

LABORATOIRE DES HAUTES PRESSIONS

Directeur : M. B. VODAR

Shock Waves in Dense Matter

LES ONDES DE CHOC EN MILIEU DENSE
II. — MÉTHODES EXPÉRIMENTALES
ET QUELQUES RÉSULTATS DE MESURES OBTENUS
PAR LA MÉTHODE DE RADIOGRAPHIE ULTRARAPIDE

Experimental Methods and Some Results Obtained by High Speed Radiography
par

Jean DAPOIGNY

Jean KIEFFER

Boris VODAR

Stagiaire de Recherches

Maître de Recherches

Les auteurs rappellent les principales méthodes d'étude expérimentale des ondes de choc dans les milieux denses. Ils donnent une description plus détaillée des appareils utilisés et de la méthode adoptée dans leurs expériences et ils exposent quelques résultats obtenus.

I. — RAPPEL DES MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

Dans la première partie [1] nous avons rappelé que les deux premières relations d'Hugoniot permettent de déduire deux quelconques des quatre grandeurs caractéristiques U , u , p , ρ d'une onde de choc à partir des deux autres. Nous décrivons à présent les méthodes expérimentales qui permettent la mesure simultanée de deux de ces variables. Nous nous contentons de rappeler le principe des méthodes qui déterminent les couples de variables Up , ou Uu , renvoyant aux mémoires originaux pour une étude approfondie. Après quoi nous donnons quelques précisions sur la méthode que nous employons et qui fournit U et ρ .

A. — Mesure de U et p (voir COLE, *op. cit.*, 1^{re} partie, chap. 5 et 6.TRAVERS, *op. cit.*, 1^{re} partie et [2])

La mesure de la pression se fait par voie mécanique ou électromécanique.

a) *Par voie mécanique.* — En principe toutes ces méthodes se ramènent à l'étude de la déformation que subissent un bâtonnet ou un diaphragme métallique sous l'effet du choc. Elles servent donc plutôt à l'étude comparative des effets produits par des chocs d'intensités différentes qu'à une mesure

proprement dite de la pression. Par comparaison avec les effets produits par voie statique, on peut cependant arriver à une connaissance approximative de la pression atteinte dans le choc.

b) *Par voie électromagnétique.* — Le phénomène utilisé le plus fréquemment est la piézoélectricité. L'effet du choc sur le cristal piézoélectrique est transformé en signal électrique qui est amplifié, envoyé dans un oscillographe et enregistré photographiquement (1).

La mesure de la vitesse U de l'onde de choc se fait par voie photographique. On capte ainsi la position du front d'onde dans l'espace et une série de clichés pris à des instants différents donne la courbe espace-temps. On en déduit par dérivation la courbe des vitesses.

Disons incidemment que des méthodes photographiques plus perfectionnées permettent d'atteindre en même temps que la vitesse U une autre grandeur caractéristique du phénomène [2, 3]. Ce sont :

— la photographie par transparence du milieu en lumière parallèle;

— les méthodes strioscopiques (dites aussi méthodes Schlieren) qui mettent en évidence les déviations des rayons lumineux aux points de densité variable d'un milieu transparent;

(1) Un cristal particulièrement intéressant est la tourmaline qui est sensible à une pression hydrostatique aussi bien qu'à des pressions « orientées ».

— 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

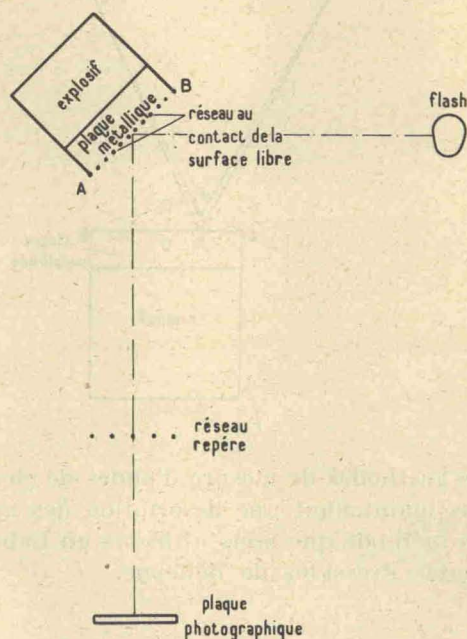


FIG. 1.

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

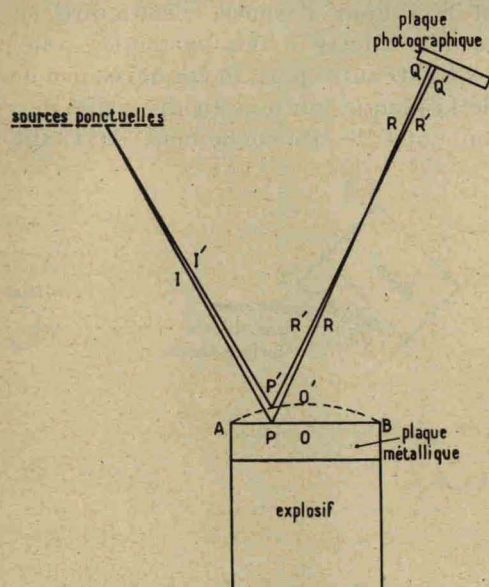


FIG. 2.

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 ρ_2 pour pouvoir calculer la pression p_2 .

Cette mesure de ρ_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;
 μ le coefficient d'absorption.

