'une pile à eau lourde

DEUXIÈME THÈSE :

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 14 Juin 1958 devant la Commission d'examen

MM. JACQUINOT	Président
TEILLAC	} Examineurs
GUINIER	

INTRODUCTION

Lors du fonctionnement d'un réacteur utilisant l'eau comme modérateur de neutrons, on peut constater l'apparition d'une lumière bleutée au sein du liquide. Les premières observations de cette lumière furent faites en Amérique dès 1951. Le développement des réacteurs du type "piscine" utilisant l'eau ordinaire comme modérateur et comme matériau de protection en facilita l'observation. Très rapidement, on attribua l'origine de cette lumière à l'effet Cerenkov, mais il ne semble pas qu'une étude systématique du phénomène ait suivi cette constatation.

Dans le courant du mois de janvier 1954, un examen rapide de l'eau lourde contenue dans la cuve de la pile de Fontenay-aux-Roses mit en évidence l'existence de cette lumière. Une étude plus approfondie a ensuite été entreprise : elle comprend 4 parties :

- 1 - Observation de la lumière ;
- 2 - Etude spectrographique de la lumière émise ;
- 3 - Evolution de l'intensité de la lumière en fonction de la puissance de la pile ;
- 4 - Evaluation de l'intensité lumineuse produite par l'effet Cerenkov.

I OBSERVATIONS DE LA LUMIÈRE

L'observation de la lumière émise dans l'eau lourde contenue dans la cuve de la pile ne peut s'effectuer qu'à travers les canaux cylindriques aménagés dans le bloc tubulaire. Les barres d'uranium constituant le réseau sont suspendues à des bouchons d'acier placés dans les canaux : seule la barre centrale est absente, laissant une possibilité unique d'observation. Celle-ci se heurte aux difficultés suivantes :

- Par suite de la structure du réseau, l'observation est pratiquement limitée à la colonne d'eau lourde comprise à l'intérieur de la première couronne de barres.
- La distance entre le niveau de l'eau lourde et le sommet du bloc tubulaire est de l'ordre de 400 cm.
- Le diamètre du canal central est de 6,6 cm, et ses abords sont encombrés par les dispositifs de sécurité de la pile.
- Lorsque le canal central est ouvert, et dès que la puissance de fonctionnement atteint quelques centaines de watts, les doses de rayonnement sur le sommet du bloc tubulaire deviennent importantes.

Lors des premières observations effectuées, un dispositif constitué par un miroir incliné à 45° sur l'axe du canal et une lunette de visée protégée à l'aide de blocs de béton avait permis d'avoir une idée qualitative du phénomène.

Les utilisations du canal central de la pile sont beaucoup trop nombreuses pour pouvoir songer à l'immobiliser longtemps. Le dispositif utilisé doit, par suite être facilement démontable. Afin d'obtenir une bonne reproductibilité des montages successifs, une dalle en béton recouvrant le bloc tubulaire a été spécialement étudiée en vue d'assurer sa mise en place avec précision. A cet effet, deux gros guides en acier ont été installés sur le sommet de la pile. Cette dalle sert de plan de référence lors de l'installation et du réglage. Le démontage du dispositif après chaque mesure impose l'utilisation de matériaux dont l'activation ne donne pas naissance à des produits à vie longue, gênants lors de l'extraction. L'aluminium donne satisfaction à ce point de vue : après activation, il donne naissance à de l'aluminium $\frac{28}{13}$ dont la période est de 2,3 minutes : de plus, sa faible section efficace de capture limite les perturbations apportées au fonctionnement de la pile.

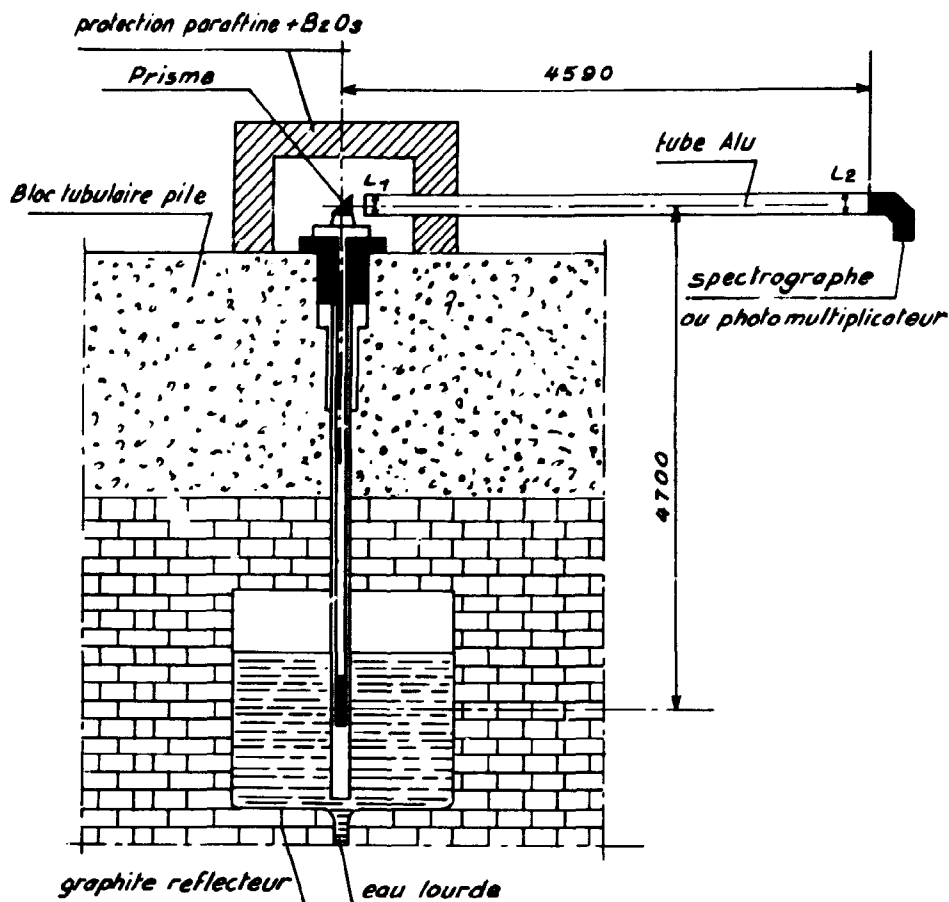


Fig. 1.

L'architecture de la pile ne permet pas de faire varier les divers paramètres susceptibles d'être intéressants au cours de l'expérimentation. Afin de simplifier le problème et de réserver une certaine souplesse à l'étude projetée il a paru préférable d'étudier la lumière émise dans un petit volume d'eau placé dans le canal central et au maximum de la densité neutronique. L'interprétation des mesures effectuées sur l'ensemble de la lumière produite dans la cuve apparaît en effet beaucoup plus difficile. L'étude spectrale se complique du fait :

- d'une part, de l'absorption de la lumière à travers l'épaisse couche d'eau ;
- d'autre part, de nombreuses réflexions sur l'aluminium constituant les parois de la cuve et la gaine des barres d'uranium.

L'emploi d'un petit récipient rempli d'eau permet l'utilisation d'écrans de divers matériaux et donne une idée de la contribution des différents rayonnements à l'émission de lumière ; il fa-

cilite enfin des études avec divers liquides. Par contre, l'intensité de la lumière est très faible et il est nécessaire d'utiliser des appareils très sensibles.

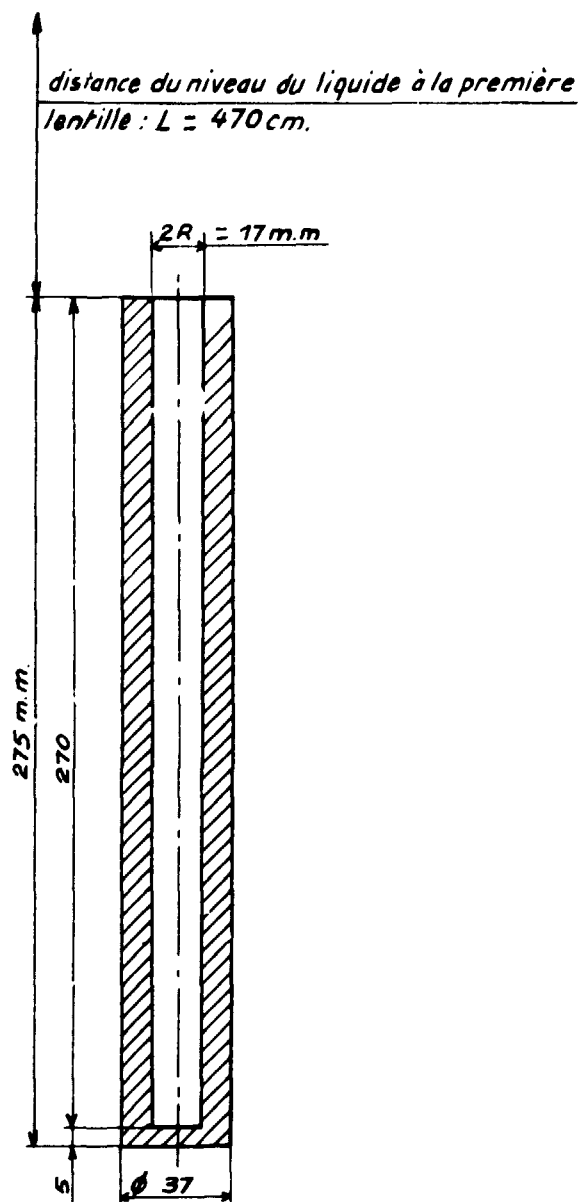
Le dispositif est constitué de trois parties : (fig. 1).

- 1 - Source lumineuse ,
- 2 - Appareillage d'observation et de mesures ;
- 3 - Protection du personnel.

I. 1. - Source lumineuse.

Le premier dispositif conçu utilisait une éprouvette cylindrique en quartz fermée par 2 lames à faces parallèles ; un tube capillaire en permettait le remplissage. Cette éprouvette en quartz destinée à servir de conduit lumineux a dû être abandonnée. Pour obtenir une intensité lumineuse suffisante, il est nécessaire que la pile fonctionne à une puissance élevée (quelques dizaines de kilowatts) ; sous l'influence du rayonnement, le tube de quartz noircit après un séjour de 2 à 3 heures dans la pile. Par simple chauffage de quelques minutes dans la flamme d'un bec Bunsen, ce noircissement disparaît pour réapparaître après une nouvelle irradiation. Cette éprouvette en quartz a donc été abandonnée pour être remplacée par une éprouvette en aluminium ; le niveau du liquide est alors en contact avec l'atmosphère. L'utilisation d'une éprouvette en aluminium contenant le liquide en examen oblige à tenir compte du rôle des particules β et des rayons γ créés lors de l'activation. Les dimensions de l'éprouvette sont les suivantes (figure n° 2) :

- hauteur : 27 cm ;
- diamètre interne : 1,7 cm ;
- diamètre externe : 3,7 cm ;
- épaisseur du métal à la partie inférieure : 0,5 cm.



Tube d'Al. contenant le liquide en examen

Fig. 2.

1. 2. - Appareillage d'observation.

L'éprouvette d'aluminium est fixée à l'extrémité inférieure d'un tube d'aluminium pénétrant dans le canal central de la pile. Ce tube comporte à sa partie supérieure un manchon muni d'un épaulement prenant appui sur une platine d'acier fixée sur la dalle supérieure de la pile. Le manchon possède une rainure permettant l'extraction du dispositif grâce à un système à bayonnette. Cette manipulation s'effectue à l'aide du pont roulant.

La lumière émise dans le liquide contenu dans l'éprouvette se propage dans ce tube noirci intérieurement à "l'aquadag". A leur sortie du tube vertical les rayons lumineux sont déviés de 90° par un prisme en quartz d'arête 7 cm ; le faisceau se propage ensuite horizontalement dans un tube télescopique eu dural, également noirci intérieurement.

Dans une première étude, la focalisation du faisceau était réalisée par un système optique constitué par une lentille en quartz de grande ouverture disposée à proximité du niveau du liquide en examen. Le noircissement de cette lentille sous l'influence du rayonnement a conduit à supprimer toutes les lentilles susceptibles d'être fortement irradiées, et à utiliser un système optique très simple. Il est constitué (voir figure n° 3) par une lentille biconvexe en quartz L_1 placée contre le prisme P. Le diamètre de la lentille L_1 est de 6 cm, et sa distance focale de 200 cm. Cette lentille L_1 a été choisie de façon à pouvoir disposer l'appareillage de mesure suffisamment loin du canal central pour ne pas être soumis à un rayonnement nuisible. Une seconde lentille biconvexe L_2 fixée à l'extrémité du tube télescopique, permet de focaliser le faisceau lumineux par des appareils de détection. La lentille L_2 , également en quartz, a un diamètre de 4,5 cm et une distance focale de 10 cm. Le tube télescopique permet d'effectuer la mise au point.

Le réglage du dispositif présente quelques difficultés ; en effet, le réglage visuel n'est possible qu'à condition que le faisceau lumineux soit suffisamment intense, ce qui nécessite une forte puissance de fonctionnement de la pile ; il devient alors difficile d'approcher du canal central pour effectuer le réglage

du prisme et des lentilles pour aligner optiquement l'ensemble ; la recherche du faisceau risque d'être une opération longue et délicate. Le mode de réglage utilisé permet d'éviter l'installation d'un dispositif de commande à distance : il consiste à installer la platine supportant le tube vertical et le prisme en dehors de la pile. L'éprouvette d'aluminium contenant le liquide en examen est remplacée par une pipette de verre remplie d'eau additionnée de fluorescéine, le fond du tube vertical est extrait de façon à permettre l'excitation de la fluorescéine. La source lumineuse ainsi constituée possède les mêmes caractéristiques que la source à étudier ; elle permet d'effectuer le réglage du dispositif dans de bonnes conditions.

1. 3. - Protection du personnel.

La résistance mécanique du bloc tubulaire de la pile interdit l'utilisation de matériaux lourds pouvant assurer une protection suffisante aux abords immédiats du canal central. Il faut alors utiliser un système optique permettant de disposer les appareils de mesures et de détection du faisceau lumineux suffisamment loin pour ne pas être gêné par le rayonnement. Cette dernière condition justifie le choix des lentilles L_1 et L_2 . La protection contre les neutrons thermiques et rapides s'échappant du canal central est réalisée par des bacs en tôle d'acier contenant un mélange de paraffine et d'anhydride borique de 25 cm d'épaisseur. Ces bacs sont disposés autour du couvercle de tôle coiffant le prisme. Ils assurent une protection suffisante à l'endroit où opèrent les expérimentateurs mais ne permettent pas de séjourner à proximité du canal.

En ce qui concerne le rayonnement γ , les doses demeurent faibles par suite de l'éloignement des expérimentateurs.

ÉTUDE SPECTROGRAPHIQUE DE LA LUMIÈRE

II. 1. - Etude expérimentale.

Après avoir été remplie d'eau lourde, l'éprouvette d'aluminium est fixée à l'extrémité du tube support, puis placée à l'intérieur du canal central. Lorsque la pile fonctionne, une fraction de la lumière émise se propage dans le tube vertical ; elle est ensuite déviée par le prisme, puis traverse les deux lentilles L_1 et L_2 . L'image de la section droite de l'éprouvette cylindrique se forme sur la fente d'entrée d'un spectrographe fourni par le Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Ce spectrographe est composé de deux prismes de 6 cm d'arête. La distance focale de la lentille du collimateur est de 25 cm ; elle est ouverte à 1/5. Le spectre de la lumière ayant pénétré par la fente du spectrographe se forme dans le plan focal d'une lentille ayant les mêmes caractéristiques que celles du collimateur.

II. 1. 1. - Détermination de la répartition spectrale énergétique de la lumière émise.

Cette répartition est déterminée par comparaison avec celle d'une lampe à ruban de tungstène. La mesure de la densité de noircissement d'une plaque photographique sert d'élément de comparaison. L'utilisation de la plaque photographique en photométrie se heurte à des difficultés mises en évidence par de

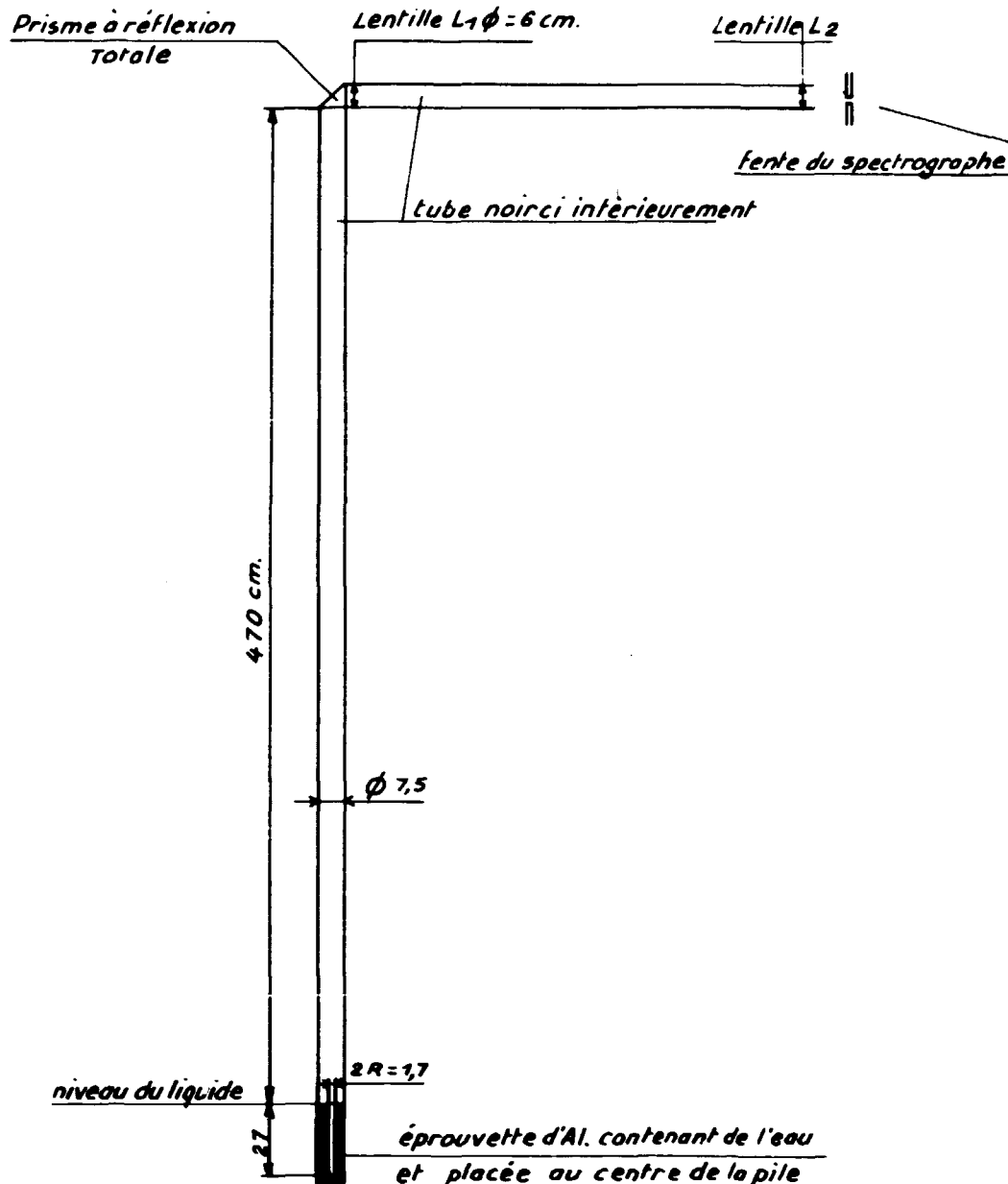


Fig. 3.

nombreux auteurs. En effet, si le noircissement d'une plaque photographique est d'autant plus intense que la brillance de la source est plus élevée, le rapport de brillance de 2 sources n'est en général pas égal au rapport des densités de noircissement de la plaque mesurée à temps de pose égal. Dans cette étude, la brillance de la lampe à ruban de tungstène est beaucoup plus élevée que celle de la source à étudier. Il est possible de compenser la faiblesse de brillance d'une source en augmentant le temps de pose, mais il faut alors établir une relation entre la densité de noircissement de la plaque, le temps d'exposition et la brillance de la source. La plus simple de ces relations appelée loi de réciprocité ne s'applique que lorsque les temps d'exposition sont voisins. Il est préférable d'affaiblir suffisamment la brillance de la lampe de référence de façon à obtenir l'égalité de noircissement des deux spectrogrammes. A densité de noircissement égale, deux brillances E_1 et B_2 sont égales si les mesures sont effectuées pour la même longueur d'onde, et si les temps d'exposition sont égaux, toutes les conditions de développement photographique étant par ailleurs identiques. Pour un temps de pose donné, et pour une longueur d'onde λ , la densité de noircissement de la plaque ne dépend plus que de la brillance de la source. La méthode consiste alors à effectuer :

1) Une série de spectrogrammes de la lumière émise par la source de référence pendant un temps de pose donné et pour diverses valeurs d'affaiblissement de la brillance.

2) Un spectrogramme de la lumière à étudier en utilisant le même temps de pose que précédemment ; on recherche ensuite pour chaque longueur d'onde, la valeur de l'affaiblissement nécessaire pour obtenir la même densité de noircissement avec les deux sources à comparer.

Les spectrogrammes sont effectués sur la même plaque photographique, de façon à éliminer les inégalités de sensibilité spectrale. La difficulté consiste à choisir correctement le temps de pose permettant de réaliser pour chaque longueur d'onde, l'égalité de noircissement des spectrogrammes.

L'affaiblissement de la brillance de la source de référence doit s'effectuer sans modifier la distribution spectrale de la lumière. Plusieurs solutions sont possibles : celle qui nous a paru la meilleure, compte tenu de la différence de brillance des 2 sources et des moyens disponibles, consiste à utiliser un écran diffusant en magnésie. Le coefficient de réflexion de la magnésie ρ est en effet pratiquement indépendant de la longueur d'onde de la radiation diffusée dans le domaine du spectre visible ; il est, de plus, très élevé (0,97) et évolue très peu en fonction du temps ; enfin, l'intensité de la lumière diffusée suit correctement la loi de Lambert. Son principal inconvénient est sa fragilité. L'écran utilisé au cours des mesures a été réalisé en faisant une pâte avec la magnésie et de l'eau. Après chaque séchage dans un moule, on obtient un écran qui, bien que fragile est utilisable. L'affaiblissement de la brillance de l'écran de magnésie est réalisé en diminuant le flux lumineux envoyé par la lampe à ruban de tungstène. Le spectrographe est ensuite disposé de façon à recevoir la lumière émise par l'écran diffuseur. Il suffit alors de comparer la brillance de l'écran de magnésie avec la brillance de la source à étudier.

La lumière émise reste faible, même lorsque la puissance de fonctionnement de la pile est maximum. Le temps de pose nécessaire pour obtenir une densité de noircissement permettant un dépouillement correct est de 6 heures, la puissance de fonctionnement de la pile étant de 100 kilowatts.

Les plaques photographiques utilisées dans cette étude sont de fabrication Kodak, référence P 1 200. Après développement, les plaques sont dépouillées à l'aide du microdensitomètre Vassy à enregistrement automatique dont dispose le service de la Pile de Fontenay-aux-Roses. Cet appareil permet de tracer directement sur papier la courbe exprimant la densité de noircissement d'une plaque photographique en fonction de l'abscisse de la région explorée par la fente.

