

— les méthodes interférométriques qui mettent en évidence la différence de marche des rayons lumineux.

Ces méthodes permettent de calculer l'indice de réfraction aux différents points du milieu. On en déduit, par des relations classiques, la densité et, moyennant une hypothèse supplémentaire sur la nature de la transformation subie par le milieu, les autres grandeurs telles que la pression et la température. La mesure directe de la pression par voie mécanique ou électromécanique devient alors inutile. Ces méthodes optiques, dont on se sert avant tout pour l'étude des milieux gazeux, peuvent dans certains cas être utilement appliquées aux milieux denses.

Rappelons enfin que les méthodes photoélastiques font apparaître la répartition des contraintes qui s'établissent dans un solide transparent sous l'effet de tensions appliquées.

Mais dans le cas spécial d'ondes de choc se propageant dans un solide, il existe d'autres méthodes d'une application très étendue puisqu'elles peuvent être utilisées avec des solides opaques à la lumière et aux rayons X, c'est-à-dire aux solides où cessent de pouvoir s'appliquer aussi bien la méthode photoélastique que la méthode de radiographie instantanée que nous décrivons plus loin. Ces méthodes ont pour principe la mesure simultanée de  $U$  et  $u$ .

### B. — Mesure de $U$ et $u$

Une première méthode est celle développée par les physiciens de Los Alamos [4]. Le principe en est le suivant (fig. 1) : une plaque métallique est au contact d'un explosif; à la détonation une onde de choc traverse le métal et vient heurter la surface AB baignée par l'air. A ce moment cette surface se déplace (et éventuellement se déforme si, pour une raison de montage, l'onde de choc n'est pas plane ou n'est pas parallèle à AB. Le but de la méthode est d'enregistrer photographiquement le comportement spatio-temporel de AB. On y parvient de la manière suivante : sur la surface AB on a tracé un réseau de deux familles de droites orthogonales. Entre AB et la caméra on a dressé un autre réseau de droites. La caméra qui, par exemple, donne une vingtaine de clichés espacés de 1 microseconde et de durée 0,2 microseconde chacun, enregistre 20 positions successives du réseau (qui se déforme et se déplace avec AB sur lequel il est placé) par rapport au réseau repère. L'éclairage se fait au moyen d'un flash très intense dont la durée est supérieure à 20 microsecondes. Un obturateur incorporé dans la caméra commande le temps de pose

de chaque cliché et l'espacement des clichés successifs. Un choix judicieux des coordonnées et de leur disposition dans l'espace permet de remonter du déplacement apparent sur le cliché au déplacement réel dans l'espace, c'est-à-dire en fin de compte à la vitesse  $u$  des particules solides de la surface AB. D'autre part, la connaissance de l'épaisseur de la plaque jointe à un dispositif de synchronisation entre le déclenchement de l'explosion et

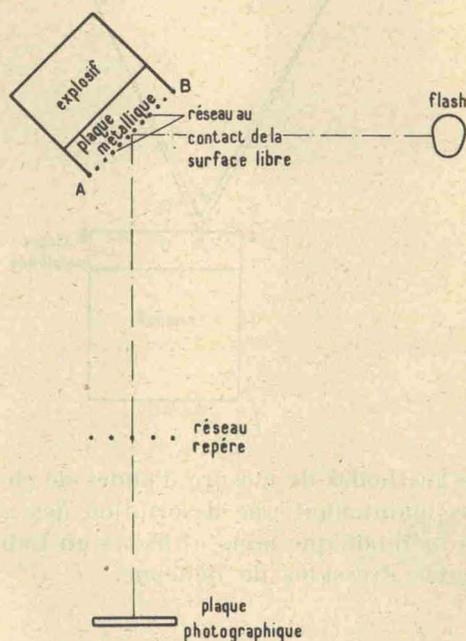


FIG. 1.

de la caméra permet, moyennant une série d'expériences sur des plaques d'épaisseur différente, de tracer la courbe espace-temps du front d'onde dans le solide; d'où l'on déduit par dérivation la courbe des vitesses.

Une deuxième méthode a été développée par Allen et McCrary [5, 6]. Le dispositif plaque-explosif reste le même que dans la méthode précédente (fig. 2). La surface AB est polie de manière qu'elle puisse réfléchir dans la caméra les images d'une rangée de sources lumineuses ponctuelles. La caméra est à miroir tournant ou à film mobile et posée de manière que lorsque la surface AB est immobile et plane (état d'avant l'explosion) les images des sources sont enregistrées sur le film sous forme de fines bandes parallèles. Lorsque la surface AB se déplace et se déforme, les images des sources sont déviées et on enregistre sur le film les déviations correspondantes. Connaissant la géométrie du montage, on peut en déduire le comportement spatio-temporel de la surface AB, donc la vitesse  $u$ .