μ est fonction : de la longueur d'onde λ du rayonnement incident;
 du nombre atomique de la matière Z ;
 de la densité ρ .

Or, dans le cas des rayons X, la dépendance de μ par rapport à ρ est très simple. μ 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

interactions qu'à partir de densités correspondant à des pressions d'environ 16⁶ 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, plexiglas, 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-

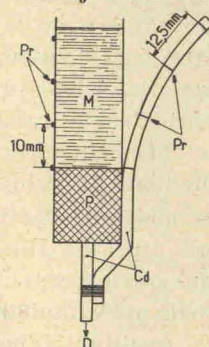


FIG. 3. — Tube à essai.

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

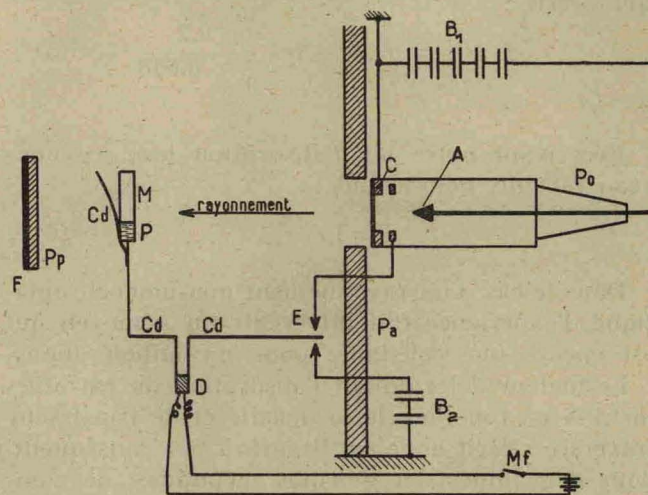


Fig. 4. — Appareillage.

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 pentrite. — 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 cordons 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

de l'épaisseur du milieu. Pour des raisons de commodité, nous avons utilisé la même échelle pour les distances sur le cliché et pour les épaisseurs du milieu.

Pour toutes les courbes, les points ayant même ordonnée correspondent à des points sur le film

avons obtenus ont déjà été publiés [14]. Nous reproduisons ici la courbe de compressibilité de l'eau dans l'onde de choc (fig. 6), courbe dont nous avons depuis pu confirmer l'exactitude par un certain nombre de nouveaux points expérimentaux, et en particulier le point n° 20 qui correspond à un

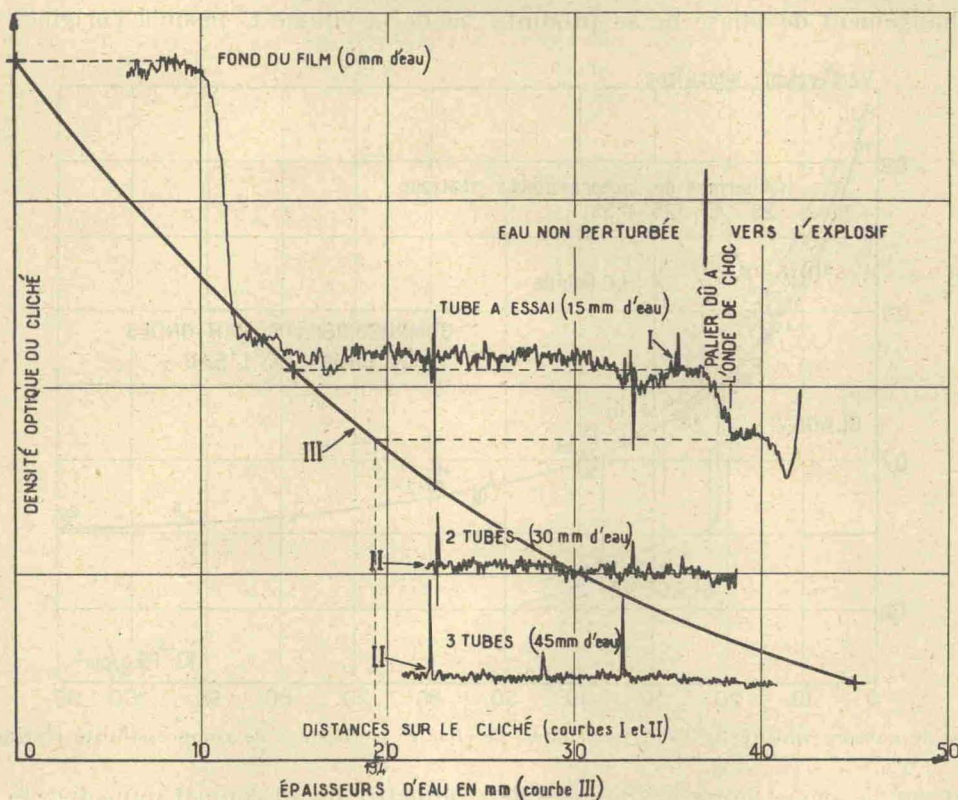


FIG. 5. — Diagramme microphotométrique.

Substance étudiée : H₂O liquide.

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{19,4}{15} = 1,3 \quad \frac{V}{V_0} = 0,77$$

$$U = 2\,800 \text{ m/s} \quad P = 18\,200 \text{ kg/cm}^2$$

ayant subi le même effet radiographique. Il est donc aisé de déterminer, grâce à la courbe III, à quelles épaisseurs de milieu non-perturbé correspondent les différents points de densité variable de la courbe I et, en particulier, l'épaisseur correspondant à la densité dans l'onde de choc; d'où, par application de l'expression (7), la densité ρ_2 du milieu comprimé par l'onde de choc.

III. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A. — Ondes de choc dans les liquides

EAU.

Nous avons commencé l'étude des ondes de choc dans les liquides en reprenant les mesures de Schall sur l'eau [7, 8]. Les premiers résultats que nous

avons obtenus ont déjà été publiés [14]. Nous reproduisons ici la courbe de compressibilité de l'eau dans l'onde de choc (fig. 6), courbe dont nous avons depuis pu confirmer l'exactitude par un certain nombre de nouveaux points expérimentaux, et en particulier le point n° 20 qui correspond à un

volume spécifique de 0,66 cm³ et une pression de 109 000 kg/cm². C'est l'état de l'eau derrière une onde de choc qui, depuis sa naissance au contact de l'explosif, a parcouru trois millimètres.

L'intérêt principal de ces expériences résidait dans le fait qu'elles allaient donner une réponse à la question de savoir s'il y a solidification de l'eau dans l'onde de choc. Des calculs de Kirkwood et et coll. (voir Cole, *op. cit.* et Travers, *op. cit.*) conduisaient en effet à des températures dans l'onde de choc qui, au-delà de 28 000 kg/cm², rendaient une solidification thermodynamiquement possible. Du point de vue cristallographique, la solidification ne paraissait guère vraisemblable. Bethe [15], par des raisonnements purement thermodynamiques, a d'ailleurs montré qu'un tel phénomène rendrait l'onde de choc instable. Il restait malgré tout utile

d'interroger directement les résultats d'expérience. Or, la répartition de nos points expérimentaux donne lieu à deux remarques :

1° La seule courbe qu'on puisse faire passer à travers ces points est une courbe continue. C'est la courbe de compressibilité d'un milieu dans lequel aucun changement de phase ne se produit.

de plus de 100 000 kg/cm². C'est dire qu'on ne peut guère espérer aller beaucoup plus loin vers les hautes pressions par onde de choc simple.

On peut alors, pour se faire une idée de la relation $p\tau$ aux très fortes densités, risquer une extrapolation des courbes spatiales de la densité et de la vitesse U jusqu'à l'origine. Cela conduit à

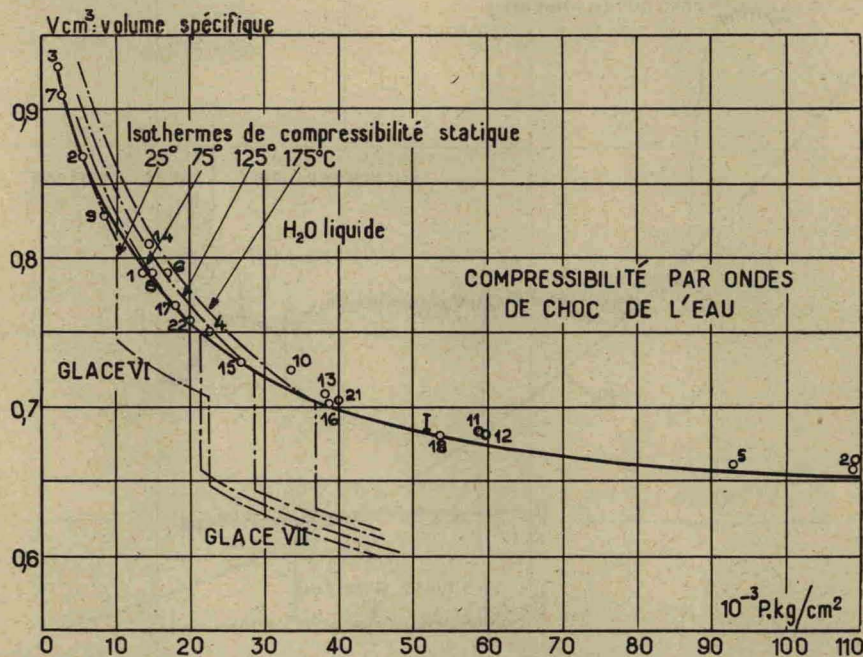


Fig. 6. — Courbe de compressibilité de l'eau par ondes de choc et isothermes de compressibilité statique de Bridgman

2° En portant sur la même figure les données de compressibilité statique de Bridgman [16], on voit que notre courbe correspond constamment à des températures trop élevées pour que la solidification devienne thermodynamiquement possible. Cette deuxième remarque prête cependant à contestation. Dans le domaine critique indiqué par Kirkwood, notre courbe passe en effet tellement près des paliers de solidification qu'en raison de la marge d'erreurs expérimentales on ne peut pas dire si l'on est au-dessus ou au-dessous de la température de solidification. Mais, même en admettant une solidification partielle, la position de la courbe montre que la proportion de solide sera minime. Par ailleurs, on voit que l'échauffement de l'eau par onde de choc est relativement faible. Un diagramme volume-température tracé dans la publication originale [14] donne pour 30 000 kg/cm² environ 300° C.