II. 1. 2. - Spectrogramme de la lumière émise par la source de référence. (voir figure n° 4)

La source de référence est constituée par une lampe à ruban de tungstène de fabrication Philips, type 10 volts 100 watts. Le ruban de 19 mm de longueur et 2,1 mm de largeur, est replié en forme de U. L'étalonnage a été effectué par le Laboratoire Central des Industries Electriques.

A chaque intensité du courant électrique traversant le ruban de tungstène correspond une température apparente de brillance mesurée dans le rouge ; la détermination de la température absolue de fonctionnement est déduite des tables.

La répartition spectrale énergétique de la lumière émise est supposée être celle d'un corps gris dont l'émissivité est déterminée par le facteur $\epsilon(\lambda T)$.

Pour un corps parfaitement noir, l'énergie dW émise par cm^2 de surface

- dans l'unité d'angle solide au voisinage de la normale ;
- pour la longueur d'onde λ et dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$;
- pendant l'intervalle de temps dt ;

est donnée par la formule de Planck.

Soit B, la brillance en direction normale, on a :

$$dW = B d\lambda dt = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{c2/\lambda T} - 1} d\lambda dt \quad (2.1)$$

Si

- les longueurs sont exprimées en cm ; λ
- le temps en secondes ; t
- la température en degrés Kelvin ; T
- la brillance en watts/cm ; B

les constantes C_1 et C_2 ont les valeurs suivantes :

$$C_1 = 1,177 \cdot 10^{-12} \text{ watt/cm}^2$$

$$C_2 = 1,4320 \text{ cm/degré K}$$

La répartition spectrale énergétique de la lumière émise par le tungstène diffère de celle émise par le corps idéalement noir. Pour tenir compte de cet écart, on introduit un facteur $\epsilon(\lambda, T)$ appelé *émissivité spectrale*, qui définit la température T qui devrait être celle d'un corps noir émettant une énergie égale à celle émise par le tungstène à la température T' dans la bande de longueur d'onde $d\lambda$, et pendant le même temps. On a alors :

$$\epsilon(\lambda, T') C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{c2/\lambda T'} - 1} = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{c2/\lambda T} - 1} = B(\lambda) \quad (2.2)$$

si $e^{c2/\lambda T} \gg 1$ (approximation de Wien)

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T'} = \frac{1}{C_2} \text{Log } \epsilon(\lambda, T') \quad (2.3)$$

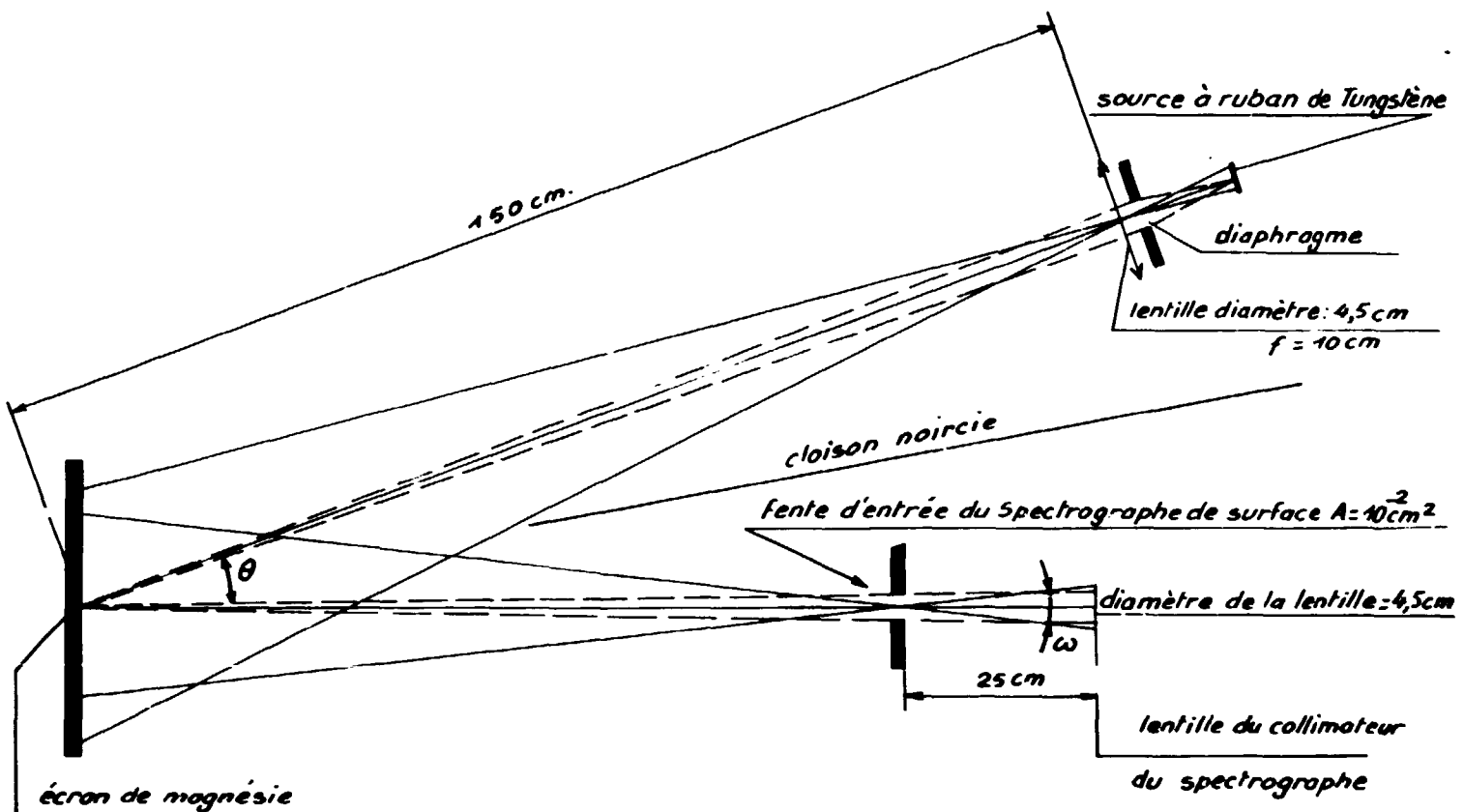


Fig. 4.

La mesure de l'émissivité spectrale du tungstène a fait l'objet de nombreux travaux. Les valeurs utilisées ici sont celles obtenues par Mendenhall, Forsythe et Worthing.

La connaissance du courant traversant la lampe permet d'en déduire sa température, et par suite, la répartition spectrale énergétique de la lumière émise en tenant compte du facteur d'émissivité. Il est nécessaire d'opérer avec des lampes suffisamment vieilles, car les propriétés émissives du tungstène évoluent rapidement pendant la première période d'utilisation. Les lampes utilisées pour effectuer les mesures ont fonctionné une trentaine d'heures avant d'être étalonnées. Pendant la durée de son utilisation, la lampe est alimentée par une batterie 12 volts 90 ampères : 2 rhéostats (1,95 Ω ; 20 amp.) permettent de régler l'intensité du courant électrique. Un enregistreur branché aux bornes d'un shunt assure le contrôle du courant, dont la précision de mesure est de 1 pour cent. Le temps de pose étant de l'ordre de plusieurs heures, la température de fonctionnement des lampes est toujours restée faible, de façon à éviter un noircissement trop rapide de l'ampoule ; elle est de 2010° Kelvin.

Une lentille en quartz de 10 cm de longueur focale et de 4,5 cm de diamètre forme l'image du ruban de tungstène sur un écran de magnésie disposé verticalement. L'axe optique de la lentille est incliné d'un angle θ sur la normale à l'écran. Une série de diaphragmes appliquée contre la lentille permet de faire varier l'éclairement de l'écran.

Soient :

- B(λ) la brillance de la source ;
- l la distance séparant l'écran de la lentille ;
- θ l'angle d'inclinaison de l'axe optique de la lentille sur la normale à l'écran ;
- d le diamètre du diaphragme utilisé ; (voir figure 4).

L'éclairement de l'écran est donné par l'expression :

$$E_s(\lambda) = \frac{\pi}{4} \frac{d^2}{l^2} \cos \theta B(\lambda) \tau(\lambda) \quad (2.4)$$

$\tau(\lambda)$ étant le facteur de transmission de la lentille pour la radiation de longueur d'onde λ .

La brillance de l'écran est, d'après la loi de Lambert :

$$B_s(\lambda) = \frac{\rho(\lambda) E_s(\lambda)}{\pi} \quad (2.5)$$

soit :

$$B_s(\lambda) = \frac{d^2}{4l^2} B(\lambda) \cos \theta \tau(\lambda) \rho(\lambda) \quad (2.6)$$

$\rho(\lambda)$ coefficient de réflexion de la magnésie.

La température du filament n'est pas rigoureusement constante sur toute sa surface et l'étalonnage de la lampe est effectué dans sa partie centrale. Le spectrographe doit, par conséquent, viser la portion centrale de l'image. Dans le montage utilisé, la lentille du collimateur du spectrographe est complètement irradiée par le flux lumineux pénétrant par la fente. Soient :

- ω l'angle solide sous-tendu à la fente par la lentille du collimateur ;
- A la surface de la fente.

Le flux lumineux pénétrant dans le spectrographe est $B_s(\lambda) \frac{\omega A}{\cos \theta}$. Les lentilles collimatrice et focalisatrice du spectrographe ayant la même distance focale et la même ouverture, l'éclairement $E_p(\lambda)$ de la plaque photographique est égal à $B_s(\lambda) \omega K(\lambda)$.

$K(\lambda)$ est le facteur de transmission du spectrographe, d'où :

$$E_p(\lambda) = \frac{d^2}{l^2} \rho \omega B(\lambda) \tau(\lambda) K(\lambda) \quad (2.7)$$

soit sensiblement :

$$E_p(\lambda) = \frac{d^2}{4l^2} \omega B(\lambda) \quad (2.8)$$

L'utilisation de cette formule est justifiée dans cette étude puisqu'on effectue une comparaison de 2 spectres continus. La formule s'applique dans l'intervalle d'onde $d\lambda$ pour les 2 spectres.

II. 1. 3. - Spectrogramme de la lumière émise par la pile. (voir figure n° 5)

Soit α , l'angle solide sous lequel on voit la lentille L_1 depuis la source S formée par l'éprouvette d'eau lourde ; seuls les rayons lumineux contenus dans l'angle α pénètrent dans le système optique. Les rayons émis par l'image de la source S formée sur la fente du spectrographe sont contenus dans un angle α' , fonction de α et des propriétés optiques du système.

Si $\alpha' < \omega$ tous les rayons émis par un point de la source S concourent également à la formation de l'image sur la plaque photographique. C'est le cas contraire lorsque $\alpha' > \omega$.

Si la condition $\alpha' = \omega$ est réalisée, l'éclairement de la plaque photographique est aussi grand qu'il peut être :

$$E'_p = B'(\lambda) \omega K(\lambda) T(\lambda) \quad (2.9)$$

$B'(\lambda)$ étant la brillance de la source S à étudier et $T(\lambda)$ le coefficient de transmission du système optique.

Le dispositif utilisé satisfait à la condition $\alpha' = \omega$.

En effet, soit p , la distance séparant la source S de la lentille L_1 . Dans le dispositif $p = 483,5$ cm, l'image de la source S se forme à une distance p' de la lentille L_1 telle que :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \quad (2.10)$$

d'où $p' = 114$ cm.

Les 2 lentilles L_1 et L_2 étant distantes de 459 cm ; l'image E' est située à une distance $p'' = 345$ cm de la lentille L_2 et l'image se forme sur la fente du spectrographe à une distance $p''' = 10,95$ cm de la lentille L_2 .

Les rayons lumineux émis par l'image sont compris dans un angle solide α' défini par :

$$\alpha' = \frac{\pi}{4} \left(\frac{P_1}{P' P'_1} \right)^2 \quad (2.11)$$

soit : $2,55 \cdot 10^{-2}$ stéradian.

L'angle ω est égal à :

$$\frac{\pi}{4} \frac{D^2}{f^2}$$

soit : $2,55 \cdot 10^{-2}$ stéradian.

D = diamètre de la lentille du collimateur ;

f = distance focale.

Marche des rayons lumineux dans le dispositif optique d'étude de la brillance du liquide contenu dans l'éprouvette.

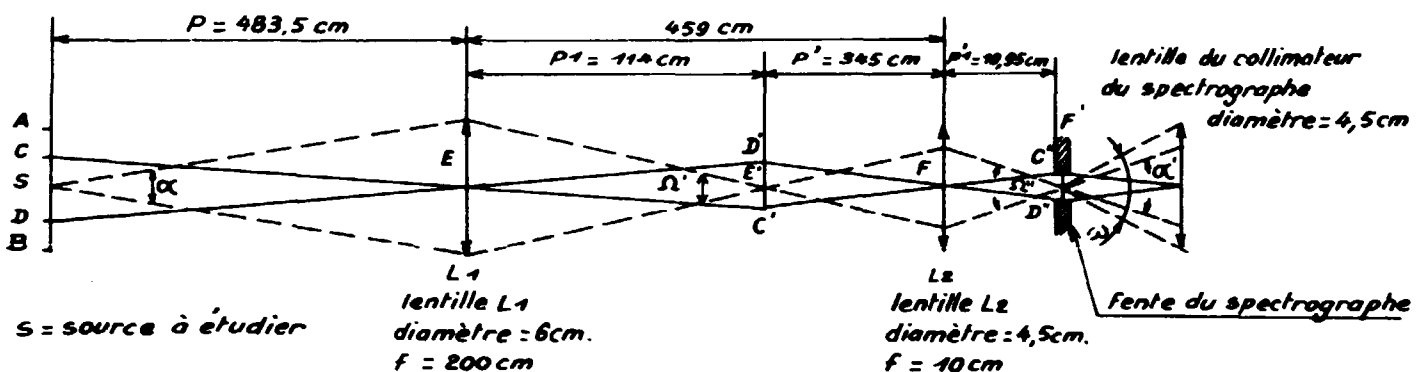


Fig. 5.

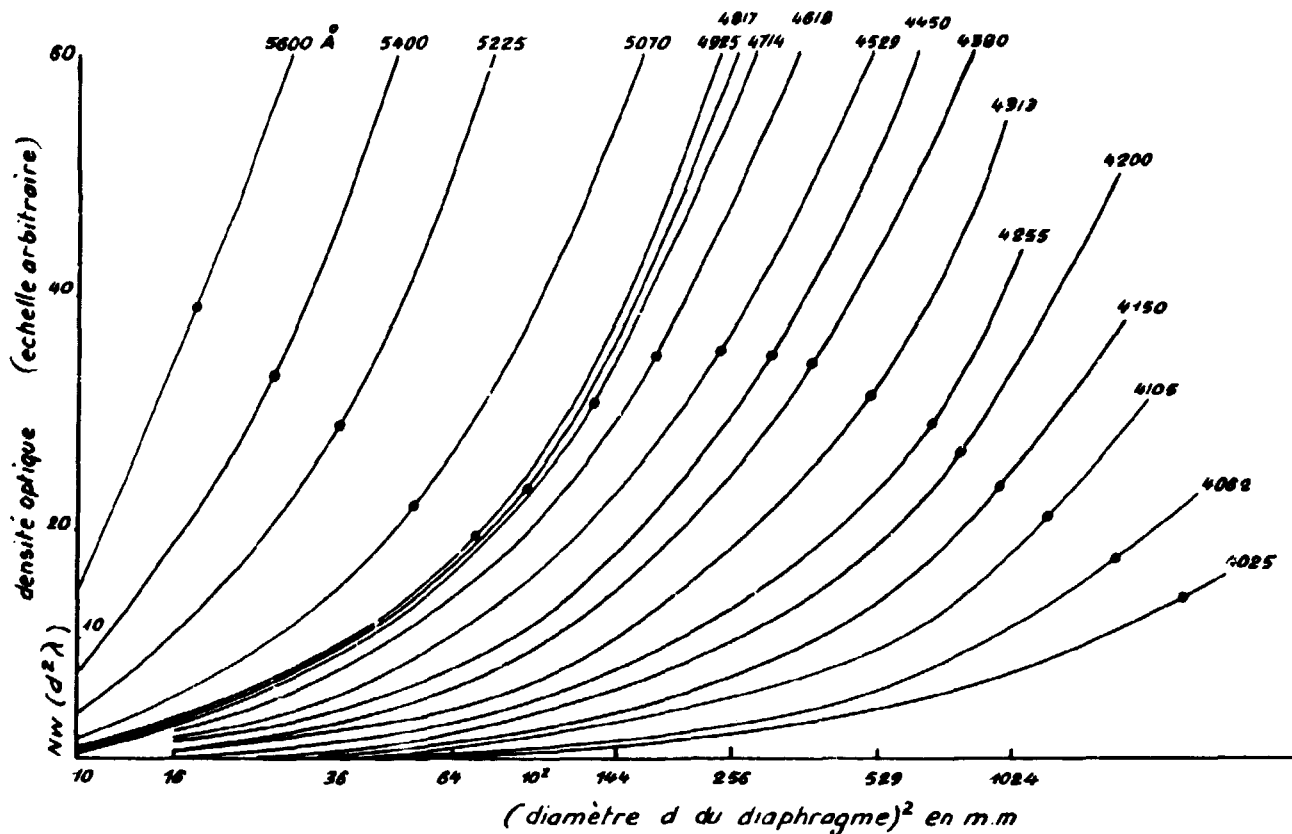


Fig. 6.

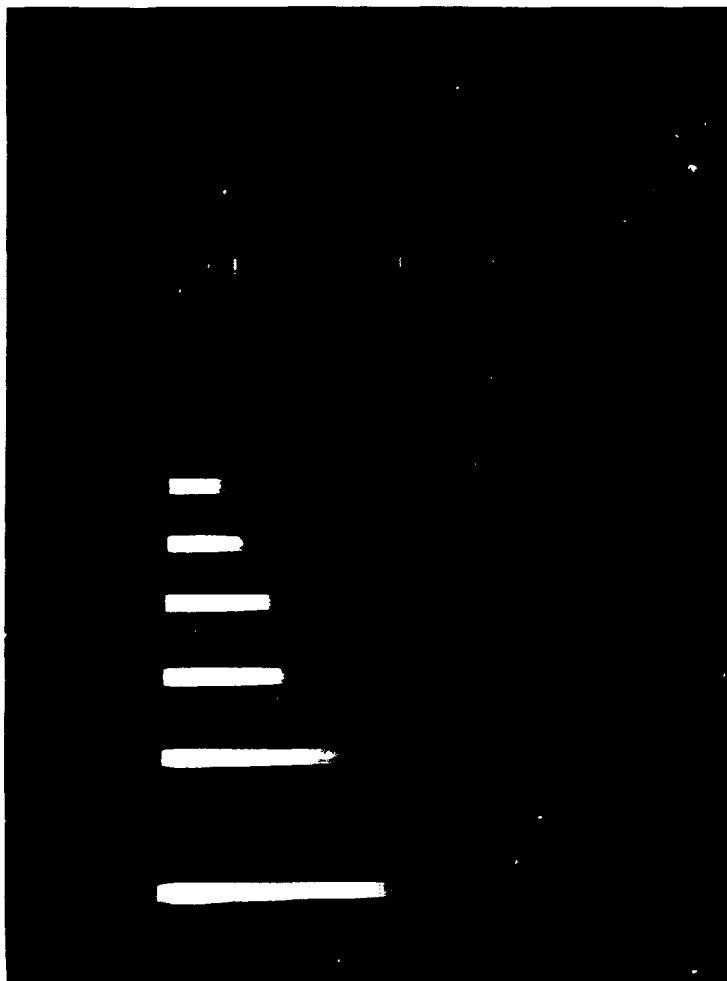


Fig. 7.

L'égalité des angles solides suppose également celle des angles plans. Cette condition est réalisée dans le dispositif utilisé.

Lorsque l'égalité des noircissements de la plaque photographique est obtenue simultanément pour les 2 spectres à comparer et pour la même longueur d'onde, on peut écrire :

$$B'(\lambda) \cdot K(\lambda) T(\lambda) = \frac{d^2}{4l^2} \cdot B(\lambda) \tau(\lambda) \rho(\lambda) K(\lambda) \quad (2.12)$$

$$\text{d'où : } B'(\lambda) = \frac{d^2}{4l^2} \frac{\tau(\lambda) \rho(\lambda)}{T(\lambda)} B(\lambda) \quad (2.13)$$

ou, en admettant :

- que $\frac{\tau(\lambda)}{T(\lambda)} = 1$ (ce qui revient à négliger l'absorption du prisme et de la lentille L_1).
- et que $\rho(\lambda)$ est indépendant de λ :

$$B'(\lambda) = \frac{d^2}{4l^2} \rho B(\lambda) \quad (2.14)$$

II. 1. 4. - *Dépouillement des spectrogrammes.*

Après dépouillement des plaques, on trace un réseau de courbes exprimant la densité de noircissement $N_w(d^2\lambda)$ du spectrogramme de la lumière de référence en fonction du carré du diamètre du diaphragme d^2 pour diverses longueurs d'onde λ .

Soit $N_c(\lambda)$, la densité de noircissement du spectrogramme effectué avec la lumière à étudier pour la longueur λ . L'égalité $N_c(d^2\lambda) = N_c(\lambda)$ permet de connaître la valeur de d^2 pour chaque longueur λ .

La figure n°6 exprime la fonction $N_c(d^2\lambda)$ pour des valeurs de λ comprise entre 3 800 Å et 6 000 Å. Les points indiqués sur les courbes représentent les valeurs de la fonction $N_c(\lambda)$ pour les longueurs d'onde correspondantes. La largeur de la bande du spectrogramme explorée par le microdensitomètre est de 5 μ . (5 $\mu = 0,15$ Å région moyenne).

La figure n° 7 représente les divers spectrogrammes de la source à ruban de tungstène et le spectrogramme de l'effet Crenkov.

II.1.5. - Résultats obtenus.

L'étude spectrale de la lumière émise a été effectuée dans les trois cas suivants :

1 - Eprouvette d'aluminium remplie d'eau lourde : Le temps de pose utilisé pour effectuer les mesures est de 6 heures lorsque la puissance de fonctionnement de la pile est de 100 kW. Il est nécessaire de placer le ruban de tungstène à une distance l , de 150 cm de l'écran de magnésie pour obtenir un affaiblissement suffisant. Connaissant les valeurs de d^2 , on détermine ensuite la brillance de la source lumineuse en fonction de λ .

2 - Eprouvette d'aluminium remplie d'eau lourde et contenant un cylindre de cadmium : (22). Le temps de pose utilisé pour effectuer les mesures est de 1 heure, lorsque la pile fonctionne à 100 kW, et la distance l , est de 75 cm.

3 - Eprouvette d'aluminium remplie d'eau ordinaire et contenant le même cylindre de cadmium que dans le cas précédent ; (21). Le temps de pose reste également le même, ainsi que la distance l .

