

VINCENT BOGUI

Recherches systématiques sur le mécanisme de fonctionnement des compteurs de particules dont les électrodes sont deux cylindres coaxiaux

Annales de la faculté des sciences de Toulouse 4^e série, tome 30 (1966), p. 13-69

http://www.numdam.org/item?id=AFST_1966_4_30_13_0

© Université Paul Sabatier, 1966, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de la faculté des sciences de Toulouse » (<http://picard.ups-tlse.fr/~annales/>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Recherches systématiques sur le mécanisme de fonctionnement des compteurs de particules dont les électrodes sont deux cylindres coaxiaux

par Vincent BOGUI ⁽¹⁾

Centre de Physique Atomique et Nucléaire
Faculté des Sciences, Toulouse

Résumé. — On a mis en évidence un certain nombre de propriétés des décharges de TOWNSEND ou semi-autonomes qui, jusqu'à présent, étaient passées inaperçues ou n'avaient pas été expliquées. Les trois zones caractéristiques de fonctionnement (proportionnalité limitée, résolution, décharges semi-autonomes) peuvent être définies de façon aussi rationnelle par la variation des hauteurs des impulsions recueillies sur l'anode, que par celle de la vitesse de propagation de la décharge le long du fil.

La *zone de proportionnalité limitée* est la zone de fonctionnement des remplissages de vapeur pure; la hauteur moyenne des impulsions y est une fonction parabolique de la surtension $(V - V_a)$, V_a étant le seuil de cette zone, correspondant au début de la propagation de la décharge le long du fil. La vitesse de propagation de la décharge est une fonction exponentielle de $(V - V_a)$. Quand la photoionisation dans le gaz est le mécanisme unique de la propagation, les courbes de variation de la vitesse de propagation concourent un même point, qui définit le seuil V_a .

La définition correcte du seuil V_r de la *zone de résolution* est la suivante : V_r est la tension pour laquelle la distribution des hauteurs d'impulsions devient gaussienne autour d'une valeur moyenne, qui est la « hauteur constante » des théories antérieures. Cette définition est valable quel que soit le remplissage (vapeur organique pure, mélange d'un gaz rare et d'une vapeur organique, etc...). Lorsque la charge développée dans la décharge est inférieure à la charge électrostatique portée par le fil, la hauteur moyenne des impulsions (maximum de la courbe de GAUSS) dépend un peu (variation relative de 10 % entre particule α et particule β), de l'ionisation spécifique de la particule incidente : la hauteur de l'impulsion est d'autant plus grande que l'ionisation spécifique est plus importante.

(1) Actuellement : Professeur à l'Université d'Abidjan (Côte-d'Ivoire).

La variation de la vitesse de propagation avec la tension appliquée permet de résoudre, de façon nouvelle, le mécanisme de cette propagation. Si la vitesse, mesurée au moyen d'un compteur à cathode multiple, ne dépend pas de la distance de la section étudiée à la source de particules, la propagation est principalement due à la photoionisation dans le gaz, de proche en proche, le long du fil. L'autocoupure est parfaite; pour une surtension ($V - V_r$) donnée, la vitesse de propagation est indépendante de la nature du remplissage. Si la vitesse de propagation mesurée dépend de la géométrie (source-détecteur), les photons produits dans la décharge donnent lieu à un effet photoélectrique sur la cathode : la vitesse est alors très grande et peut atteindre 80 cm par microseconde, si l'effet photoélectrique à la cathode est plus important que la photoionisation. L'autocoupure est « imparfaite ».

L'emploi de compteur à parois de verre et graphitage externe a permis de placer le détecteur de façon permanente à une tension supérieure à celles du palier, sans qu'il en résulte une détérioration, et d'étudier la *zone de décharges semi-autonomes*. La courbe de variation de la hauteur moyenne de l'impulsion présente plusieurs points anguleux dont l'existence a été confirmée dans le cas de compteurs à parois métalliques. Lorsqu'un effet « couronne » s'amorce autour du fil, la vitesse de propagation tend vers une valeur limite. On obtient ainsi une vérification expérimentale de la théorie de L. B. LOEB.

Enfin, une étude détaillée de la théorie de WILKINSON permet de justifier l'influence de l'ionisation spécifique de la particule incidente sur la hauteur d'impulsion, et de préciser dans quels cas cette théorie s'applique de façon rigoureuse.

En bref, ces recherches permettent de considérer sous un jour nouveau le mécanisme de la décharge de TOWNSEND dans le cas d'une géométrie cylindrique. Elles ont démontré, entre autres, qu'il est incorrect d'attribuer une importance fondamentale au palier de comptage; il traduit simplement le fait que le nombre d'impulsions par unité de temps varie linéairement en fonction de la tension appliquée; le palier peut appartenir à plusieurs zones de fonctionnement, et, dans de nombreux cas, le seuil véritable de la zone de résolution est supérieur à celui du palier.

Les phénomènes de décharge entre deux électrodes cylindriques coaxiales, en particulier ceux qui peuvent s'observer dans l'étude du mécanisme de fonctionnement des compteurs proportionnels et des compteurs de Geiger-Müller, ont fait l'objet, depuis plus de 30 ans, d'un grand nombre de travaux.

Ce sujet, qui joue un rôle important, non seulement pour la détection et le comptage des particules, mais aussi en dosimétrie nucléaire, peut

paraître, à première vue, et pour un physicien non spécialisé dans ces problèmes, un peu archaïque et presque résolu.

La lecture critique des publications montre cependant que, pour qui veut approfondir les choses, il n'en est rien, et c'est pourquoi il m'a été proposé de reprendre, de façon globale, le mécanisme de fonctionnement dans la région si délicate de transition entre les décharges de TOWNSEND sans effet secondaire et les décharges semi-autonomes qui précèdent la région des « streamers » et celle des étincelles, pour des tensions encore plus élevées.

Parlant des notions acquises, j'ai effectué des mesures systématiques de hauteurs d'impulsions et de vitesse de propagation de la décharge le long de l'anode. Cela m'a conduit à réviser la division en « régions de fonctionnement » telle qu'elle a été admise et à introduire une série de critères plus précis. J'ai, d'autre part, précisé quelques points délicats de la théorie de WILKINSON, et montré quelles sont les conditions à remplir pour que cette théorie s'applique de manière rigoureuse.

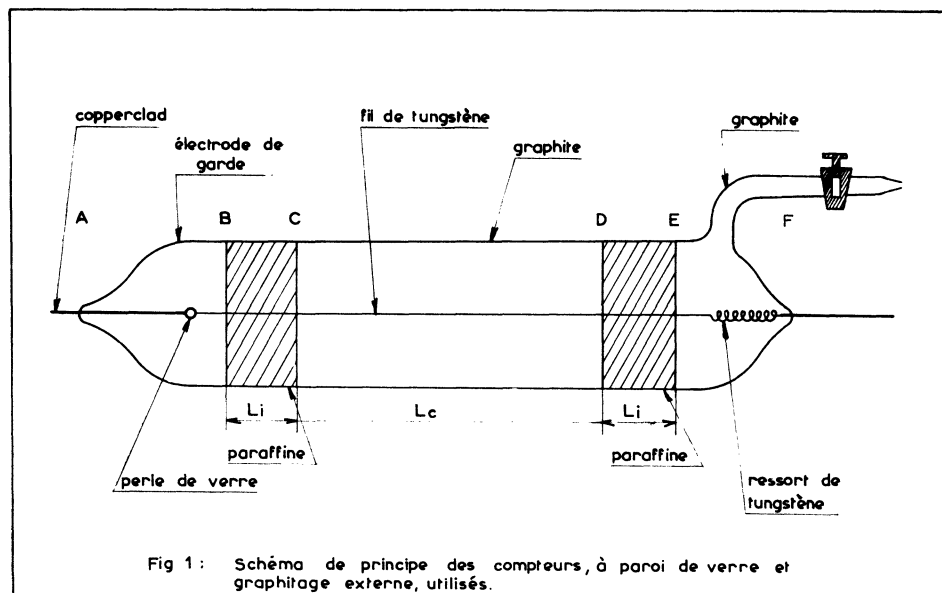
Enfin, l'emploi de vapeurs pures, celui de détecteurs à cylindre de verre, particulièrement stables, m'ont permis de préciser les « conditions aux limites » de la décharge, soit vers la zone de proportionnalité vraie, soit vers celle liée à un effet « couronne » autour du fil.

I. — DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

I. — COMPTEURS UTILISÉS

1° Compteurs pour rayons β et γ .

En tenant compte de l'ensemble des résultats des recherches effectuées dans notre laboratoire sur les compteurs à parois de verre et couche conductrice externe (Be-1, (Be-2), (Be-4), (Be-5), (Be-6), (Bo-1) à (Bo-6), j'ai réalisé des compteurs ayant les caractéristiques suivantes (fig. 1) :

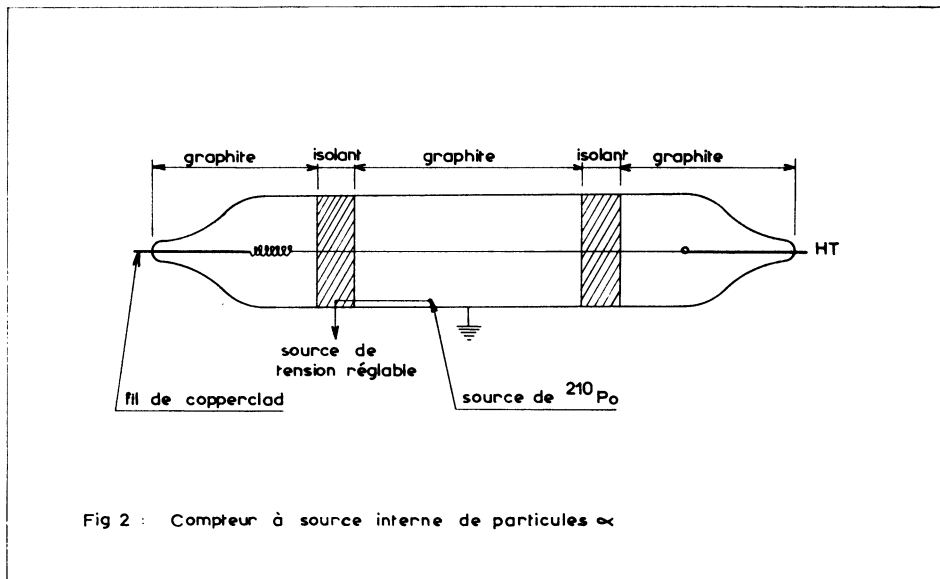


- l'anode est un fil de tungstène dégraphité de 0,1 mm de diamètre.
- un dépôt de graphite colloïdal (aquadag) de longueur L_c , placé sur la paroi externe de l'enveloppe de verre (CD), est maintenu à la masse. Le diamètre intérieur $2b$ des cathodes varie de 19 à 24 mm, leurs épaisseurs étant comprises entre 0,5 et 0,8 mm. Pour des rapports $L_c/2b > 2$ (Be-1), (Be-2) la longueur de la cathode a peu d'influence sur la répartition du champ électrique. C'est pourquoi tous mes compteurs ont une longueur de cathode supérieurs à trois fois le diamètre (Bl-1), Bl-2).
- deux électrodes de garde (AB-EF) matérialisées par du graphite colloïdal entourent la portion CD du cylindre et sont portées au potentiel V du fil anodique. Ces électrodes sont séparées de la cathode par des intervalles isolants (BC et DE) recouverts de paraffine. La longueur L_i de ces intervalles est égale au diamètre interne $2b$ du cylindre (Be-1).

Les compteurs sont construits en verre B 24 (verrerie de Choisy-le-Roi), dont la résistivité à 20° C est de $5,46.10^{11}$ ohm.cm, et le coefficient linéaire de dilatation : α_0^{310} , est de $96,6.10^{-7}$ cm par degré.

2° Compteur à source interne pour la détection de particules α . (fig. 2).

Pour étudier la réponse des compteurs à des particules alpha, un fil de platine de 0,6 mm de diamètre dont une extrémité porte une sphère de platine de 0,8 mm de diamètre, est soudé dans la paroi de verre, sur la région isolante, selon le schéma de la figure 2. La sphère terminale a été



plongée au préalable dans une solution de nitrate de polonium : son activité alpha est inférieure à un microcurie. Le fil de platine et la sphère sont portés au potentiel qui existe normalement dans la région du compteur où se trouve la sphère (Bi-1), (Bi-2), (Bi-3). Les lignes de force du champ électrique ne sont donc pas perturbées. Cette source alpha donne un taux de comptage de l'ordre de 10^4 impulsions par minute.

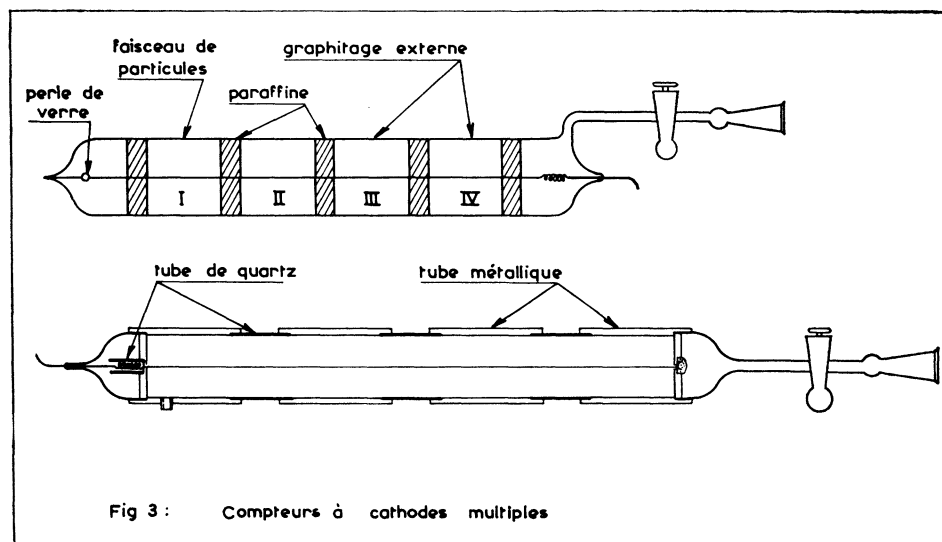
3° Compteurs à cathodes multiples (fig. 3) (bl-2).

Ces compteurs sont surtout utilisés pour mesurer la vitesse de propagation le long du fil.

A) Compteurs à parois de verre.

Le cylindre comporte trois ou quatre sections de même longueur (9 cm), séparées par une couche de paraffine de 25 mm de longueur pour éviter

toute conductibilité superficielle (*fig. 3*). On réalise ainsi une série de détecteurs à anode commune selon le procédé déjà employé dans les



compteurs à parois métalliques (Ku-1). La longueur totale est de 60 cm, le diamètre est de 20 mm.

B) Compteurs à parois métalliques.

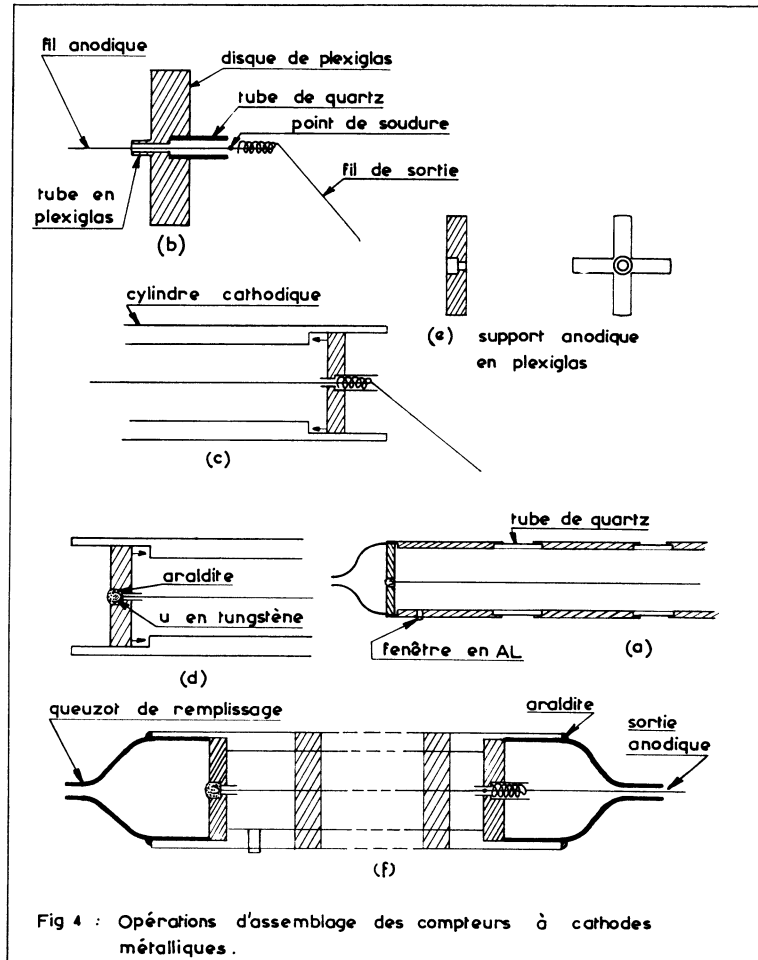
Afin de vérifier les résultats obtenus avec les compteurs à parois de verre, j'ai construit un compteur à parois métalliques comportant une fenêtre en aluminium de 16 microns d'épaisseur environ. On peut ainsi étudier les caractéristiques de la décharge sous irradiation α , β et γ .

Ce compteur (*fig. 3* et 4) comporte 3 cathodes cylindriques en cuivre dont chaque extrémité présente un épaulement interne de 15 mm de profondeur sur lequel viennent s'appuyer le support de l'anode (*fig. 4*) et le tube de quartz (*fig. 4-b*). Deux tubes de quartz de 5 cm de longueur et 20 mm de diamètre extérieur servent d'isolants entre deux cathodes consécutives (*fig. 4-a*) et jouent le rôle des disques recouverts de paraffine dans les compteurs à parois de verre.

La surface interne des cathodes a été soumise à un polissage grossier, puis à un décapage chimique par l'acide nitrique normal, à un polissage fin à l'alumine, enfin à un rinçage à l'eau distillée suivi d'un séchage à l'air comprimé.