Ici encore, une série d'expériences répétées avec des plaques d'épaisseur variable permet d'obtenir la vitesse  $U$  de l'onde de choc.

Après ce bref rappel de quelques notions sur

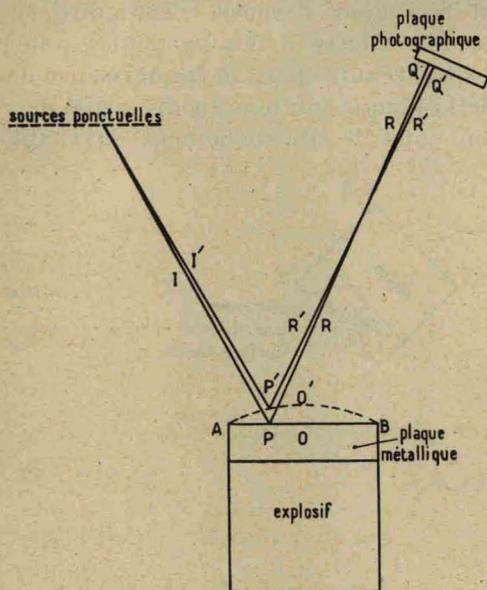


FIG. 2.

diverses méthodes de mesure d'ondes de choc, nous donnons maintenant une description des appareils et de la méthode que nous utilisons au Laboratoire des Hautes Pressions de Bellevue.

## II. — DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET DE LA MÉTHODE UTILISÉS AU LABORATOIRE DES HAUTES PRESSIONS

### A. — Principe de la méthode

On crée dans le milieu à étudier une onde de choc plane produite par une onde de détonation. Cette onde de choc se propage avec une vitesse supersonique dans la direction de l'onde de détonation. Le passage de l'onde de choc provoque dans le milieu une augmentation de l'absorption des rayons X. Il est donc possible de radiographier le passage de cette onde au moyen d'un éclair de rayons X de très courte durée (de l'ordre de  $10^{-7}$  sec.). Schall [6, 7] est le premier à avoir appliqué la radiographie ultrarapide à l'étude des ondes de choc dans les liquides.

On situe cette onde dans le temps par comparaison avec la longueur de détonation d'un cordeau détonant dont on connaît la vitesse de détonation. L'ensemble des radiographies successives donne les positions de l'onde dans l'espace et dans le temps.

On peut donc construire une courbe des trajets de l'onde en fonction du temps. Par dérivation de cette courbe on obtient la courbe de vitesse  $U$  de l'onde de choc en fonction du temps.

D'autres méthodes de repérage du temps sont possibles (et en particulier les dispositifs électroniques) mais nous n'avons utilisé que celle du cordeau pour des raisons de simplicité. Par ailleurs l'expérience que nous avons acquise de cette méthode nous permet d'affirmer qu'elle est d'une précision suffisante.

Les deux premières des relations d'Hugoniot que nous avons rappelées dans la première partie conduisent à

$$p_2 - p_1 = \frac{\rho_1}{\rho_2} (\rho_2 - \rho_1) U^2 \quad (1)$$

Comme dans tous nos essais la pression  $p_1$  est la pression atmosphérique nous pouvons la négliger devant  $p_2$  et nous avons l'expression :

$$p_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} (\rho_2 - \rho_1) U^2 \quad (2)$$

Ayant déterminé  $U$  par la méthode décrite ci-dessus il nous suffira de connaître par ailleurs la densité  $\rho_2$  pour pouvoir calculer la pression  $p_2$ .

Cette mesure de  $\rho_2$  est rendue possible par l'étude photométrique des clichés.

On sait en effet que lorsqu'un rayonnement traverse un milieu l'intensité du rayonnement transmis est reliée à celle du rayonnement incident par la relation :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3)$$

$I$  étant l'intensité transmise;  
 $I_0$  l'intensité incidente;  
 $x$  l'épaisseur traversée;  
 $\mu$  le coefficient d'absorption.

$\mu$  est fonction : de la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement incident;  
 du nombre atomique de la matière  $Z$ ;  
 de la densité  $\rho$ .

Or, dans le cas des rayons X, la dépendance de  $\mu$  par rapport à  $\rho$  est très simple.  $\mu$  est en effet donné par :

$$\mu = \left[ a\lambda^3 Z^3 + b + \frac{0,2}{1 + \frac{0,048}{\lambda}} \right] \rho \quad (4)$$

Cette loi est vraie aussi longtemps que les densités restent assez faibles pour que les actions interatomiques ne perturbent pas les couches électroniques internes. La théorie ne fait prévoir de telles