

interactions qu'à partir de densités correspondant à des pressions d'environ 16^e kg/cm² (1).

La même chose est vraie des liaisons chimiques. C'est ainsi que lorsque plusieurs corps se combinent le coefficient d'absorption μ du composé est la simple somme des corps individuels. On voit donc qu'en définitive, pour n'importe quel corps, on peut introduire une grandeur $\frac{\mu}{\rho}$ (coefficient d'absorption massique k) qui est indépendante de la densité et qui s'écrit :

$$k = \frac{\mu}{\rho} = a\lambda^3 Z^3 + b + \frac{0,2}{1 + \frac{0,048}{\lambda}} \quad (5)$$

Réécrivant notre loi d'absorption avec ce nouveau facteur, nous avons :

$$I = I_0 e^{-k\rho x} \quad (6)$$

Dans le cas d'un rayonnement non-monochromatique, l'expérience fait intervenir un k moyen qui est encore une constante pour un milieu donné.

Le facteur déterminant l'absorption du rayonnement X en fonction de la densité et de l'épaisseur traversée s'écrit donc ρx . Il suffira par conséquent, pour déterminer des densités inconnues, de comparer l'affaiblissement des rayons X qu'elles produisent sur une épaisseur connue à l'affaiblissement que produisent des épaisseurs connues du même corps porté à une densité connue. Pour une même densité optique ($I_1 = I_2$), on aura en effet :

$$\rho_1 x_1 = \rho_2 x_2 \quad (7)$$

d'où l'on tire ρ_2 ; ρ_1 , x_1 et x_2 étant connus.

Cette comparaison peut se faire de manière très précise au moyen d'un microphotomètre.

B. — Appareillage et technique expérimentale

Si le milieu à étudier est liquide, il est contenu dans un petit tube cylindrique de 60 mm de long fait d'une matière très peu absorbante pour les rayons X (fines parois de verre, cellophane, plexi-glas, etc.). Si ce milieu est solide, on utilise directement des petits rondins de cette matière.

Le tube, ou le rondin, porte, suivant l'une de ses génératrices, des petits plombs équidistants pour repérer le trajet effectué par l'onde.

(1) Cependant Schaafs [8] a récemment cru pouvoir mettre expérimentalement en évidence que la loi normale d'absorption des rayons X cesse d'être valable à partir de pressions très inférieures, mais les conclusions de Schaafs, absolument contraires aux prévisions théoriques, semblent basées sur une interprétation inexacte des résultats expérimentaux.

Il est placé (fig. 3) dans le prolongement d'une charge de penthrite de même diamètre.

Contre la charge de penthrite est accolé un petit bout de cordeau détonant étaloné qui sert à la mesure des durées de trajet. La vitesse de combus-

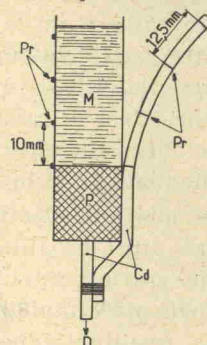


FIG. 3. — Tube à essai.

Pr. Plomb repères. — M. Milieu à étudier. — Cd. Cordeau détonant. — D. Vers le détonateur.

tion de ce cordeau étant voisine de 6 mm par microseconde, on place des repères de plomb tous les 12 mm, ce qui correspond à 2 microsecondes.

L'ensemble est placé devant un porte-film et dans le champ d'un tube à rayons X.

Le tube du type Siemens [10, 11] que nous utilisons est une variante d'un tube préalablement décrit par Slack et Ehrke [12]. Il comprend essentiellement (fig. 4) une anode A en tungstène, une cathode C et une cathode auxiliaire Z. La distance entre C et Z est assez faible pour qu'une tension d'environ 10 à 20 kV établie brusquement entre elles produise une décharge qui, à son tour, amorce la décharge principale entre A et C du condensateur B₁ sous 60 kV. Un vide suffisamment poussé, obtenu par pompage, donc réglable, empêche la décharge principale de se produire avant amorçage au moyen de la cathode auxiliaire. Cet amorçage se fait à l'aide du condensateur B₂ sous 20 kV qu'on décharge brusquement entre C et Z.

Dans le vide poussé le courant électronique est limité par la charge spatiale négative qu'établit le flux d'électrons de C vers A. Comme dans le tube à rayons X on observe des intensités de courant très supérieures à cette limite, il faut admettre que les électrons ionisent les molécules du gaz raréfié, la conséquence étant une neutralisation de la charge spatiale négative; d'où possibilité pour l'intensité de courant de dépasser la limite; c'est du moins l'hypothèse émise [10].

Une théorie de l'évolution dans le temps de la tension entre anode et cathode, de l'intensité de courant et de l'intensité du rayonnement X émis a été donnée par Steenbeck [13]. Fünfer [10] a généralisé cette théorie et a comparé les résultats

auxquels elle conduit à ceux d'une étude expérimentale du tube. Nous donnons ci-dessous l'essentiel des résultats établis par Fünfer.

L'expérience montre que la tension entre A et C s'effondre dans environ 1,5 microseconde. Ce temps est très grand par rapport au temps d'effondrement de la tension entre deux éclateurs au passage d'une étincelle électrique dans l'air, qui est de l'ordre de 0,01 microseconde. C'est la raison pour laquelle on peut se servir de l'étincelle électrique comme dispositif de déclenchement du tube.