La figure 7 montre une onde de choc dans l'eau. Le point expérimental n° 20 déjà signalé montre qu'il faut se rapprocher dans une onde de choc plane jusqu'à 3 mm de l'explosif pour observer l'eau dans un état qui correspond à une pression

admettre qu'au contact immédiat de l'explosif l'état de l'eau est presque de $P_2 = 200\,000$ kg/cm²; $\tau_2 = 0,60$ cm³/g. L'extrapolation de ces courbes dans l'autre sens montre qu'au-delà de 30 mm l'onde de choc a pratiquement dégénéré en onde acoustique. On pourrait aussi retrouver ces résultats (disons une fois pour toutes qu'il s'agit, pour ces extrapolations, d'ordres de grandeur bien plus que de données quantitatives précises) en utilisant les expressions que nous avons rappelées à la fin du § 2 de la première partie [1] et en se servant pour les gaz de détonation de la penthrite des données numériques de Döring [17]. La vraie solution expérimentale pour tenter d'atteindre des pressions plus élevées consisterait à utiliser des rencontres ou des réflexions d'ondes de choc (voir le § 3 de [1]).

HEPTANE.

Nous avons aussi incidemment établi la courbe de compressibilité de l'heptane que Bridgman avait étudiée jusqu'à 12 000 kg/cm² [17]. La figure 8 reproduit la courbe que nous avons établie. L'hep-

tane est plus compressible que l'eau et nous avons pu constater expérimentalement qu'effectivement les ondes de choc s'y amortissent plus rapidement que dans l'eau. Ce qui est en accord avec ce que nous avons fait prévoir à la fin du § 2 de [1].

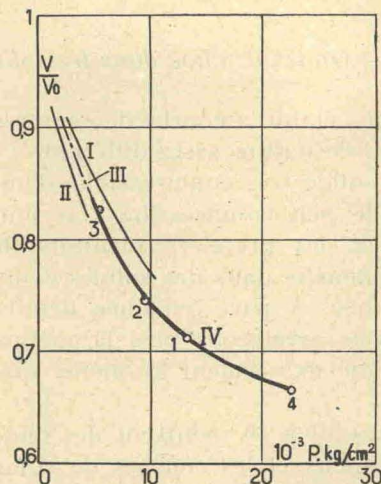


FIG. 8. — IV. Courbe de compressibilité de l'heptane par ondes de choc.
II, III, I. Isothermes de Bridgman à 0, 50 et 95°.

ARGON.

L'argon, provenant d'une bouteille à gaz, est liquéfié dans la partie centrale d'un petit vase en plexiglas à double paroi. Ce tube est porté au point de liquéfaction de l'argon par trempage dans l'azote

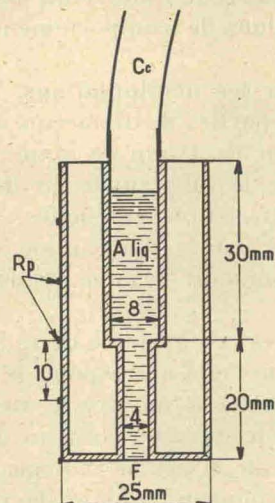


FIG. 9. — Tube à essai pour argon liquéfié.
Cc. Caoutchouc reliant le tube à une bouteille à gaz. — A. Argon liquide. — F. Fond de 0,5 mm. — Rp. Repères de plomb.

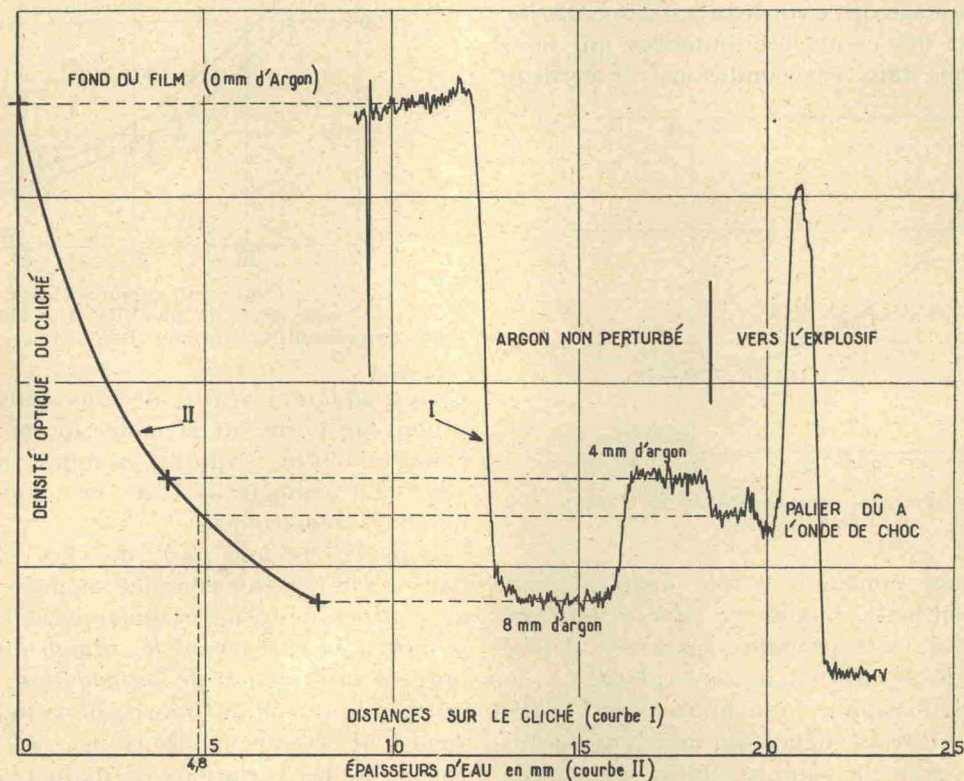


FIG. 10. — Diagramme microphotométrique pour l'argon liquide.