La sensibilité spectrale de la plaque photographique n'a pas permis d'étendre les mesures au-delà du domaine compris entre 4 000 Å et 6 000 Å. (fig. 8)

B'(λ) = Brillance en watt/Å/cm ² / stéradian			
Longueur d'onde Å	Eprouvette remplie d'eau lourde	Eprouvette remplie d'eau lourde et contenant un cylindre de cadmium	Eprouvette remplie d'eau légère et contenant un cylindre de cadmium
4 150	1,23. 10 ⁻¹⁰		
4 200	1,20 -	8 . 10 ⁻¹⁰	8,2. 10 ⁻¹⁰
4 255	1,18 -	7,9 -	8,1 -
4 313	1,10 -	7,6 -	7,8 -
4 380	1,04 -	7,2 -	7,17 -
4 450	0,95 -	6,7 -	6,92 -
4 259	0,909 -	6,5 -	6,59 -
4 616	0,855 -	6,06 -	6,15 -
4 714	0,756 -	5,6 -	5,45 -
4 817	0,660 -	4,88 -	4,96 -
4 935	0,659 -	4,65 -	4,89 -
5 070	0,625 -	4,51 -	4,52 -
5 225	0,553 -	4,25 -	4,33 -
5 400	0,532 -	4,06 -	4,10 -
5 600	0,493 -	3,64 -	3,74 -
5 840	0,462 -	3,22 -	3,30 -
6 100		2,90 -	2,8 -
B'(λ)x $\lambda^3 =$	(8,6 + 1) 10 ⁻²⁴	(60,3 + 7) 10 ⁻²⁴	(61,3 + 7) 10 ⁻²⁴

Le tableau de la figure n° 8 indique les valeurs de d^2 pour chacun des cas étudiés en fonction de la longueur d'onde, et les valeurs de la brillance.

Les courbes révèlent l'existence d'un spectre continu ne présentant ni raies, ni bandes d'absorption. Les courbes exprimant la brillance en fonction de la longueur d'onde λ sont de la forme $B'(\lambda) \lambda^3 =$ constante.

La figure n° 9 met en évidence la forme linéaire de la brillance de la source lorsqu'elle est exprimée en fonction de $\frac{1}{\lambda^3}$.

Dans chacun des 3 cas étudiés, la loi de répartition spectrale de la lumière est identique à celle correspondant à l'effet Cerenkov. Le cylindre de cadmium utilisé dans les 2 derniers spectrogrammes met en évidence le rôle important joué par les rayons γ concernant l'émission de lumière. La capture des neutrons dans le cylindre de cadmium constitue une intense source de rayons γ , comme c'est le cas, par exemple, pour les barres de contrôle d'un réacteur. Les résultats obtenus avec l'eau lourde sont pratiquement identiques à ceux obtenus avec l'eau légère.

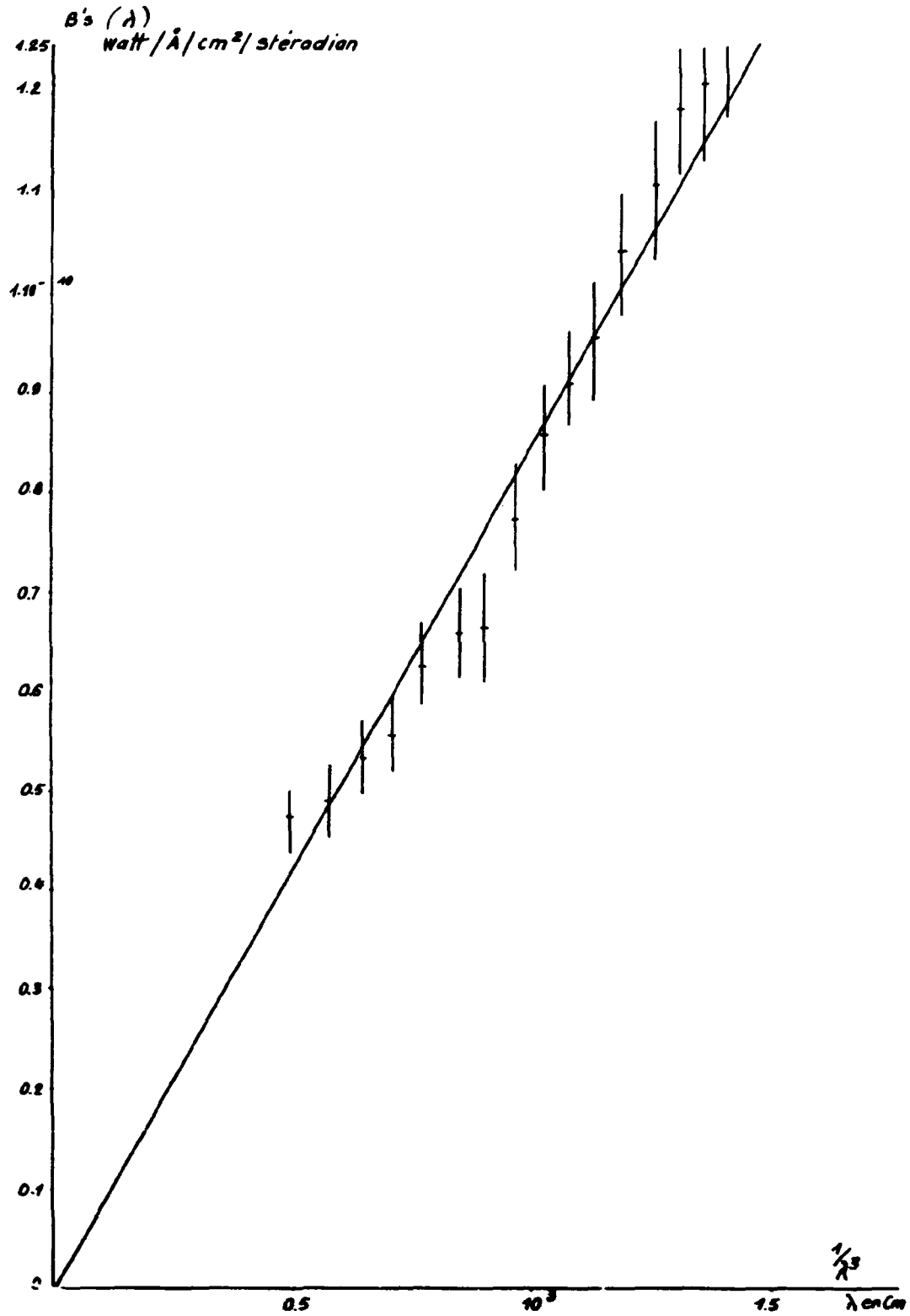


Fig. 9.

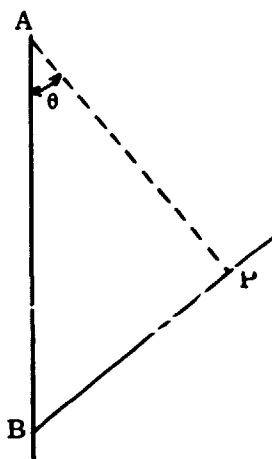
II. 2. - L'effet Cerenkov.

II. 2. 1. - Historique.

La découverte de la lumière bleutée émise dans les milieux transparents lorsqu'ils sont irradiés par des rayons γ , date des années 1928-1929 et a été mise en évidence par le physicien français Mallet. L'explication des phénomènes ne semble toutefois pas avoir été mise en évidence par cet expérimentateur. Ce n'est qu'en 1934 que le physicien russe Cerenkov, étudia plus systématiquement le phénomène et lui donna son nom. Il montra en particulier, la différence fondamentale existant entre cette lumière et celle produite par fluorescence ; les inhibiteurs de fluorescence étant sans effet sur la production de cette lumière qui est, de plus, partiellement polarisée ; Vavilov tenta d'expliquer le phénomène en l'assimilant à un rayonnement de freinage (bremsstrahlung). L'explication correcte de cet effet ne devait être établie qu'en 1937 par Frank et Tamm. Depuis cette date la théorie établie par ces physiciens a toujours été correctement confirmée par l'expérience.

II. 2. 2. - Production de l'effet Cerenkov.

L'effet Cerenkov se produit chaque fois qu'une particule chargée se déplace dans un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le même milieu.



Soit une particule chargée se déplaçant suivant la direction A B, dans un milieu homogène et isotrope.

La perturbation produite par le déplacement de la particule se propage à partir du point A, suivant une sphère de centre A, la vitesse de propagation étant égale à c/n_r . (n_r , indice du milieu).

En général, les perturbations émises par la particule au cours de son déplacement ne sont pas en phase et se détruisent au point P par exemple, la résultante de toutes ces perturbations est nulle.

Cependant, si le temps mis par la particule pour parcourir le trajet A B, est le même que le temps mis par la perturbation pour parcourir le trajet A P, les perturbations sphériques arrivent en phase suivant la direction B P. Elles admettent une enveloppe se propageant dans la direction A P, avec une vitesse égale à c/n_r . Cette cohérence existe chaque fois que les temps de parcours des distances A P et A B sont égaux. On a alors :

$$\text{temps de parcours de la distance A P : } AP \frac{n_r}{c} = t \quad (2.15)$$

$$\text{temps de parcours de la distance A B : } \frac{AB}{v} = t \quad (2.16)$$

où $AP = AB \cos \theta$.

$$\text{d'où : } AB \cos \theta \frac{n_r}{c} = \frac{AB}{v} \quad (2.17)$$

$$\text{d'où : } \cos \theta = \frac{c}{n_r v} \quad (2.18)$$

$$\text{ou en posant : } \beta = \frac{v}{c} \quad \cos \theta = \frac{1}{\beta n_r} \quad (2.19)$$

On voit ainsi que l'existence de cette propagation électromagnétique n'est possible que si $0 < \frac{1}{\beta n_r} < 1$ ce qui met en évidence une vitesse critique au-dessous de laquelle une particule ne peut pas produire d'effet Cerenkov. Cette vitesse est égale à $v = \frac{c}{n_r}$.

Lorsque la vitesse de la particule est très grande ($\beta = 1$), il y a un angle maximum d'émission tel que $\theta = \arccos 1/n_r$.

Pour satisfaire à la condition $0 < \frac{1}{\beta n_r} < 1$, n_r doit rester supérieur à 1, ce qui rend impossible l'émission des rayons X. D'autres conditions doivent être satisfaites pour que la radiation électromagnétique puisse exister, la longueur A B de la trajectoire doit être grande devant celle de la longueur d'onde de la radiation, et le ralentissement de la particule doit permettre l'arrivée en phase des ondes suivant la direction A B.

On peut établir l'équation précédente d'une façon plus rigoureuse en tenant compte de la perte d'énergie subie par la particule sous forme de rayonnement électromagnétique.

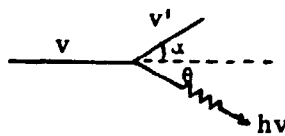
Soient :

v , la vitesse de la particule incidente de masse, m ;

v' , la vitesse de la particule après émission de la radiation électromagnétique d'énergie $h\nu$, dans la direction θ par rapport à la direction de la particule incidente ;

α' , l'angle de la direction de la vitesse v' , par rapport à la même origine.

Les équations de conservation des moments cinétiques permettent d'écrire les deux relations suivantes :



$$mv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = mv' \left(1 - \frac{v'^2}{c^2}\right)^{-1/2} \cos \alpha + \frac{h}{\lambda} \cos \theta \quad (2.20)$$

$$mv' \left(1 - \frac{v'^2}{c^2}\right)^{-1/2} \sin \alpha = \frac{h}{\lambda} \sin \theta \quad (2.21)$$

l'équation de conservation d'énergie conduit à la relation :

$$mc^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = mc^2 \left(1 - \frac{v'^2}{c^2}\right)^{-1/2} + h\nu \quad (2.22)$$

les trois équations donnent après élimination de α et v et en remarquant que $v = \frac{c}{n_r \lambda}$ (n_r , étant l'indice du milieu).

$$\cos \theta = \frac{c}{n_r v} + h \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \frac{n_r^2 - 1}{2 m v n_r^2 \lambda} \quad (2.23)$$

où

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n_r} + \frac{\lambda}{m^2} \frac{n_r^2 - 1}{\lambda} \quad (2.24)$$

avec :

$$\lambda = \frac{h (1 - \beta^2)^{1/2}}{mv} \quad (2.25)$$

λ étant la longueur d'onde de Broglie de la particule, comme en général, λ est très inférieur à λ , l'écart entre les 2 relations reste très faible.

II. 2. 3. - Théorie de Frank et Tamm.

Frank et Tamm ont établi une théorie mettant en évidence la production de lumière par effet Cerenkov dans le domaine du spectre visible. Ces auteurs considèrent un électron se déplaçant dans un milieu d'indice n et utilisent les équations de la théorie électromagnétique, ce qui revient à admettre que la longueur d'onde de la radiation émise est beaucoup plus grande que les dimensions des molécules du milieu.

Cette théorie utilise les équations de Maxwell pour le calcul du champ engendré par une charge ponctuelle lors de son déplacement dans un diélectrique.

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4}{c} \vec{J} \quad (2.26)$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\mu_m}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.27)$$

H = champ magnétique ;

E = champ électrique ;

μ_m = perméabilité magnétique ;

c = vitesse de la lumière ;

Des deux équations précédentes, on déduit :

$$\nabla \vec{A} - \frac{n_r^2}{c^2} \frac{\vec{A}}{t^2} = - \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (2.28)$$

$$\vec{A} \text{ étant le potentiel défini par la relation : } \vec{H} = \text{rot } \vec{A} \quad (2.29)$$

Si un électron se déplace avec la vitesse v , sur l'axe oz , il crée une densité de courant \vec{J} de composantes:

$$\vec{J} \begin{cases} J_x = 0 \\ J_y = 0 \\ J_z = ev \delta(x) \delta(y) \delta(z - vt) \end{cases} \quad (2.30)$$

δ étant la fonction de Dirac.

La symétrie de résolution du problème conduit à utiliser les coordonnées cylindriques $\rho \phi z$, de sorte que l'équation 2.28, s'écrit :

$$\nabla A_z - \frac{n_r^2}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} = - \frac{2e\delta}{c} \frac{\delta\rho}{\rho} (z - vt) \quad (2.31)$$

$$\vec{A} \begin{cases} A_\rho = 0 \\ A_\phi = 0 \\ A_z(z, \rho, t) \end{cases} \quad (2.32) \quad \vec{J} \begin{cases} J_\rho = 0 \\ J_\phi = 0 \\ J_z = ev \frac{\delta\rho}{\rho} \delta(z - vt) \end{cases} \quad (2.33)$$

Résolution de l'équation 2.31.

En effectuant une transformée de Fourier par rapport au temps t , on obtient l'équation :

$$\nabla B + \frac{n_r^2 \omega^2 B}{c^2} = - \frac{2e}{c} \frac{\delta\rho}{\rho} e^{i\omega z/v} \quad (2.34)$$

avec :

$$A_z(\rho, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(z, \rho, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.35)$$

$$B(z, \rho, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, \rho, t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.36)$$

on pose ensuite :

$$B(z, \rho, \omega) = -u(\rho) e^{-i\omega z/v} \quad (2.37)$$

de sorte qu'on obtient finalement l'équation :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \rho} + s^2 u = - \frac{2e}{c\rho} \delta\rho \quad (2.38)$$

avec :

$$s^2 = \frac{\omega^2}{v^2} (\beta^2 n_r^2 - 1) = -\sigma^2 \quad (2.39)$$

Trois cas sont à envisager :

- s, imaginaire n_r réel ;
- s, réel n_r réel ;
- s, imaginaire n_r imaginaire.

1) s, imaginaire - n_r réel : On cherchera pour simplifier une solution asymptotique de l'équation 2.38:

On trouve alors :

$$u(\rho) = - \frac{i\pi e}{c} H_0^{(1)}(v\sigma\rho) \quad (2.40)$$

d'où :

$$A_z = \frac{e}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\sigma\rho + i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right)}{\sqrt{2\pi\rho\sigma}} d\omega \quad (2.41)$$

$H_0^{(1)}$ = fonction de Hankel de première espèce.

On voit que A_z décroît très vite en fonction de ρ et il n'y aura aucune radiation émise.

2) s , réel - n_r , réel : Dans ce cas, le problème n'a pas de solution ;

3) s , imaginaire - n_r , complexe : $n_r = a + ib$ milieu très peu absorbant.

On cherche une solution de l'équation puis on fait tendre b vers zéro. On trouve :

$$A_z = -\frac{e}{c} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{\rho s}} \cos x d\omega \quad (2.42)$$

$$y = \omega \frac{(t - z \cos \theta + \sin \theta)}{\frac{c}{n}} + \frac{\pi}{4}$$

on voit qu'il y a propagation d'une onde ayant la vitesse $\frac{c}{n}$ et se propageant dans la direction θ .

Champ magnétique :

Il se déduit de la relation $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$

ou :

$$\vec{H} \begin{cases} H_\rho = 0 \\ H_\phi = -\frac{\partial A_z}{\partial \rho} \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (2.43)$$

en négligeant les termes en $\rho^{-3/2}$ on trouve ;

$$H_\phi = \frac{e}{2c} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{s}{\rho}} \cos x d\omega \quad (2.44)$$

Champ électrique :

il se déduit de la relation: $\text{rot } \vec{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \vec{J}}{c}$

ou :

$$\vec{E} \begin{cases} E_\rho = \frac{c}{\epsilon} \int -\frac{\partial H_\phi}{\partial z} dt \\ E_\phi = 0 \\ E_z = \frac{c}{\pi} \int \left(\frac{H_\phi}{\rho} + \frac{\partial H}{\partial \rho} \right) dt \end{cases} \quad (2.45)$$

Avec les mêmes approximations que précédemment, on trouve :

$$\vec{E} \begin{cases} E_\rho = -\frac{\mu_0}{c^2} e \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int \frac{\sqrt{\beta^2 n_r^2 - 1}}{\beta^2 n_r^2 \sqrt{s \rho}} \cos x d\omega \\ E_\phi = 0 \\ E_z = \frac{\mu_0}{c^2} e \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2} \right) \frac{e}{\sqrt{s}} \cos x d\omega \end{cases} \quad (2.46)$$

Calcul de l'énergie émise :

On cherche l'énergie émise radialement à travers un petit cylindre de rayon ρ et de longueur l , correspondant au parcours de l'électron :

On a :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi\rho}{4\pi} \vec{E} \wedge \vec{H} dt \quad (2.47)$$

Soit ici :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu_0 e^2}{\pi c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2} \right) \cos(\omega t + \alpha) \cos(\omega' t + \alpha') \frac{\sqrt{s(\omega)}}{\sqrt{s(\omega')}} \omega' d\omega dt \quad (2.48)$$

En remarquant que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\omega t + \alpha) \cos(\omega' t + \alpha') dt = \pi \delta(\omega' - \omega)$$

L'équation précédente s'écrit :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu_n e^2}{r c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2}\right) l \omega d\omega \quad (2.49)$$

si $\mu_n = 1$

ou :

$$\frac{dW}{dl} = 4 \pi^2 e^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2}\right) \int \frac{d\lambda}{\lambda^3} \quad (2.50)$$

en admettant que n_r est indépendant de λ

La distribution énergétique de la lumière est, par suite :

$$\frac{dW}{dl} = 4 \pi^2 e^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2}\right) \int \frac{d\lambda}{\lambda^3} \quad (2.51)$$

et le nombre de photons est égal à :

$$\frac{dn}{dl} = \frac{4 \pi^2 e^2}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2}\right) \int \frac{d\lambda}{\lambda^3} \quad (2.52)$$

Fermi, en 1940, Gunsburg en 1940, Cox en 1944, Beck en 1948, Schiff en 1949, Taniutti en 1951, Schomberg en 1952 et d'autres auteurs ont étudié ce phénomène et établi des théories qui, bien que plus élaborées, n'en conduisent pas moins à des relations $\frac{dW}{dl}$ et $\frac{dn}{dl}$ très voisines des précédentes. Par ailleurs, l'expérimentation a permis de vérifier que la radiation est effectivement émise dans une direction θ par rapport à la trajectoire de l'électron telle que $\cos \theta = \frac{1}{\beta n_r}$.

Cette théorie s'applique également à des particules chargées autres que les électrons. Il est à ce sujet intéressant de noter que la radiation dépend uniquement de la charge de la particule et non de sa masse. Elle ne dépend de plus, que de l'indice de réfraction du milieu. Cette théorie macroscopique ne peut expliquer plus finement le mécanisme de production de lumière. Pratiquement, il paraît vraisemblable d'admettre que l'électron ou plus généralement la particule chargée excite au cours de son passage les molécules du diélectrique en produisant une polarisation locale du milieu. Immédiatement après le passage de la particule, les molécules retournent à l'état primitif en produisant des pulses lumineux. En général, quand la vitesse de la particule est faible, ces pulses interfèrent entre eux et disparaissent ; dans le cas où la vitesse de la particule est plus grande que la vitesse de propagation de la lumière dans le milieu considéré, les pulses admettent une enveloppe constituant une onde lumineuse.

Cette explication qualitative permet de considérer l'effet Cerenkov comme un phénomène comparable à celui créé par un projectile se déplaçant dans l'air avec une vitesse supérieure à celle du son.

Plusieurs auteurs se sont demandés si l'effet Cerenkov ne permettait pas d'expliquer la forme de la courbe exprimant la perte d'énergie par unité de longueur $\left(\frac{dE}{dl}\right)$ d'une particule chargée en fonction de son énergie E.

Cette courbe décroît d'abord en fonction de l'énergie de la particule, atteint un minimum pour une énergie égale à environ 2 fois la masse au repos, puis croît peu à peu logarithmiquement. L'effet Cerenkov ne se produisant qu'au delà d'un certain seuil, l'accroissement logarithmique de la courbe aurait pu lui être attribué. D'après les travaux de Budini, il semble que si la perte d'énergie par effet Cerenkov contribue à augmenter la perte d'énergie par unité de longueur, elle n'en constitue pas l'unique raison.

La mise en évidence expérimentale du relèvement de la courbe $\frac{dE}{dl} = f(E)$ aux grandes énergies obtenue par comptage des grains le long de la trajectoire d'une particule chargée dans une émulsion photographique ne permet pas de connaître avec précision la forme de la courbe dans la région correspondant aux énergies élevées.

II. 2. 4. - L'effet Cerenkov dans le modérateur d'une pile à eau lourde.

L'étude expérimentale du spectre de la lumière émise dans le modérateur montre qu'il s'agit d'une lumière produite par effet Cerenkov. Il y a lieu d'étudier la nature des particules présentes dans la pile et susceptibles de produire cet effet.

L'indice de l'eau lourde est voisin de celui de l'eau 4/3, comme l'indique le tableau ci-dessous. On en déduit que seules les particules ayant une vitesse supérieure à $3c/4$ (c, vitesse de la lumière $3,10^{10}$ cm/sec.) sont susceptibles de produire la lumière par effet Cerenkov.

Longueur d'onde Å	$n_{n_2O} - n_{D_2O}$	n_{D_2O}
6 438	0,00453	1,32696
5 893	0,004700	1,328300
5 791	0,004738	1,32859
5 461	0,004832	1,32964
4 358	0,005272	1,33503
4 047	0,005343	1,33741

d'après Kirshenbaum : Phys. Properties and analysis of heavy water - Mac Graw Hill Book Co., Inc. 1951

L'énergie cinétique des particules ayant une telle vitesse est de :

- 260 KeV pour les électrons
- 475 MeV pour les protons
- 960 MeV pour les deutons
- 2 BeV pour les particules α .

Les 3 dernières particules doivent avoir des énergies beaucoup trop importantes pour être susceptibles de se trouver dans la pile. Au contraire, il existe dans la pile de nombreux électrons ayant une énergie égale ou supérieure à 260 KeV. Ces électrons peuvent être produits soit directement à partir d'un noyau radioactif β , soit à partir des rayons γ émis par le réacteur.