L'intensité de courant électronique monte très rapidement vers un maximum (en moins de 0,5 microseconde) qui est atteint au moment où la tension s'est à peu près totalement effondrée.

Comparant ces résultats expérimentaux (obtenus avec $B_1 = 500 \text{ pF}$ et $V_1 = 40 \text{ kV}$) à ceux de la théorie, on constate qu'en moyenne les durées expérimentales sont environ 20 fois inférieures aux durées prévues par la théorie, tandis que les intensités de courant maximum sont 20 fois supérieures. Or, une des hypothèses fondamentales de la théorie était que l'ionisation des molécules gazeuses se fait par chocs électroniques. Compte tenu des résultats expérimentaux il faut donc admettre qu'il se produit une forte ionisation supplémentaire, due vraisemblablement à un rayonnement photoionisant.

L'étude expérimentale du rayonnement X montre que la partie efficace de l'éclair X se fait dans environ 0,2 microseconde (durée que nous pouvons confirmer d'après nos propres résultats de mesure). En même temps qu'une émission de rayons X se fait une émission de lumière. Pour de faibles capacités (500 pF), le maximum de lumière est pratiquement atteint dans le même temps que pour les rayons X. Mais entre les deux maxima il y a un retard de quelques dixièmes de microseconde, le maximum lumineux étant en retard sur le maximum de l'éclair X. L'intensité de l'éclair lumineux diminue nettement moins vite que celle de l'éclair X.

Comparant avec la théorie on trouve encore pour la durée de l'éclair X une valeur 20 fois inférieure à la valeur théorique.

L'intensité des rayons X augmente avec la capacité C_1 entre anode et cathode. La théorie exige une augmentation linéaire. L'expérience montre que cette linéarité cesse d'être valable au-delà de 10 000 pF, l'augmentation d'intensité X étant alors ralentie.

L'intensité des rayons X augmente aussi avec la tension appliquée.

Si on limite l'intensité de courant auxiliaire, on constate que le temps entre l'instant de la fermeture du circuit auxiliaire et l'instant de la décharge

principale augmente assez sensiblement, mais l'intensité X émise reste presque constante.

Ce fait conduit à penser que les électrons émis par le circuit auxiliaire sont bien nécessaires pour déclencher la décharge principale, mais qu'ils ne contribuent guère à celle-ci.

Reste à dire un mot de la synchronisation entre amorçage du tube à rayons X et de l'explosion. Cette synchronisation se fait de manière précise et facile à la fois à l'aide de cordeau détonant (fig. 4). Un bout

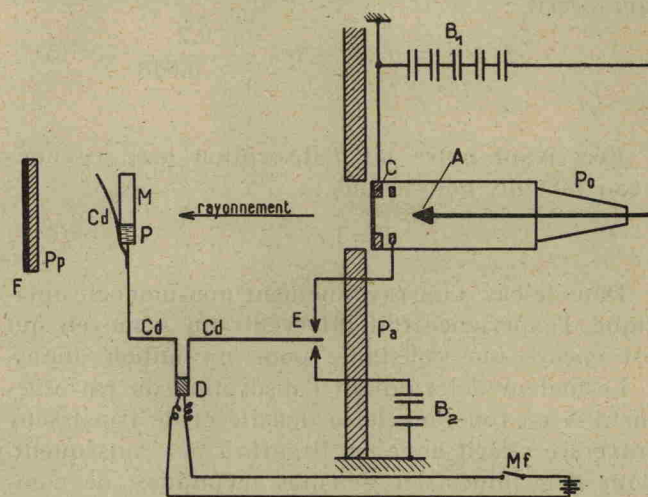


Fig. 4. — Appareillage.

A. Anticathode de tungstène. — C. Cathode. — Z. Electrode auxiliaire. — Po. Porcelaine isolante. — E. Eclateur. — D. Détonateur. — Mf. Mise à feu. — Pa. Paroi épaisse de protection. — B1. Batterie de condensateurs de $0,06 \mu\text{F}$. — B2. Batterie de condensateurs de $0,05 \mu\text{F}$. — Cd. Cordeaux détonants. — P. Charge de penthrite. — M. Milieu à étudier. — Pp. Plaque de protection. — F. Film radiographique.

de cordeau va amorcer l'explosif tandis que l'autre bout va ioniser l'air entre les éclateurs du circuit auxiliaire, faisant ainsi passer l'étincelle et déclenchant l'éclair X. Ces deux bouts de cordeau détonant sont allumés simultanément à l'aide d'un seul détonateur. Il suffit de jouer sur les longueurs des cordeaux pour obtenir le cliché à l'instant voulu.

Au fur et à mesure du développement de nos essais, nous avons apporté quelques perfectionnements de détail à notre appareillage et à notre technique concernant la mise de feu, l'éclateur, contrôle du vide, etc., perfectionnements qui nous ont permis d'atteindre une précision bien supérieure à celle que nous avons au début de nos essais.

Avant de présenter les résultats de mesure, nous donnons figure 5 un exemple de diagramme obtenu sur le microphotomètre Vassy. La courbe I donne la densité optique du cliché dans une colonne d'eau parcourue par une onde de choc. Les courbes II correspondent à différentes épaisseurs d'eau à pression atmosphérique. La courbe III se déduit des courbes II et donne les densités optiques en fonction