Le fil axial, en tungstène dégraphité et poli de 0,1 mm de diamètre, est nettoyé à l'éthanol. Un ressort à boudin, soutenu par un tube de quartz (*fig. 4-b*), assure la tension du fil.

Le queuzot est constitué par un tube en quartz. L'ensemble du robinet et du rodage femelle pour l'adaptation du compteur au système de remplissage est en pyrex. Un raccord « quartz-pyrex » établit la liaison entre les deux parties ainsi constituées.



L'assemblage est effectué de la manière suivante : les deux tubes de quartz sont intercalés entre les cathodes, et l'ensemble est scellé par une colle araldite constituée d'un mélange en parties égales d'un adhésif et d'un durcisseur; l'étanchéité au vide est parfaite; le fil anodique est soudé à son ressort de tension que l'on introduit dans le petit tube de quartz préalablement fixé au disque de plexiglass (*fig. 4-b*). Le support anodique est représenté sur la figure 4-e. L'ensemble fil ressort et support anodique est alors introduit dans le cylindre, de telle manière que le disque

support viennent buter contre l'épaule du cylindre (*fig. 4-c*). A l'autre extrémité du cylindre, le deuxième disque support est mis en place. Le fil est tendu, puis fixé par un U réalisé en tungstène et logé dans la cavité du support (*fig. 4-d*). La fermeture est assurée au moyen d'araldite.

II. — DISPOSITIFS ASSOCIÉS AUX COMPTEURS

1° Sources radioactives.

Les compteurs ont des parois de verre d'épaisseurs comprises entre 0,5 et 0,8 mm; compte-tenu de la densité du verre (*St-1*) et du parcours des électrons (*Bl-3*), les sources de particules β à employer doivent présenter une énergie maximale supérieure à 0,6 MeV : j'ai employé des sources de $^{210}_{82}\text{Bi}$ et $^{86}_{36}\text{Cl}$. Enfin, des sources de $^{241}_{95}\text{Am}$ (α), $^{237}_{93}\text{Np}$ (α) et $^{185}_{74}\text{W}$ (β) ont été employées pour étudier des compteurs à parois métalliques et des compteurs du type « cloches » fabriqués par la société L. C. T. Les sources sont évaporées au centre d'un anneau en laiton chromé, sur un support plastique ou métallique mince; le diamètre de la partie radioactive est voisin de 4 mm.

J'ai employé, pour les irradiations γ , des sources de $^{22}_{11}\text{Na}$, $^{60}_{27}\text{Co}$ et $^{88}_{39}\text{Y}$.

2° Gaz et vapeurs organiques.

Les gaz rares (He, Ne, Ar) sont de la qualité « spectroscopiquement pure » de la société « L'Air Liquide »; ils ne contiennent que quelques parties par million d'oxygène et de vapeur d'eau; ces quantités sont beaucoup trop faibles pour avoir quelque influence que ce soit sur le mécanisme de fonctionnement du détecteur.

Les vapeurs organiques subissent des distillations fractionnées très soignées (*To-1*) avant leur introduction dans les détecteurs. Le critère de pureté est établi au moyen d'un chromatographe en phase gazeuse utilisant l'hélium comme gaz vecteur. Les constantes physiques (indice de réfraction à 20° C pour les raies D du sodium, point d'ébullition, spectre RAMAN) des liquides employés (acétone, hexane normal, méthylal, éther éthylique, éther isopropylique, métaxylène) sont rigoureusement identiques à celles données dans la littérature (*Hu-5*).

3° Systèmes de pompage et de remplissage.

Une pompe à palettes fournit le vide primaire (valeur limite de l'ordre de 10^{-2} torr.). Un piège à anhydride phosphorique intercalé dans la canalisation retient la vapeur d'eau. Les vapeurs organiques sont évacuées directement par une trompe à eau placée à l'autre extrémité de l'installation. On évite ainsi une pollution trop rapide des huiles des pompes.

Une pompe à diffusion d'huile de silicones donne un vide limite de 10^{-4} torr dans les compteurs; la mesure de la pression s'effectue à l'aide d'une jauge Pirani pour le vide primaire et d'une jauge d'ionisation à cathode froide pour le vide secondaire.

La jonction entre le bloc de pompage métallique et le reste de l'installation en pyrex est assurée par une soudure « Kovar »; le banc de remplissage est constitué par :

— des ampoules en verre pyrex de 100 cm^3 , destinées à recevoir les liquides organiques. Ces ampoules sont pompées durant 48 heures avant l'introduction du liquide.

— des ballons de 1 litre reliés à des bouteilles métalliques de 0,8 litre, contenant le gaz rare. Ces bouteilles métalliques sont munies d'un manomètre indiquant la pression intérieure de la bouteille et d'un détendeur qui délivre le gaz sous la pression atmosphérique. J'ai rendu parfaite l'étanchéité des manomètres en remplaçant les joints de caoutchouc usuels par des joints en plomb.

La mesure des pressions de remplissage s'effectue à l'aide d'un manomètre à mercure. La précision de lecture est de l'ordre de 0,5 torr.

III. — CIRCUITS ÉLECTRIQUES ASSOCIÉS

Ils sont schématisés sur la figure 5.

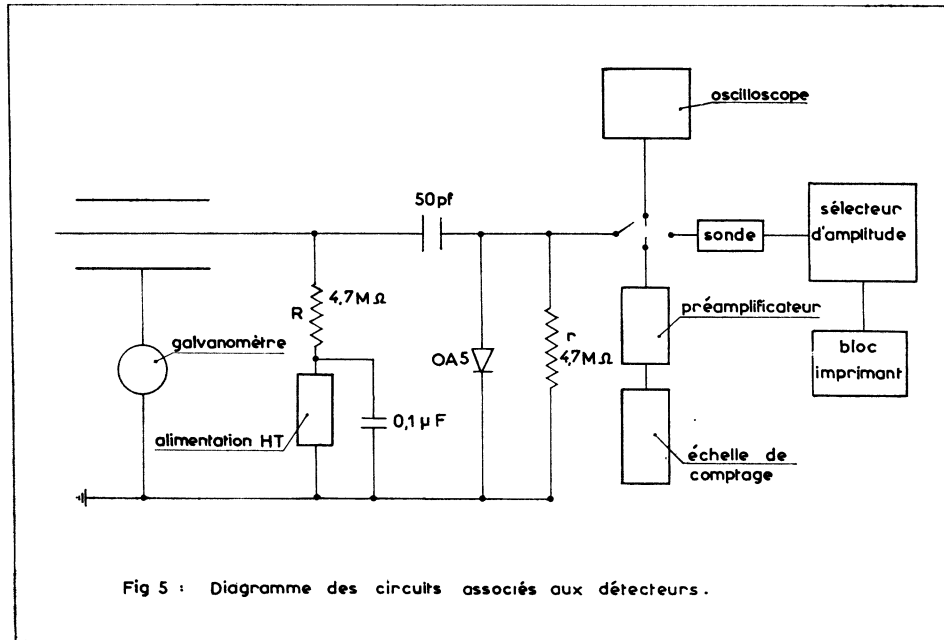
1° Appareils de mesure.

L'alimentation de haute tension est réglable de façon continue de 250 à 5 000 volts; la tension appliquée est appréciée sur l'appareil de lecture, à mieux que 1 %. Pour protéger la source de tension des oscillations de haute fréquence issues du compteur, un condensateur de $0,1\text{ }\mu\text{F}$ est disposé à la sortie du câble, entre la source de haute tension et la masse.

Le galvanomètre G mesure le courant dans le détecteur et peut fonctionner en balistique avec une période de 12 secondes. On mesure ainsi le courant dans le compteur, en couvrant une gamme comprise entre 10^{-8} A et $1,6.10^{-3}\text{ A}$ pour les intensités de courant; on en déduit ainsi les charges de $0,53.10^{-8}\text{ Cb}$ à 4.10^{-5} Cb .

La diode OA 5 élimine les impulsions positives parasites que pourrait subir le dispositif de mesure. En effet, les impulsions parasites positives appliquées au circuit électronique de comptage réduisent l'amplification des lampes conductrices, d'où une certaine diminution du taux de comptage observé en étudiant les paliers de fonctionnement des compteurs. L'introduction de la diode dans le circuit fait disparaître totalement cette irrégularité de comptage et sert à ramener plus rapidement l'ensemble du circuit dans son état initial à la fin de l'impulsion.

Les impulsions sont prélevées sur le fil anodique, aux bornes de la résistance de $4,7\text{ M}\Omega$, elles sont observées sur l'écran d'un oscilloscope Ribets Desjardins, type 246 A pour l'examen des phénomènes ordinaires.



Les phénomènes plus rapides (temps de montée des impulsions anormalement grandes...) sont observées sur l'écran d'un oscillographe Tektronix, type 517 A.

2° Appareils de comptage.

Pour étudier les distributions des hauteurs d'impulsions, j'ai utilisé un sélecteur d'amplitude à 100 canaux associé à un préamplificateur linéaire. Le type PW-4072 destiné à l'amplification d'impulsions à amplitudes variables telles que celles provenant de détecteurs proportionnels, est muni d'un atténuateur d'entrée et demeure insensible à la surcharge par les impulsions de grande amplitude.

Il est souvent commode de disposer de plusieurs spectres afin de pouvoir les superposer et de mieux les comparer. J'ai alors utilisé un sélecteur d'amplitude à 400 canaux type SA 40 : les impulsions issues du compteur sont converties sous forme numérique dans le circuit du convertisseur analogique. Pour chaque impulsion d'entrée acceptée pour l'analyse, ce circuit fournit un train d'impulsions d'amplitude constante dont le nombre est directement proportionnel à l'amplitude de l'impulsion d'entrée. Un calculateur numérique traite les informations fournies par le convertisseur.

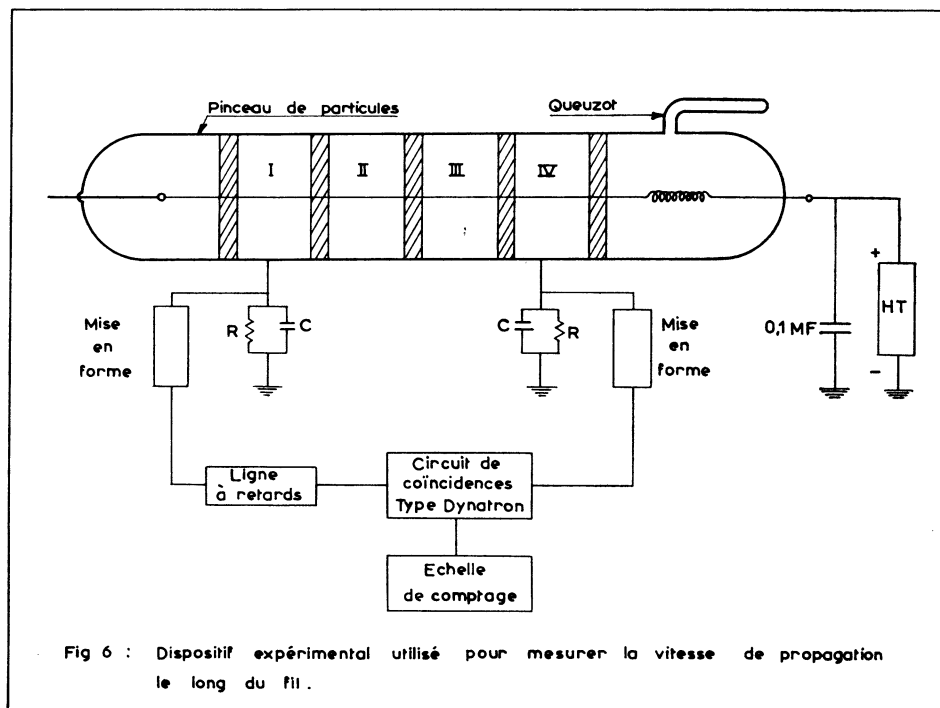
Si le nombre d'impulsions fourni par le convertisseur est N , une impulsion sera enregistrée dans la mémoire à l'adresse N (numéro du canal). Un bloc imprimant rapide, type RG 21, permet l'enregistrement du spectre sur bande de papier tandis qu'une sonde standard, type S 22, renferme un préamplificateur de charge, assurant la conversion charge-courant.

IV. — MESURE DE LA VITESSE DE PROPAGATION DE LA DÉCHARGE LE LONG DU FIL

(fig. 6), (Bo-3), (Bo-4)

Les impulsions sont recueillies sur les cathodes, aux bornes d'un circuit (RC).

Les impulsions provenant de n'importe quelle section graphitée passent dans un circuit de mise en forme, qui délivre une impulsion calibrée en amplitude et en durée. Cette mise en forme de l'impulsion s'est avérée nécessaire à cause de la grande différence de forme qui existe entre les impulsions du compteur de Geiger-Müller (ou GM dans ce qui suit) et celles délivrées par les amplificateurs. Deux tiroirs à retard, dont chacun comporte six tronçons de ligne à retard, à constantes réparties, sont intercalés sur le trajet des impulsions venant de la section (1) irradiée :



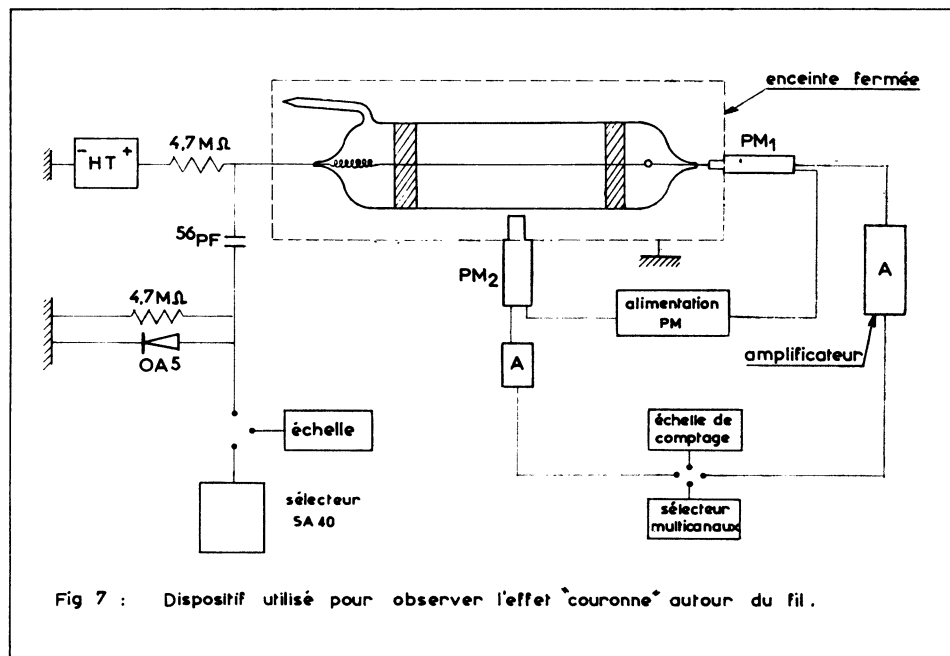
les retards ainsi introduits sont commutables en série, dans un ordre quelconque, ce qui permet de réaliser un retard global pouvant varier de 0,1

à 4 microsecondes pour chaque tiroir. Ces tiroirs à retard sont placés en série avec la ligne à retard du circuit de coïncidences : au total, on dispose d'un retard maximal de $9 \mu s$ réglable par paliers successifs de 0,05 microseconde.

On irradie une extrémité du compteur à cathodes multiples à l'aide de particules α , β ou γ bien collimatées et l'on mesure le temps de propagation de la décharge à l'autre extrémité. On en déduit la vitesse de propagation. Pour déterminer le temps de propagation, j'ai utilisé la méthode dite des coïncidences retardées. Les impulsions issues de l'extrémité irradiée sont mises en coïncidences avec celles des autres sections du compteur. Le taux de coïncidences enregistrées en fonction du retard introduit passe par un maximum : le temps de propagation sera le retard moyen correspondant au maximum des coïncidences enregistrées. Puis, on détermine le meilleur temps de résolution du circuit de coïncidences afin d'enregistrer toutes les coïncidences vraies et d'éliminer les fortuites. Pour un retard donné, on trace la courbe donnant le taux de coïncidences en fonction du temps de résolution. Le début de la variation linéaire du taux de coïncidences détermine le temps de résolution, qui, ici, est égal à 0,4 microseconde. Cette méthode permet de vérifier que la propagation s'effectue bien de l'extrémité irradiée vers l'extrémité non irradiée du compteur car si l'impulsion de la section non irradiée était retardée par rapport à celle de la section irradiée, le taux de coïncidences enregistrées se confond avec le mouvement propre (coïncidences fortuites). De même, (la section I étant toujours irradiée) les coïncidences II et III, en retardant les impulsions II, conduisent à une vitesse de propagation alors que l'opération inverse ne donne rien.

V. — OBSERVATION DE L'EFFET « COURONNE » AUTOUR DU FIL ANODIQUE

Le seuil de décharge par effet couronne est caractérisé par une émission de lumière le long du fil ainsi que l'a montré L. B. LOEB. Pour observer cet effet lumineux, j'ai utilisé deux photomultiplicateurs (PM dans ce qui suit) de type 53 AVP disposés l'un à la cathode, l'autre à une extrémité du compteur, dans l'axe du fil (*fig. 7*). Les impulsions issues de chaque PM sont amplifiées avant de passer dans l'échelle de comptage et le sélecteur multicanaux. Les impulsions issues du compteur sont directement prélevées sur le fil. Des verres filtrants sont intercalés entre le compteur et le PM. L'ensemble compteur et PM est enfermé dans une enceinte métallique de grandes dimensions (longueur : 80 cm, largeur : 40 cm, hauteur : 20 cm) dont l'intérieur est peint en noir afin de réduire les réflexions multiples et d'éliminer toute lumière parasite.



II. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA ZONE DE PROPORTIONNALITÉ LIMITÉE

Des remplissages de vapeurs pures (trifluorure de bore, méthane, etc...) sont très couramment utilisés dans les compteurs proportionnels; ils permettent d'obtenir des coefficients d'amplification importants dans le domaine proportionnel proprement dit, ce coefficient restant, jusqu'à des valeurs très élevées, une fonction exponentielle de la tension. De plus, les vapeurs polyatomiques ont un pouvoir d'arrêt élevé, bien souvent supérieur à celui du xénon (Pe-1).