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{4,8}{4} = 1,2 \quad \frac{V}{V_0} = 0,832$$

$$U = 2\,100 \text{ m/s} \quad P = 10,500 \text{ kg/cm}^2$$

liquide (fig. 9). Au moment de l'essai, on porte ce vase sur la charge de penthrite.

L'argon est pratiquement au contact de la penthrite, le fond du tube ayant une épaisseur de moins de 0,5 mm. Des essais faits sur l'eau ont montré qu'une telle épaisseur n'introduit pas de modification sensible dans le comportement de l'onde de choc.

Pour faciliter les manipulations, le tube central comporte deux parties de diamètres différents. Dans le tube inférieur de 4 mm de diamètre, on observe l'onde de choc; le tube supérieur de 8 mm sert à la gradation ultérieure des clichés.

La figure 10 est le diagramme microphotométrique correspondant à une onde de choc de 10 500 kg/cm².

La figure 11 est un exemple de radiographie obtenue avec l'argon; elle correspond à 30 000 kg/cm². L'image de gauche A montre le vase en plexiglas avant l'explosion avec son cordeau détonant intact. L'image de droite B est la radiographie du même vase après l'explosion. L'onde de choc a effectué un trajet de 9,5 mm. Le cordeau détonant a détoné sur une longueur correspondant à 3 microsecondes. En fait, les dimensions du vase nous ayant obligé à modifier l'allumage de ce cordeau par la penthrite, nous avons fait des essais préliminaires qui nous ont montré que, dans ces conditions, le cordeau

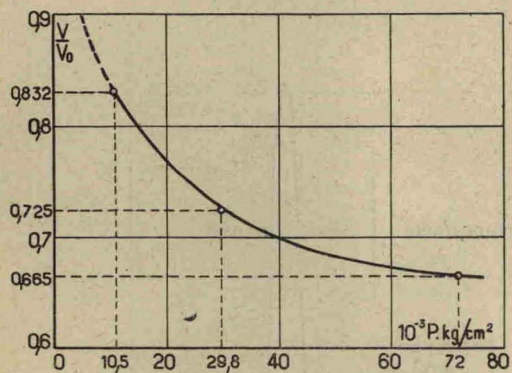


FIG. 12. — Courbe de compressibilité de l'argon par ondes de choc.

avait une avance constante d'une demi-microseconde sur la penthrite. L'onde de choc a donc été radiographiée 2,5 microsecondes après son départ de la surface de séparation argon-explosif.

Parmi les radiographies que nous avons faites, nous avons retenu trois clichés qui nous ont permis de tracer la courbe de compressibilité de l'argon jusqu'à 72 000 kg/cm² (fig. 12).

Il n'existe pas à notre connaissance de résultats expérimentaux concernant l'argon liquide au-dessus de 6 000 atmosphères [18, 19]. Bridgman, qui a fait

l'étude de la variation du point de fusion avec la pression, donne, pour 6 000 kg/cm² et — 80° C, un volume spécifique de 0,63 cm³, soit $\frac{V}{V_0} = 0,88$.

Une interprétation théorique de ces résultats sera donnée ailleurs.

B. — Ondes de choc dans les solides

Nous avons établi la courbe de compressibilité de deux solides de nature assez différente : d'une part le sodium, solide très compressible, d'autre part le pyrex, solide peu compressible. Ce sont, à notre connaissance, les premiers résultats de mesures directes de densité dans des solides comprimés par ondes de choc. A part quelques détails auxquels nous ne nous arrêterons pas, la méthode expérimentale a été exactement la même que pour les liquides.

Les figures 13 à 16 montrent des ondes de choc dans ces milieux et les courbes de compressibilité

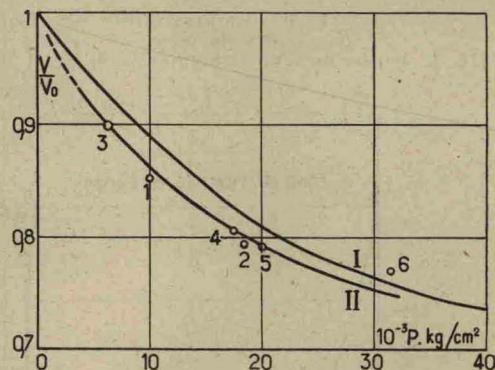


FIG. 13. — Courbe de compressibilité du sodium par ondes de choc (II) et isotherme de compressibilité statique (I) à température ambiante.

correspondantes. A titre de comparaison nous avons à nouveau porté sur la même figure les courbes de compressibilité statique établies par Bridgman [20]. La comparaison de ces courbes nécessite quelques remarques.