- Noyau radioactif β . Les matériaux constitutifs du milieu multiplicateur de la pile sont essentiellement l'eau lourde, les barres d'uranium gainées d'aluminium et la cuve également en aluminium. Le gainage d'aluminium des barres arrête en grande partie les particules β émises par les produits de fission, par contre, la plupart des particules β émises par l'aluminium se ralentissent dans l'eau lourde et sont susceptibles de produire de l'effet Cerenkov. Sous l'action des neutrons, l'aluminium 27 donne naissance à de l'aluminium $\frac{28}{13}$ émettant des particules β ayant une énergie maximum de 2,86 MeV et des

rayons γ d'environ 1,8 MeV. La constante de désintégration de l'aluminium $\frac{28}{13}$ est de 2,3 minutes et les particules β émises ont une énergie suffisante pour produire de la lumière par effet Cerenkov. Le dispositif d'observation utilisant abondamment l'aluminium, la production de lumière par les particules β de l'éprouvette doit être prise en considération dans l'interprétation des mesures.

- Rayonnement γ . Le rayonnement γ existant dans la pile provient essentiellement :
- de la fission de l'uranium ;
 - des chocs inélastiques des neutrons et des captures radiatives dans les matériaux constitutifs du milieu ;
 - des produits de fission de l'uranium ;
 - de la désintégration des noyaux activés par le flux des neutrons.

Les deux premières sources sont proportionnelles au nombre de neutrons présents dans la pile, donc à la puissance de fonctionnement, tandis que les deux dernières dépendent d'une façon plus complexe de la puissance de fonctionnement et des régimes de marche antérieure du réacteur.

L'importance du rayonnement γ en ce qui concerne la production de lumière par effet Cerenkov dépend essentiellement de la probabilité qu'un rayon γ de produire un électron d'énergie E.

Les rayons γ peuvent produire des électrons par :

- effet photo-électrique ;
- effet Compton ;
- création de paires.

mais seuls les électrons ayant une énergie supérieure à 260 KeV seront à retenir.

a) Effet photo-électrique :

Lorsqu'un électron est créé par effet photo-électrique, l'énergie du photon incident est transférée à l'électron qui est alors émis avec une énergie cinétique $E_c = h\nu - I$.

I , étant le potentiel d'ionisation de la couche sur laquelle se trouve l'électron. Pour la couche K, le potentiel d'ionisation est environ égal à $R_\gamma Z^2$. (R_γ , étant la constante de Rydberg, égale à 13,51 eV), c'est-à-dire 2 KeV pour l'aluminium et 108 KeV pour l'uranium. Pour les couches suivantes L et M et les couches optiques les plus externes, le potentiel d'ionisation devient de plus en plus faible.

Un photo-électron ne pourra donc produire de la lumière par effet Cerenkov, que si l'énergie du photon incident est au moins égale à $h\nu = E + I$, soit $h\nu = 262$ KeV. L'examen de la courbe de section efficace montre que les rayons γ d'énergie supérieure ou égale à 262 KeV ont une très faible probabilité de produire des photo-électrons. L'effet photo-électrique est surtout important aux basses énergies pour lesquelles les électrons ne peuvent pas produire dans l'eau de la lumière par effet Cerenkov. La contribution des photo-électrons est par suite, très faible.

b) Création de paires :

Les électrons positifs ou négatifs peuvent, s'ils ont une énergie supérieure à 260 KeV, produire de la lumière par effet Cerenkov. Dans l'eau, les rayons γ pouvant donner naissance à ces paires doivent avoir une énergie égale ou supérieure à 1,04 MeV. La probabilité de production de paires pour les rayons γ dans l'eau reste très faible jusque vers une dizaine de MeV. Elle croit ensuite en fonction de l'énergie. Les rayons γ d'énergie supérieure à 10 MeV étant peu nombreux dans la pile, la contribution des paires reste faible.

c) Effet Compton :

C'est l'effet le plus important car la section efficace Compton pour l'eau est prépondérante devant les 2 précédentes pour les énergies des rayons γ présents dans la pile. La probabilité qu'un rayon γ de produire un électron susceptible d'émettre de la lumière par effet Cerenkov dépend, à la fois de l'énergie du rayon γ incident et de l'énergie de l'électron produit.

L'utilisation des sections efficaces différentielles définies par les formules de Klein Nishina et la connaissance de la loi de distribution énergétique des rayons γ présents dans la pile permet de connaître le nombre de photons émis par effet Cerenkov. Malheureusement, le spectre des rayons γ de la pile est très mal connu et ne permet pas d'effectuer un calcul significatif. S'il est théoriquement possible de déterminer un spectre moyen des rayons γ produits, il est beaucoup plus difficile de tenir compte de ce spectre dans l'eau. Seule, une étude expérimentale utilisant un spectromètre donnerait des résultats suffisamment précis pour être utilisés.

L'eau contenue dans l'éprouvette d'aluminium émet de la lumière par effet Cerenkov sous l'action :

- 1) des particules β émises par les parois de l'éprouvette d'aluminium ;
- 2) des électrons Compton créés par les γ de l'éprouvette émis par radioactivité $\beta\gamma$ de l'aluminium ;
- 3) des électrons Compton créés par les γ de capture de l'aluminium de l'éprouvette ;
- 4) des électrons créés par les γ émis par l'ensemble du réacteur.

La deuxième partie de cette étude permet de mesurer le rapport entre l'intensité créée par les particules émises par radioactivité $\beta\gamma$ de l'aluminium constituant l'éprouvette et l'intensité lumineuse totale.

La troisième partie permet de calculer un ordre de grandeur raisonnable du nombre de photons émis par effet Cerenkov par les particules émises par radioactivité de l'aluminium.

Il est alors possible de calculer le nombre total de photons créés par l'ensemble des phénomènes et de comparer cette valeur calculée avec la valeur obtenue expérimentalement.

III

ÉVOLUTION DE L'INTENSITÉ DE LA LUMIÈRE EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE LA PILE

L'étude des variations de l'intensité de la lumière émise par l'eau contenue dans l'éprouvette d'aluminium ne peut se faire qu'avec un appareil très sensible. Le détecteur utilisé est un photomultiplicateur fourni par l'Observatoire de Paris et construit par le service de M. Lallemand.

III. 1. - Dispositif d'observation et principe de la mesure.

Dans cette troisième partie, on compare les variations de l'intensité lumineuse détectée par le photomultiplicateur avec les conditions fournies par :

- une chambre à bore produisant un courant électrique dont l'intensité est proportionnelle à la puissance de fonctionnement de la pile.

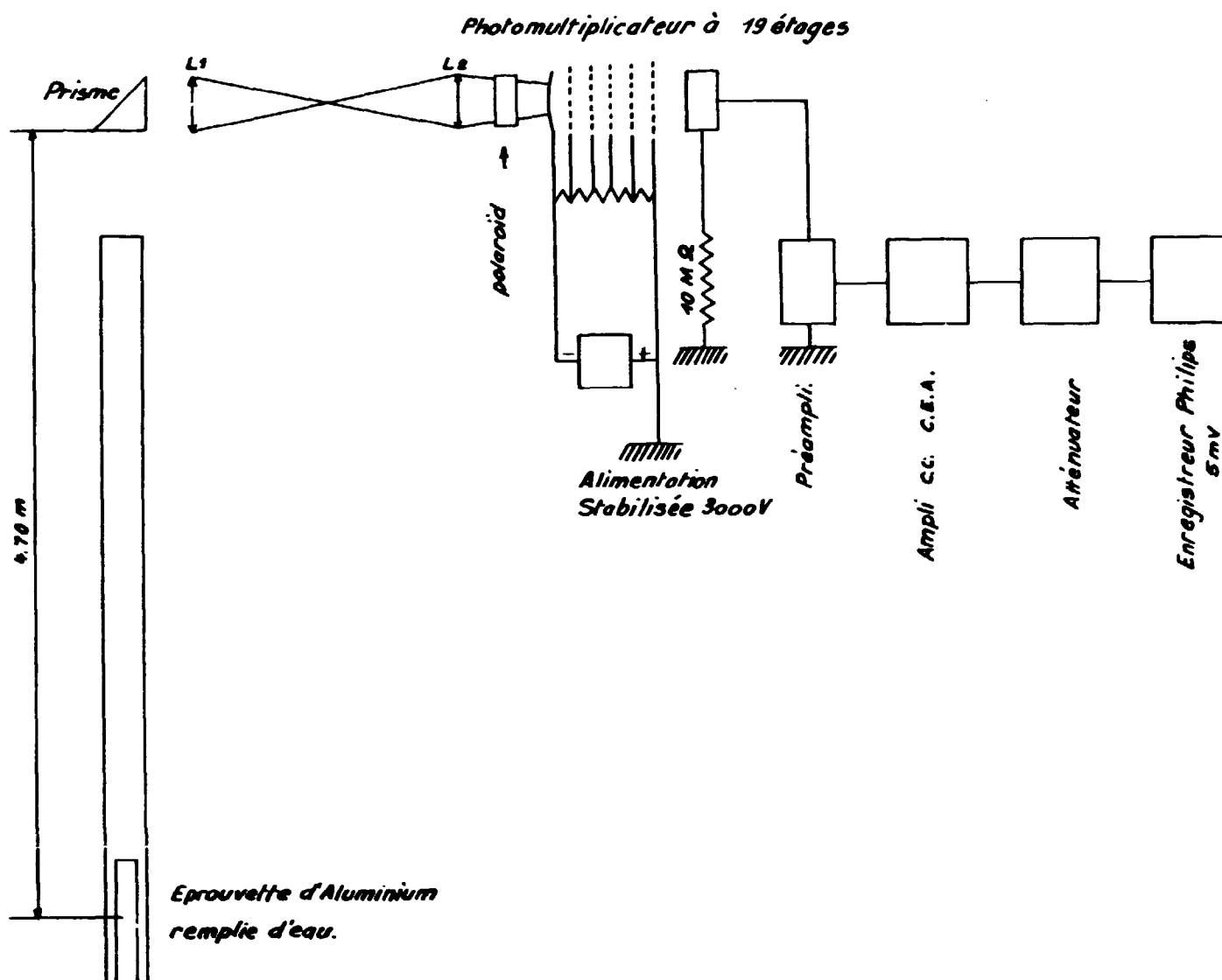


Fig. 10.

- une chambre d'ionisation à paroi de graphite produisant un courant électrique dont l'intensité est proportionnelle à l'ionisation produite par les rayons γ émis par la pile.

Le dispositif est le même que celui utilisé lors de l'étude spectrale en ce qui concerne la source lumineuse et les tubes à l'intérieur desquels se propage le faisceau lumineux. Le spectrographe est remplacé par le photomultiplicateur à l'extrémité du tube horizontal et le système optique est réglé de façon que l'image de la source lumineuse recouvre toute la photocathode. Cette disposition permet de s'affranchir des inégalités de sensibilité de la couche de la photocathode ; en procédant ainsi, on obtient une bonne reproductibilité des mesures au cours des démontages successifs du dispositif.

La grande sensibilité du photomultiplicateur facilite la mise au point et la recherche du faisceau lumineux. Les réglages peuvent s'effectuer dès que la puissance de la pile atteint 1 kW. Devant la photocathode, se trouve un polariseur constitué par 2 disques en verre "polaroid" ; la rotation de l'un d'eux permet de faire varier la quantité de lumière reçue par la photocathode.

III. 1. 1. - Montage du photomultiplicateur.

Le photomultiplicateur est un appareil à 19 étages et à photocathode latérale. Le montage est indiqué sur la figure n° 10. Les 19 dinodes sont alimentées par un générateur délivrant une haute tension stabilisée et construit suivant les plans fournis par l'Observatoire de Paris. Un pont diviseur porte chaque dinode à la tension d'alimentation désirée. Les résistances électriques constituant le pont sont "noyées" dans l'araldite afin d'obtenir un isolement élevé.

L'anode est mise à la masse par l'intermédiaire d'une résistance de 10 M Ω . La tension aux bornes de cette résistance est injectée dans un préamplificateur suivi d'un amplificateur à courant continu du type C. E. A. Le courant produit traverse un atténuateur réglable, puis un enregistreur de fabrication Philips, dont la déviation totale est obtenue par injection d'une tension d'entrée de 5 millivolts. Sur sa sensibilité la plus grande, la déviation totale de l'enregistreur correspond à un courant délivré par un photomultiplicateur de 10^{-18} amp.

Lorsque la puissance de fonctionnement de la pile est faible, l'intensité du courant électrique produit par le photomultiplicateur est de l'ordre de grandeur du courant d'obscurité et il est nécessaire d'utiliser un dispositif thermostatique maintenant le photomultiplicateur à une température constante et de l'ordre de 5°.

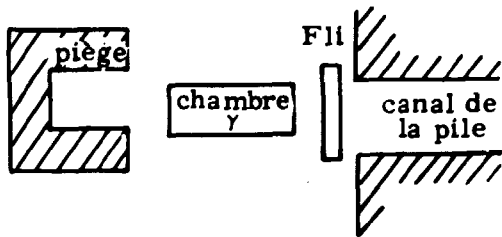
- courant d'obscurité du photomultiplicateur à 5° = 10^{-9} amp.
- courant d'obscurité du photomultiplicateur à 23° = $2,4 \cdot 10^{-9}$ amp.

A cet effet, un serpentin de cuivre parcouru par de l'eau puisée dans un récipient contenant de la glace fondante, entoure le boîtier d'aluminium contenant le photomultiplicateur. Ce système de réfrigération oblige à disposer à l'intérieur du boîtier une grande quantité de déshydratant, qu'il est nécessaire de renouveler fréquemment. On a pu constater en effet, des perturbations dans le fonctionnement du photomultiplicateur provenant d'un mauvais isolement attribué à la condensation de la vapeur d'eau. Ce dispositif n'a été utilisé que pour des études effectuées lorsque la puissance de fonctionnement de la pile est faible.

III. 1. 2. - Chambre à paroi de graphite. (Voir figure n° 11).

La chambre a été construite suivant le principe exposé par Ballweg et Meem. Elle est constituée par une enveloppe cylindrique en graphite parcourue par un courant de gaz. L'électrode interne est également en graphite. L'enveloppe en graphite est reliée à un générateur haute tension. Sous l'influence du rayonnement γ , les électrons créés dans le graphite et dans le gaz carbonique ionisent ce dernier, produisant un courant électrique qui traverse une résistance de 10 M Ω branchée à l'extrémité de l'électrode interne et constituant la résistance d'entrée d'un préamplificateur relié à un amplificateur à courant continu du type C. E. A. Un atténuateur et un enregistreur permettent ensuite de suivre les variations du courant produit. Les parties métalliques de la chambre sont réduites au minimum de façon à éviter la production de rayonnement γ ou de particules β pour l'influence des neutrons. Les supports destinés à assurer la rigidité et la fixation de la chambre sont en plexiglass, les câbles électriques et quelques vis en laiton constituent les seules parties métalliques.

Le préamplificateur est situé à l'extrémité d'un long câble à haute impédance de façon à le soustraire à l'influence du rayonnement. La sensibilité de la chambre aux neutrons n'est cependant pas nulle et il faut effectuer une correction pour en tenir compte. Lors de son utilisation, cette chambre est introduite à l'intérieur d'un canal de la pile. La sensibilité de la chambre pour les neutrons sortant du canal est déterminée par la méthode suivante :



- La chambre est placée devant le canal à l'intérieur duquel elle est destinée à être introduite.
- Le rayonnement sortant traverse la chambre puis est absorbé dans un piège à faisceau. Des plaques de fluorure de lithium sont disposées à la sortie du canal, elles sont destinées à arrêter les neutrons thermiques sortant du canal sans produire de rayonnement γ supplémentaire.

Cette mesure montre que pour le flux de neutrons s'échappant du canal, l'intensité du courant produit par les neutrons est égale à 4/100 du courant total.

Le courant produit par la chambre est proportionnel à l'ionisation produite par les électrons créés par les rayons γ ; il est donc proportionnel au nombre de roentgen reçus par la chambre.

III. 2. - Utilisation des appareils détecteurs.

Soient :

- I_p le courant produit par le photomultiplicateur détectant la lumière émise par l'eau contenue dans l'éprouvette.;
- I_0 le courant produit par la chambre à paroi de graphite.;
- I_p est la somme de trois termes : $I_p = I_p^r + I_p^{cAl} + I_p^{aAl}$;
- I_p^r courant électrique proportionnel au nombre de rayons γ produits par la pile et créant des électrons émettant de la lumière Cerenkov dans l'eau contenue à l'intérieur de l'éprouvette.;
- I_p^{cAl} courant électrique proportionnel au nombre de rayons γ produits lors des captures radiatives des neutrons dans l'aluminium constituant l'éprouvette et créant des électrons émettant de la lumière Cerenkov dans l'eau contenue à l'intérieur de l'éprouvette.;
- I_p^{aAl} est définie de la même façon que précédemment mais concerne les particules β et les rayons γ créés lors de l'activation de l'aluminium constituant l'éprouvette.

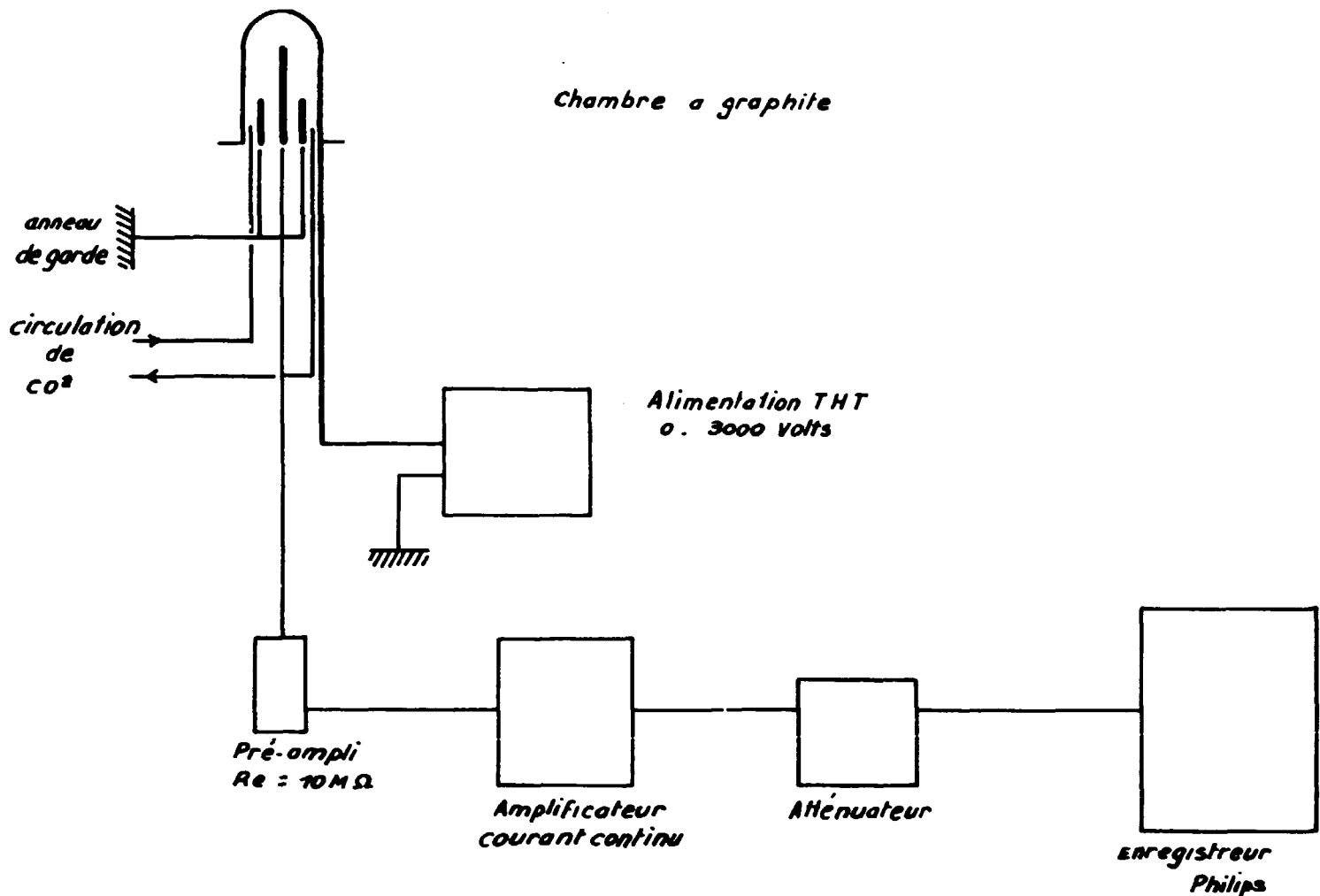


Fig. 11.

III. 2. 1. - Evolution du courant I_p lors des variations de puissance de la pile.

Parmi les rayons γ émis par la pile, il convient de distinguer deux catégories.

- ceux qui sont émis instantanément et dont le nombre est proportionnel à la puissance de fonctionnement de la pile : ils disparaissent dès que la pile cesse de fonctionner ; c'est le cas des rayons γ émis lors de la fission de l'uranium des chocs inélastiques et des captures radiatives.

- ceux qui sont émis au cours de la décroissance des produits radioactifs et dont le nombre dépend du flux intégré (ϕt) reçu par ces corps. Ce sont les rayons γ émis par les produits de fission et par les noyaux activés par le flux de neutrons.

Lors du fonctionnement du réacteur, les rayons γ de la première catégorie sont nettement prépondérants devant ceux de la deuxième.

III. 2. 2. - Divergence du réacteur.

Lors d'une divergence du réacteur, les expressions I_p' et $I_p'^{\lambda 1}$ croissent exponentiellement avec la même période que celle correspondant à la croissance de la densité des neutrons thermiques existant dans le réacteur. Le courant $I_p'^{\lambda 1}$ varie d'une façon moins évidente. Sous l'influence du flux de neutrons irradiant l'éprouvette les noyaux d'aluminium s'activent et se désintègrent en émettant des particules β ayant au maximum une énergie de 2,80 MeV et des rayons γ de 1,8 MeV pouvant créer des électrons. Lors de leur parcours dans l'aluminium, les électrons perdent une partie de leur énergie et seuls ceux ayant à leur entrée dans l'eau, une énergie supérieure à 260 KeV peuvent produire de la lumière. Le calcul du nombre de photons émis par les électrons créés par l'aluminium est effectué dans la 4ème partie. Il nécessite la connaissance de la fonction de distribution de l'énergie des particules pénétrant dans l'eau. On admettra en première approximation que toutes les particules β créées par l'aluminium peuvent produire de la lumière : cette hypothèse ne modifie pas le raisonnement.

Soient :

Σ_a la section efficace macroscopique de l'aluminium pour les neutrons thermiques ;

λ la constante de désintégration de l'aluminium ;

ϕ le flux de neutrons thermiques irradiant l'éprouvette ;

V le volume de l'aluminium constituant l'éprouvette.