Pour les vapeurs pures, la gamme de tensions correspondant à la région de proportionnalité limitée est beaucoup plus étendue que dans le cas des remplissages (gaz rare + vapeur pure) où elle n'est que de quelques dizaines de volts.

L'étude systématique de cette région de transition, qui a jusqu'ici été l'objet de très peu de travaux, est beaucoup plus fructueuse pour les vapeurs pures, et j'ai donc adopté de tels remplissages.

I. — HAUTEURS NORMALES D'IMPULSIONS VITESSE DE PROPAGATION DE LA DÉCHARGE

BLANC (Bl-2) a étudié la distribution des hauteurs d'impulsions dans le domaine de la proportionnalité limitée et montré que la variation de la charge moyenne par impulsion est de la forme parabolique représentée par l'équation :

$$\bar{q} = BL \sqrt{V - V_a}$$

$\bar{q}$ = charge moyenne par impulsion avec :

$$\bar{q} = \frac{I}{N}$$

I étant le courant qui traverse le compteur,

N, le taux de comptage par seconde,

L, la longueur efficace,

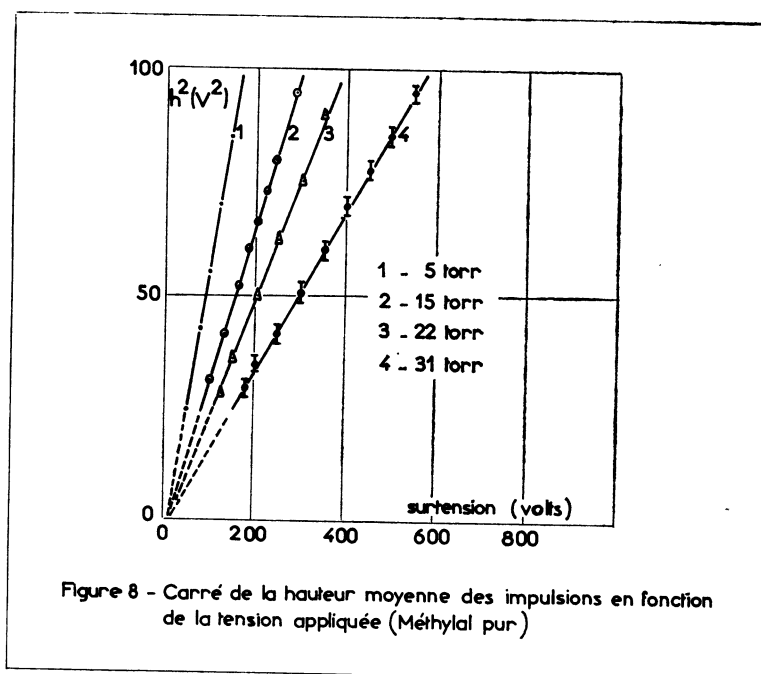
B, une constante, caractéristique du remplissage,

V_a , la tension caractéristique du début de la région de proportionnalité limitée.

Les hauteurs d'impulsion déterminées au moyen d'un sélecteur multi-canaux, confirment cette variation parabolique. Sur la figure 8, est porté le carré de la hauteur moyenne en fonction de $(V - V_a)$, V_a étant la tension de démarrage de la zone de proportionnalité limitée.

1° Définition du seuil V_a de la zone de proportionnalité limitée.

Plusieurs méthodes sont utilisables pour déterminer V_a . BLANC (Bl-2) indique que V_a peut être définie comme étant la tension pour laquelle l'extrapolation de la courbe expérimentale donnant le courant qui traverse le compteur en fonction de V coupe l'axe des tensions. Sur la figure 8, les droites $h^2 = f(V - V_a)$ concourent en un même point qui définit V_a . Cette détermination coïncide avec la méthode $I = f(V)$.



De façon plus précise, on peut dire que le seuil V_a est la tension pour laquelle la propagation de la décharge le long du fil commence à se produire. J'ai vérifié que cette définition conduit à des valeurs identiques à celles obtenues par la méthode $I = f(V)$.

2° Vitesse de propagation pour les remplissages de vapeurs pures.

Aucune mesure de vitesse de propagation de la décharge dans les compteurs remplis de vapeurs polyatomiques pures ne semble avoir été faite. C'est pourquoi j'ai étudié un certain nombre de vapeurs et de mélanges (Bo-1), (Bo-2).

L'étude de la vitesse de propagation permet de classer en deux catégories les vapeurs organiques utilisées ;

a) *Vapeurs pour lesquelles on obtient la même valeur de la vitesse, quelle que soit la combinaison entre les diverses cathodes.*

C'est le cas de l'éther éthylique, de l'éther isopropylique, du méthylal. La figure 9 résume les résultats obtenus dans le cas du méthylal pur. Pour tous ces composés, la courbe présente un point anguleux d'autant plus marqué que la pression est plus grande; ce point anguleux correspond à une vitesse de propagation voisine de 4,7 cm par microseconde, quelle que soit la pression de remplissage. Au-dessus du point anguleux, la variation de la vitesse est exponentielle; en ordonnées logarithmiques les droites obtenues concourent en un même point, qui définit le seuil V_a . La propagation de la décharge s'effectue essentiellement par photoionisation dans la vapeur.

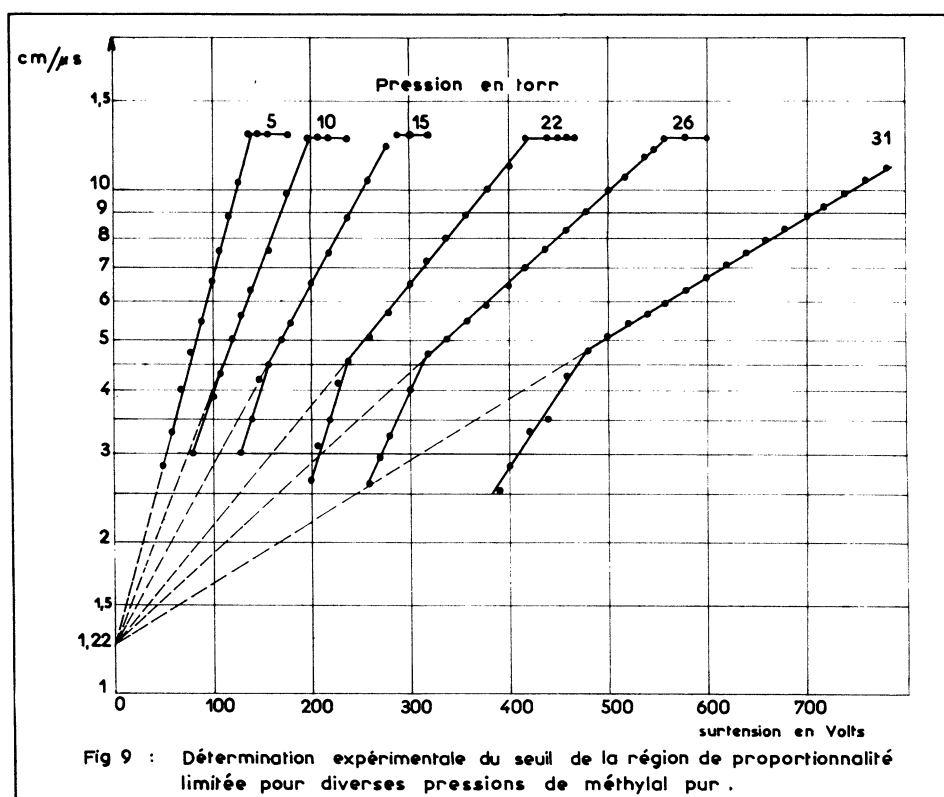


Fig 9 : Détermination expérimentale du seuil de la région de proportionnalité limitée pour diverses pressions de méthylal pur .

b) *Vapeurs pour lesquelles la vitesse mesurée dépend des cathodes en coïncidences.*

C'est le cas de l'hexane, de mélanges d'hexane et de méthylal, de l'acétone. La vitesse de propagation est fonction de la distance qui sépare la source de la cathode considérée. Il existe encore un point anguleux,

mais qui correspond à une valeur très élevée de la vitesse de propagation (36 cm.s^{-1} dans le cas de l'acétone). Ces vapeurs manifestent un effet photoélectrique important à la cathode, qui est responsable, en majeure partie, de la propagation de la décharge le long du fil anodique.

II. — EXISTENCE D'IMPULSIONS ANORMALEMENT GRANDES DANS LES COMPTEURS A PAROIS DE VERRE ET COUCHE CONDUCTRICE EXTERNE

Dans les compteurs à parois métalliques, on a mis en évidence des impulsions anormalement grandes, dans le cas de remplissages de vapeurs pures ou de mélanges à fortes proportions de vapeurs pures. HUBER et alii (Hu-3) sont, semble-t-il, les premiers à avoir observé de telles impulsions. AKPINAR (Ak-1) a donné les propriétés essentielles des impulsions géantes : elles se présentent de façon prédominante aux faibles tensions de fonctionnement lorsqu'une particule lourde fortement ionisante pénètre dans le volume sensible. La décharge anormale se présente sous la forme d'un « streamer » entre l'anode et la cathode.

FUNFER et NEUERT (Fu-1) ont montré que l'apparition des impulsions géantes est une propriété générale de tous les compteurs remplis de vapeur pure ou contenant une proportion de vapeur importante par rapport au gaz permanent. Dans de nombreux cas, ces impulsions anormalement grandes apparaissent dans le domaine de proportionnalité limitée sous irradiation alpha. Aux tensions plus élevées (zone de résolution) les rayons bêta peuvent également produire des impulsions géantes dans les vapeurs pures.

J'ai repris l'étude des impulsions géantes en considérant l'irradiation alpha du compteur à source interne représenté sur la figure 2 et l'irradiation bêta; un compteur identique au compteur de la figure 2 est irradié par une source de ^{210}Bi (ou Ra-E).

1) *Pour les vapeurs pures* étudiées, sous irradiation α , on observe des impulsions géantes dont la forme et la hauteur dépendent de la pression totale et de la nature de la vapeur organique. Cependant, dans aucun cas je n'ai observé d'impulsions « doubles » comme celles rapportées par FUNFER et NEUERT (Fu-2). *Toutes les impulsions géantes ont la même durée totale que les impulsions proportionnelles normales, mais leur temps de montée est 3 à 5 fois plus faible que le temps de montée des impulsions normales.*

Lorsque l'irradiation β fournit des impulsions géantes, celles-ci présentent les mêmes caractéristiques que celles obtenues sous irradiation α : même temps de montée, même durée totale.

La hauteur des impulsions géantes augmente en fonction de la tension, puis demeure constante. Cette hauteur maximale diminue lorsque la pression de vapeur augmente.

2) *Un mélange argon-méthylal* contenant 40 % de méthylal pour une *pression totale de 100 torr* fut étudié. Un compteur β identique au compteur à source α , fut rempli dans les mêmes conditions que ce dernier. Le compteur à source α donne des impulsions multiples de 80 volts pour $V = 2\,300$ volts alors que les impulsions normales ont 9 volts (seuil de démarrage : 1 030 volts, palier 300 volts de 1 260 à 1 560 volts, courant $I = 3 \cdot 10^{-6}$ A à 2 300 volts). Pour le compteur β , aucune impulsion multiple n'est obtenue jusqu'à 2 500 volts (le palier de comptage couvrant la même gamme de tensions).

D'après RAETHER (Ra-1), les impulsions anormalement grandes, qui correspondent à une irradiation radiale, peuvent se déclencher lorsque la charge d'espace comporte plus de 10^8 ions par décharge. J'ai calculé le nombre d'ions qui correspond à la formation possible d'un « *straemer* » dans les compteurs étudiés ici, et j'ai constaté que c'est toujours le cas.

Il semble donc que *ces impulsions géantes soient bien dues au développement d'un phénomène de prédécharge radiale entre le cylindre et le fil.*

III. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA ZONE DE RÉOLUTION

La zone dite de « résolution », dont le nom vient de l'existence d'un temps mort, est définie comme étant celle dans laquelle *la décharge se propage sur toute la longueur du fil*; la hauteur de l'impulsion serait alors entièrement indépendante de la valeur de l'ionisation primaire créée par la particule incidente. Ces données, admises généralement, méritaient une vérification précise.

I. — DÉFINITION ET DÉTERMINATION DE LA TENSION V_r , SEUIL DE LA ZONE DE RÉOLUTION

1° Emploi de la vitesse de propagation de la décharge le long du fil.

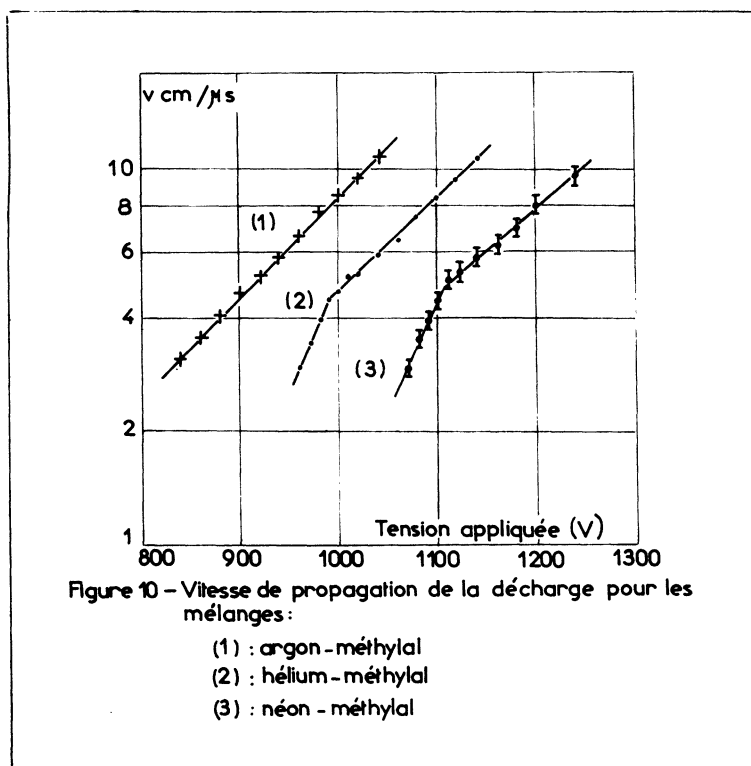
D'après KORFF et PRESENT (Ko-2), Ko-3), les photons produits lors des décharges de TOWNSEND dans un mélange autocoupeur à vapeur organique sont fortement absorbés par la vapeur polyatomique; la décharge se propagerait de proche en proche par photoionisation du gaz très près du fil. On sait que les expériences de CRAGGS et JAFFE (Cr-1) sur les mélanges argon-méthane contredisaient ce schéma et prouvaient qu'il existe une photoémission à la cathode. Tout récemment, VON FRANKE et ses collaborateurs (Vo-1) ont fait trois séries d'expériences pour déterminer quelle forme de propagation (photoionisation du gaz ou effet photoélectrique à la cathode) se manifeste dans les tubes autocoupeurs. En intercalant une grille entre l'anode et la cathode du compteur, ils concluent à un effet photoélectrique, à la cathode négligeable. La mesure des temps de propagation montre que, dans certaines conditions expérimentales, l'effet photoélectrique à la cathode n'est plus négligeable (Fr-1) : les décharges les plus rapides se propagent par effet photoélectrique à la cathode, confirmant les conclusions de MORTIER, SEGART et DEMUYNCK (Mo-2) qui ont étudié la vitesse de propagation de la décharge dans les compteurs GM remplis d'(argon-éthanol) et de (krypton + éthanol).

A l'aide du dispositif donné sur la figure 6, j'ai étudié divers remplissages constitués par des mélanges d'un gaz rare et d'une vapeur organique; ces mélanges « classiques » peuvent se répartir en deux catégories selon la forme de la courbe de variation de la vitesse de propagation en fonction de la tension appliquée, dans la région du palier de comptage.

a) *Mélanges pour lesquels la vitesse de propagation varie régulièrement sur toute la longueur du palier de comptage sans point anguleux.*

Ce sont les mélanges argon-méthylal (fig. 10) argon-éther isopropylique, argon-éther éthylique... Pour ces remplissages et aux erreurs expérimentales près, les vitesses déterminées demeurent indépendantes des sections en coïncidences, donc de la distance utilisée pour les mesurer.