Considérons une onde de choc qui se propage dans un milieu quelconque. Supposons l'onde plane et le milieu de forme cylindrique. L'onde comprime le milieu en conservant les dimensions perpendiculaires à la direction de propagation. On pouvait le prévoir en raison de l'inertie de la matière et l'expérience le confirme. Dans les clichés pris aux rayons X, les variations de diamètre au niveau du front d'onde ne sont pas appréciables. Il existe d'ailleurs un autre fait expérimental qui, de manière moins directe mais tout aussi nécessaire, conduit à la même conclusion. La vitesse de propagation

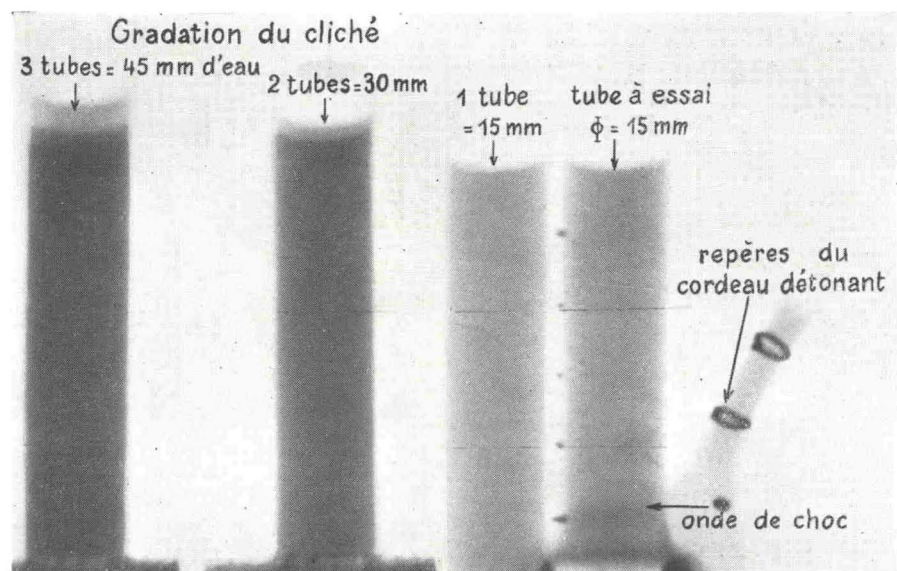


FIG. 7. — Radiographie d'une onde de choc dans l'eau correspondant à une pression de 18 000 kg/cm².

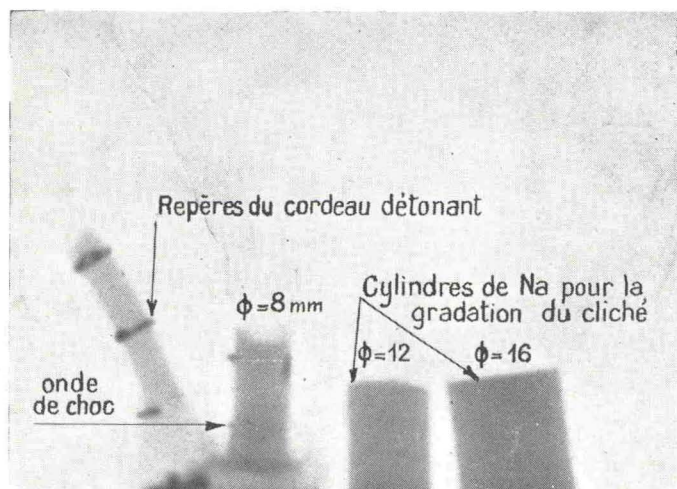


FIG. 15. — Radiographie d'une onde de choc dans le sodium correspondant à 17 000 kg/cm².

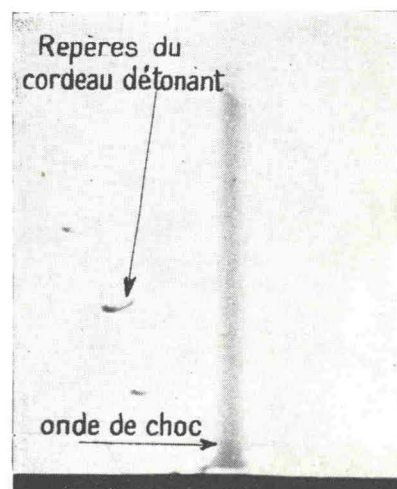
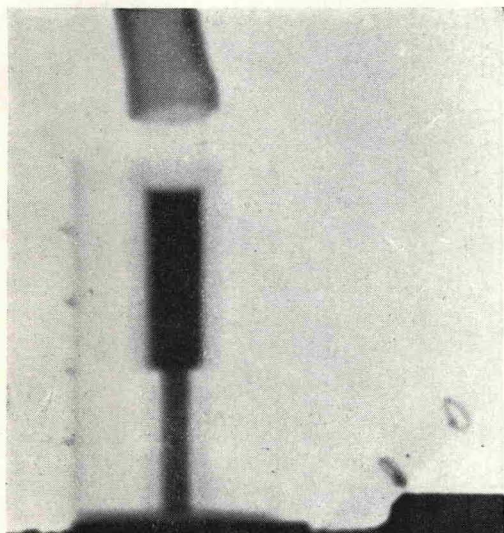
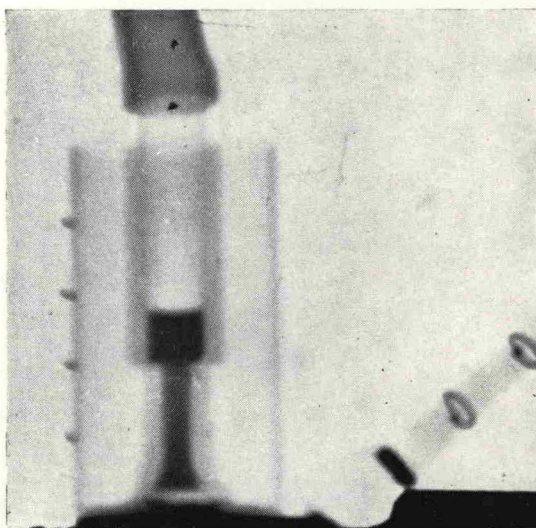


FIG. 16. — Radiographie d'une onde de choc dans le pyrex correspondant à 99 000 kg/cm².