Le nombre N' de noyaux activés est solution de l'équation :

$$\frac{dN'}{dt} = V \Sigma_a \phi - \lambda N'$$

soit :

$$N' = V \Sigma_a \phi e^{-\lambda t} \int_0^t \phi e^{\lambda t} dt$$

et le nombre N de particules β créées par seconde est égal à :

$$N = V \Sigma_a \lambda e^{-\lambda t} \int_0^t \phi e^{\lambda t} dt$$

Au cours d'une divergence de la pile, le flux ϕ varie suivant l'expression $\phi = \phi_0 e^{\alpha t}$; ϕ_0 = flux résiduel de la pile, de sorte que l'expression précédente devient :

$$N = \frac{V \Sigma_a \phi_0}{\alpha + \lambda} [\lambda e^{\alpha t} + \alpha e^{-\lambda t}]$$

Pour l'aluminium $\lambda = 4,95 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ et l'expression précédente devient rapidement égale à :

$$\frac{V \Sigma_a \phi_0 \lambda e^{\alpha t}}{\alpha + \lambda}$$

On a :

$$I_p'^{\lambda 1} = k_a e^{\alpha t}$$

k_a = constante de proportionnalité.

Lors d'une divergence d'un réacteur de période $\frac{1}{\alpha} = T$

$$I_p(t) = K_a e^{\alpha t}$$

Le courant produit par le photomultiplicateur et par suite le nombre de photons créés par effet Cerenkov croit exponentiellement en fonction du temps avec une période égale à celle du réacteur. Le courant produit par une chambre à bore détectant les neutrons thermiques ainsi que le courant produit par le photomultiplicateur détectant les photons créés par effet Cerenkov, évoluent exponentiellement et avec la même période.

III. 2. 3. - Chute de puissance.

Lors d'une chute de barres de sécurité, la puissance passe très rapidement de la valeur P correspondant au régime de puissance stable à une valeur P_0 généralement faible devant P . Les termes I_p^{cAl} et I_p^r qui sont proportionnels aux nombres de rayons γ présents dans la pile décroissent rapidement pendant le temps correspondant à la chute des barres. La décroissance se poursuit ensuite beaucoup plus lentement; cette décroissance correspond à la disparition des noyaux radioactifs émetteurs de rayons γ (et de neutrons par l'intermédiaire des réactions $\gamma - n$ sur le deutérium) qui se sont formés pendant la durée de la marche à puissance P . L'abondance des produits de fission à vie longue formés dans les barres d'uranium de la pile de Fontenay-aux-Roses est telle qu'il n'est pratiquement pas possible d'obtenir l'annulation complète des courants I_p^{cAl} et I_p^r .

Plusieurs heures après la chute des barres de sécurité, la décroissance est suffisamment lente pour considérer que les 2 termes précédents ont atteint un régime de stabilisation.

La somme des 2 termes I_p^{cAl} et I_p^r décroît lors d'une chute de puissance suivant une loi identique à celle des rayons γ émis par le réacteur. Aucune étude expérimentale concernant le spectre des rayons γ émis par la pile n'a été effectuée mais il paraît raisonnable d'admettre que le spectre au centre de la pile où se trouve l'éprouvette d'aluminium est identique au spectre au bord de la cuve où se trouve la chambre en graphite, cette identité doit se conserver lorsque la puissance de la pile varie. Dans ces conditions, au cours d'une décroissance, on peut écrire :

$$I_p^{cAl}(t) + I_p^r(t) = k_d I_g(t)$$

$I_g(t)$ exprime la valeur du courant produit par la chambre en graphite, au temps t après la chute des barres de sécurité ;

k_d est une constante de proportionnalité.

Quant au courant I_p^{aAl} , il décroît exponentiellement en fonction du temps avec une période égale à celle de l'aluminium. $I_p^{aAl} = k'_d Pe^{-\lambda t}$. Lors d'une chute rapide de la puissance, le courant $I_p(t)$ est la somme de deux termes, l'un décroissant avec la période de décroissance de l'aluminium, l'autre décroissant suivant la même loi que celle caractérisant la décroissance du courant fourni par la chambre en graphite. On a alors :

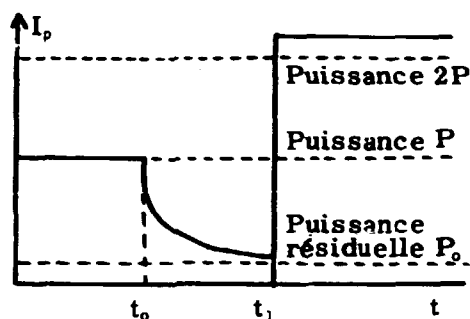
$$I_p(t) = k_d I_g(t) + k'_d Pe^{-\lambda t}$$

P = puissance de la pile lors de la stabilisation.

Connaissant les valeurs des courants I_p et I_g , mesurés expérimentalement un temps t , après la chute des barres, on peut en déduire les 2 constantes k_d et k'_d et par suite, déterminer la fraction du courant produit par le photomultiplicateur par les photons émis par les particules β et les électrons créés par les rayons γ produits lors de l'activation de l'aluminium constituant l'éprouvette contenant l'eau en examen.

III. 2. 4. - Stabilisation à une puissance P .

Lors d'une stabilisation à une puissance P , les termes I_p^{aAl} et I_p^{cAl} atteignent rapidement leur état d'équilibre tandis que le terme I_p^r continue à évoluer lentement en fonction du flux intégré reçu par l'uranium. Cette croissance ne peut être observée que pour de longues périodes de fonctionnement de la pile et est difficile à mettre en évidence car les rayons γ émis instantanément sont beaucoup plus nombreux que ceux émis par les produits radioactifs. Le terme I_p^r dépend, par suite, des conditions de marche antérieure de la pile, de sorte que I_p n'est pas rigoureusement proportionnel à la puissance de fonctionnement de la pile. La proportionnalité entre le courant I_p et la puissance de fonctionnement de la pile ne se vérifie que pendant la période de divergence; en effet, pendant la montée en puissance, le nombre de rayons γ résiduels n'a pas le temps d'évoluer notablement tandis qu'au contraire, le nombre de γ instantanés croît exponentiellement. Le diagramme ci-contre illustre le phénomène. Pendant une marche à puissance stable P pendant le temps t_0 , le courant I_p reste constant. La valeur atteinte lorsque la puissance de la pile est doublée, dépend de l'intervalle de temps $t_0 - t_1$, correspondant à la décroissance des produits de fission formés pendant la marche antérieure



III. 3. - Résultats obtenus.

L'examen des courbes exprimant les variations du courant en fonction du temps justifie les expressions précédentes.

- au cours d'une divergence, les courbes de la figure n° 12 montrent que le courant I_p varie suivant une exponentielle de même période que la montée en puissance de la pile ;

- au cours des stabilisations à diverses puissances P , le courant ne reste pas proportionnel à la puissance de fonctionnement. Sa valeur dépend des régimes de marche antérieure de la pile. En particulier, lors d'une stabilisation à faible puissance après un long régime de marche à forte puissance, les rayons γ émis par les produits de fission sont nettement prépondérants devant les rayons γ créés par fission.

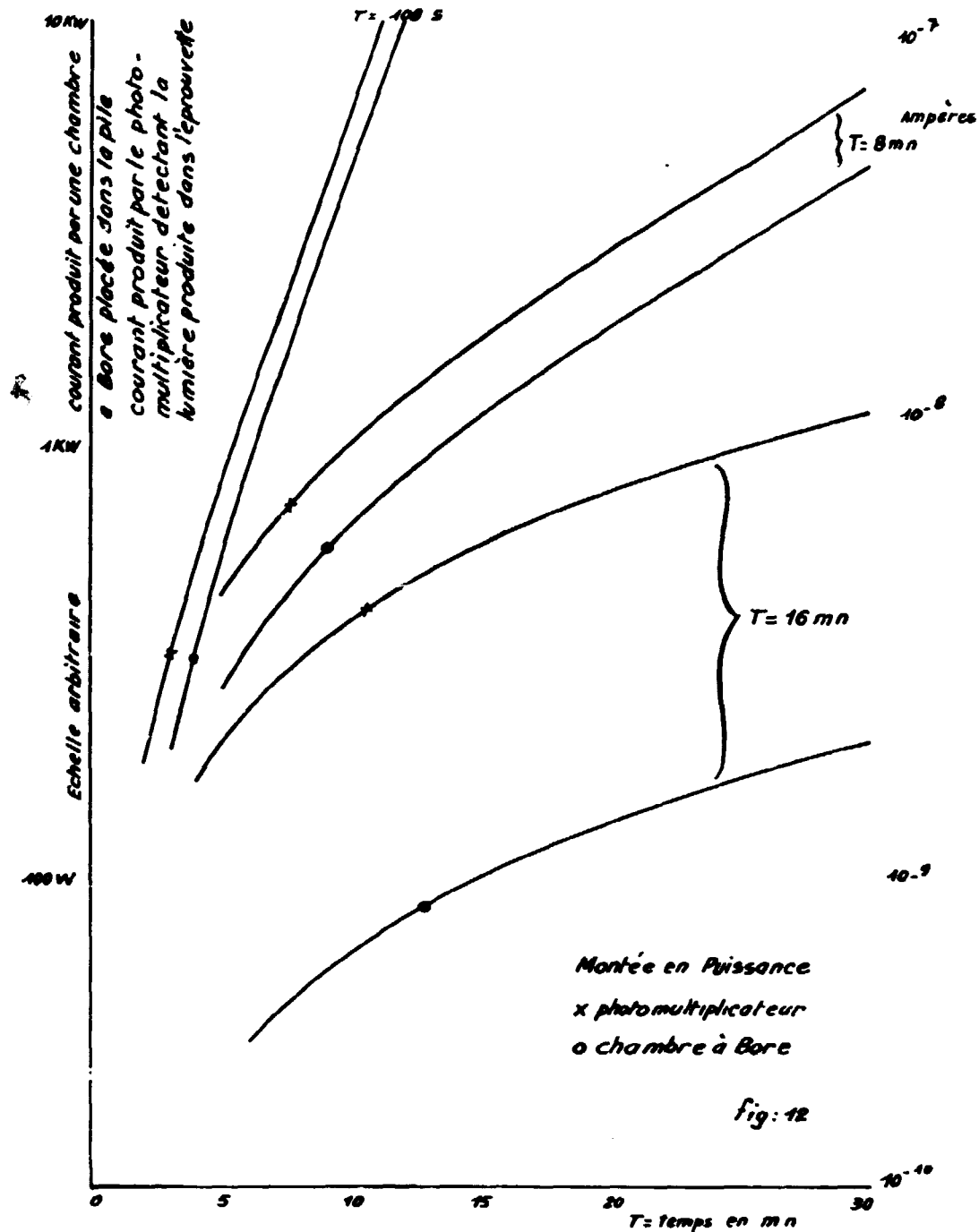


Fig. 12.

L'étude de la décroissance du courant I_p est beaucoup plus instructive. Elle permet, de déterminer le rapport entre l'intensité lumineuse produite par les électrons créés par activation de l'aluminium de l'éprouvette et l'intensité lumineuse totale. Les courbes de la figure n° 13 montrent la décroissance du courant I_p en fonction du temps, après une chute des barres de sécurité, lors d'un fonctionnement d'une vingtaine de minutes à une puissance 64 kW. Elles font apparaître une chute rapide due à la disparition des rayons γ émis instantanément, puis une décroissance plus lente correspondant à la lumière produite par le flux des rayons γ résiduels. Sur les mêmes figures, on a tracé les courbes de décroissance du courant fourni par la chambre en graphite.

Lorsque la durée de la décroissance est suffisante, on constate que les courbes $I_p(t)$ et $I_g(t)$ deviennent parallèles, ce qui permet de conclure qu'après extinction des noyaux d'aluminium constituant l'éprouvette, la décroissance du courant fourni par le photomultiplicateur suit la même loi d'évolution que

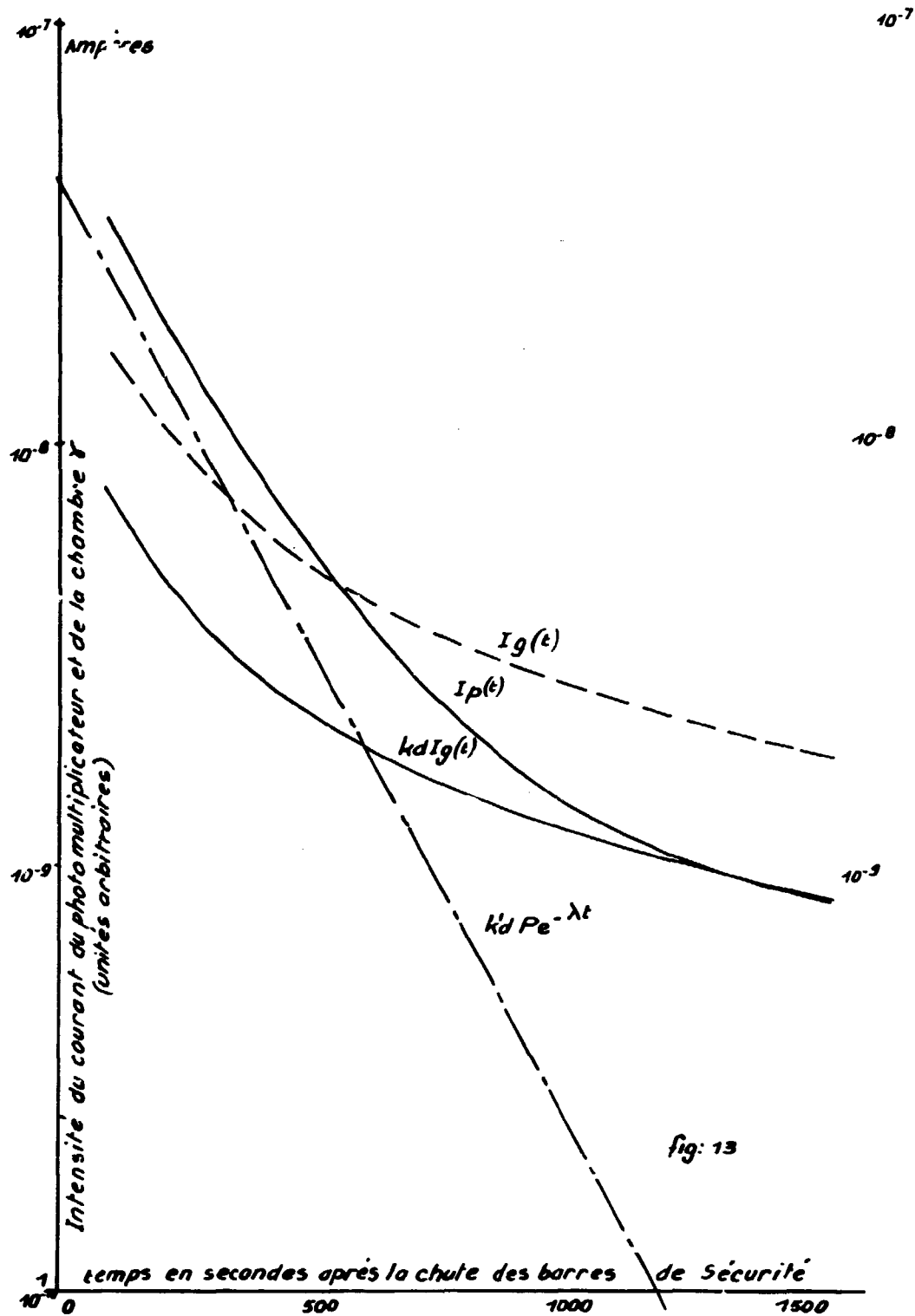


Fig. 13.

le courant fourni par la chambre à paroi de graphite. Pour une puissance de fonctionnement P fixé, on peut alors déterminer les deux constantes k_0 et k_0' .

Avec le dispositif, on a :

$$I_p(t) = 6,15 P e^{-\lambda t} + 0,456 I_0(t)$$

P, puissance de la pile en kW ;

λ constante de décroissance de l'aluminium.

Le tableau suivant indique les valeurs du courant $I_p(t)$ mesuré expérimentalement, et les valeurs calculées d'après la formule précédente à divers instants après la chute des barres de sécurité, en fonction du courant produit par la chambre à paroi de graphite.

La valeur du premier terme de l'équation précédente pour $t = 0$ représente la contribution du courant électrique produit par les particules créées lors de l'activation de l'aluminium constituant l'éprouvette, par rapport au courant total I_p lors d'un fonctionnement de la pile à puissance P.

On trouve alors :

$$\frac{I_p^{(0)}}{I_p} = 0,14$$

dans le dispositif utilisé, 14 % de la lumière est produite par les électrons créés par activation de l'aluminium constituant l'éprouvette, 86 % est dû à la lumière produite par les électrons créés par les rayons γ provenant de l'ensemble de la pile d'une part, et des captures radiatives dans l'aluminium constituant l'éprouvette, d'autre part.

III. 4. - Polarisation de la lumière.

Bien que la lumière émise par effet Cerenkov soit normalement polarisée, la symétrie de révolution du dispositif interdit la mise en évidence d'un plan de polarisation privilégié. Il est possible toutefois, que sur la périphérie de la pile, la lumière soit légèrement polarisée, aucune expérience n'a été tentée à ce sujet.

t. en sec. après la chute des barres	P = 64 kw		P = 32 kw		P = 16 kw		P = 8 kw		P = 4 kw	
	ip(t) calculé	ip(t) expérimental x 10 ⁻¹⁰ Amp.	ip(t) calculé	ip(t) expérimental x 10 ⁻¹⁰ Amp.	ip(t) calculé	ip(t) expérimental x 10 ⁻¹⁰ Amp.	ip(t) calculé	ip(t) expérimental x 10 ⁻¹⁰ Amp.	ip(t) calculé	ip(t) expérimental x 10 ⁻¹⁰ Amp.
100	- 312	317	154	159,3	75,5	74	47,6	48	23,3	21,5
200	194,6	193	96,4	96,5	47	48	29	28	14,5	13,5
300	124,5	123	59,9	59	29,8	31	18,81	19	9	9
400	81,5	81	38,9	38	19	19	9,3	10	5,8	5,5
500	54	53	25,6	25	12,4	12	8,3	8	4	3,5
600	38,9	38	17,6	16,5	8,2	8,5	5,9	6	2,2	2
700	- 29,1	31	11,3	11,5	5,7	5,1	4,7	5	1,5	1,5
800	22,6	22	9,2	9,50	3,9	3,6	3	2,5	0,4	0,5
900	18,4	17	7	6,70	2	2				
1 000	14,1	14	5,5	5,30	0,37					
1 500	9,1	8,9	2,4	2,3						
2 000	6,7	6,8	1,2	1,35						
2 500	4,9	5,3								
3 000	3,8	3,8								
3 500	2,9	3,1								
Ip rési- dual.		8		6		5		3,3		1,5

Compte tenu des imprécisions de mesures dues aux fluctuations du photomultiplicateur, l'accord est en général satisfaisant.

IV

ÉVALUATION DE L'INTENSITÉ LUMINEUSE PRODUITE PAR L'EFFET CERENKOV

L'absence de renseignements précis sur le spectre des rayons γ émis par le réacteur ne permet pas un calcul complet de l'intensité lumineuse émise. Cependant, il est possible de déterminer au moins approximativement, l'intensité de la lumière créée par les particules β émises par l'aluminium constituant l'éprouvette et les électrons Compton créés dans l'eau par les γ émis par l'aluminium au cours de son activation. Le rapport entre l'intensité lumineuse produite par ces particules et l'intensité totale ayant été déterminé précédemment, il est possible d'obtenir un ordre de grandeur correct du nombre de photons émis dans un centimètre cube d'eau placé au centre du réacteur.

Soient :

N_1 le nombre de photons créés par les particules β émises par l'aluminium constituant l'éprouvette ;
 N_2 le nombre de photons créés par les rayons γ émis par l'aluminium constituant l'éprouvette.

IV.1. - Calcul du nombre de photons émis par une particule β d'énergie E , au cours de sa propagation dans l'eau.

D'après la formule établie dans la 1ère partie, le nombre de quanta dn , émis par une particule β d'énergie E , par unité de parcours dl , et dans la bande de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ pour un milieu d'indice n_r , est égal à :

$$dn(E) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{4\pi^2 e^2}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2}\right) dl \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.1)$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad E = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1\right) \quad (3.2)$$

e = charge de l'électron de masse m_0 ;
 h = constante Planck ;
 c = vitesse de la lumière ;
 n_r = indice de réfraction.

$$dn(E) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{4M^2 e^2}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_r^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \frac{dl}{dE} dE \quad (3.3)$$

$\frac{dE}{dl}$ représente la perte d'énergie d'une particule β d'énergie E , par unité de parcours dl . Le calcul du nombre de quanta émis par une particule β en se ralentissant depuis l'énergie E jusqu'à l'énergie $E_0 = 0,26$ MeV (seuil de production de l'effet Cerenkov pour les particules β dans l'eau) suppose la connaissance de la courbe exprimant la perte d'énergie $\frac{dE}{dl}$ en fonction de E .

La courbe $n(E)$ a été tracée par Belcher en intégrant graphiquement l'expression précédente en fonction de E . L'examen de la courbe $\frac{dE}{dl}$ en fonction de E pour l'eau (voir figure n° 14) fait apparaître que la courbe passe par un minimum suffisamment aplati pour que l'on puisse sans grande erreur considérer que $\frac{dE}{dl}$ reste constant dans l'intervalle $0,26 < E < 5$ MeV.

$\frac{dE}{dl} = 2,04$ MeV/cm. On peut alors intégrer mathématiquement l'expression précédente entre les limites $E_0 = 0,26$ et E .

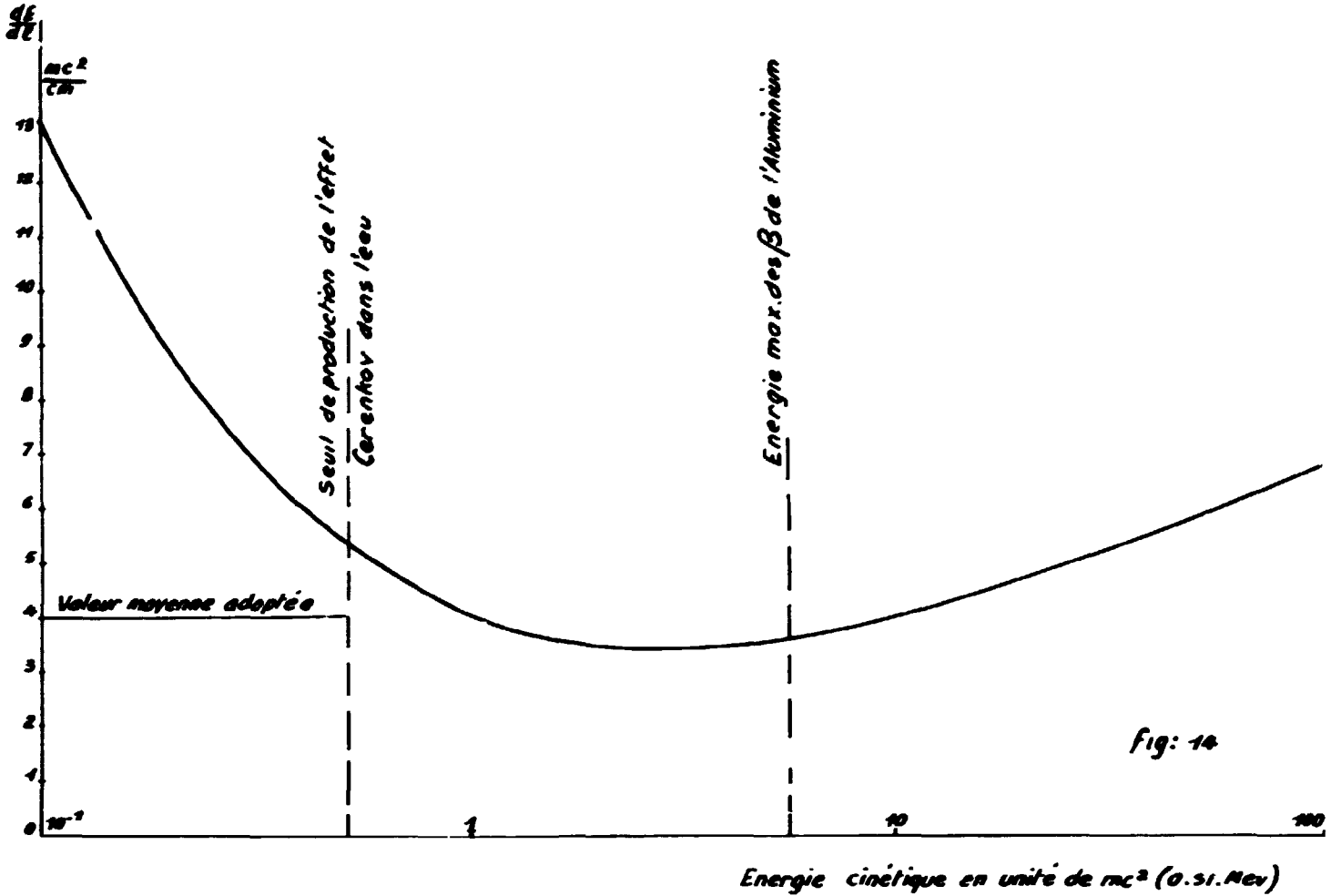


Fig. 14.