Pour le seuil V_0 du palier de comptage de la section irradiée, la vitesse mesurée est de l'ordre de 5 cm par microseconde (elle est comprise entre

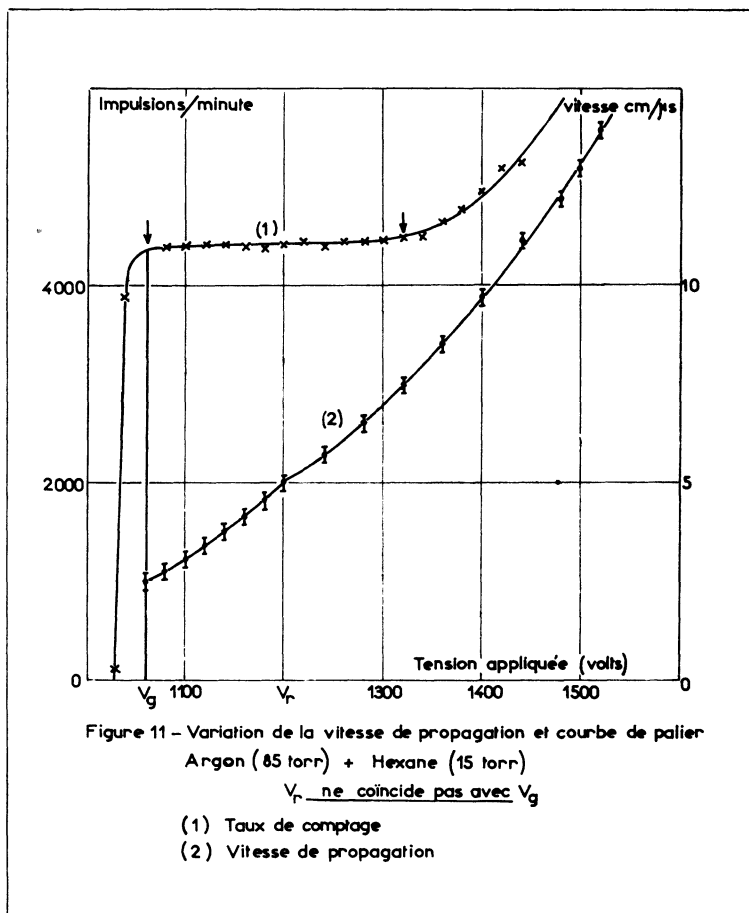


4,75 et 5,06 cm par seconde, selon la proportion gaz rare + vapeur organique). Le mécanisme unique de la propagation est la photoionisation. Dans le cas actuel, le seuil V_r de la région de résolution coïncide avec le seuil V_0 du palier; la vitesse de propagation y est voisine de 5 cm par microseconde.

b) *Mélanges pour lesquels la courbe donnant la vitesse présente un point anguleux.*

C'est le cas de toutes les vapeurs organiques étudiées, associées au néon et à l'hélium. La figure 10 représente la variation de la vitesse de propagation, en ordonnée logarithmique, pour le méthylal associé à l'argon, au néon et à l'hélium, pour une pression totale de 84 torr et pour 10 torr de méthylal. Comme dans le cas du méthylal pur, les remplissages (hélium-méthylal) et (néon-méthylal) présentent un point anguleux pour la valeur de la vitesse de l'ordre de 5 cm/microseconde. De plus, les vitesses mesurées dépendent des sections en coïncidences, donc de la distance utilisée pour les déterminer. Si l'on trace la courbe de palier de comptage en même temps que

la variation de v en fonction de la tension appliquée (fig. 11), le point anguleux est dans la région du palier. La valeur de la vitesse au point anguleux est voisine de 5 cm/microseconde. Dans ce cas, l'effet photoélectrique à la cathode est le mécanisme prépondérant.



Ces résultats sont valables dans le cas des compteurs à parois de verre et graphitage externe, comme dans celui des détecteurs à cathodes métalliques.

La tension V_r pour laquelle la vitesse de propagation atteint la valeur de 5 cm/microseconde est donc une caractéristique importante des remplissages de gaz rare et de vapeur organique. Il est intéressant de remarquer que, quel que soit le remplissage (gaz rare + vapeur organique) utilisé, la vitesse de propagation de la décharge le long du fil est pratiquement la même pour des surtensions $V - V_r$ identiques. Le tableau 1 résume la

valeur de la vitesse en fonction de $V - V_r$ pour divers remplissages, en considérant les sections extrêmes I et IV.

En résumé, il existe deux types de remplissages :

1° *Ceux pour lesquels V_r coïncide avec le seuil du palier de comptage.* C'est le cas des mélanges de nombreuses vapeurs organiques avec l'argon.

2° *Ceux pour lesquels V_r se place au-dessus du seuil du palier.* C'est le cas de mélanges de mêmes valeurs organiques avec le néon ou l'hélium.

2° Emploi des hauteurs d'impulsions.

L'étude du spectre des impulsions obtenu avec un sélecteur multicanaux montre que, lorsque l'on augmente la tension, la distribution des hauteurs

TABLEAU 1. — Variation de $v = f(V - V_r)$ pour divers remplissages.

v cm/ μ s ($V - V_r$) volts	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
Argon 90 torr Méthylal 10 torr	4,75	5,40	5,80	6,65	7,60	8,55	9,45	10,80	12,50	14,20
Néon 90 torr Méthylal 10 torr	4,80	5,35	5,85	6,60	7,35	8,16	8,90	10,50		
Argon 85 torr Hexane 15 torr	4,70	5,30	5,90	6,65	7,70	8,45	9,20	10,70	12,40	
Argon 85 torr Hexane 15 torr	5,05	5,35	5,75	6,30	7,06	7,80	8,90	10,06		

d'impulsions a une forme assez complexe, mais que, lorsque l'on atteint la tension V_r qui vient d'être définie, les impulsions sont réparties selon une courbe de GAUSS autour d'une valeur moyenne.

Cette propriété très importante a été vérifiée dans le cas de remplissages de vapeur organique pure comme dans celui de mélanges (gaz-rare + vapeur organique).

Ainsi, la courbe de palier est une caractéristique de comptage et non une propriété intrinsèque de la zone de résolution. Par contre, quel que soit le remplissage, la distribution gaussienne des hauteurs d'impulsions coïncide avec la tension pour laquelle la vitesse de propagation de la décharge le long du fil a la valeur de 5 cm/microseconde environ. Les propriétés intrinsèques de la zone de résolution sont ainsi communes à tous les remplissages :

— propagation totale de la décharge le long du fil par photoionisation du gaz;

— vitesse minimale de propagation correspondant à 5 cm/microseconde environ;

— distribution gaussienne des hauteurs des impulsions autour d'une valeur moyenne. *Le seuil de la zone de résolution est la tension pour laquelle l'ensemble des propriétés ci-dessus est vérifié pour un remplissage donné.*

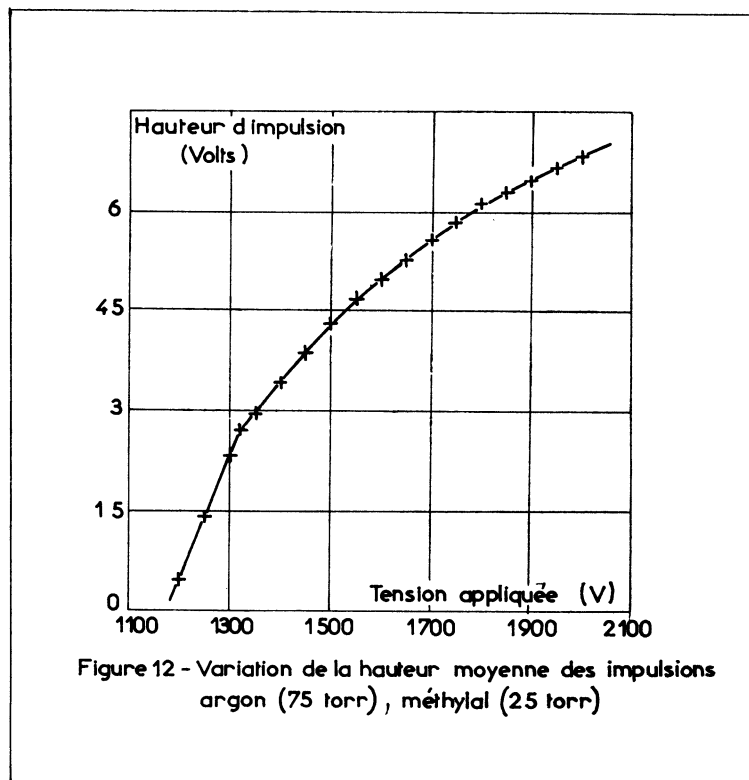
Au total, le seuil de la région de résolution défini comme étant la tension pour laquelle la répartition des hauteurs d'impulsions suit une distribution gaussienne autour d'une valeur moyenne, coïncide, *dans tous les cas*, avec la tension caractéristique V_r déduite de l'étude de la courbe de variation de la vitesse de propagation de la décharge.

II. — ÉTUDE DÉTAILLÉE DE LA HAUTEUR MOYENNE DES IMPULSIONS

1° Existence de points anguleux.

La hauteur moyenne, définie comme étant le maximum de la courbe de GAUSS, et déterminée au moyen d'un sélecteur multicanaux, varie de la même manière que la charge moyenne par impulsion $\bar{q}$. L'étude qui suit a été limitée au cas des mélanges de gaz rare et de vapeur organique.

Pour tous les remplissages étudiés, les courbes de variation de la charge moyenne $\bar{q}$ en fonction de la tension appliquée sont des droites et présentent plusieurs points anguleux (*fig. 12*).



Le premier point intervient pour $m = 1$, c'est-à-dire lorsque la charge développée dans le compteur est égale à la charge électrostatique portée par le fil. Ce point est situé sur le palier de comptage de tous les remplissages étudiés.

Un deuxième point anguleux apparaît vers la fin du palier, pour des valeurs de m comprises entre 1,25 et 1,35 (cas de compteurs à paroi de verre) selon la proportion de méthylal dans le mélange argon-méthylal. Récemment, en faisant varier le diamètre du fil anodique, KERN (Ke-1) a confirmé l'existence d'un tel point anguleux pour $m = 1,24$. COLLINSON et alii (Co-6) obtiennent pour un mélange d'argon, d'oxygène, d'azote et de xénon dans des proportions convenables, une cassure pour $m = 1,22$. D'après (Co-6), ce mélange fonctionne en zone de résolution; dès que $m > 1,22$, le mélange entre en décharge continue. Avec les compteurs à paroi de verre et couche conductrice externe, un troisième point anguleux intervient; pour certains remplissages à forte proportion de méthylal (30 %), on peut même distinguer un quatrième point. Ces mêmes constatations ont été obtenues sur la courbe de variation de la hauteur moyenne obtenue au sélecteur multicanaux. Avec des compteurs à paroi métallique et des diamètres de fil anodique de 0,25 et 0,30 mm, KERN obtient également 3 points anguleux sur la courbe de variation de $m = f(V)$. L'accord est excellent entre les résultats obtenus avec les compteurs à paroi de verre et couche conductrice externe et les compteurs à paroi métallique : l'augmentation du diamètre du fil et l'augmentation de la proportion de vapeur organique produisent les mêmes effets; dans les deux cas, il y a réduction de l'amplification dans le gaz et des effets secondaires; donc on peut monter en tension au-delà de la zone de résolution sans risque de détérioration du compteur.

2° Influence de la nature de la particule incidente.

a) Compteurs à parois de verre et graphitage externe.

La figure 13 montre la variation de la hauteur moyenne de l'impulsion en fonction de la surtension pour une irradiation α , β et γ . La tension V_r se situe à 80 volts de surtension. L'influence du pouvoir ionisant se traduit par :

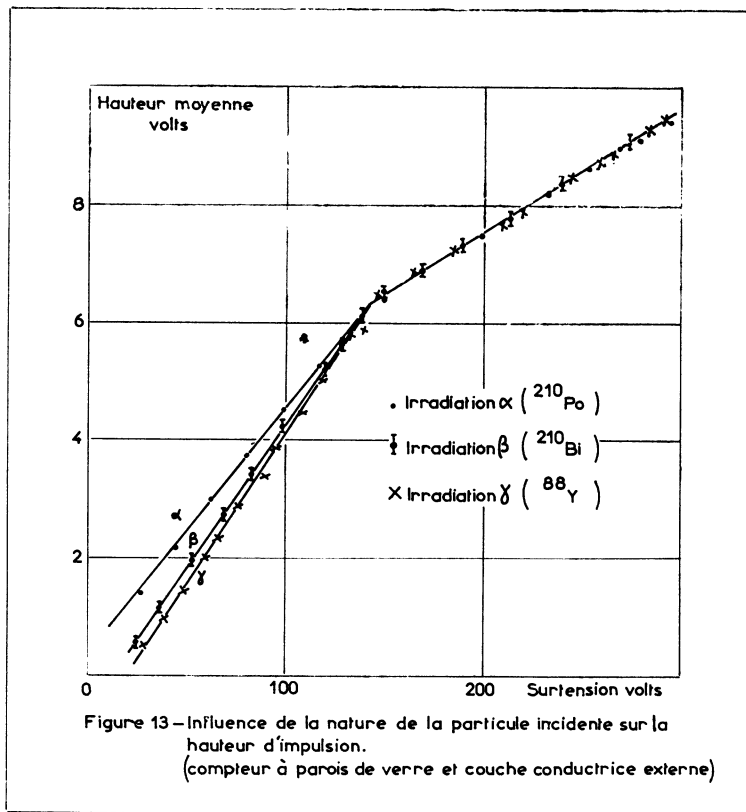
$$\frac{h_\alpha - h_\beta}{h_\beta} \simeq 12 \%$$

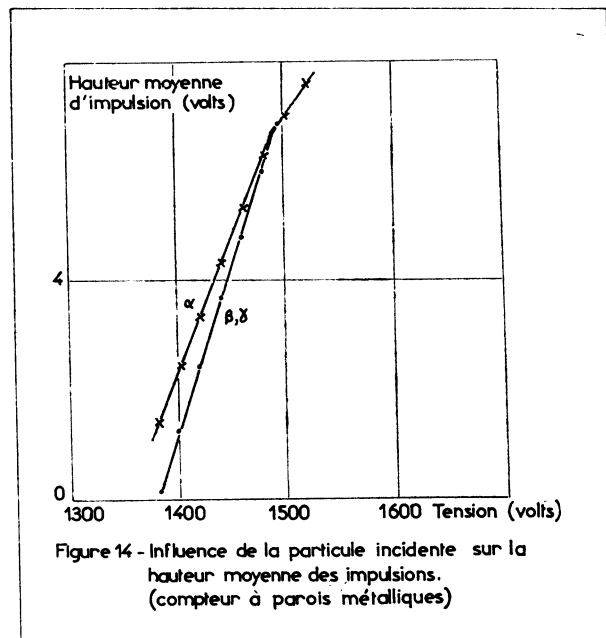
Lorsque $m = 1$, l'influence de la particule incidente disparaît. La tension pour laquelle $m = 1$ n'a aucune relation avec le seuil V_r défini comme étant la tension pour laquelle les impulsions se répartissent suivant la loi de GAUSS autour d'une hauteur moyenne.

b) *Compteur à paroi métallique.*

Il s'agit de compteurs « cloche » à fenêtre de mica, construits par la société L.C.T. La figure 14 résume la variation de la hauteur moyenne pour l'irradiation α du ^{241}Am , β - du ^{36}Cl et γ du ^{60}Co . Les deux courbes relatives aux rayons β et γ se confondent; la variation de la hauteur moyenne permet de mettre en évidence l'influence du pouvoir ionisant de la particule incidente. Pour $V = V_r$, on a :

$$\frac{h_\alpha - h_\beta}{h_\beta} \approx 8,75 \%$$





IV. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA ZONE DES DÉCHARGES SEMI-AUTONOMES

Le comportement des compteurs cylindriques en zone de décharge par effet couronne, a été étudiée par COLLI et alii (Co-1) à (Co-5). Ces auteurs ont établi la possibilité d'utiliser de tels détecteurs comme des compteurs proportionnels ayant un facteur de multiplication indépendant de la tension. Les remplissages étudiés étaient l'argon pur et les mélanges argon + CO₂ (0,1 %) pour des pressions totales variant de 150 à 1 000 torr.

GATTI et PERSANO (Ga-1) ont étudié les fluctuations du courant dans les compteurs en régime de décharge couronne et ont observé que le courant moyen était accompagné d'une faible composante sinusoïdale : en zone de décharge couronne un courant de quelques microampères passe à travers le compteur.

I. — VITESSE DE PROPAGATION

Très peu d'expérimentateurs ont mesuré la vitesse de propagation au voisinage du seuil de l'effet couronne.

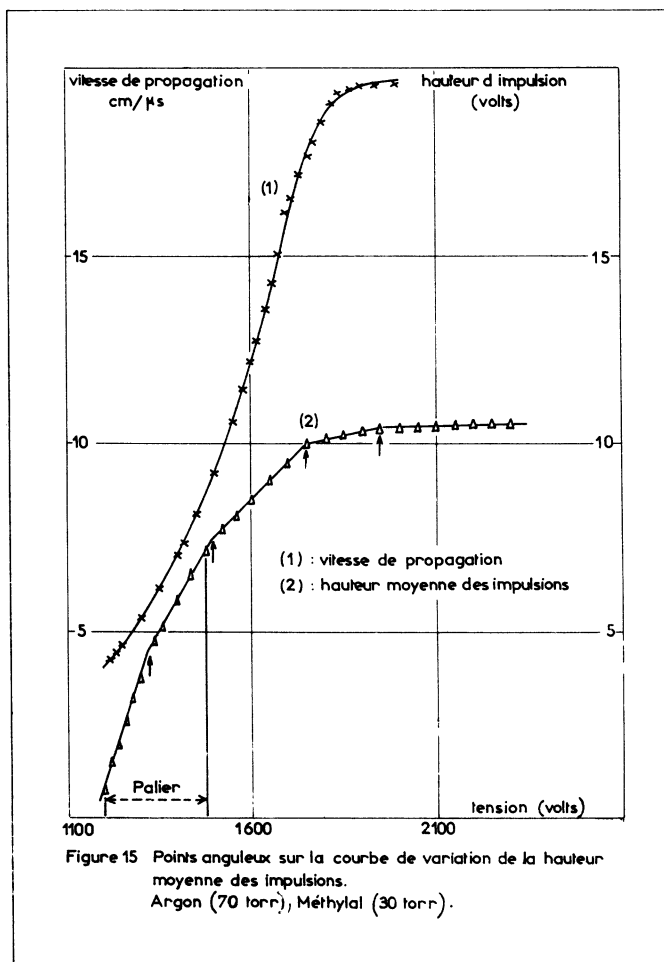
HUBER (Hu-1) (Hu-2) a étendu les études du mécanisme de décharge couronne en géométrie cylindrique coaxiale aux remplissages d'azote, d'oxygène et à leurs mélanges. En utilisant des particules α dont les trajectoires sont transversales et longitudinales par rapport à l'axe, la vitesse de propagation est mesurée dans l'air à diverses pressions comme une fonction de la concentration d'oxygène entre 5 et 20 %. Les vitesses sont comprises entre 10 et 100 cm/microseconde et diminuent lorsque la concentration d'oxygène augmente. Pour déterminer le temps de propagation, HUBER considère que sous irradiation longitudinale, le temps de montée de l'impulsion se compose du temps mis par la particule α pour traverser la longueur du compteur et du temps de formation des avalanches primaires créées par cette particule. Sous irradiation transversale, en plus de ces deux temps, il faut ajouter le temps de propagation de la décharge tout le long du fil. La différence dans les temps de montée des deux types d'impulsions conduit donc au temps de propagation. HERREMAN et LOEB (He-1) utilisent deux P.M. associés au compteur pour déterminer la vitesse de propagation dans l'air au seuil de la couronne stable. C'est un compteur dont l'anode est un fil de platine de 0,13 mm de diamètre et dont la cathode de nickel percée de trous de 1 mm², a un diamètre de 35 mm et une longueur de 20 cm. L'un des P.M. est fixe, l'autre est mobile le long du compteur, ce qui permet de faire varier la distance de propagation. Pour une pression d'air égale à 100 torr, la vitesse mesurée ne dépasse pas 20 cm/ μ s. au seuil de la décharge couronne; pour les pressions d'air de 300 et 400 torr, les vitesses sont nettement inférieures à 20 cm/microseconde. Mais à 200 torr, les vitesses sont plus élevées et atteignent 40 cm/microseconde. De plus, aux pressions de 400 torr, HERREMAN et LOEB ne trouvent aucune impulsion

à 4 cm du point d'irradiation, c'est-à-dire que la distance de propagation est inférieure à 4 cm. HUBER obtient une valeur de 60 cm/microseconde parce qu'elle suppose une propagation totale sur toute la longueur du fil (6 cm de longueur).