FIG. 11.

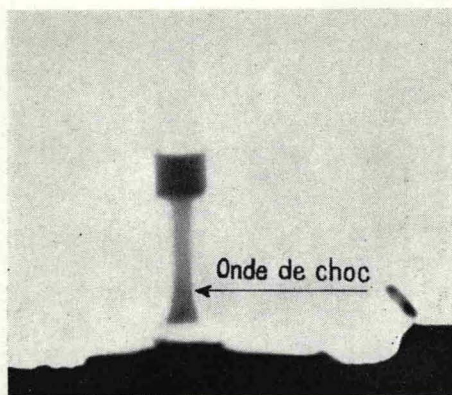


a) Radiographie prise avant l'explosion.
Le cordeau détonant est intact.



b) Radiographie prise après l'explosion.
La durée de détonation du cordeau
a été de 3 microsecondes.
L'onde de choc a effectué un trajet de 9,5 mm.

Photographies surexposées pour faire apparaître les tubes de plexiglas.



a) Même radiographie prise après l'explosion,
mais fortement contrastée
pour mieux faire apparaître l'onde de choc.

La différence de niveau d'argon observée sur les figures a et b résulte du fait que, pour réaliser ces deux radiographies, il a été nécessaire de procéder à deux remplissages distincts et que les quantités d'argon ne se sont pas trouvées être les mêmes.

des ondes de choc est indépendante du diamètre des cylindres pourvu qu'ils ne soient pas trop petits. Or, s'il y avait déplacement radial de la matière, le diamètre devrait influencer sur la vitesse de propagation de l'onde de choc.

La conservation de la section étant admise, on

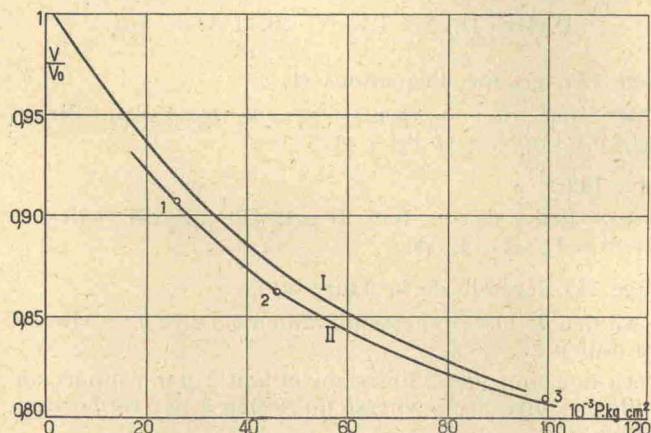


FIG. 14. — Courbe de compressibilité du pyrex par ondes de choc (II) et isotherme de compressibilité statique (I) à température ambiante.

peut envisager deux comportements possibles pour un milieu isotrope parcouru par une onde de choc :

— Ou bien le milieu reste isotrope après passage de l'onde de choc. Ce n'est possible que par des réarrangements atomiques qui, localement, réorganisent la structure du milieu de manière à conserver l'isotropie. C'est ce phénomène qui, avec une bonne approximation, semble jouer dans les liquides, conduisant ainsi à une pression isotrope immédiatement derrière le front d'onde.

— Ou bien le milieu initialement isotrope devient anisotrope. Les phénomènes de réorganisation atomique se font avec un certain retard ⁽¹⁾ et l'état du milieu immédiatement derrière le front d'onde n'est plus isotrope. Dans le milieu déformé derrière le front d'onde, il existe alors un état de tensions qui ne peut être convenablement représenté qu'au moyen d'un tenseur des pressions.

Dans ce dernier cas la comparaison directe des courbes de compressibilité statique et dynamique n'a plus la signification simple qu'elle a lorsque le premier cas est réalisé, puisque l'on a affaire à une pression anisotrope.

En ce qui concerne les ondes de choc dans les solides, diverses hypothèses ont été faites. Richter

(1) Pour les ondes de choc dans les gaz et dans certains liquides complexes, on a des phénomènes de retard analogues portant sur les états énergétiques internes des atomes ou des molécules.

[21] suppose que les déformations plastiques qui, aux pressions élevées atteintes dans une onde de choc, doivent finir par apparaître, se font avec un certain retard. Il considère par conséquent la transformation du solide dans le front d'onde comme un phénomène purement élastique et il applique, pour le calculer, la théorie des déformations élastiques finies [22, 23, 24, 25]. Mais ensuite il utilise, pour fixer l'ordre de grandeur des constantes élastiques de ses formules, les résultats expérimentaux sur l'acier et le plomb de Pack, Evan et James [26], alors que ces auteurs semblent précisément exclure toute possibilité de retard à l'écoulement plastique. Voici en effet leur raisonnement :

Ils introduisent les trois composantes p_{xx} , p_{yy} et p_{zz} du tenseur des pressions, après quoi ils se servent de la condition de Von Mises pour l'amorçage du flux plastique :

$$(p_{xx} - p_{yy})^2 + (p_{yy} - p_{zz})^2 + (p_{zz} - p_{xx})^2 = 2Y^2 \quad (8)$$

condition qui leur permet d'obtenir une relation entre la composante p_{xx} et les composantes radiales p_{yy} et p_{zz} . Ces dernières, pour des raisons de symétrie, sont égales ($p_{yy} = p_{zz}$). L'expression (8) se réduit donc simplement à :

$$p_{xx} - p_{yy} = Y. \quad (9)$$

Y est la tension de limite élastique en traction simple.