Afin d'obtenir des formules ayant une homogénéité aisément contrôlable, on écrit :

$$\frac{dE}{dl} = \frac{m_0 c^2}{l_0} ; l_0 = \frac{1}{4} \text{ cm} \quad (3.4)$$

avec : $m_0 c^2 = 0,51 \text{ MeV}$

d'où :

$$dn(E) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{4M^2 e^2}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{m_0 c^2} dE \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.5)$$

$$n(E) = \frac{4\pi^2 e^2 l_0}{hc} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \int_{E_0=0,26}^E \left[1 - \frac{(E + m_0 c^2)^2}{n^2 E (E + 2m_0 c^2)} \right] \frac{dE}{m_0 c^2} \quad (3.6)$$

on trouve après intégration : $n(E)$

$$n(E) = \frac{4\pi^2 e^2 l_0}{hc} \left[\left(\frac{E - E_0}{m_0 c^2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) + \frac{1}{2n^2} \text{Log} \frac{E_0 (E + 2m_0 c^2)}{E (E_0 + 2m_0 c^2)} \right] \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.7)$$

formule valable pour $0,26 < E < 5 \text{ MeV}$.

L'indice de réfraction de l'eau varie peu en fonction de la longueur d'onde comme le montre le tableau de la page 15, et on considère que n , ne dépend pas de la longueur d'onde λ . Dans ces conditions, on trouve que les particules β ayant une énergie égale à 3 MeV produisent 430 photons dans le domaine compris entre 3 000 Å et 7 000 Å, en se ralentissant dans l'eau (d'indice 4/3).

La courbe de la figure n° 15 représente les variations de $n(E)$ en fonction de E pour $3\ 000\ \text{Å} < \lambda < 7\ 000\ \text{Å}$. La fonction en pointillé représente la courbe obtenue par Belcher. Cette courbe montre qu'à partir de $0,7\ \text{MeV}$, le nombre de quanta émis est une fonction pratiquement linéaire de l'énergie de la particule. On a alors sensiblement :

$$n(E) = \frac{4\pi^2 e^2 l_p}{hc} [0,802 E - 0,41] \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.8)$$

IV. 2. - Calcul du nombre N_1 de photons créés par effet Cerenkov par les particules β émises par l'éprouvette d'aluminium.

Le nombre N_1 de quanta émis par les particules β est donné par la formule :

$$N_1 = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_m} n(E) Q(E) dE \quad (3.9)$$

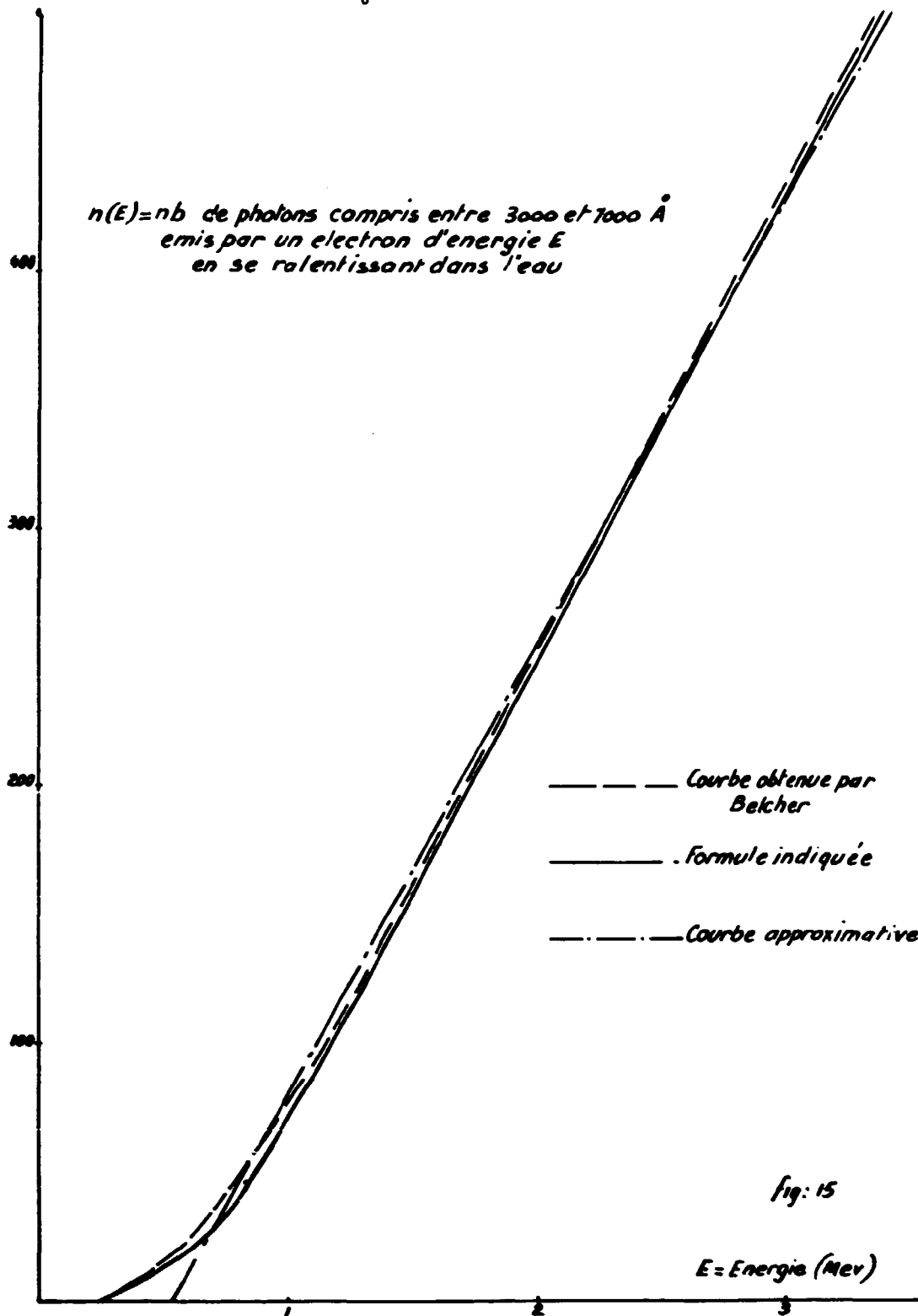


Fig. 15.

où $n(E)$ représente le nombre de photons émis par une particule β , d'énergie E ;
 $Q(E) dE$ représente le nombre de particules β émises par l'aluminium ayant une énergie comprise entre E et $E + dE$, à leur entrée dans l'eau.

$E_0 = 0,26$ MeV ;

$E_m =$ énergie maximum des particules.

Le calcul de N_1 nécessite la connaissance de fonction $Q(E)$.

IV. 2.1. - Énergie des particules β émises par l'aluminium.

Le spectre des particules β émises par l'aluminium $^{28}_{13}$ a fait l'objet de nombreuses études.

Les mesures effectuées par H. T. Motz et D. E. Allenger mettent en évidence la linéarité de courbe de Kurie et permettent de conclure que le spectre est du type "spectre permis". Ces auteurs ont trouvé que l'énergie maximum des particules β émises est de $2,865 \pm 0,01$ MeV. A l'aide de ces résultats on peut calculer la loi de répartition énergétique des particules β émises par l'aluminium $^{28}_{13}$ en utilisant les formules classiques de la théorie des spectres permis.

Soit W , l'énergie de la particule β émise dans un système d'unité tel que $m = c = 1$. L'énergie cinétique E de la particule est égale à $E = W - 1$ et le moment cinétique $p = \sqrt{E(E + 2)}$.

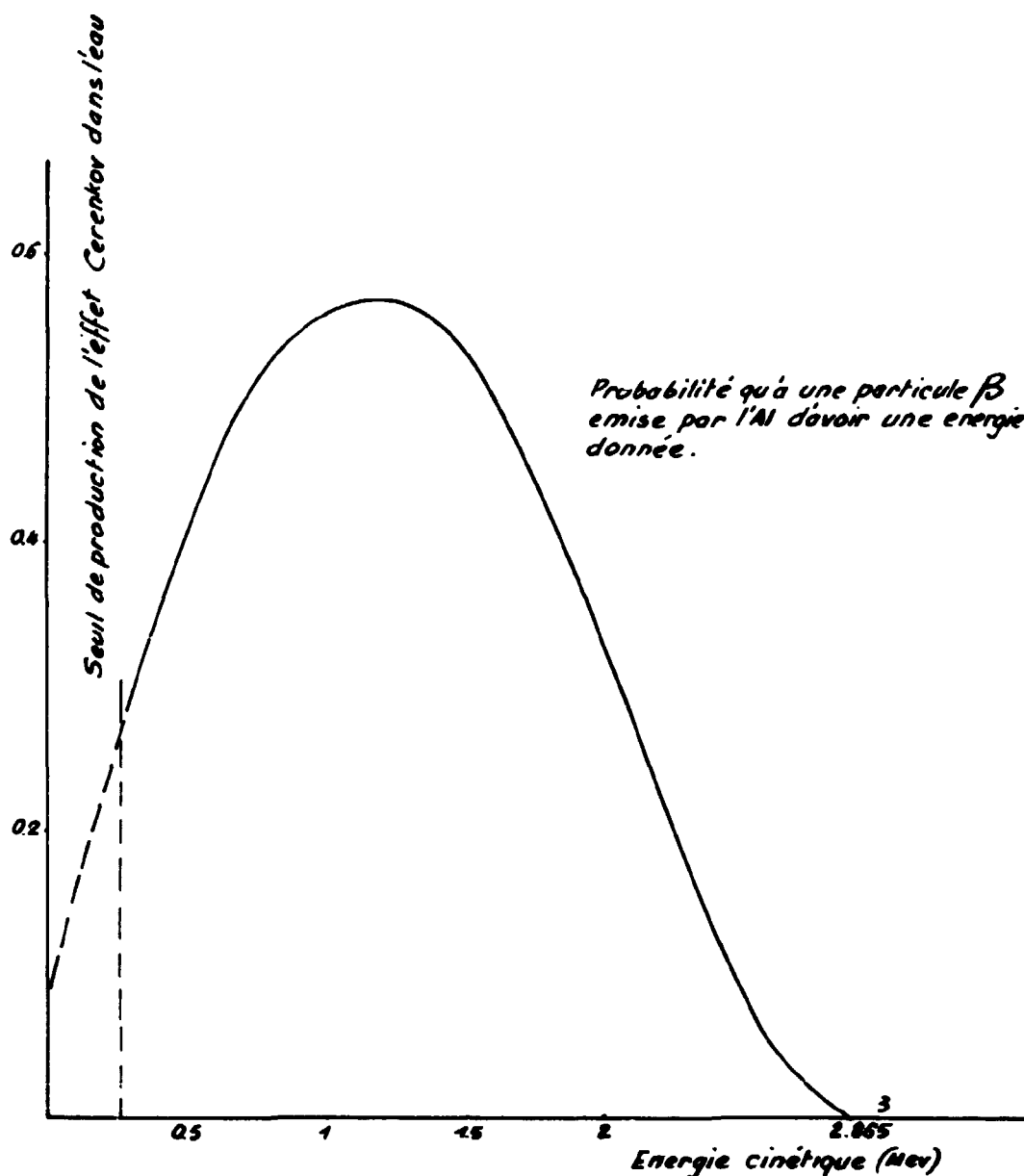


Fig. 16.

Dans ces conditions, le nombre des particules ayant une énergie comprise entre W et $W + dW$ est égale à :

$$s(W) dW = \frac{(W_0 - W) F(Z W) p W dW}{K} \quad (3.10)$$

ou :

$$s(W) dW = \frac{(W_0 - W) W G(Z p) dW}{K} \quad (3.11)$$

avec :

$$G = \frac{pF}{W}$$

Z numéro atomique de l'émetteur radioactif ;
 K constante de normalisation indépendante de l'énergie ;
 W_0 énergie maximum des particules ;
 $G(Z p)$ est la fonction de Fermi modifiée.

Cette fonction a été tabulée par M.E. Rose, N.M. Dismuke, C.L. Perry et P.R. Bell.
 En utilisant les unités usuelles, on trouve :

$$s(E_i) dE_i = \frac{G(E_i)}{K} (E_i + m_0 c^2) (E_M - E_i)^2 dE_i \quad (3.12)$$

$$K = \int_0^{E_M} G(E_i) (E_i + M_0 c^2) (E_M - E_i)^2 dE_i \quad (3.13)$$

E_i étant l'énergie d'émission de la particule.

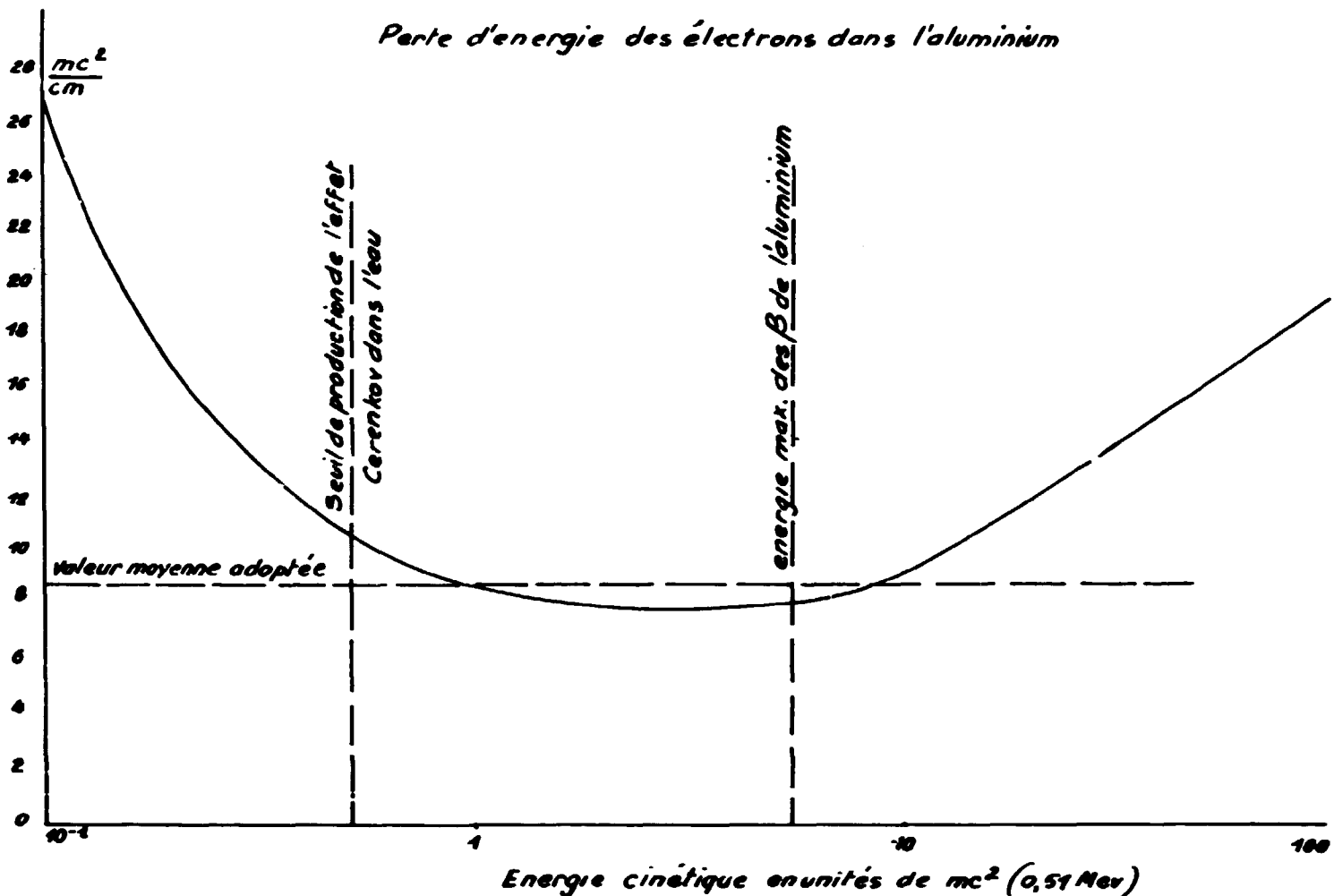


Fig. 17.

Le tableau ci-dessous exprime les variations de la fonction $s(E_i)$ en fonction de E_i . Fig. n° 16.

E_i en MeV	0,25	0,5	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2	2,25	2,5	2,865
G (E_i)	1,126	1,242	1,295	1,325	1,330	1,337	1,344	1,346	1,348	1,350	1,351
s (E_i)	0,27	0,397	0,498	0,559	0,572	0,553	0,45	0,334	0,205	0,086	0

On voit qu'à partir de 0,25 MeV, la fonction G(E_i), ne varie plus beaucoup, elle reste approximativement égale à 1,30.

IV. 2. 2. - Ralentissement des particules β dans l'aluminium.

Les études expérimentales relatives au ralentissement des particules β dans l'aluminium montrent un bon accord avec la théorie de Bethe.

Les valeurs obtenues sont représentées par la courbe de la figure n° 17. Cette courbe montre que dans le domaine $0,26 < E < 5$ MeV, la perte d'énergie $\frac{dE}{dl}$ reste pratiquement constante.

Puisqu'on ne s'intéresse qu'aux particules ayant une énergie supérieure à 0,26 MeV, on admettra que la perte d'énergie $\frac{dE}{dl}$ reste indépendante de l'énergie, elle est égale à 4,49 MeV/cm.

On pose alors :

$$\frac{dE}{dl} = \frac{m_e c^2}{l_A} \quad (3.14)$$

avec :

$$l_A = \frac{1}{8,8} \text{ cm}$$

L'énergie d'une particule β d'énergie initiale E_i sera donc après un parcours de 1 cm dans l'aluminium :

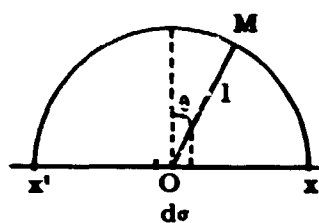
$$E = E_i - m_e c^2 \frac{1}{l_A} \quad (3.15)$$

Cette formule n'est pas valable dans le domaine des basses énergies (inférieure à 0,26 MeV) où la perte d'énergie $\frac{dE}{dl}$ est beaucoup plus élevée, cependant elle est utilisable dans le cadre de cette étude qui ne s'intéresse qu'aux particules d'énergie supérieure à 0,26 MeV.

IV. 2. 3. - Evaluation du nombre de particules d'énergie E se ralentissant dans l'eau.

Toutes les particules β créées par l'aluminium constituant l'éprouvette n'atteignent pas l'eau contenue dans l'éprouvette.

La distance maximum parcourue par une particule ayant l'énergie maximum émise par l'aluminium $\frac{28}{13}$ est de l'ordre de 0,63 cm ; à une distance de la paroi supérieure à cette valeur, aucune particule émise ne peut atteindre l'eau. La paroi d'aluminium ayant une épaisseur de 1,05 cm, seule la couche d'épaisseur 0,63 cm peut produire des particules atteignant l'eau. L'aluminium se comporte pour les particules comme un milieu d'épaisseur infinie. Le calcul du nombre de particules d'énergie E émises par un milieu plan infini permet de donner un ordre de grandeur du nombre de particules d'énergie donnée, s'échappant de la paroi de l'éprouvette.



Soit $x' O x$ le plan formant la surface de séparation des 2 milieux aluminium et eau, d'épaisseur infinie et soit M, un point de coordonnées l, θ , situé dans l'aluminium à une distance inférieure à 0,63 cm.

Le nombre total de particules créées dans un volume élémentaire situé au point M lorsque l'aluminium est irradié dans un flux ϕ de neutrons est égal à $\phi \Sigma_c dV, \Sigma_c$ étant la section de capture macroscopique de l'aluminium. Parmi ces particules seules, celles ayant une énergie initiale E_i supérieure à

$m_e c^2 \frac{1}{l_A}$ pourront traverser l'élément de surface $d\sigma$ situé au voisinage du point O et à la distance l du point M.

L'énergie de ces particules après avoir parcouru la distance l sera égale à :

$$E = E_i - m_e c^2 \frac{1}{l_A}$$

Les particules émises au point M et traversant l'élément de surface $d\sigma$ sont contenues dans un angle solide égal à :

$$\frac{d\sigma \cos\theta}{l^2}$$

Le nombre de particules d'énergie E, traversant l'élément de surface $d\sigma$ autour du point O et émises sur une 1/2 sphère de rayon l, avec une énergie E_i est alors égal à :

$$S(E) = s(E_i) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\Sigma_a \phi dV}{4\pi l^2} d\sigma \cos\theta e^{-\mu l} \quad (3.17)$$

or :
$$dV = 2\pi l^2 \sin\theta d\theta dl \quad (3.16)$$

$$S(E) = s(E_i) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\Sigma_a \phi d\sigma}{4\pi l^2} 2\pi l^2 \sin\theta \cos\theta d\theta dl e^{-\mu l} \quad (3.18)$$

$s(E_i)$ = nombre de particules d'énergie E_i émises initialement.