Les compteurs à paroi de verre et couche conductrice externe sont très stables et permettent d'appliquer sans inconvénient des tensions assez élevées, et de faire des mesures de propagation dans la région située immédiatement après la courbe de palier, sans qu'il se produise une détérioration rapide du détecteur, (BI-1), BI-2).

1° Mélanges (gaz-rare + vapeur organique).

Au-delà du palier de comptage, la courbe donnant la vitesse de propagation en fonction de la tension tend vers une valeur limite (fig. 15).



Tous les mélanges gaz-rare + vapeur organique étudiés donnent des vitesses limites de propagation inférieure à 20 cm/microseconde.

2° Vapeurs pures.

Les vapeurs pures présentent des vitesses de propagation dont l'ordre de grandeur est très différent. Pour certains vapeurs (méthylal, éther isopropylique...) la valeur limite obtenue est de l'ordre de 15 cm/microseconde et ne dépend pas de la pression. Pour les vapeurs d'hexane, de cyclohexane, d'acétone, les valeurs limites mesurées avec le dispositif expérimental sont supérieures à 20 cm/microseconde et atteignent 80 cm/microseconde dans le cas de l'hexane et du cyclohexane. L'acétone et les mélanges hexane-oxygène, hexane-méthylal donnent une valeur plus faible, mais largement supérieure à celle des mélanges classiques. L'acétone et les mélanges d'hexane avec l'oxygène et le méthylal présentent un domaine de résolution avant d'atteindre la zone de vitesse constante, tandis que l'hexane et le cyclohexane passent directement de la zone de proportionnalité limitée à la zone de décharge par effet couronne.

L'absorption des photons de résonance dans la décharge de Geiger devient ainsi le facteur essentiel dans le mécanisme de propagation. La valeur de la vitesse limite pourrait permettre ainsi de caractériser, pour un remplissage donné, le mécanisme secondaire responsable de la propagation de la décharge le long du fil. Lorsque cette valeur limite est de l'ordre de 20 cm/microseconde, le mécanisme secondaire est la photoionisation du gaz. Pour des valeurs limites supérieures à 20 cm/microseconde, la photoémission à la cathode est responsable de la propagation de la décharge le long du fil.

II. — HAUTEUR MOYENNE D'IMPULSION

La vitesse limite de propagation obtenue par mon dispositif expérimental se situe en zone de décharge par effet couronne. Pour le vérifier, j'ai étudié la variation de la hauteur moyenne au sélecteur d'amplitude et l'apparition d'un effet lumineux autour du fil (*fig. 7*). Divers remplissages ont été étudiés : argon-méthylal, argon-acétone, argon-métaxylène, argon-éther isopropylique. Les résultats sont comparés à ceux obtenus avec l'argon pur pour des pressions variant entre 100 et 200 torr.

1° Hauteur moyenne.

La figure 15 représente la variation de la vitesse de propagation et de la hauteur moyenne des impulsions en fonction de la tension appliquée pour un remplissage argon (70 torr), méthylal (30 torr); l'étendue du palier de comptage est indiquée. On sait que pour $m = 1$ (rapport $\bar{q}/Q_0$ de la

charge moyenne développée dans le compteur à la charge électrostatique par unité de longueur du fil), la courbe de variation de la hauteur moyenne (correspondant au maximum de la distribution gaussienne) présente un point anguleux. Un deuxième point anguleux intervient vers la fin du palier de comptage. Un troisième point anguleux se situe autour de la modification dans le sens de variation de la vitesse de propagation. Enfin, un quatrième point anguleux intervient lorsque la vitesse demeure constante. La hauteur moyenne varie également très peu; la vitesse limite correspond à une hauteur moyenne constante.

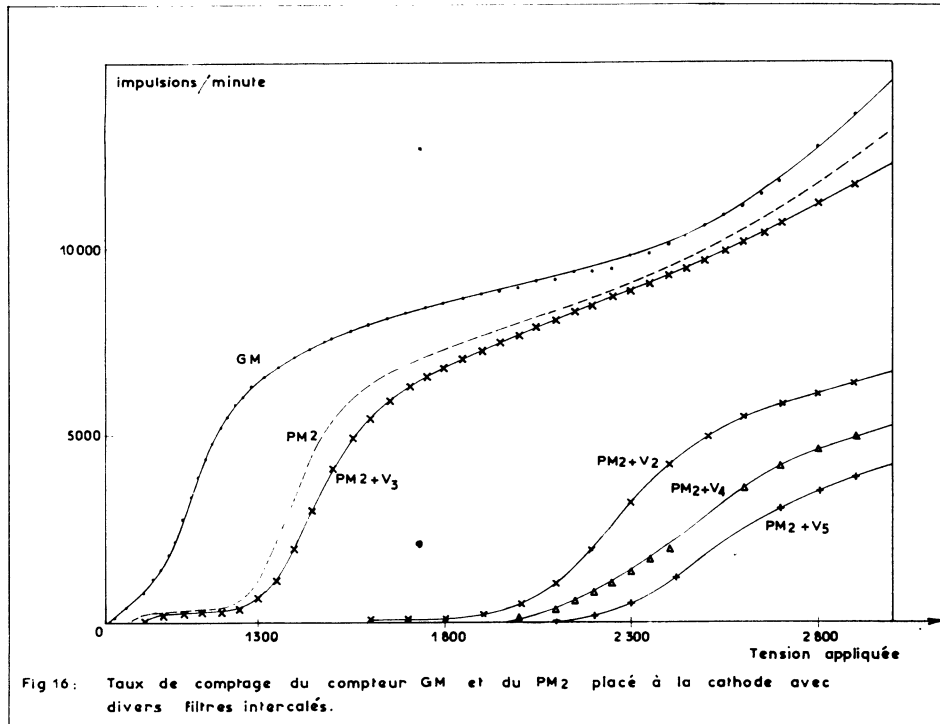
2° Observation de l'effet lumineux autour du fil (fig. 7).

Le seuil de décharge par effet couronne est caractérisé par une émission de lumière le long du fil. Différents verres filtrants (V_1 à V_5) ont été intercalés entre les P.M. et le compteur; ils transmettent de 3 200 Å à 30 000 Å avec un coefficient de transmission voisin de 90 %. Deux verres particuliers transmettent les U.V. et absorbent la lumière visible. Ce sont les verres (Hg 313 + Hg 366) dont la bande de transmission se situe entre 2 980 Å (V_1) avec un coefficient de transmission de 80 % à la longueur d'onde de transmission maximale ($\lambda_{\max} = 3 450$ Å) et les verres Hg 366 dont la bande de transmission s'étend entre 3 550 et 4 000 Å avec un coefficient de transmission de 55 % à 3 750 Å (V_2).

Sur la figure 16 sont portés les taux de comptage du compteur G.M. et du P.M.₂ placé à la cathode avec ou sans filtres intercalés. Le verre V_3 dont la bande de transmission se situe entre 3 200 et 30 000 Å, avec un coefficient de transmission pratiquement constant à partir de 4 000 Å, absorbe très peu d'U.V., et la courbe de réponse est voisine de celle du P.M.₂ sans filtre. Sous irradiation α du ^{210}Po apparaît un palier sur la courbe de réponse du P.M.₂ en zone semi-proportionnelle : au sélecteur d'amplitude, la hauteur de l'impulsion délivrée par le P.M.₂ demeure constante sur cette courbe de palier. Les autres filtres absorbent les U.V. émis lors de la décharge et transmettent les radiations de longueur d'onde voisine du visible. C'est au-delà du palier du compteur G.M. que tous les autres filtres V_4 , V_5 ... associés au P.M.₂ donnent une réponse en impulsions. Le verre V_1 de bandes de transmission comprises entre 2 980 Å, présente un maximum de transmittance à 3 450 Å avec un coefficient de transmission voisin de 70 %. Il absorbe pratiquement toutes les radiations émises; de même le verre V_2 a une bande de transmission trop étroite. Tous les verres transparents dans le visible donnent un taux de comptage très au-delà du palier, pour un mélange classique. La figure 17 représente le taux de comptage des deux P.M. comparé à celui du compteur G.M. pour un remplissage argon (90) + méthylal (10) sous irradiation β^- du ^{36}Cl . Le P.M.₁ (placé le long du fil) enregistre les photons avant le P.M.₂ (ce qui est certainement dû à une

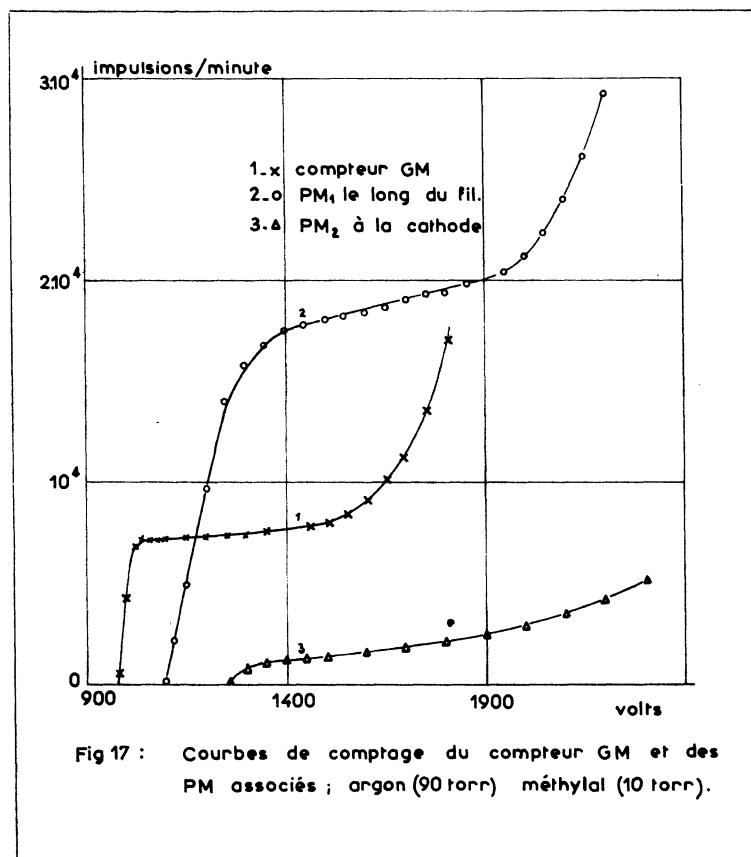
absorption à la cathode). Les deux P.M. présentent un « palier » qui se situe vers la fin du palier Geiger. En se rapportant à la figure 16, on voit que c'est à la fin du palier des P.M. que les filtres transmettent la lumière visible.

L'analyse des hauteurs d'impulsions au sélecteur d'amplitude est représentée sur la figure 18. Les impulsions du compteur ont une hauteur



moyenne qui varie selon la courbe (1) : on remarque trois points anguleux dont le premier est à l'intérieur du plateau de comptage, et le troisième se situe vers la fin du « palier » des P.M.. La courbe (2) se rapporte à la variation de la hauteur moyenne des impulsions délivrées par le P.M.₂ placé à la cathode; la courbe (3) est relative à cette même variation pour le P.M.₁ disposé le long du fil. De la tension de démarrage jusqu'à $m = 1$, les deux P.M. délivrent des impulsions qui se répartissent autour d'une hauteur moyenne dont la variation demeure constante en fonction de la tension appliquée au compteur. Puis apparaît un deuxième pic au sélecteur d'amplitude; il est beaucoup plus aigu pour le P.M.₁, et très large pour le P.M.₂. En augmentant la tension appliquée, seul le deuxième pic varie, le premier demeurant toujours dans le même canal; la hauteur moyenne varie alors linéairement jusqu'à la fin du palier du compteur G.M.. Dans le cas d'un

remplissage d'argon pur, les impulsions issues du P.M.₁ disposé le long du fil ont une hauteur moyenne constante, représentée par la courbe (4) de la figure 18; elle se confond avec le début de la courbe (2) relative au remplissage argon - méthylal.

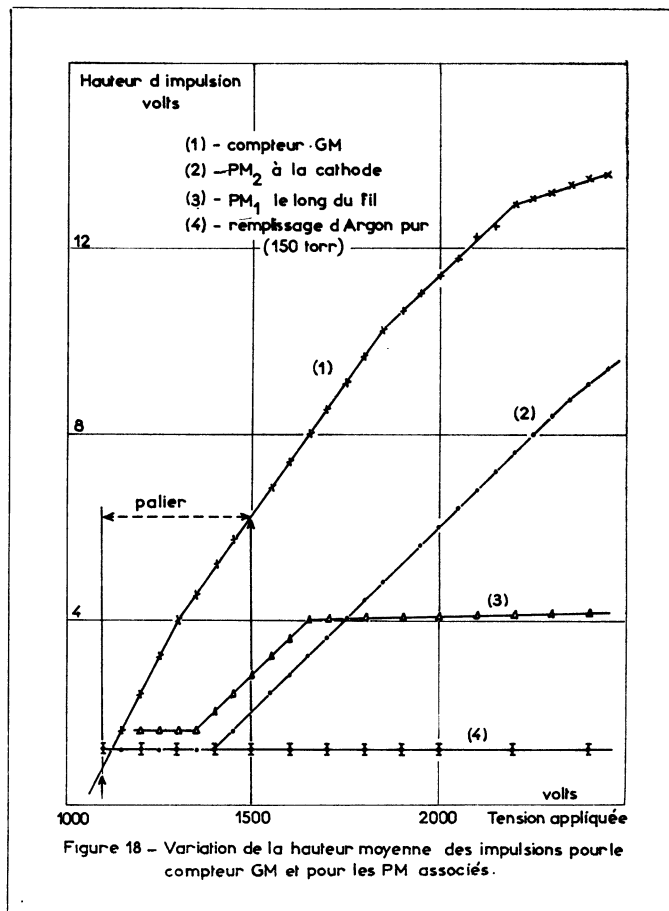


L'évolution des deux pics observés au sélecteur d'amplitude pour les divers mélanges argon + vapeur organique a été étudiée en intercalant des verres filtrants entre les P.M. et le compteur. Avec le verre V₄ dont la bande de transmission se situe entre 3 500 et 30 000 Å, les deux P.M. ne commencent à enregistrer qu'à 1 550 volts au lieu de 980 volts sans filtre, pour un remplissage d'argon (90 %) + méthylal (10 %). De plus, au sélecteur d'amplitude on n'observe qu'un pic dont la variation de la hauteur moyenne se confond avec les courbes (2) et (3) de la figure 18.

Pour chaque décharge, l'intensité des radiations U.V. émises demeure pratiquement constante alors que les radiations placées dans le spectre visible deviennent de plus en plus complexes au fur et à mesure que la

surtension augmente. Tous les remplissages étudiés conduisent aux mêmes conclusions :

- *Le P.M. enregistre les U.V. émis lors de la décharge;*
- *Jusqu'à la fin du palier de comptage, aucune lumière visible n'est émise; celle-ci n'intervient que très au-delà du palier;*
- *La hauteur moyenne des impulsions fournies par le P.M. demeure constante le long du palier jusqu'à la valeur $m = 1$ qui correspond au premier point anguleux dans la hauteur d'impulsion issue du G.M.. De $m = 1$ jusqu'à la fin, la hauteur moyenne augmente linéairement; au-delà du palier, la hauteur augmente moins vite. C'est dans cette zone que les différents verres filtrants intercalés transmettent la lumière visible.*



V. — ÉTUDE THÉORIQUE DES DIVERSES ZONES DE FONCTIONNEMENT

La théorie proposée par WILKINSON (Wi-1) en 1948 reste l'analyse la plus cohérente de la décharge, notamment en ce qui concerne la vitesse de propagation le long du fil. Sur ce dernier point, elle aboutit à des valeurs qui concordent bien, en ordres de grandeur, avec mes résultats expérimentaux. C'est pourquoi j'ai repris cette théorie, en discutant surtout les hypothèses de base faites explicitement ou implicitement par l'auteur.

Certains aspects du comportement du compteur G.M., concernant le mouvement radial de la gaine d'ions positifs formés au voisinage immédiat du fil, ont été étudiés en détail : par exemple la forme de l'impulsion en fonction de la tension et en fonction de la constante de temps du circuit associé (Al-1), (Mo-1), (Ra-2), (Va-1), et le temps mort (Bl-1), (Bl-2), (St-3). Ces phénomènes se présentent après la fin de la décharge elle-même et ne sont pas examinés ici. La théorie de WILKINSON concerne donc les phénomènes qui sont liés à la croissance de la décharge elle-même; elle précise la relation entre le potentiel de démarrage V_d et les variables du compteur, la charge totale développée dans la décharge, la forme de la courbe du plateau, la vitesse de propagation le long du fil.

I. — DÉVELOPPEMENT DE LA DÉCHARGE DANS UN COMPTEUR G.M.

WILKINSON suppose une probabilité constante ε par électron (ou par ion positif) d'une avalanche pour que cet électron engendre une autre avalanche par effet secondaire.

Si $N(1)$ représente le nombre d'électrons (ou d'ions) contenus dans la première avalanche ($N(1)$ est l'amplification dans le gaz pour un électron primaire créé par la particule incidente), la condition d'établissement d'une décharge sera :

$$N(1) \varepsilon > 1.$$

La tension V_d de démarrage correspond à :

$$N(1) \varepsilon = 1 \tag{1}$$

$Z = N(1) \varepsilon$ représente le nombre moyen d'avalanches issues de la première; ε est très faible; sa valeur est de l'ordre de $1,9 \cdot 10^{-6}$ d'après (Ke — 1).