D'autre part, la variation de volume due à l'application des pressions p_{xx} , p_{yy} et p_{zz} est égale à celle que produirait une pression hydrostatique

$$p = \frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz}) \quad (10)$$

expression qui, grâce à (9), peut s'écrire :

$$p = p_{xx} - \frac{2}{3} Y. \quad (11)$$

Avec ces hypothèses, on voit que, pour une densité donnée, la différence entre la pression hydrostatique et la composante p_{xx} du tenseur de pression dans l'onde de choc se réduit simplement à $\frac{2}{3} Y$,

grandeur qui, aux pressions élevées, devient négligeable. On doit donc s'attendre à trouver des différences peu importantes entre les courbes de compressibilité statique et les courbes de compressibilité par onde de choc (d'autant plus que l'échauffement d'un solide par onde de choc est relativement faible).

C'est ce que semblent vérifier, avec une assez bonne approximation, vu le caractère approximatif de ces hypothèses théoriques, les courbes expérimentales que nous avons obtenues.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KIEFFER, DAPOIGNY et VODAR. — *J. Rech. C.N.R.S.*, 1955, 6, 137.
- [2] FAYOLLE et NASLIN. — Photographie instantanée et cinématographie ultrarapide. Editions de la Revue d'Optique, 1950.
- [3] WEYL. — Navord Report 211-45 Buord U.S. Navy Department.
- [4] SHREFFLER et DEAL. — *J. Appl. Phys.*, 1953, 24, 44.
- [5] ALLEN et McCRARY. — *Rev. Sci. Instr.*, 1953, 24, 165.
- [6] ALLEN. — *J. Appl. Phys.*, 1953, 24, 1180.
- [7] SCHALL. — D.E.F.A.-L.R.B.A., rapport 31/46.
- [8] SCHALL. — *Z. ang. Phys.*, 1950, 2, 252.
- [9] SCHAAFS. — *Z. f. Phys.*, 1954, 137, 102.
- [10] FÜNFER. — D.E.F.A.-L.R.B.A., rapport 13/47.
- [11] FÜNFER. — *Z. ang. Phys.*, 1950, 2, 25.
- [12] SLACK et EHRKE. — *J. App. Phys.*, 1941, 12.
- [13] STEENBECK. — *Wiss. Veröff. a. d. Siemens*, 1938, W. XVII.
- [14] DAPOIGNY, KIEFFER et VODAR. — *C. R. Ac. Sc.*, 1954, 238, 215.
- [15] BETHE. — Office of Scientific Research and Development (OSRD), report n° 545, 1942.
- [16] BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.*, 1942, 74, 399.
- [17] DÖRING. — D.E.F.A.-L.R.B.A., rapport 35/46.
- [18] BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.*, 1935, 70, 1.
- [19] MICHELS, WOUTERS et DE BOER. — *Physica*, 1936, 3, 585.
- [20] BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.*, 1948, 76, 55.
- [21] RICHTER. — Compte rendu du Colloque de Saint-Louis, 1951. D.E.F.A., 14/51.
- [22] BRILLOUIN. — *Les tenseurs en mécanique et en électricité*. Masson, éd., Paris.
- [23] MURNAGHAM. — Finite Deformation of an Elastic Solid. Wiley and Sons, New York; Chapman and Hall, Ltd, London, 1951.

- [24] RICHTER. — *Z. ang. Math. Mech.*, 1948, 28, 205.
- [25] RICHTER. — *Z. ang. Math. Mech.*, 1949, 29, 65.
- [26] PACK, EVANS et JAMES. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, 337, 1.

ERRATA DU PREMIER ARTICLE
PARU DANS LE N° 30, PAGE 137

Page 139, groupe d'équations (1) :

Au lieu de : $v_1(p_1v_1) + p_1 = V_2(p_2v_2) + p_2$, lire : $v_1(p_1v_1) + p_1 = v_2(p_2v_2) + p_2$.

Page 142 :

Au lieu de : $E(T_1S) = E_1(T) + E_2(S)$, lire : $E(\tau S) = E_1(\tau) + E_2(S)$.

Page 144, légende de la figure 5.

Au lieu de : $u^2 =$ vitesse du milieu 2..., lire $u_2 =$ vitesse du milieu 2...

Au lieu de : $u_2 =$ vitesse du milieu 2 par rapport au milieu —, lire : $u_3 =$ vitesse du milieu 3 par rapport au milieu 2.

Page 144, équation (7) :

Pour la clarté du raisonnement, il est à préciser que cette équation n'est valable que pour des valeurs de $p_1, p_2, p_3, \tau_1, \tau_2$ et τ_3 la rendant supérieure à 1.

Page 139, 13^e ligne :

Au lieu de : E_1 et E_2 étant les énergies par unité de volume, lire : E_1 et E_2 étant les énergies par unité de masse; ceci modifie les formules de la page 143, notamment la dernière qui doit s'écrire :

$$U_2 - U_1 = p_1 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \omega.$$

Le seul facteur déterminant l'amortissement d'une onde de choc pour P_1 et ω donnés est donc la compressibilité. La remarque que nous avons faite sur le comportement différent d'une onde de choc dans un gaz et dans un milieu condensé reste néanmoins vraie.