Puisque $E_i = E + m_0 c^2 \frac{1}{\lambda_A}$ on peut écrire :

$$S(E) = s \left(E + m_0 c^2 \frac{1}{\lambda_A} \right) \frac{\Sigma_a \phi}{4} d\sigma e^{-\mu l} dl \quad (3.19)$$

L'absorption des particules β émises par un élément radioactif a été étudiée par plusieurs expérimentateurs. Les travaux effectués mettent en évidence une absorption à caractère exponentiel. En 1953, Fournier et Guillot expliquèrent ce phénomène en admettant que le spectre d'énergie reste constant au cours de l'absorption. Plus récemment, les mesures effectuées par Brownell concernant la distribution spectrale des particules β émises par le P 32 après traversée des écrans d'épaisseur variables montrent que la pénétration des particules β dans la matière peut être considéré comme un phénomène de diffusion au cours duquel l'énergie moyenne de la radiation reste relativement constante et la distribution angulaire est quelconque. Les courbes établies par Brownell, à l'aide d'un spectrographe β montrent un affaiblissement approximativement exponentiel de la répartition spectrale, en fonction de l'épaisseur de l'absorbant. De même, le spectre des particules rétrodiffusées n'est pas notablement modifié. En toute rigueur, l'énergie moyenne de la radiation transmise n'est pas la même pour tous les angles d'observation mais la variation relativement faible de l'énergie moyenne en fonction de l'épaisseur de l'absorbant indique que ce changement pouvait être inclus dans une théorie de diffusion à titre de correction plutôt que comme effet prédominant.

Le coefficient d'affaiblissement μ mériterait d'être connu avec une précision meilleure que celle généralement rencontrée dans la littérature. Expérimentalement, on établit que ce coefficient ne dépend, pour un absorbant de densité donnée que de l'énergie maximum E_m des particules émises.

Pour des particules β d'énergie maximum 2,865 MeV. Evans indique $\mu = 14$, tandis que Gleason, Taylor et Tabern indiquent $\mu = 10,4$.

Les écarts observés entre ces valeurs semblent devoir être attribués à la "géométrie" dans laquelle sont effectuées les expériences.

Les calculs suivants sont effectués avec $\mu = 14 - 10,4 - 7,3 - 0$. Ils permettent ainsi de connaître l'influence de cette imprécision sur le résultat final. La valeur $\mu = 10,4$ correspond à la valeur la plus récente ; c'est celle qui est finalement adoptée.

Pour connaître le nombre des particules β traversant l'unité de surface de la paroi d'aluminium et pénétrant dans l'eau avec une énergie comprise entre E et E + dE, il faut intégrer l'expression S(E), depuis $l = 0$ jusqu'à $l_m = \frac{(E_m - E)}{m_0 c^2} \lambda_A$, l_m correspond à l'épaisseur maximum traversée par une particule β d'énergie, ayant une énergie initiale E_m et traversant la paroi d'aluminium avec une énergie E.

Le nombre de particules traversant l'unité de surface de la paroi d'aluminium et pénétrant dans l'eau avec une énergie comprise entre E et E + dE est alors égal à :

$$Q(E) dE = \frac{\Sigma_a \Phi \sigma}{4} \int_0^{E_M} \frac{G\left(E + m_0 c^2 \frac{1}{I_A}\right) \left(E + m_0 c^2 \frac{1}{I_A} + m_0 c^2\right) \left(E_M - E - m_0 c^2 \frac{1}{I_A}\right)^2 e^{-\mu l} dE dl}{\int_0^{E_M} G(E_i) (E_i + m_0 c^2)^2 (E_M - E_i)^2 dE_i} \quad (3.20)$$

On pose :

$$I_A f(E) dE = \frac{\int_0^{E_M} G\left(E + m_0 c^2 \frac{1}{I_A}\right) \left(E + m_0 c^2 \frac{1}{I_A} + m_0 c^2\right)^2 \left(E_M - E - m_0 c^2 \frac{1}{I_A}\right)^2 e^{-\mu l} dl dE}{\int_0^{E_M} G(E_i) (E_i + m_0 c^2)^2 (E_M - E_i)^2 dE_i} \quad (3.21)$$

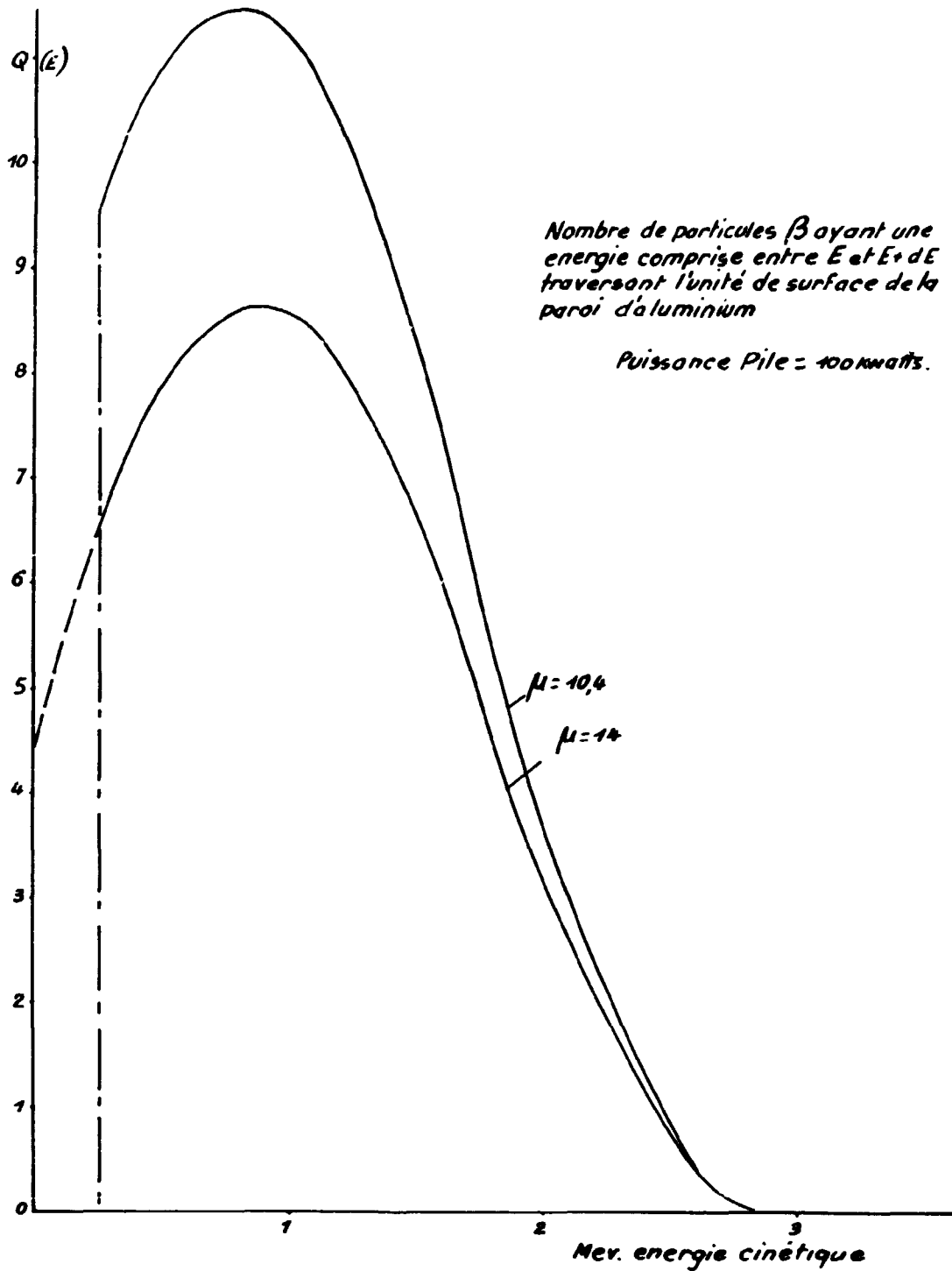


Fig. 18.

G étant la fonction de Fermi, avec :

$$l_{\mu} = \frac{(E_{\mu} - E) l}{m_0 c^2 l_A}$$

Pour la même raison, que précédemment, la fonction Q (E) est erronée aux basses énergies, mais reste valable pour les énergies supérieures à 0,26 MeV qui seules sont à envisager. La fonction Q (E) peut s'obtenir par intégration graphique en fonction de E. On peut aussi, en remarquant que la fonction G $\left(E + m_0 c^2 \frac{1}{l_A}\right)$ reste pratiquement constante dès que l'énergie E est supérieure à 0,26 MeV, effectuer une intégration mathématique.

Le tableau suivant exprime les variations de la fonction f(E) en fonction de E.

E (MeV)	0,265	0,5	1	1,5	2	2,865
$10^2 f(E) l_A$ $\mu = 14$	2,877	3,457	3,822	2,965	1,404	0
$10^2 f(E) l_A$ $\mu = 10,4$	4,232	4,851	5,025	3,684	1,64	0
$10^2 f(E) l_A$ $\mu = 7,3$	5,861	6,454	6,273	4,259	1,839	0
$10^2 f(E) l_A$ $\mu = 0$	21,6	19,8	14,2	7,9	2,5	0

Le nombre de particules β traversant l'unité de surface de la paroi d'aluminium et pénétrant dans l'eau avec une énergie comprise entre E et E + dE est alors égal à :

$$Q(E) dE = \frac{\Sigma_a \phi l_A \sigma}{4} f(E) dE \quad (3.22)$$

σ = surface de l'éprouvette.

Les courbes de la figure n° 18 représentent la fonction Q(E) dE en fonction de l'énergie E pour $\mu = 14$ et $\mu = 10,4$.

IV.2.4.- Nombre de photons émis par les particules β émises par l'éprouvette d'aluminium.

Ce calcul donne un ordre de grandeur du phénomène, il suppose en particulier :

- que les particules β se propagent rectilignement ;
- que le milieu est plan infini.

Le parcours des particules β d'énergie maximum 2,865 MeV dans l'eau est de l'ordre de 1,4 cm.

Le diamètre intérieur de l'éprouvette d'aluminium contenant l'eau étant égal à 1,7 cm et sa hauteur de 27 cm, on peut admettre que toutes les particules pénétrant dans l'eau s'y ralentissent complètement en émettant des photons par effet Cerenkov. Dans ces conditions, le nombre de photons ayant une énergie comprise entre $\frac{hc}{\lambda_1}$ et $\frac{hc}{\lambda_2}$ créés dans l'eau contenue dans l'éprouvette est égal à :

$$N_1 = \int_{E_0}^{E_{\mu}} n(E) Q(E) dE \quad (3.23)$$

σ = surface intérieure de l'éprouvette en contact avec l'eau.

$$N = \int_{E_0}^{E_{\mu}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \frac{4M^2 e^2 l_A l_0}{hc} \left[\left(\frac{E - E_0}{m_0 c^2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2} + \frac{1}{2n^2} \right) \text{Log} \frac{E_0 (E + 2m_0 c^2)}{E (E_0 + 2m_0 c^2)} \right] \frac{\Sigma_a \phi \sigma}{4} f(E) dE \quad (3.24)$$

Pour obtenir cette expression, on peut effectuer l'intégration graphique, on peut aussi remarquer que la fonction entre crochets est approximativement égale à 0,802 E - 0,41. Dans ce cas, on trouve :

$$N_1 = \frac{4M^2 e^2 l_0}{hc} \frac{\Sigma_a \phi \sigma}{4} l_A g_1 (E_0, E_{\mu}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.25)$$

avec :

$$g_1(E_0, E_u) = \int_{E_0}^{E_u} (0,802 E - 0,41) f(E) dE$$

$$I_1 \times g_1(E_0, E_u) = 2,73 \cdot 10^{-2} \text{ pour } \mu = 14$$

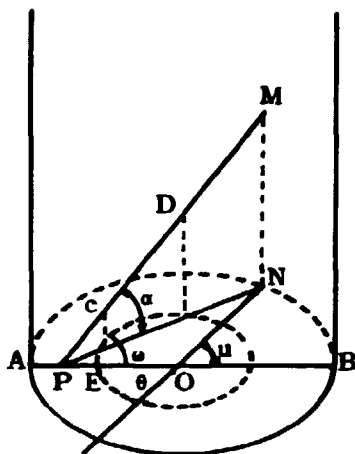
$$I_1 \times g_1(E_0, E_u) = 3,36 \cdot 10^{-2} \text{ pour } \mu = 10,4$$

$$I_1 \times g_1(E_0, E_u) = 7,04 \cdot 10 \text{ pour } \mu = 0$$

IV.3. - Calcul du nombre N_2 de photons créés par les électrons produits par les rayons γ émis par l'éprouvette.

IV.3.1. - Probabilité de création d'un électron par un rayon γ .

Ce calcul nécessite la connaissance de la probabilité p , qu'à un rayon γ émis par l'aluminium de créer un électron dans l'eau contenue dans l'éprouvette. Un calcul identique a été effectué par Mercier pour déterminer la probabilité qu'à un neutron né dans les parois d'un cylindre creux de subir un choc dans un fluide contenu à l'intérieur du cylindre. Le principe du calcul en est rappelé ici.



Soit P , un point situé dans les parois du cylindre d'aluminium, de rayon intérieur r_i et de rayon extérieur r_e .

On se propose de calculer la probabilité p qu'à une particule issue du point P de ne pas être capturée lors de son parcours dans le cylindre (trajectoire $P C$) et d'être ensuite capturée (ou de subir un choc) lors de son parcours dans le fluide contenu à l'intérieur du cylindre (trajet $C D$). Le nombre de particules créées au point P dans une tranche d'épaisseur est égal à :

$$\epsilon \rho d \theta d \rho d h \quad (3.26)$$

ϵ = densité de production supposée uniforme des particules ;
 $\rho = \rho P$.

Le nombre de particules créées au point P et se dirigeant vers le point M est compris dans un angle solide $d\Omega$ tel que :

$$d\Omega = \frac{r_i du dz \cos(\omega - u) \cos \alpha}{l_0^2} \quad (3.27)$$

$$l_0 = \overline{PM}$$

La probabilité qu'à une particule de ne pas être capturée lors de son parcours dans le cylindre est égale à e^{-l_1/ξ_1} .

$$l_1 = \overline{PC}$$

ξ_1 = libre parcours moyen d'une particule dans le cylindre tandis que la probabilité qu'à cette particule d'être capturée dans le fluide contenu à l'intérieur du cylindre est égale à $1 - e^{-l_2/\xi_2}$.

$$l_2 = \overline{CD}$$

ξ_2 = libre parcours moyen d'une particule dans le fluide.

Le nombre de particules capturées dans le fluide est alors égal à :

$$\frac{\epsilon \rho d \theta d \rho d h r_i du dz \cos(\omega - u) \cos \alpha e^{-l_1/\xi_1}}{4\pi l_0^2} (1 - e^{-l_2/\xi_2}) \quad (3.28)$$

Pour raison de symétrie, il suffit d'étudier la fonction lorsque le point P se déplace dans le petit angle θ entre les points A et E ; le point M parcourant toute la surface du cylindre.

La probabilité p cherchée est alors égale à :

$$p = \frac{\int_{r_c}^{r_e} d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{2\pi} \frac{\epsilon d\theta du dh r e \cos(\omega - u) \cos \alpha e^{-1/\xi_1} (1 - e^{-1/\xi_2})}{4\pi l_0^2}}{\int_{r_i=r}^{r_e=r} \epsilon \rho d\theta d\rho dh} \quad (3.29)$$

oE = r,
oA = r'

$$p = \frac{1}{2\pi r e \left(1 - \frac{r_i^2}{r e^2}\right)} \int_{r_i}^{r_e} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho e^{-1/\xi_1} (1 - e^{-1/\xi_2}) \cos(\omega - u) \cos \alpha d\rho du dz}{l_0^2} \quad (3.30)$$

Le calcul de cette intégrale a été effectué par Mercier en fonction des paramètres :

$$\gamma = \frac{\xi_1}{\xi_2} \quad m = \frac{r_i}{r e} \quad \eta = \frac{r e}{\xi_1}$$

Ce calcul a été établi pour déterminer la probabilité qu'a un neutron créé dans un cylindre creux de subir un choc dans le fluide contenu à l'intérieur. On peut utiliser les résultats pour établir la probabilité qu'a un rayon γ né dans le cylindre de créer un électron dans le fluide.

ξ_1 est alors le libre parcours moyen du rayon γ dans l'aluminium ;

ξ_2 le libre parcours moyen dans l'eau (on ne s'intéresse qu'à la section efficace Compton qui est nettement prépondérante devant les autres).

Le calcul est effectué pour un cylindre de hauteur infinie. La hauteur de l'éprouvette étant environ 15 fois plus grande que le diamètre intérieur de l'éprouvette, l'erreur commise doit être négligeable.

L'aluminium émet au cours de son activation un rayon γ de 1,8 MeV, dans ces conditions, on a :

$$\gamma = \frac{0,052}{0,108} = 0,48 \quad m = \frac{r_i}{r e} = 0,46 \quad \eta = 0,2$$

Les tables établies par Mercier donnent dans ce cas : $p = 0,021$.

Le nombre d'électrons Compton créés dans l'eau par les γ émis par l'aluminium est alors égal à :

$$\Sigma_c \bullet V p \quad (3.31)$$

Σ_c section efficace macroscopique de capture de l'aluminium ;

\bullet flux de neutrons ;

V volume d'aluminium.

IV.3.2. - Énergie des électrons Compton créés.

Soit $p'(h\nu, E) dE$, la probabilité qu'a un électron créé par un rayon γ d'énergie $h\nu$ d'avoir une énergie E , comprise entre E et $E + dE$. Cette probabilité établie d'après les formules de Klein et Nishina est donnée par l'expression :

$$p'(h\nu, E) dE = \frac{1}{K'(h\nu - E)^2} \left\{ \left(\frac{m_0 c^2 E}{h\nu^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{h\nu - E}{h\nu} \right)^2 + \frac{(h\nu - E)}{(h\nu)^3} \left[(E - m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2 \right] \right\} dE \quad (3.32)$$

$$\text{avec : } K' = \int_0^{E_{\max}} \frac{1}{(h\nu - E)^2} \left\{ \left(\frac{m_0 c^2 E}{h\nu^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{h\nu - E}{h\nu} \right)^2 + \frac{(h\nu - E)}{(h\nu)^3} \left[(E - m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2 \right] \right\} dE \quad (3.33)$$

$$E_{\max} \text{ est égal à : } h\nu \frac{\frac{2h\nu}{m_0 c^2}}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \quad (3.34)$$

soit ici 1,58 MeV ; c'est l'énergie maximum que peut avoir un électron Compton créé par un photon d'énergie 1,8 MeV.

Le nombre d'électrons ayant une énergie comprise entre E et E + dE, créés par les γ émis par l'aluminium est alors égal à :

$$\Sigma_1 \phi V p p' (h \nu E) dE \quad (3.35)$$

$h \nu = 1,8 \text{ MeV}$.

IV.3.3. - Calcul du nombre de photons créés par ces électrons.

Le nombre de photons émis dans l'intervalle de longueur d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ créés par ces électrons est donné par l'expression :

$$\frac{dN_2}{d\lambda} = \int_{E_0}^{E_{max}} \frac{dn(E)}{d\lambda} \Sigma_1 \phi V p p' (h \nu E) dE \quad (3.36)$$

$$N_2 = \frac{4\pi^2 e^2 l_0}{hc} \Sigma_1 \phi V p g_2(E_0, E_{max}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.37)$$

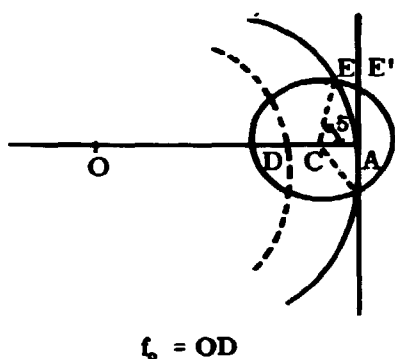
avec :

$$g_2(E_0, E_{max}) = \int_{E_0}^{E_{max}} \left[\frac{(E - E_0)}{(m_0 c^2)} \left(1 - \frac{1}{n_r^2} \right) - \frac{1}{2n_r^2} \text{Log} \frac{E_0 (E + 2m_0 c^2)}{E (E_0 + 2m_0 c^2)} \right] p' (h \nu E) dE \quad (3.38)$$

soit : $g_2(E_0, E_{max}) = 0,35$.

Ce calcul suppose que tous les électrons créés dans l'eau ont leur parcours entièrement compris dans l'eau. Cette hypothèse est légitime dans le calcul relatif aux particules β puisque toutes les particules β créées par l'aluminium sont émises depuis la paroi de l'éprouvette. Elle ne l'est plus dans le cas des électrons Compton créés par les γ qui sont émis uniformément dans tout le volume d'eau.

Un certain nombre d'électrons effectue une partie de leur parcours dans l'eau, puis sont ensuite absorbés par l'aluminium constituant les parois de l'éprouvette. L'énergie moyenne des électrons Compton créés par les γ de 1,8 MeV est de 0,94 MeV. Le parcours des électrons ayant cette énergie est de l'ordre de 0,35 cm ; tandis que le parcours des électrons les plus énergétiques (1,58 MeV) est de l'ordre de 0,6 cm.



Le parcours des électrons Compton d'énergie moyenne est relativement petit par rapport aux dimensions de l'éprouvette ($H = 27 \text{ cm}$, $R = 0,85 \text{ cm}$). Il s'ensuit que le nombre d'électrons qui n'ont pas leur parcours compris dans l'eau est faible et le calcul est traité approximativement en ne considérant que les électrons d'énergie moyenne 0,94 MeV.

Tous les électrons créés dans un cylindre de rayon ρ_0 , égal à $OD = 0,85 - 0,35 = 0,5 \text{ cm}$ ont leur parcours entièrement compris dans l'eau ; par contre, les électrons qui naissent à une distance de la paroi du cylindre d'aluminium inférieure à 0,35 cm achèvent leur parcours dans l'aluminium : ceux qui sont émis au point C, situé à la distance CA du cylindre et à l'intérieur d'un cône au sommet S effectuent une partie de leur parcours dans l'aluminium.

Le rayon r_i du cylindre étant grand devant le rayon de la sphère de centre C, de rayon l égal au parcours d'un électron dans l'eau, on peut assimiler le cylindre avec son plan tangent en A. Le nombre des électrons émis au point C et qui pénètrent dans l'aluminium est alors égal à :

$$\omega \int_0^\pi \int_{r_i-1}^{r_i} 2\pi \rho \rho dh \frac{2\pi(1 - \cos \delta)}{4\pi} \quad (3.39)$$

or :

$$\cos \delta = \frac{r_i - 1}{l}$$

ce qui donne :

$$\frac{\omega \pi H l}{6} (3R_i - 1) \quad (3.40)$$

ω étant le nombre d'électrons créés par unité de volume d'eau.

Le nombre d'électrons ayant leur parcours entièrement compris dans l'eau est alors égal à :

$$\omega = \pi r_i^2 H - \frac{\omega \pi H l}{6} (3 r_i - 1)$$

soit :

$$\omega = \pi r_i^2 H \left(1 - \frac{1}{2 r_i} + \frac{1}{6 r_i^2} \right)$$

ou comme $l^2 \ll 6 r_i^2$:

$$\omega = \pi r_i^2 H \left(1 - \frac{1}{2 r_i} \right) \quad (3.41)$$

Comme $\omega = R^2 H$ est égal au nombre total d'électrons créés, on en déduit que la probabilité f qu'a un électron créé dans l'eau d'avoir son parcours entièrement compris dans l'eau est en moyenne égale à :

$$1 - \frac{1}{2 r_i} = f \quad (3.42)$$

soit ici avec : $l = 0,35$, $r_i = 0,85$ environ $0,8 = f$.

L'utilisation de cette valeur dans les calculs suivants donne des résultats par défaut, car on ne tient pas compte de la lumière produite par les électrons qui effectuent une partie de leur parcours dans l'eau, et le reste dans l'aluminium. De même, il faudrait évaluer le nombre d'électrons qui sont rétrodiffusés par l'aluminium.