1° Développement de la première avalanche.

L'expression du champ électrique entre électrodes coaxiales cylindriques est, en u. e. s. :

$$E(r) = \frac{V}{r \operatorname{Log} \frac{b}{a}} \tag{2}$$

V étant la tension appliquée au compteur. Si r_e désigne la distance à l'axe au-dessous de laquelle commence l'ionisation par chocs électroniques, l'amplification N (1) pour la première avalanche devient :

$$N(1) = \exp \int_a^{r_e} \alpha(r) dr \quad (3)$$

WILKINSON utilise une variation linéaire du premier coefficient de TOWNSEND avec le champ E,

$$\alpha = K \cdot E \quad (4)$$

Cette approximation est raisonnable dans le domaine des valeurs de E/P existant dans les compteurs (E/P variant entre 200 et 500 V.cm⁻¹ torr⁻¹). L'intégration de (3) donne en tenant compte de (4) :

$$N(1) = \left(\frac{r_e}{a} \right)^{Q_0 C} \quad (5)$$

avec :

$$Q_0 = \frac{2 \pi \epsilon_0 V}{\text{Log} \frac{b}{a}} \text{ et } C = \frac{K}{2 \pi \epsilon_0}$$

Si N (1, r) désigne le nombre d'ions produits dans l'avalanche entre r_e et r (pour r compris entre r_e et a), on a :

$$N(1, R) = \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q_0 C} \quad (6)$$

2° Relation entre la tension de démarrage V_d et les variables du compteur. Vérification expérimentale.

Si l'on considère que le seuil V_p de la zone de proportionnalité vraie correspond au rayon a du fil, on obtient :

$$\frac{r_e}{a} = \frac{V_d}{V_p}$$

La figure 19 donne les valeurs expérimentales de V_p et V_d pour un remplissage d'argon (90 %) et méthane (10 %) sous une pression totale de 190 torr et sous irradiation α du ²¹⁰Po. Pour ces remplissages, on obtient :

$$\frac{r_e}{a} = 1,09$$

donc très voisin de a.

On vérifie ainsi expérimentalement que la zone d'intense ionisation se situe au voisinage du fil.

a) *Variation du V_d avec la pression P du remplissage.*

Le seuil V_p de la zone proportionnelle est une fonction linéaire de la pression (St-4), donc :

$$\frac{r_e}{a} = \frac{V_d}{V_p} = \frac{k_1 V_d}{p} \text{ avec } V_p = \frac{p}{k_1}$$

d'où :

$$V_d \text{ Log } \frac{k_1 V_d}{p} = \frac{1}{2 \pi \varepsilon_0 C} \text{ Log } \frac{1}{\varepsilon} \text{ Log } \left(\frac{b}{a} \right) \quad (7)$$

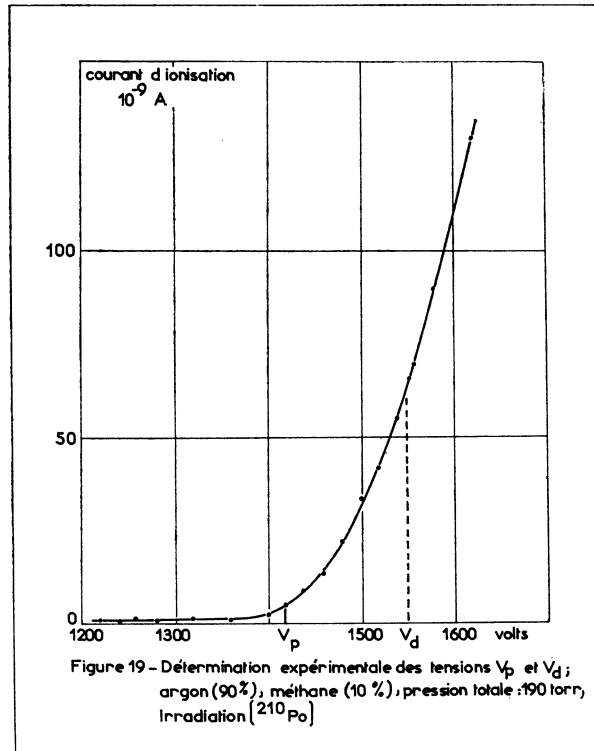
La vérification expérimentale de la formule (7) a été faite par STORRS et KISER (St-4) sur divers mélanges.

b) *Variation de V_d avec la géométrie du compteur.*

Pour une pression P constante :

$$\frac{V_d}{\text{Log } \left(\frac{a}{b} \right)} \text{ Log } \frac{V_d}{K_2 \cdot a \cdot \text{Log } \frac{b}{a}} = \frac{1}{2 \pi \varepsilon_0 C} \text{ Log } \frac{1}{\varepsilon}$$

avec $K_2 = E_a$ pour $V = V_p$.



K_2 est la valeur du champ électrique qui règne sur le fil au seuil de la zone de proportionnalité.

3° Formation de la gaine de charge d'espace.

WILKINSON établit 3 caractéristiques importantes de la gaine d'ions positifs qui se forme autour du fil lors de l'établissement de la décharge :

a) *La gaine de charge d'espace a une structure uniforme.*

Il est important de remarquer que le calcul de WILKINSON ne justifie pas entièrement l'hypothèse de l'uniformité, plus précisément de la symétrie cylindrique de la décharge; car si l'on admet cette symétrie, il est nécessaire que le nombre d'avalanches n devienne assez grand sinon la décharge aura un aspect très localisé.

b) *La gaine de charge d'espace positive est pratiquement stationnaire pendant tous le temps de formation de la décharge.*

Cela est dû à la grande différence entre les mobilités des électrons et des ions positifs (rapport de 10^3 à 1) (Ra-1).

c) *Tous les électrons formés sont retenus sur le fil par induction des ions positifs.*

Il s'agit de montrer que la fraction des électrons susceptibles de quitter le fil est négligeable. Cette propriété est importante puisqu'elle est à la base de toute la théorie qui suit. J'ai fait un calcul complet et je pense qu'il est intéressant de le donner ici.

Pour une avalanche primaire, la fraction de charge négative susceptible de quitter le fil est identique à la charge négative induite, sur la cathode, par les ions positifs de l'avalanche. Pour déterminer la charge induite, il suffit de calculer l'influence sur les électrodes de la charge dq d'un élément de volume dv d'une distribution continue de charge.

Soient deux systèmes en équilibre électrostatique constitués par :

— le volume dv non chargé entourant un point $P(r)$, le fil anodique (de charge LQ_0) et la cathode (de charge $-LQ_0$), les potentiels respectifs étant $V(r)$, V , O . L est la longueur du compteur supposée assez grande pour contenir toutes les charges induites par dq .

— le volume dv portant une charge dw , l'anode portant une charge Q_1 ($Q_1 = LQ_0 + \text{charge induite par } dq$) et la cathode portant une charge Q_2 ($Q_2 = -LQ_0 + \text{charge induite par } dq$), les potentiels respectifs étant V' , V et O .

L'identité de GAUSS appliquée à ces deux systèmes en équilibre donne (Du-1), (p. 81).

$$LQ_0 V = dq V_r + Q_1 V$$

d'où :

$$Q_i = LQ_0 - dq \frac{V_r}{V}$$

la charge dq_1 induite sur l'anode est donc :

$$dq_1 = - dq \frac{V_r}{V}$$

la charge induite sur la cathode étant alors :

$$dq_2 = - dq + dq \frac{V_r}{V}$$

mais :

$$V_r = V \frac{\text{Log } r/a}{\text{Log } b/a}$$

d'où :

$$dq_2 = - dq \frac{\text{Log } r/a}{\text{Log } b/a}$$

La charge induite sur la cathode par la charge d'espace positive d'une avalanche s'obtient en intégrant la relation précédente à la totalité de la charge d'espace positive développée par l'avalanche.

Entre r et $r + dr$, le nombre d'ions positifs créés est :

$$z(1, r) N(1, r) dr = Q_0 C \frac{1}{r} \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q_0 C} dr$$

ces ions induisent sur la cathode une charge négative égale à :

$$- e Q_0 C \frac{1}{r} \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q_0 C} \frac{\text{Log } r/a}{\text{Log } b/a} dr$$

la totalité de la charge induite sur la cathode est donc :

$$\frac{- e Q_0 C \int_a^{r_c} \frac{1}{r} \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q_0 C} \text{Log } \left(\frac{r}{a} \right) dr}{\text{Log } \frac{b}{a}}$$

la charge négative totale créée étant de :

$$- e \left(\frac{r_e}{a} \right)^{Q_0 C}$$

on en déduit la fraction d'électrons susceptible de quitter le fil :

$$q_- = \frac{Q_0 C \int_a^{r_c} \frac{1}{r} \left(\frac{r_c}{r} \right)^{Q_0 C} \text{Log } \frac{r}{a} dr}{\text{Log } \frac{b}{a} \left(\frac{r_c}{a} \right)^{Q_0 C}}$$

L'intégration conduit au résultat :

$$q_- = \frac{1}{Q_0 C \text{Log } b/a} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{r_c} \right)^{Q_0 C} \left[1 - \log \left(\frac{a}{r_c} \right)^{Q_0 C} \right] \right\}$$

L'application numérique de cette formule conduit à des pourcentages faibles (1 à 3 %). On peut donc admettre que la totalité des électrons créés par les avalanches électroniques est retenue sur le fil.

4° La charge développée dans le compteur.

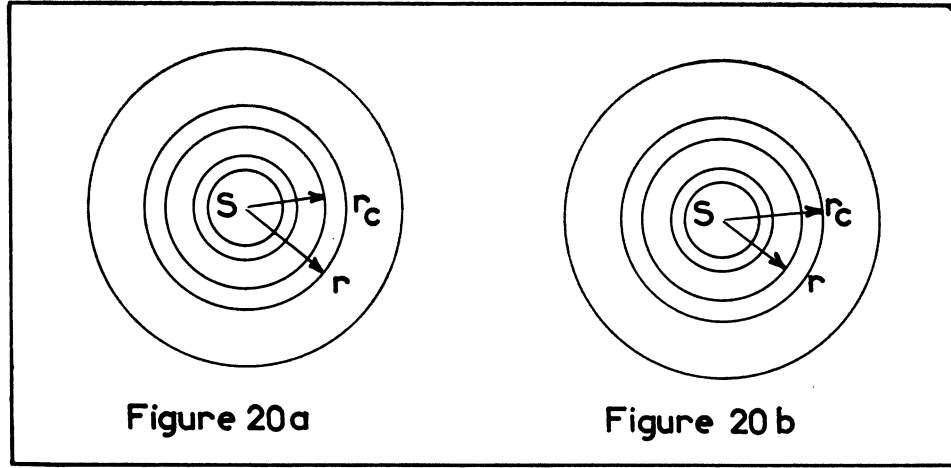
Il s'agit d'étudier la croissance de la gaine de charge d'espace positive. WILKINSON fait implicitement l'hypothèse simplificatrice suivante : il néglige, dans l'étude de la croissance d'une avalanche, la perturbation apportée par la charge d'espace due à l'avalanche elle-même. Par contre, il tient compte de la perturbation apportée par la gaine positive qui résulte des avalanches précédentes. Cette hypothèse est raisonnable dès que le nombre d'avalanches établies est assez grand. De plus, il suppose que tous les photoélectrons naissent à l'extérieur du rayon critique r_c (pour que toutes les avalanches soient « complètes »).

Soit $N(n, r)$ l'ionisation produite par la $n^{\text{ième}}$ avalanche entre r_c et r . Ces n avalanches ont créé une gaine positive à symétrie cylindrique qui s'étend sur une longueur x du fil. Soit $E(n, r)$ la valeur du champ électrique qui règne au point r . Considérons la croissance de la $(n+1)^{\text{ième}}$ avalanche créée par un photoélectron qui soit lui-même engendré dans la région $r > r_c$. Tant que ce photoélectron reste dans la région $r > r_c$, l'application du théorème de GAUSS à une surface S convenable (fig. 20) montre qu'il rencontre le même champ électrique comme si aucune charge d'espace n'était présente (puisque les ions positifs retiennent un nombre égal d'électrons sur le fil), donc :

$$E(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{Q_0}{r}$$

Il n'en est plus ainsi lorsque le photoélectron pénètre dans la gaine. La charge positive contenue dans S est :

$$Q_0 x + e \sum_1^n |N(n) - N(n, r)|$$



et la charge négative (induite par la gaine) :

$$- e \sum_1^n N(n)$$

On a donc la relation :

$$2 \pi r x E(n, r) = \frac{1}{\epsilon_0} \left\{ Q_0 x - e \sum_1^n N(n, r) \right\}$$

d'où :

$$E(n, r) = \frac{I}{2 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \left\{ Q_0 - \frac{e}{x} \sum_1^n N(n, r) \right\} \quad (8)$$

on constate que le champ électrique ne varie plus comme $\frac{1}{r}$.

De plus, entre r et $r + dr$, la variation (négative) de $N(n+1, r)$ est donnée par la formule de TOWNSEND :

$$dN(n+1; r) = -\alpha(n, r) N(n+1, r) dr$$

avec :

$$\alpha(n, r) = K E(n, r) = 2 \pi \epsilon_0 C E(n, r)$$

en combinant avec (8), il vient :

$$-\frac{1}{C} \frac{dN(n+1, r)}{N(n+1, r)} = \frac{dr}{r} \left\{ Q_0 - \frac{e}{x} \sum_1^n N(n, r) \right\} \quad (9)$$

Si n est grand, le second membre est très peu différent de :

$$\frac{dr}{r} \left\{ Q_0 - \frac{e}{x} \sum_1^{n+1} N(n, r) \right\}$$

on peut donc écrire (9) avec une bonne approximation :

$$-\frac{1}{C} \frac{dN(n, r)}{N(n, r)} = \frac{dr}{r} \left\{ Q_0 - \frac{e}{x} \sum_1^n N(n, r) \right\} \quad (9')$$

ce qui, en dernière analyse, revient à tenir compte, dans le développement de la $n^{\text{ème}}$ avalanche, de la distorsion apportée par celle-ci lorsqu'elle sera complètement développée.

La résolution rigoureuse de l'équation (9') est délicate.

WILKINSON fait deux approximations :

$$N(n, r) = \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q(n)C} \quad (10)$$

$$N(n, r) = A(n) \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q_0 C} \quad (11)$$

La première est ce que l'on obtiendrait si on approximait $E(n, r)$ par un champ électrique en $1/r$, le champ au niveau du fil (et par suite la charge du fil) variant avec n . J'utiliserai cette approximation. En remarquant que :

$$\sum_1^n N(n, r) \approx \int_1^n N(n, r) dn$$

il vient, en utilisant (10) et en intégrant les deux membres de (9') entre a et r_e :

$$\frac{1}{C} \text{Log } N(n) = Q_0 \text{Log} \left(\frac{r_e}{a} \right) - \frac{e}{x} \int_a^{r_e} \left\{ \int_1^n \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q(n)C} dn \right\} \frac{1}{r} dr \quad (12)$$

En dérivant (12) par rapport à n et en intégrant par rapport à r :

$$\frac{1}{C} \frac{N'(n)}{N(n)} = -\frac{e}{x} \frac{1}{Q(n)C} \left\{ \left(\frac{r_e}{a} \right)^{Q(n)C} - 1 \right\} \approx -\frac{e}{x} \frac{1}{Q(n)C} \left(\frac{r_e}{a} \right)^{Q(n)C}$$

mais $\left(\frac{r_e}{a} \right)^{Q(n)C} = N(n)$ et en utilisant (10), on a :

$$\frac{N'(n)}{N(n)} = Q'(n) C \text{Log} \left(\frac{r_e}{a} \right)$$

on obtient ainsi une équation différentielle en $Q(n)$:

$$Q(n) Q'(n) = -\frac{e}{x} \frac{1}{C \text{Log} \left(\frac{r_e}{a} \right)} \cdot \left(\frac{r_e}{r} \right)^{Q(n)C}$$

dont l'intégration conduit à :

$$\left(\frac{r_e}{a} \right)^{-Q(n)C} \left[Q(n) + \frac{1}{C \log \frac{r_e}{a}} \right] = \frac{e}{x} n + \text{Cte}$$

pour $n = 1$ on a $Q(1) = Q_0$.

Alors :

$$\frac{e}{x}(n-1) = \left(\frac{r_e}{a}\right)^{-Q(n)C} \left\{ Q(n) + \frac{1}{C \log \frac{r_e}{a}} \right\} - \left(\frac{r_e}{a}\right)^{-Q_0 C} \left\{ Q_0 + \frac{1}{C \log \frac{r_e}{a}} \right\}$$

Si n est grand on a simplement :

$$\frac{e}{x}(n-1) \approx \frac{en}{x}$$

d'où l'on déduit :

$$\left(\frac{r_e}{a}\right)^{Q(n)C} = N(n) \frac{Q(n) + \frac{1}{C \log \left(\frac{r_e}{a}\right)}}{\frac{en}{x} + \left(\frac{r_e}{a}\right)^{-Q_0 C} \left\{ Q_0 + \frac{1}{C \log \left(\frac{r_e}{a}\right)} \right\}}$$

WILKINSON remplace $Q(n)$ au numérateur par Q_0 et néglige les termes :

$$\frac{1}{C \log \frac{r_e}{a}}$$

$$N(n) = \frac{1}{\frac{en}{Q_0 x} + \eta} \quad (13)$$

avec :

$$\eta = \left(\frac{r_e}{a}\right)^{-Q_0 C} = \frac{1}{N(1)}$$

Une amélioration de 12 à 18 % de la formule (13) a été faite par KERN (Ke-1) qui trouve :

$$N(n) = \frac{\log N(n)}{C \log \left(\frac{r_e}{a}\right) \left\{ \frac{en}{x} + Q_0 \right\}}$$

On peut maintenant calculer la charge engendrée par la décharge dans le compteur. La condition de convergence de la décharge est :

$$N(n_i) \varepsilon = 1$$

en effet, $N(n_i + 1) < N(n_i)$ et le nombre moyen $N(n_i + 1)$ d'avalanches secondaires créées par l'avalanche $(n_i + 1)$ est inférieur à l'unité. La charge totale qx sur la longueur x du compteur est :

$$\begin{aligned}
qx &= e \sum_1^{n_j} N(n) \\
&\# e \int_1^{n_j} N(n) dn \\
&\# Q_0 x \left[\text{Log}(\epsilon) - \text{Log} \left\{ \frac{e}{Q_0 x} + \theta \right\} \right] \\
&\# Q_0 x \text{Log} \frac{\epsilon}{\theta} \text{ en négligeant } \frac{e}{Q_0 x} \text{ devant } \theta
\end{aligned}$$

d'où :

$$q = Q_0 \text{Log} \frac{\epsilon}{\theta} \quad (14)$$

5° La forme de la courbe de palier : influence du pouvoir ionisant de la particule incidente.