Le calcul effectué par la méthode indiquée par E.H. Belcher conduit à un résultat pratiquement identique. Cet auteur détermine le nombre d'électrons qui s'échappent de la surface d'un cylindre de volume V et de surface σ , contenant un liquide radioactif. La relation proposée est égale à $\frac{\mu \sigma}{4V}$, μ étant le coefficient d'absorption des électrons dans le liquide.

Le nombre de photons émis dans l'intervalle de longueur d'onde compris entre λ et λ_2 est alors :

$$N_2 = \frac{4 \pi^2 e^2 l_0}{h c} \phi g_2(E_0, E_n) \Sigma_a p f V \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.43)$$

IV. 4. - Nombre de photons émis par l'eau contenue dans l'éprouvette d'eau au cours du fonctionnement de la pile.

Le nombre de photons N, émis par l'eau contenue dans l'éprouvette et qui sont produits :

- d'une part, par les particules β créées par l'aluminium constituant l'éprouvette ;
- d'autre part, par les électrons Compton créés par les rayons γ émis par activation de l'aluminium constituant l'éprouvette est égale à :

$$N = N_1 + N_2 = \frac{4 \pi^2 e^2 l_0 \Sigma_a}{4 h c} \phi l_a g_1(E_0, E_n) \sigma \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} + \frac{4 \pi^2 e^2 l_0}{h c} \Sigma_a \phi V g_2(E_0, E_n) p f \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.44)$$

Soit avec :

$$l_0 = \frac{1}{4} \quad \Sigma_a = 1,23 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \quad l_a = \frac{1}{8,8} ;$$

$\phi = 7,3 \cdot 10^{11}$ neutrons/cm²/sec. (Lorsque la pile fonctionne à 100 kW) ;

$$\sigma = 144 \text{ cm}^2 \quad H = 27 \text{ cm}$$

$$N = 2,06 \cdot 10^8 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.45)$$

Pour $\mu = 14$, on aurait trouvé :

$$N = 1,81 \cdot 10^8 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.46)$$

On constate que 60 % des photons sont produits par les particules β émises par l'aluminium, le reste provient de la lumière émise par les électrons créés par les rayons γ produits par activation de l'aluminium

constituant l'éprouvette. Dans la 3ème partie, on a montré que 14 % de la lumière est émise par les particules créées lors de l'activation de l'aluminium.

Lorsque la pile fonctionne à 100 kW, le nombre de photons $\mathcal{N}_{p, 100 \text{ kW}}$ émis dans l'éprouvette est donc égal à :

$$\mathcal{N}_{p, 100 \text{ kW}} = \frac{2,06}{0,14} 10^6 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 1,47 10^9 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.47)$$

Le nombre de photons créés par cm^3 d'eau contenue dans l'éprouvette, lorsque la pile fonctionne à 1 watt est alors égale à :

$$\mathcal{N}_{p, 1 \text{ watt}} = \frac{1,47}{V} 10^9 \left[\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right] \quad (3.48)$$

V = volume de l'éprouvette = 51 cm^3 .

soit dans le spectre visible compris entre 4 000 et 7 000 Å.

$$\mathcal{N}_{p, 1 \text{ watt}} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ photons/sec./cm}^3 \quad (3.49)$$

Si on considère 1 cm^3 d'eau lourde situé au centre de la pile et en l'absence du dispositif expérimental, il s'y produira 14/100 de moins de photons, soit environ $2,25 \cdot 10^6$ photons visibles/sec./ cm^3 /watt (flux en neutrons : $7,3 \cdot 10^6 \text{ n/cm}^2/\text{sec.}$).

Ces photons correspondent à une énergie égale à :

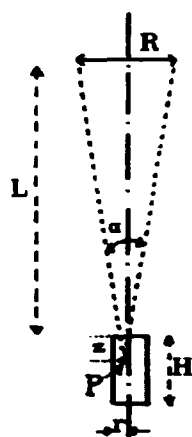
$$\mathcal{E}_p = 0,84 \cdot 10^{-12} \text{ watt/cm}^3 \text{ pour } 4000 \text{ \AA} < \lambda < 7000 \text{ \AA} \quad (3.50)$$

Lorsque la pile fonctionne à puissance égale à 100 kW, l'eau lourde contenue dans l'ensemble de la cuve constitue une source lumineuse produisant une énergie égale à 0,38 watt, sous forme de rayonnement Cerenkov. La source lumineuse ainsi constituée est importante. La source lumineuse constituée par la cuve d'eau lourde de la pile de Fontenay-aux-Roses correspond à peu près à une lampe à incandescence courante d'une puissance égale à 25 watts.

Dans l'éprouvette utilisée, il se produit $2,6 \cdot 10^6$ photons/watt/ cm^3 visibles par seconde, ce qui correspond à une énergie $\mathcal{E}_p = 10^{-12} \text{ watt/cm}^3$, soit :

$$d\mathcal{E}_p(\lambda) = 5 \cdot 10^{-29} \frac{1}{\lambda^3} \text{ watts/\AA/cm}^3 \quad (3.51)$$

IV. 5. - Comparaison entre les valeurs calculées et les résultats expérimentaux.



Dans la 2ème partie, on a établi une relation entre la brillance de la source constituée par l'éprouvette remplie d'eau et la brillance de la source de référence. En utilisant les résultats obtenus dans le paragraphe précédent, on peut calculer la brillance de la source et comparer la valeur obtenue avec celle déterminée expérimentalement.

Le flux de neutrons et le flux de rayons γ étant isotrope au centre de la pile, chaque point P se comporte comme une source émettant un flux énergétique dans un angle solide α défini par le diamètre de la lentille L_1 .

Soit $q(\lambda)$ le nombre de photons de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ produits par cm^3 d'eau.

Le flux énergétique dW_l reçu par la lentille et issu d'un point P situé à une profondeur z dans le liquide est égal à :

$$dW_l = q(\lambda) \pi R^2 \frac{d}{n_r} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{h_c}{\lambda} \quad (3.52)$$

or :

$$\alpha = \frac{\pi R^2}{\left(L + \frac{z}{n_r}\right)^2}$$

n_r = indice de réfraction du liquide ;

L = distance comprise entre la lentille L_1 et le niveau du liquide ;

R = rayon de la lentille L_1 ;

r = rayon de l'éprouvette.

Le flux énergétique reçu par la lentille est alors :

$$W_L = \int_0^H \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{q(\lambda)}{4} \frac{\pi r^2 R^2}{n_r} \frac{dz}{\left(L + \frac{z}{n}\right)^2} \frac{h_c}{\lambda} d\lambda \quad (3.53)$$

Soit, comme $L \gg \frac{H}{n}$

$$W_L = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{q(\lambda)}{4} \frac{r}{n_r} \frac{H}{L^2} \pi R^2 \frac{h_c}{\lambda} d\lambda = \quad (3.54)$$

or :

$$\alpha = \frac{MR^2}{L^2}$$

s = section droite de l'éprouvette = πr^2 ;

et comme :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{q(\lambda) h e d\lambda}{\lambda} = \mathcal{E}'_0$$

La brillance de l'éprouvette pour la radiation λ est égale :

$$B'(\lambda) = \frac{d\mathcal{E}'_0(\lambda)H}{4\pi n_r} \quad (3.55)$$

$d\mathcal{E}'_0(\lambda)$ étant l'énergie lumineuse produite par cm^3 d'eau par les radiations de longueur d'onde λ ;

ou :

$$\mathcal{E}'_0 = \frac{\mathcal{E}'_0 H}{4\pi n_r} \quad \mathcal{E}'_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B'(\lambda) d\lambda \quad (3.56)$$

Le calcul est valable seulement pour les rayons voisins de l'axe optique du système. Ce sont, en fait, les rayons qui pénètrent dans le dispositif puisque la fente du spectrographe ne prélève que la portion centrale de l'image de la source. Il suppose également que les parois du tube d'aluminium ne réfléchissent pas la lumière émise.

Cette hypothèse est justifiée par l'état des parois du tube :

- elles sont recouvertes d'une pellicule d'oxyde d'aluminium formée par l'eau, de plus, l'éprouvette a été fraisée dans un cylindre massif d'aluminium et l'état de surface des parois conserve les stries de l'outil.

La formule précédente donne :

$$B' = \frac{5 \cdot 10^{-29}}{\lambda^3} \frac{H}{4\pi n_r} \text{ watts}/\text{\AA}/\text{cm}^2/\text{stéradian} \quad (3.57)$$

soit avec $H = 27 \text{ cm}$ $n_r = \frac{4}{3}$

$$B' = \frac{8 \cdot 10^{-29}}{\lambda^3} \text{ watts}/\text{\AA}/\text{cm}^2/\text{stéradian} \quad (3.58)$$

pour une puissance de fonctionnement de la pile égale à 100 kW ; avec $\mu = 14$, on aurait obtenu :

$$\frac{7,2 \cdot 10^{-29}}{\lambda^3} \quad (3.59)$$

alors que la valeur déterminée expérimentalement était :

$$B'_{exp} = \frac{8,6 \cdot 10^{-29}}{\lambda^3} \text{ watt}/\text{\AA}/\text{cm}^2/\text{stéradian} \quad (3.60)$$

Il est difficile de connaître l'erreur commise sur la valeur calculée : l'erreur principale provient de la

difficulté d'évaluer avec précision : d'une part, le nombre de particules β d'énergie E sortant de la paroi du cylindre ; d'autre part, la probabilité de fuite d'un électron Compton créé dans l'eau.

Par contre, l'erreur commise sur la détermination expérimentale de la brillance est plus aisée à évaluer. En admettant une erreur de 10^{-2} sur la valeur de l'intensité du courant électrique traversant la lampe à ruban de tungstène et une précision de $\pm 0,5$ mm sur la lecture des spectrogrammes, on trouve :

$$B = \frac{(8,6 \pm 1) 10^{-29}}{\lambda^3} \text{ watts}/\text{\AA}/\text{cm}^2/\text{stéradian} \quad (\lambda \text{ en cm}) \quad (3.61)$$

Lorsque la puissance de la pile est de 1 watt, soit :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) d\lambda = 8,6 \cdot 10^{-29} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^3} = 1,7 \cdot 10^{-12} \text{ watt}/\text{cm}^2/\text{stéradian} \quad (3.62)$$

soit, en prenant une étendue spectrale comprise entre 4 000 et 7 000 \AA et en prenant comme référence 1 watt = 625 lumens : 10^{-9} stilb lorsque la puissance de la pile est de 1 watt. C'est le minimum susceptible d'impressionner un oeil bien entraîné. A titre de comparaison, on rappelle que la brillance d'une lampe de projection 30 watts, 3 est de l'ordre de 2 700 stilb.

L'oeil d'un observateur regardant la surface s_o de l'éprouvette directement recevrait donc une énergie égale à $B \omega_{\text{oeil}} \times s_o$.

soit environ 10^{-17} watt en admettant que sa pupille ait un diamètre d'ouverture de 0,3 cm. C'est effectivement, d'après Barnes et Czerny, le minimum susceptible d'être détecté par l'oeil. Expérimentalement, on constate que jusqu'à ce que la pile fonctionne à une puissance de l'ordre d'un kilowatt, on ne voit pratiquement aucune lueur, le hall de la pile n'étant jamais dans l'obscurité totale, l'oeil ne peut pas s'adapter suffisamment.

A titre de vérification, des ordres de grandeurs, on peut calculer le courant produit par le photomultiplicateur utilisé dans le montage de la 3ème partie. La sensibilité de la couche photosensible est de 200 ampères/lumen lorsque la haute tension est de 2 000 V. L'énergie reçue par la couche est égale à $B \alpha s$, soit $4 \cdot 10^{-16}$ watt ou $2,5 \cdot 10^{-13}$ lumen lorsque la pile fonctionne à 1 watt.

Le courant produit par le photomultiplicateur doit alors être égal à $5 \cdot 10^{-11}$ ampères lorsque la puissance de la pile est égale à 1 watt. C'est approximativement ce qu'on trouve expérimentalement.

IV. 6. - Conclusion.

L'accord entre les 2 résultats précédents et l'étude spectrale du phénomène montre que la lumière émise dans le réacteur doit être attribuée à l'effet Cerenkov produit par les électrons présents dans l'eau. Le calcul et l'expérience permettent d'établir qu'il y a une production d'énergie lumineuse égale à $8,4 \cdot 10^{-13}$ watt par cm^3 d'eau lourde, lorsque la pile fonctionne à 1 watt, soit environ $2,6 \cdot 10^6$ photons visibles (entre 4 000 et 7 000 \AA) par cm^3 d'eau lourde.

L'excellente coïncidence des résultats expérimentaux avec les valeurs calculées est remarquable étant données les approximations faites dans la 4ème partie, néanmoins, les ordres de grandeurs restent valables.

La puissance à laquelle la pile doit fonctionner pour permettre de déceler la lumière, soit à l'oeil nu, soit à l'aide du système optique utilisé est en accord avec les valeurs généralement admises en ce qui concerne la sensibilité de l'oeil ainsi que celle du photomultiplicateur.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Département des Etudes de Piles du Commissariat à l'Energie Atomique dans le service de la Pile au Centre d'Etudes nucléaires à Fontenay-aux-Roses.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J. Yvon, Directeur du Département des Etudes de Piles, qui m'a proposé cette étude, m'a encouragé à la poursuivre et m'a mis en rapport avec Monsieur J. L. Delcroix, Directeur Adjoint du Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Grâce à Monsieur J. L. Delcroix, j'ai pu disposer des ressources du Laboratoire en ce qui concerne le matériel d'optique, je le remercie pour l'aide qu'il m'a apportée au cours des dépouillements des résultats expérimentaux.

Mes remerciements vont également à Monsieur Baissas, Directeur du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses pour l'intérêt qu'il a bien voulu apporter à ce travail.

A l'extérieur du C. E. A., je suis également redevable d'une aide, toujours accordée dans l'esprit de la plus franche collaboration :

- Aux laboratoires du C. N. R. S. de Bellevue, j'ai trouvé auprès de Monsieur le Professeur Jacquinet, une aide précieuse. Il a bien voulu s'intéresser à ce travail en me guidant et me faisant profiter de ses conseils et de ses critiques. Je tiens à lui exprimer ma reconnaissance ainsi qu'à l'un de ses collaborateurs Monsieur Chabal.

- Aux laboratoires de la Faculté des Sciences d'Orsay, j'ai bénéficié au cours de plusieurs discussions avec Monsieur Teillac, Professeur à la Faculté des Sciences, et l'un de ses collaborateurs Monsieur Fabre de fructueuses remarques qui m'ont été fort utiles. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens également à exprimer mes remerciements à Monsieur J. Bourgeois, Chef du Service de la Pile de Fontenay-aux-Roses qui m'a permis d'effectuer ce travail dans son service et m'a apporté une importante contribution.

Sa collaboration a été déterminante, tant par les conseils que par les encouragements qu'il m'a sans cesse donnés.

Dans le service de la Pile de Fontenay-aux-Roses, j'ai trouvé un appui qui m'a été donné dans un esprit d'amical et fructueux travail d'équipe, prenant parfois la forme d'une participation personnelle comme ce fut le cas avec MM. Lafore et Millot. Les techniciens du service m'ont également apporté leur concours : M. Boyer m'a fait profiter de ses sérieuses qualités d'expérimenteur, tandis que MM. Fulbert, Noël et Orloff m'ont aidé à dépouiller les spectrogrammes.

BIBLIOGRAPHIE

- L. MALLET - Sur le rayonnement ultraviolet des corps soumis aux rayons γ - C.R. Acad. Sciences, Paris, 1928, 187, p. 222 et 1929, 188, p. 445.
- P. A. CERENKOV - Luminescence visible de liquides purs sous l'action des rayons γ - C.R. Acad. Sciences, U.R.S.S., 2, 451, 1934.
- S. I. VAVILOV - Les causes possibles de la luminescence bleue provoquée dans les liquides par le rayonnement γ - C.R. Acad. Sciences, U.R.S.S., 2, 457, 1934.
- P. A. CERENKOV - Distribution spatiale des radiations visibles produites par les électrons rapides - C.R. Acad. Sciences, U.R.S.S., 21, 319, 1938.
- I. FRANK, et I. TAMM - Radiations visibles cohérentes provenant du passage d'électrons rapides à travers la matière - C.R. Acad. Sciences, U.R.S.S., 14, 109, 1937.
- EDER - Le rayonnement de Cerenkov - Funk und Ton Fevr. 49, V, III n° 2 p. 67-73 (traduct. GNET).
- V. L. GUNSBURG et I. M. FRANK - Rayonnement d'un électron ou d'un atome qui se déplace le long d'un axe d'un canal dans le milieu dense - C.R. Acad. Sciences, U.R.S.S., 56, p. 699-702, 1947.
- C. BECK - Contribution à la théorie de l'effet Cerenkov - Phys. Rev., 74, 795, Oct. 1, 1948.
- E. MAURER et KOLZ - Le rayonnement de Cerenkov - Zeit. Angew. Physik, Vol. N° 2, n° 5 p. 223-9, Mai 1950 (traduct. GNET).
- J. A. RICH, R. E. SLOVACEK, F. L. STUDER - Rayonnement de Cerenkov provenant d'une source de Co 60 placée dans l'eau - J. of opt. Soc. of Amer. Vol. 43, n° 9, p. 750-2, 1953.
- WYCKOFF et HENDERSON - Phys. Rev. 58, 187, 1940 et 64, 1, 1943.
- Mme ROBIN - L'effet Cerenkov - Journal de Physique, t. 11, n° 5, 17 D à 22 D, Mai 1950.
- JELLEY - Détecteur Cerenkov - Atomic, Avril 1953, p. 81.
- MARSHALL - Comptage de particules par rayonnement Cerenkov - Phys. Rev. 36, 685, 1er Juin 1952.
- DUHAMEL - Etude de l'effet Cerenkov dans une pile à eau lourde. Service technique de l'année - Rapport N° 14 Juillet 55.
- STERNHEIMER - The energy loss of a fast charged particle by Cerenkov radiation - Phys. Rev., 91-2, July 15, 1953.
- SCHOMBERG - Mechanism of the loss of energy by collisions in a material medium Nuovo Cimento, VIII, 3, Mars 1951.
- BUDINI - On the energy loss by a relativistic ionizing particle in a material medium and on the Cerenkov radiation - Nuovo Cimento X, 31 Mars 1953.
- L. H. BALLWEG et J. L. MEEM - A standard γ ray ionization chamber for shielding measurements - O. R. N. L. 1028, July 1951.
- E. H. BELCHER - Luminescence de milieux transparents irradiés et l'effet Cerenkov - Proc. Roy. Soc. A 216, n° A 1124, 90, 7 Janv. 1953.
- K. G. DEDRICK - Influence de la diffusion multiple sur la largeur angulaire du rayonnement de Cerenkov - Phys. Rev. 87, 391, 1er Sept. 1952.

- L. KATZ, PENFOLD - Range energy relations for electrons and the determination of β ray and point energies by absorption - Rev. of Modern Phys. Vol. 24, n° 1.
- C. MERCIER - Etude de certaines probabilités intervenant dans le calcul des piles - Rapport C.E.A. n° 162.
- A. ERTAUD, C. MERCIER - Calcul de la probabilité de sortie d'une particule d'un cylindre de matière - rapport C.E.A. n° 5.
- D. BRETON, J.L. DELCROIX - Etude de la lumière émise dans le modérateur d'une pile à eau lourde - C.R. Acad. Sciences, t. 245, p. 842-5, 19 Aout 1957.
- SEGRE - Experimental nuclear Physics - Chapman et Hall, London.
- FORSYTHE - Measurements of radiant energy - Mac Graw Hill Book C°, New-York, 1937.
- SIEGBAHN - β and γ ray spectroscopy - North Holland Publishing C° Amsterdam 1955.
- HEITHER - The quantum theory of radiations - Oxford Clarendon Press, 1954.
- FRISCH - Progress in nuclear Physics, Pergamon Press, London, 1953.
- R. GORDON, L. BROWNELL - Interaction of phosphorus 32, β rays with matter - Nucleonics, Vol. 10, n° 6, Juin 1952.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION.....	3
I - OBSERVATION DE LA LUMIERE.....	5
I. 1. Source lumineuse.....	6
I. 2. Appareillage d'observation.....	7
I. 3. Protection du personnel.....	7
II - ETUDE SPECTROGRAPHIQUE DE LA LUMIERE	
II. 1. Etude expérimentale.....	9
II. 1. 1. Détermination de la répartition spatiale énergétique de la lumière émise ..	9
II. 1. 2. Spectrogramme de la lumière émise par la source de référence.....	10
II. 1. 3. Spectrogramme de la lumière émise par la pile.....	13
II. 1. 4. Dépouillement des spectrogrammes	14
II. 1. 5. Résultats obtenus.....	15
II. 2. L'effet Cerenkov.....	17
II. 2. 1. Historique.....	17
II. 2. 2. Production de l'effet Cerenkov.....	17
II. 2. 3. Théorie de Frank et Tamm.....	18
II. 2. 4. L'effet Cerenkov dans le modérateur d'une pile à eau lourde.....	22
- noyau radioactif $\beta \gamma$	22
- rayonnement γ	22
III - VARIATION DE L'INTENSITE DE LA LUMIERE EMISE EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE FONCTIONNEMENT DE LA PILE.	
III. 1. Dispositif d'observation et principe de la mesure.....	25
III. 1. 1. Photomultiplicateur.....	26
III. 1. 2. Chambre à paroi de graphite.....	26
III. 2. Utilisation des appareils détecteurs.....	27
III. 2. 1. Evolution du courant I_p lors des variations de puissance de la pile.....	28
III. 2. 2. Divergence du réacteur.....	28
III. 2. 3. Chute de puissance.....	29
III. 2. 4. Stabilisation à une puissance P	29
III. 3. Résultats obtenus.....	30
III. 4. Polarisation de la lumière.....	32
IV - EVALUATION DE L'INTENSITE LUMINEUSE PRODUITE PAR L'EFFET CERENKOV.	
IV. 1. Calcul du nombre de photons émis par une particule β d'énergie E au cours de sa propagation dans l'eau.....	35
IV. 2. Calcul du nombre N_1 de photons créés par effet Cerenkov par les particules β émises par l'éprouvette d'aluminium.....	37
IV. 2. 1. Energie des particules β émises par l'aluminium.....	38

IV. 2. 2. Ralentissement des particules β dans l'aluminium.....	40
IV. 2. 3. Evaluation du nombre de particules d'énergie E se ralentissant dans l'eau.	40
IV. 2. 4. Nombre de photons émis par les particules émises par l'éprouvette d'aluminium.....	43
IV. 3. Calcul du nombre de photons créés par les électrons produits par les rayons émis par l'éprouvette.....	44
IV. 3. 1. Probabilité de création d'un électron par un rayon	44
IV. 3. 2. Energie des électrons Compton créés.....	45
IV. 3. 3. Nombre de photons créés par ces électrons.....	46
IV. 4. Nombre de photons émis par l'éprouvette d'eau au cours de fonctionnement de la pile.....	47
IV. 5. Comparaison entre les valeurs calculées et les résultats expérimentaux.....	48
IV. 6. Conclusion.....	50
REMERCIEMENTS.....	51
BIBLIOGRAPHIE.....	53

FIN