Pour $V > V_a$, le nombre moyen d'avalanches engendrées par la première est donnée par :

$$Z = N(1) \epsilon.$$

Une condition nécessaire d'obtention d'une chaîne divergente d'avalanches (conduisant à une impulsion) est évidemment $Z > 1$. Mais une telle condition n'est pas suffisante pour qu'une impulsion soit enregistrée. En effet, des fluctuations statistiques dans le nombre d'avalanches secondaires (By-1), (La-1), (Sn-1) peuvent faire converger la décharge avant même qu'un assez grand nombre de charges n'aient été engendrées pour donner une impulsion détectable.

WILKINSON fait implicitement l'hypothèse que seules les décharges divergentes donnent lieu à une impulsion; le calcul de l'efficacité e , de compteur se ramène donc au calcul de la probabilité de divergence de la décharge.

Le nombre moyen $Z = N(1) \epsilon$ d'avalanches issues de la première obéira à une distribution de Poisson si l'on peut assimiler $N(1)$ à un nombre de tirages dans une urne à deux catégories. Dans ces conditions, la probabilité de ne pas obtenir une seule avalanche « fille » à partir d'un électron initial est donnée par :

$$p(1) = \exp(-Z)$$

Soit $p(w)$ la probabilité de convergence de la décharge avant la $w^{\text{ième}}$ génération. Soit i le nombre d'avalanches secondaires engendrées à la première génération; ce nombre peut varier de 0 à l'infini, mais, en fait, i est nécessairement borné; néanmoins, on commet une erreur négligeable en étendant le domaine des valeurs possibles.

La possibilité d'obtenir effectivement i avalanches secondaires est égale à :

$$\exp(-Z) \frac{(Z)^i}{i!}$$

La probabilité pour que cette décharge converge avant la $(w+1)^{\text{ème}}$ génération est égale à la probabilité pour que les décharges engendrées par chacune des i avalanches secondaires convergent avec leur $w^{\text{ème}}$ génération. Soit :

$$[p(w)]^i$$

$$\text{on a donc : } p(w+1) = \exp[-Z(1-p(w))] \quad (15)$$

En faisant tendre w vers l'infini, on en déduit la probabilité $p(\infty)$ d'une chaîne convergente :

$$p(\infty) = \exp[-Z(1-p(\infty))]$$

d'où :

$$\text{Log } p(\infty) = Z p(\infty) - Z \quad (16)$$

L'efficacité théorique du compteur pour un seul électron initial sera :

$$e_r = 1 - p(\infty)$$

Pour n électrons primaires créés par la particule incidente, l'efficacité devient :

$$e_r = 1 - [p(\infty)]^n$$

L'efficacité de comptage dépend ainsi du nombre d'électrons primaires créés par la particule incidente. Entre V_a et V_r , la hauteur moyenne de l'impulsion est d'autant plus grande que le pouvoir ionisant de la particule incidente est plus élevé pour des sources d'irradiation d'activités comparables. Pour des sources de même nature et d'activités différentes, la croissance de e_r est rapide : le plateau est atteint plus rapidement. Sur la figure 21, j'ai porté le taux de comptage en fonction de la tension appliquée au compteur à paroi métallique, pour deux flux différents de rayons γ ; le remplissage était de l'argon (92 torr) et du méthylal (10 torr). Ce phénomène est bien connu mais il était bon de le rappeler ici, puisqu'il est lié au phénomène nouveau d'influence de l'ionisation spécifique de la particule incidente, que j'ai mis en évidence dans mon travail expérimental.

II. — PROPAGATION DE LA DÉCHARGE LE LONG DU FIL; VITESSE DE PROPAGATION

Si, au bout d'un certain temps T , la décharge a convergé, installant sur une longueur x du fil une forte densité d'avalanches, la vitesse de propagation est donnée par : $v = \frac{x}{T}$

la longueur x étant mesurée en tenant compte des deux directions de propagation, de part et d'autre de l'avalanche initiale. Soit w_r le nombre de

phases de multiplication, c'est-à-dire le nombre de générations qui conduisent à la convergence, et soit n , le nombre total d'avalanches électroniques créées.

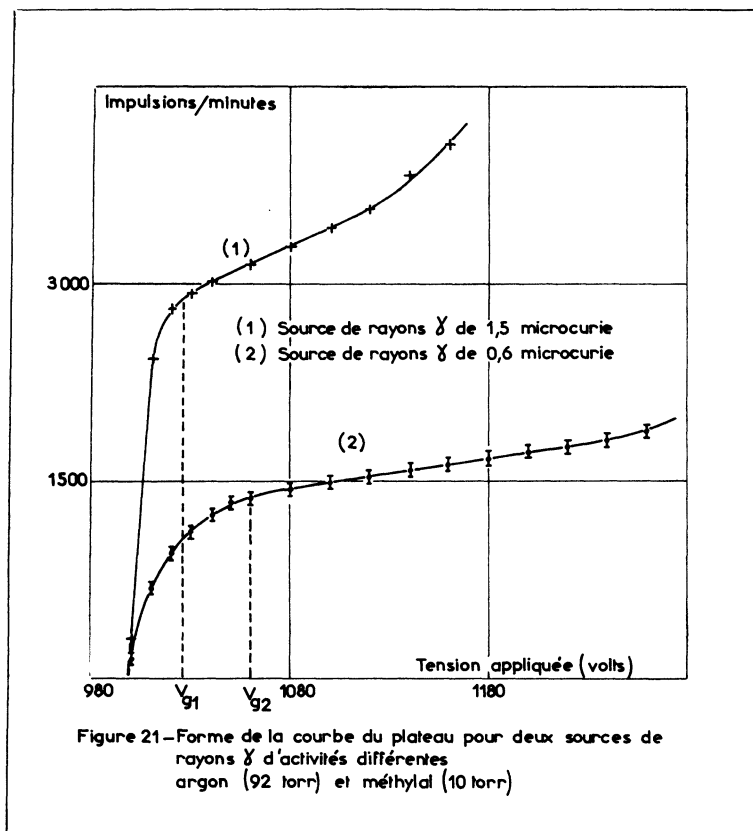


Figure 21—Forme de la courbe du plateau pour deux sources de rayons γ d'activités différentes
argon (92 torr) et méthylal (10 torr)

Soit t_0 la distance moyenne, mesurée parallèlement au fil anodique, entre une avalanche et une avalanche secondaire.

1° Calcul de x .

Si $Z = 1 = Z(w)$, chaque avalanche donne naissance (en moyenne) à une seule avalanche. L'avalanche secondaire peut être créée indifféremment d'un côté ou de l'autre de l'avalanche initiale (chaque possibilité ayant une valeur de 0,5). Le problème de la propagation de la décharge se ramène donc au problème de marche au hasard, avec un pas t_0 , le nombre total de pas étant w . Orientons le fil et calculons la probabilité d'un déplacement final ψ exprimé en unité de longueur de pas (ψ est la distance algébrique, mesurée avec t_0 pour unité de longueur entre l'origine et la position finale du mobile).

Soit u le nombre de pas dans la direction positive, v le nombre de pas dans la direction négative, on doit avoir :

$$u + v = w_f$$

$$u - v = \psi$$

donc :

$$u = \frac{\psi + w_f}{2}$$

Sur w_f pas, $\frac{\psi + w_f}{2}$ doivent donc se faire dans la direction positive. La solution est une loi binominale :

$$p(\psi) = \frac{C_{w_f} \frac{\psi + w_f}{2}}{2 w_f}$$

dont la forme asymptotique (loi de LAPLACE-GAUSS) a pour expression :

$$p(\psi) = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi w_f}{2}}} \exp\left(-\frac{\psi^2}{2 w_f}\right)$$

ce qui est une distribution gaussienne dont la largeur (définie au niveau des points d'inflexion) est $\psi_1 = 2\sqrt{w_f}$.

La longueur x devient :

$$x = \frac{\psi_1}{2} \cdot t_0 = \sqrt{w_f} \cdot t_0$$

Pour $Z > 1$, la probabilité d'obtenir au moins un pas dans une direction donnée est beaucoup plus grande que 0,5; elle est donnée par $1 - (1/2)^Z$, WILKINSON assimile le problème à celui de la marche au hasard d'un seul mobile ($Z = 1$) mais en augmentant la longueur du pas t_0 proportionnellement à la probabilité $(1 - (\frac{1}{2})^Z)$ il vient donc :

$$x = (w_f)^{1/2} \cdot 2 \left\{ \left(1 - \left(\frac{1}{2}\right)^Z\right) t_0 \right\}$$

(la constante de proportionnalité a été fixée à 2, de façon à retrouver l'expression de x pour $Z = 1$).

2° Calcul de t_0 .

On l'obtient à partir du libre parcours moyen ν d'absorption pour les photons U.V. en s'appuyant sur l'isotropie de leur émission. On suppose en outre que :

$$a \ll r_0$$

la probabilité pour que la direction d'émission d'un photon fasse un angle compris entre $\varnothing$ et $\varnothing + d\varnothing$ avec la direction du fil est $\sin \varnothing d\varnothing$. D'où :

$$t_o = \overline{\nu \cos \Phi} = \int_0^{\pi/2} \nu \sin \Phi \cos \Phi d\Phi$$

$$t_o = \frac{\nu}{2}$$

3° Calcul de w_r .

Je rappelle que w_r est le nombre de phases de multiplication d'avalanches nécessaires pour que la décharge se propage sur une longueur x du fil, avec n_r le nombre total d'avalanches. Le nombre total d'avalanches est déterminé à partir de la condition d'avalanches :

$$N(n_r) \varepsilon = 1$$

Si l'on utilise la relation :

$$\theta = N(1)^{-1}$$

il vient :

$$\frac{1}{\frac{en_r}{Q_o x} + \theta} = \frac{1}{\varepsilon}$$

d'où :

$$n_r = \frac{Q_o x}{e} (\varepsilon - \theta)$$

Soit $n(w)$ le nombre d'avalanches qui se sont développées dans la décharge jusqu'à la $w^{\text{ième}}$ génération. Soit $j(w)$ le nombre de photo-électrons créés par la $w^{\text{ième}}$ génération. On a :

$$n(w+1) - n(w) = j(w) \# \frac{dn(w)}{dw}$$

d'autre part :

$$j(w) N[n(w)] \varepsilon = j(w+1) \# j(w) + \frac{dj(w)}{dw}$$

En combinant ces deux dernières relations :

$$\frac{d^2 n}{dw^2} = \frac{dj}{dw} = j \left[N(n) \varepsilon - 1 \right] = \frac{dn}{dw} \left[N(n) \varepsilon - 1 \right]$$

$$\frac{d^2 n}{dw^2} = \frac{dn}{dw} \left[\frac{\varepsilon}{\frac{en}{Q_o x} + \theta} - 1 \right]$$

$$\frac{dn}{dw} = \frac{Q_o x \varepsilon}{e} \text{Log} \left\{ \frac{en}{Q_o x \theta} + 1 \right\} - n + \text{Cte} \quad (17)$$

la constante d'intégration est prise égale à 1.

En fait, cette approximation ne sera valable que si $(Z = 1)$ est différent de zéro, c'est-à-dire tant que la tension V appliquée au compteur ne sera pas trop grande devant V_d . En effet :

$$\left| \frac{dn}{dw} \right|_{w=0} \# Z - 1 = \frac{\varepsilon}{\theta} - 1$$

$$\frac{\varepsilon}{\theta} - 1 = \frac{Q_0 x^\varepsilon}{e} \text{Log} \left\{ \frac{e}{Q_0 x^\theta} + 1 \right\} - 1 + \text{Cte}$$

et comme :

$$\frac{e}{Q_0 x^\theta} \ll 1$$

on a :

$$\text{Log} \left\{ \frac{e}{Q_0 x^\theta} + 1 \right\} \# \frac{e}{Q_0 x^\theta}$$

donc :

$$\frac{\varepsilon}{\theta} - 1 \# \frac{\varepsilon}{\theta} - 1 + \text{Cte}$$

L'intégration définitive de (17) est faite dans le cadre de l'approximation :

$$\text{Log} \left\{ \frac{en}{R_0 x^\theta} + 1 \right\} \# \frac{en}{Q_0 x^\theta}$$

si $n = n_f$, il vient :

$$\frac{en_f}{Q_0 x^\theta} = \frac{\varepsilon}{\theta} - 1 = Z - 1$$

On en déduit :

$$\frac{dn}{dw} = n \left[\frac{\varepsilon}{\theta} - 1 \right]$$

et :

$$w = \frac{\text{Log } n/\theta \quad (\varepsilon - \theta)}{\frac{\varepsilon}{\theta} - 1}$$

Cette relation ne permet donc pas de rendre compte de la convergence de n lorsque w croît indéfiniment (ce qui correspondrait à la réalité physique).

Elle permet cependant d'obtenir un ordre de grandeur de w , en faisant $n = n_f$. Il vient alors :

$$w_f = \frac{\text{Log} \left\{ \frac{Q_0 x}{e} \frac{(\varepsilon - \theta)^s}{\varepsilon} \right\}}{\frac{\varepsilon}{\theta} - 1}$$

On peut encore écrire :

$$w_f = \frac{\text{Log } (n) + \text{Log} \left[\frac{Q_0}{e} \frac{(\varepsilon - \theta)^2}{\varepsilon} \right]}{\frac{\varepsilon}{\theta} - 1}$$

WILKINSON néglige $\text{Log } (n)$ devant le deuxième terme du numérateur;
avec $m = \text{Log } \frac{\varepsilon}{\theta}$, il vient :

$$w_f = \frac{\text{Log} \left[\frac{Q_0}{e} (1 - e^{-m})^2 \right]}{e^m - 1} \quad (18)$$

4° Calcul de T.

C'est le temps de propagation de la décharge. Il est donné par :

$$T = w_f \cdot \tau$$

où τ est le temps d'une seule phase de multiplication c'est-à-dire le temps moyen qui sépare le début de deux générations successives. Si l'on néglige le temps de désexcitation des atomes responsables de l'émission des photons (généralement le gaz rare) et le temps de transit des photons, on a :

$$\tau = \frac{r_e}{v_e}$$

avec r_e = distance moyenne entre le fil anodique et le lieu de formation de l'électron, v_e = vitesse moyenne de l'électron sur cette distance r_e . Il vient :

$$r_e = \overline{v \sin \phi} = \int_0^{\pi/2} v \sin^2 \phi \, d\phi = \frac{v\pi}{4}$$

d'où :

$$\tau = \frac{v\pi}{4v_e}$$

et par suite :

$$T = \frac{v\pi}{4v_e} \cdot w_f \quad (19)$$

5° Expression de la vitesse v.

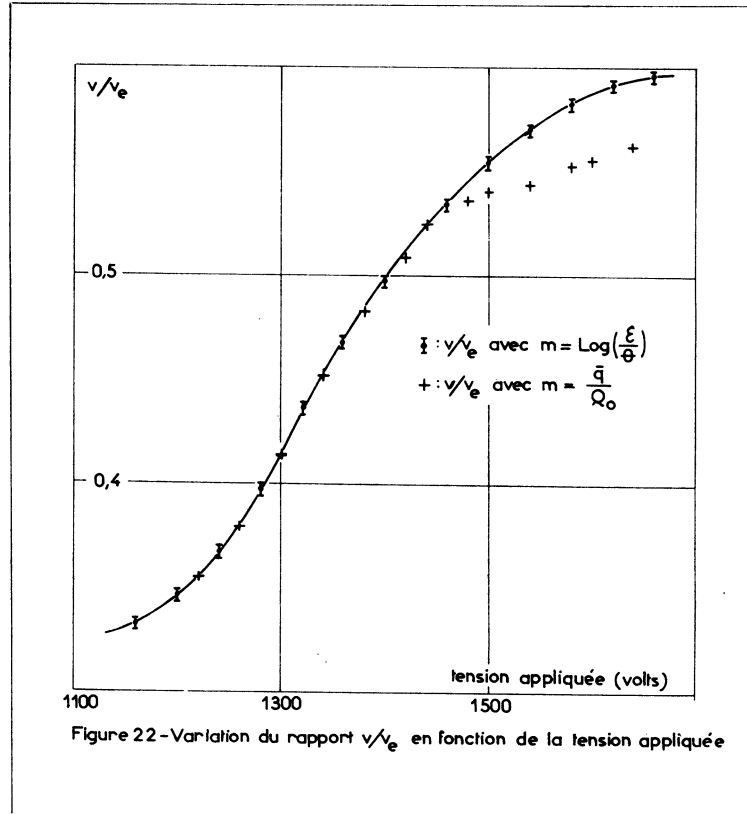
$$v = \frac{x}{T}$$

en regroupant les différents termes, il vient :

$$v = \frac{(w)^{1/2} \left[1 - (1/2)^2 \right]}{w / \frac{\pi}{4v_e}}$$

$$v = \frac{4}{\pi} (1 - (1/2)^{e^m}) \left\{ \frac{e^m - 1}{\text{Log} \left[\frac{Q_0 \varepsilon}{e} (1 - e^{-m})^2 \right]} \right\}^{1/2} \cdot v_e \quad (20)$$

Le tableau 2 donne les valeurs calculées, à l'ordinateur I.B.M. 7044, du rapport v/v_e de la vitesse de propagation et de la vitesse de dérive des électrons au voisinage du fil en fonction de la tension appliquée. Diverses méthodes sont utilisées pour déterminer la vitesse de dérive des électrons (Ba-1), (Br-1). STEVENSON (St-2) obtient une vitesse constante de 8 cm/microseconde dans un compteur G.M. rempli d'argon (61 torr) et d'éther éthylique (11 torr) pour des faibles valeurs de E/P. CAREN (Ca-1) trouve une mobilité constante de $3,04 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ dans l'argon



pour des valeurs de E/P comprises entre 7,9 et 11,4 V. cm⁻¹. torr⁻¹. Pour des valeurs de E/P supérieures à 50 V. cm⁻¹. torr⁻¹, RAETHER (Ra-1) donne une mobilité dans l'argon de $1,96 \cdot 10^5$ cm². V⁻¹. torr⁻¹. Bien que la vitesse v , de l'élection soit une fonction de E/P (Hu-8), on peut la considérer comme constante dans les compteurs G.M. où les valeurs de E/P sont très élevées (Ko-1). Dans ces conditions, la figure 22 représente la variation de la vitesse propagation en fonction de la tension.

III. — CONCLUSION

La théorie de WILKINSON que je viens de compléter et de développer s'applique à un compteur autocoupeur parfait, c'est-à-dire pour lequel la photoionisation est le *mécanisme unique* de développement des avalanches.

TABLEAU 2. — Valeurs calculées de v/v_0
à l'ordinateur IBM 7044 d'après la formule (20)

Tension volts	$m = \overline{q}/Q_0$	v/v_0
1 200	0,410	0,34733871
1 220	0,515	0,35416623
1 240	0,620	0,36723313
1 260	0,700	0,38004982
1 280	0,805	0,39987227
1 300	0,880	0,41555931
1 320	0,975	0,43708263
1 340	1,040	0,45254594
1 360	1,100	0,46730662
1 380	1,160	0,48249552
1 400	1,220	0,49805793
1 420	1,260	0,50849434
1 440	1,320	0,52457591
1 460	1,350	0,53253091
1 480	1,360	0,53494965
1 500	1,380	0,54017779
1 540	1,395	0,54366444
1 580	1,430	0,55282445
1 600	1,440	0,55530499
1 640	1,470	0,56313762

Les photons de la décharge sont généralement émis par les gaz rares (Co-7), (F1-1). On sait qu'aux pressions élevées (Hu-4), il existe un continuum dans la région de 1050 à 4000 Å en plus du continuum habituellement observé entre 600 et 1000 Å. Ce continuum apparaît pour des pressions de l'ordre de 150 torr. Les expériences de CHAUDHRI et alii (Ch-1), (Ch-2) ont montré que les photons de la décharge dans un compteur rempli d'argon et d'éthanol étaient compris entre 1000 et 3000 Å.

L'absorption des photons de la décharge nécessite *des vapeurs organiques dont les bandes d'absorption coïncident avec la bande d'émission du gaz rare.*

Ce n'est que pour de telles vapeurs que la théorie de WILKINSON s'applique de façon très rigoureuse.

REMERCIEMENTS

Ces recherches ont été menées sous la direction du Professeur Daniel BLANC, Directeur du Centre de Physique Atomique et Nucléaire de la Faculté des Sciences de Toulouse; elles constituent le prolongement de celles qu'il avait effectuées entre 1951 et 1956. Je le remercie très vivement pour l'appui constant qu'il m'a prodigué, et pour sa participation à la rédaction de ce Mémoire.

Ma reconnaissance va aussi au Centre National de la Recherche Scientifique, dont l'aide matérielle m'a permis de mener à bien ce travail et à M. E. COTTON, Chef du service de physique nucléaire aux basses énergies du Commissariat à l'Énergie Atomique qui a bien voulu accepter d'être mon parrain scientifique auprès du C.N.R.S.

Je remercie Monsieur le Doyen E. DURAND, Directeur de l'Institut de Calcul Numérique de l'Université de Toulouse, qui m'a autorisé à utiliser l'ordinateur I.B.M. 7044 de cet Institut.

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISÉS

a	: rayon du fil anodique.
b	: rayon de la cathode.
r	: distance à l'axe du fil.
r_c	: rayon critique.
x	: distance de propagation.
y	: distance à partir de la cathode.
ν	: libre parcours moyen du photon.
v	: vitesse de propagation de la décharge le long du fil.
v_e	: vitesse des électrons.
T	: temps de propagation.
θ	: temps de dérive de l'électron.
τ	: temps qui s'écoule entre le début de deux générations d'avalanches.
τ_e	: temps d'excitation de photoémission.
p	: pression du gaz.
e	: charge électrique élémentaire.
Q_0	: charge électrostatique.
q	: charge développée dans l'impulsion.
$\bar{q}$	: charge moyenne par impulsion.
m	: rapport de la charge dans l'impulsion à la charge électrostatique sur le fil.
I	: courant de décharge.
C_1	: capacité équivalente à la paroi du verre.
C_2	: capacité répartie du compteur.
ϵ_0	: constante diélectrique du vide.
V	: tension de fonctionnement.
V_d	: tension du seuil de proportionnalité limitée.
V_{ex}	: potentiel d'excitation.
V_o	: début du palier pour un remplissage gaz rare + vapeur organique.
V_i	: potentiel d'ionisation.
V_p	: seuil de la zone de proportionnalité.
V_r	: seuil de la zone de résolution.
E	: champ électrique.
R	: résistance de charge.
R_1	: résistance équivalente à la paroi de verre.
e_f	: efficacité théorique du compteur.
M	: coefficient d'amplification dans le gaz.
N	: taux de comptage par seconde.
n_f	: nombre total d'avalanches électroniques.
W_f	: nombre de générations d'avalanches.
Z	: nombre moyen d'avalanches.
α	: premier coefficient de TOWNSEND.
β	: coefficient d'ionisation du gaz par ion positif.
Γ	: flux de photons dans le gaz.
γ_i	: coefficient d'émission secondaire à la cathode par ion positif incident.
γ_{ph}	: coefficient d'émission secondaire par photon incident.
δ	: nombre de photoélectrons créés dans le gaz.
ϵ	: probabilité de propagation.
θ	: inverse du coefficient d'amplification.
θ	: nombre de photons dans le gaz par électron.

- μ : coefficient d'absorption totale.
- μ_i : coefficient d'absorption conduisant à la photoionisation.
- ρ : ouverture du faisceau de photons.
- ψ : probabilité d'un déplacement final.

BIBLIOGRAPHIE

- (Ak-1) - AKPINAR (S.) : Rev. Fac. Sci. Univ. Istambul, 1957, 22 A, 243.
- (Al-1) - ALDER (P.), BALDINGER (E.), HUBER (P.) et METZGER (F.) : Helv. Phys. Acta., 1947, 20, 73.
- (Ba-1) - BATES (D. R.) : Atomic and molecular processes. Academic Press, New York, 1962.
- (Be-1) - BENOÎT-CATTIN (P.) : Thèse de Spécialité Physique Nucléaire, Toulouse, n° 170, 1962.
- (Be-2) - BENOÎT-CATTIN (P.) et BLANC (D.) : Nucl. Instr. and Methods, 1962, 17, 171.
- (Bi-1) - BIROT (A.) : Thèse Spécialité Physique Nucléaire, Toulouse, n° 162, 1962.
- (Bi-2) - BIROT (A.) et BLANC (D.) : L'onde Électrique, 1962, 426, 754.
- (Bi-3) - BIROT (A.) et BLANC (D.) : C. R. Acad. Sci., 1962, 254, 1978.
- (Bl-1) - BLANC (D.) : Détecteurs de particules (compteurs et scintillateurs). Masson, Paris, 1959.
- (Bl-2) - BLANC (D.) : Thèse de Doctorat ès Sciences, Paris, n° 3763, 1956.
- (Bl-3) - BLANC (D.) et AMBROSINO (G.) : Éléments de Physique Nucléaire. Masson, Paris, 1960.
- (Bl-4) - BLANC (D.) et BOURRIEU (J.) : Ann. Fac. Sci. Toulouse, série Math.-Phys., 1964, 83.
- (Bl-5) - BLANC (D.) et SCHERER (M.) : C. R. Acad. Sci., 1949, 228, 2018.
- (Bl-6) - BLANC (D.) et ZYNGIER (H.) : J. Phys. Rad., 1954, 1 A, 15.
- (Bo-1) - BOGUI (V.) : Thèse de Spécialité de Physique Nucléaire, n° 77, Toulouse, 1960.
- (Bo-2) - BOGUI (V.) : J. Phys. Rad., 1964, 25, 137 A.
- (Bo-3) - BOGUI (V.) : Nucl. Instr. and Methods, 1964, 29, 172.
- (Bo-4) - BOGUI (V.) : J. Phys. Rad., 1965, 26 A, 181.
- (Bo-5) - BOURRIEU (J.) : Thèse de Doctorat de Spécialité Physique Nucléaire, Toulouse, 1962.
- (Bo-6) - BOURRIEU (J.) : J. Phys. Rad. 1963, 24, 71.
- (Br-1) - BROWN (S. C.) : Basic Data of plasma physics. John Wiley, New York, 1961.
- (By-1) - BYRNE (J.) : Proc. Roy. Soc. Edinburgh, 1961, 66 A, 33.
- (Ca-1) - CAREN (R. P.) : Phys. Rev., 1963, 131, 1904.
- (Ch-1) - CHAUDHRI (R. N.) et CHAUDHRI (M. M.) : Nature, 1962, 196, n° 4855, 664.
- (Ch-2) - CHAUDHRI (R. M.) et CHAUDHRI (M. M.) : 6° Conf. Inter. Phenomenes Ionisat. Gaz. Paris, 1963, vol. I, 203.
- (Co-1) - COLLI (L.) et FACCHINI (U.) : Physica, 1952, 18, 1272.
- (Co-2) - COLLI (L.), FACCHINI (U.) et GATTI (E.) : Phys. Rev., 1950, 80, 92.
- (Co-3) - COLLI (L.), FACCHINI (U.) et GATTI (E.) : Phys. Rev., 1951, 84, 606.
- (Co-4) - COLLI (L.), FACCHINI (U.) et GATTI (E.) : Rev. Sci. Instr., 1952, 23, 621.
- (Co-5) - COLLI (L.), FACCHINI (U.), GATTI (E.) et PERSANO (A.) : J. Appl. Phys., 1954, 25, 429.
- (Co-6) - COLLINSON (A. J. L.), DEMETSOPoulos (J. C.) et ZARZYCKI (J. M.) : Proc. Phys. Soc., 1961, 78, 785.
- (Co-7) - CONDAS (G. A.) : Bull. Am. Phys. Soc., 1957, 2, 375.
- (Cr-1) - CRAGGS (J. D.) et JAFFE (A. A.) : Phys. Rev., 1947, 72, 784.
- (Du-1) - DURAND (E.) : Electrostatique et Magnétostatique, Masson, Paris, 1953.
- (Fl-1) - FLEURY (P.) et MATHIEU (J. P.) : Traité de Physique Générale. Vol. 5, Eyrolle, 1961, p. 380.
- (Fr-1) - FRANKE (H. G.) : Dissert. Math. Naturw., 1965, n° 31, 13.
- (Fu-1) - FUNFER (E.) et NEUERT (H.) : Zeits Angw. Phys. Dtsch, 1950, 2, 241.
- (Fu-2) - FUNFER (E.) et NEUERT (H.) : Z. Physik, 1950, 128, 530.
- (Ga-1) - GATTI (E.) et PERSANO (A.) : Nuovo Cimento, 1953, 10, série 9.
- (He-1) - HERREMAN (H. M.) et LOEB (L. B.) : J. Appl. Phys., 1963, 34, 3160.
- (Hu-1) - HUBER (E. L.) : Phys. Rev., 1955, 97, 267.
- (Hu-2) - HUBER (E. L.) : Phys. Rev., 1955, 98, 560.

- (Hu-3) - HUBER (P.), HUNZINGER (W.) et BALDINGER (E.) : *Helv. Phys. Acta*, 1947, 20, 525.
- (Hu-4) - HUFFMAN (R. E.), TANAKA (Y.), LARRABEE (J. C.) et NOVAC (R.) : *Proc. 5 Conf. Inter. Ionisat. Phenomena in gases*, Munich, 1961, p. 1938.
- (Hu-5) - HUNTRESS (E. H.) et MULLIKEN (S. P.) : *Identification of pure organic compound.*, J. Wiley, New York, 1953.
- (Ke-1) - KERN (J.) : *Helv. Phys. Acta*, 1963, 36, 12.
- (Ko-1) - KORFF (S. A.) : *Rev. Sci. Instr.*, 1953, 24, 1071.
- (Ko-2) - KORFF (S. A.) et KALLMANN (H.) : *Electron and Nuclear counters. Theory and Use*. Van Nostrand, New York, 1957.
- (Ko-3) - KORFF (S. A.) et PRÉSENT (R. D.) : *Phys. Rev.*, 1944, 65, 274.
- (Ku-1) - KUMAGAI (H.), SHIMODA (K.), OGAWA (J.), TORRIKAI (K.) et KONNADA (T.) : *J. Phys. Soc. Japan*, 1949, 4, 44.
- (La-1) - LANSIART (A.) et MORUCCI (J. P.) : *J. Phys. Rad.*, 1962, 23 A, 102 A.
- (Mo-1) - MORTIER (P. A. C.) : *Appl. Sci. Res.*, 1955, B 5, 302.
- (Mo-2) - MORTIER (P.), SEGART (O.) et DEMUYNCK (J.) : *Proc. 4° Conf. Ionisat. Phenomena in gases*, Uppsala, 1959, 434.
- (Pe-1) - PEPPER (T. P.) : *Rev. Sci. Instr.*, 1949, 20, 222.
- (Ra-1) - RAETHER (H.) : *Electron avalanches and Breakdow in gases*, Butterworths, Londres, 1964, 19.
- (Ra-2) - RAMSEY (W. E.) : *Phys. Rev.*, 1940, 57, 1022.
- (Sn-1) - SNYDER (S. H.) : *Phys. Rev.*, 1947, 72, 181.
- (St-1) - STANWORTH (J. E.) : *Physical properties of glass*, Clarendon Press, Oxford, 1953.
- (St-2) - STEVENSON (A.) : *Rev. Sci. Instr.*, 1952, 23, 93.
- (St-3) - STEVER (H. G.) : *Phys. Rev.*, 1942, 61, 38.
- (St-4) - STORRS (D. D.) et KISER (R. W.) : *Appl. Sci. Res.*, 1960, B 8, 387.
- (To-1) - TORRES (L.) : *Thèse de spécialité Physique Nucléaire*, n° 349, Toulouse, 1965.
- (Va-1) - VAN GEMERT (A. G. M.), DEN HARTOG (M.) et MULLER (F. A.) : *Physica*, 1942, 9, 556.
- (Vo-1) - VON FRANKE (H. G.), HUSTER (E.), KRAFFT (O.) et ROHE (K. H.) : *Z. Naturforschg*, 1964, 19 a, 926.
- (Wi-1) - WILKINSON (D. H.) : *Phys. Rev.*, 1948, 74, 1417.

TABLE DES MATIÈRES

I. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

I. — COMPTEURS UTILISÉS.	16
1° Compteurs pour rayons β et γ	16
2° Compteur à source interne pour la détection des particules α	17
3° Compteurs à cathodes multiples.	17
II. — DISPOSITIFS ASSOCIÉS AUX DÉTECTEURS.	20
1° Sources radioactives.	20
2° Gaz et vapeurs organiques.	20
3° Systèmes de pompage et de remplissage.	20
III. — CIRCUITS ÉLECTRONIQUES ASSOCIÉS.	21
1° Appareils de mesure.	21
2° Appareils de comptage.	22
IV. — MESURE DES VITESSES DE PROPAGATION DE LA DÉCHARGE LE LONG DU FIL.	23
V. — OBSERVATION DE L'EFFET « COURONNE » AUTOUR DU FIL ANODIQUE.	24
II. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA ZONE DE PROPORTIONNALITÉ LIMITÉE	
I. — HAUTEURS NORMALES D'IMPULSIONS. VITESSE DE PROPAGATION DE LA DÉCHARGE. .	26
1° Détermination du seuil V_d de la zone de proportionnalité limitée. .	27
2° Vitesse de propagation pour les remplissages de vapeur pure.	27
II. — EXISTENCE D'IMPULSIONS ANORMALEMENT GRANDES DANS LES COMPTEURS A PAROIS DE VERRE ET COUCHE CONDUCTRICE EXTERNE.	29
III. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA ZONE DE RÉOLUTION	
I. — DÉFINITION ET DÉTERMINATION DE LA TENSION V_r , SEUIL DE LA ZONE DE RÉSO- LUTION.	31
1° Emploi de la vitesse de propagation de la décharge le long du fil. .	31
2° Emploi des hauteurs d'impulsions.	34
II. — ÉTUDE DÉTAILLÉE DE LA HAUTEUR MOYENNE D'IMPULSIONS.	35
1° Existence de points anguleux.	35
2° Influence de la nature de la particule incidente.	36
IV. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA ZONE DES DÉCHARGES SEMI-AUTONOMES	
I. — VITESSE DE PROPAGATION.	39
1° Mélanges (gaz rare + vapeur organique).	40
2° Vapeurs pures.	41
II. — HAUTEUR MOYENNE D'IMPULSION.	41
1° Hauteur moyenne.	41
2° Observation de l'effet lumineux autour du fil.	42
V. — ÉTUDE THÉORIQUE DES DIVERSES ZONES DE FONCTIONNEMENT	
I. — DÉVELOPPEMENT DE LA DÉCHARGE DANS LE COMPTEUR G.M.	46
1° Développement de la 1 ^{re} avalanche.	46
2° Relation entre la tension de démarrage V_d et les variations du compteur. Vérification expérimentale.	47
3° Formation de la gaine de charge d'espace.	49
II. — PROPAGATION DE LA DÉCHARGE LE LONG DU FIL. VITESSE DE PROPAGATION.	56
1° Calcul de x	57
3° Calcul de t_0	58
3° Calcul de W_f	59
4° Calcul de T	61
5° Expression de la vitesse v	61
III. — CONCLUSION.	63
LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISÉS	65
BIBLIOGRAPHIE.	67