

Action d'une onde de choc sur un solide poreux Jacques Thouvenin

▶ To cite this version:

Jacques Thouvenin. Action d'une onde de choc sur un solide poreux. Journal de Physique, 1966, 27 (3-4), pp.183-189. 10.1051/jphys:01966002703-4018300. jpa-00206385

HAL Id: jpa-00206385 https://hal.science/jpa-00206385

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ACTION D'UNE ONDE DE CHOC SUR UN SOLIDE POREUX

Par JACQUES THOUVENIN,

Commissariat à l'Énergie Atomique, Paris, France.

Résumé. — La propagation d'une onde de choc dans un solide poreux est examinée sous l'angle de la discontinuité et de la périodicité des phénomènes associés au caractère granuleux du solide. On définit une vitesse de propagation de la phase et ses valeurs sont calculées et vérifiées expérimentalement pour Cu, Al, Ni et U poreux. On montre également que la vitesse de surface libre du solide poreux est égale à celle du solide compact.

On déduit ensuite de l'analyse des ondes réfléchies de grain à grain que le solide tend vers un état d'équilibre, dont le point représentatif se place, au second ordre près, sur l'adiabatique dynamique du solide compact, contrairement aux théories déjà publiées par d'autres auteurs.

Abstract. — The propagation of a schock wave in a porous solid is studied by taking account of discontinuity and periodicity of phenomena associated with the granular characteristic of the solid. The phase velocity is formulated and calculated, and its values are tested by experiments on porous Cu, Al, Ni and U. We likewise show that the free-surface velocity of the porous solid is equal to that of the compact solid.

By analyzing waves reflected from grain to grain, we deduce that the solid approaches an equilibrium state, the representative point of which is situated, with approximation of second order, on the dynamic adiabatic of the compact solid, in opposition with published papers on this subject.

1. Introduction. — Le lieu des états atteints par un solide sous l'effet d'une compression par onde de choc constitue, dans l'espace à trois dimensions (p, v, T), une courbe dénommée adiabatique dynamique ou Hugoniot.

Cette courbe dépend de la nature du solide et aussi de l'état initial (p_0, v_0, T_0) dans lequel se trouve l'onde de choc. Pour un solide donné, il est possible de distinguer plusieurs adiabatiques dynamiques en faisant varier l'un des paramètres de l'état initial, et de décrire ainsi une surface d'état caractéristique. En rendant le solide poreux, on peut augmenter sensiblement son volume spécifique apparent v_0 , et en mesurant les paramètres de choc du solide dans différents états de porosité, plusieurs auteurs [1-2] ont publié, pour divers corps, un éventail assez large d'adiabatiques dynamiques.

Le but de cet exposé est d'analyser les phénomènes liés à la propagation d'une onde de choc dans un solide poreux, et de montrer que les mesures classiques des paramètres de choc n'ont pas la même signification physique que pour les solides homogènes. En conséquence, les équations du choc qui permettent de calculer la pression et la densité en fonction des vitesses mesurées ne peuvent être appliquées. Il est ensuite montré que le solide poreux atteint sous l'effet du choc un état d'équilibre, et que cet état se place, au second ordre près, sur l'adiabatique dynamique du solide compact, contrairement aux résultats publiés par les auteurs précités. 2. Description du schéma de propagation de l'onde de choc. — Un solide poreux est obtenu industriellement par frittage. Il se présente donc comme un agglomérat de grains du solide compact, séparés par des intervalles d'air. Pour schématiser ce point de vue et traiter le problème, nous admettons que les grains sont de même dimensions et équidistants, et que les intervalles qui les séparent sont égaux (fig. 1).



FIG. 1. - Schéma de propagation.

Soit une onde de choc se propageant à la vitesse Ddans le premier grain. Arrivée à la surface libre de ce grain, elle la met en mouvement avec la vitesse u_{s} . Du point S est issu un train d'ondes de détente isentropique qui remonte le grain et le ramène à une pression nulle. L'impact du premier grain sur le second, au point I, induit dans celui-ci une onde de choc de même vitesse D que la première, car il existe entre les paramètres de choc u_s et D une relation biunivoque ne dépendant que de la nature du solide. Du point I, une onde de choc est également réfléchie dans le grain incident et comprime celui-ci à nouveau.

Ce processus se poursuit de grain en grain : il n'y a pas d'onde de choc permanente, mais une suite périodique d'ondes de choc dans les grains, et de projections de matière dans les interstices vides. Le phénomène de choc se propage alors avec une vitesse de phase que nous désignons par D^* . Cette vitesse D^* est un paramètre facilement accessible à l'expérience, mais elle n'a pas la signification physique d'une vitesse de choc : on ne peut donc l'introduire sans précaution dans les équations du choc.

Le schéma de la figure 1 permet de calculer la valeur de D^* . Appelons λ le coefficient de porosité :

$$\lambda = \frac{\text{densité du solide poreux}}{\text{densité du solide compact}}.$$

L'addition des temps de parcours de la phase du phénomène dans le grain et dans l'interstice conduit immédiatement à la relation :

$$\frac{1}{D^*} = \frac{\lambda}{D} + \frac{1-\lambda}{u_s} \tag{1}$$

où D et u_s désignent les paramètres de choc du solide compact.

La première conséquence de ce schéma de propagation est que la vitesse de surface libre du solide poreux est égale à celle du solide compact : elle est en effet égale à la vitesse prise par le dernier grain, soit u_{s} . D'où la seconde relation :

$$u_{\mathbf{s}}^{\mathbf{*}} = u_{\mathbf{s}} \tag{2}$$

le signe * désignant le solide poreux.

Le paragraphe suivant décrit les expériences faites pour vérifier ces deux relations.

3. Vérification expérimentale. — La majeure partie des expériences a été faite sur le cuivre. Les grains de cuivre étaient de forme dendritique. Une sélection a été opérée sur la dimension des grains : $20 \pm 3 \mu$ et $100 \pm 10 \mu$, mais l'expérience a montré que ce choix n'avait pas d'influence sur la valeur de D^* . A partir de ces grains, on a formé par frittage des pastilles de 20 mm de diamètre et de 5 mm d'épaisseur, avec deux porosités différentes : $\lambda = 0.8$ — cuivre de densité 7,14 g/cm³, et $\lambda = 0.6$ — cuivre de densité 5,35 g/cm³. La dispersion en densité d'un lot de pastilles n'excédait pas 0.01 g/cm^3 .

D'autres expériences ont été faites avec des pastilles en aluminium, nickel et uranium poreux. a) VÉRIFICATION DE LA RELATION (1). — Les pastilles ont été soumises au test classique de détermination des équations d'état, tel qu'il est décrit en [3] : elles sont placées (fig. 2) sur un socle métallique de même nature que le solide poreux étudié, mais compact (sauf le nickel, pour lequel un socle en cuivre a été utilisé); on mesure, à l'aide de chambres à argon, le temps de parcours du choc dans la pastille poreuse, et simultanément, la vitesse de surface libre d'une seconde pastille de même matériau que le socle. Puisque ces matériaux sont identiques en nature, on mesure ainsi, lors de la même expérience, D^* et u_s (rappelons que u_s concerne le solide compact).



pour mesure de D^* et u_s .

Les chocs sont produits, soit par contact direct du socle avec une cartouche d'explosif, soit par projection d'une plaque métallique à grande vitesse (par accumulation de choc).

Les valeurs mesurées de D^* et u_s sont portées sur les graphiques 1, 2, 3, 4 et 5. Sur ces graphiques, on a tracé les courbes $D^* = f(u_s)$ calculées à partir de la relation (1), en utilisant les relations connues entre les paramètres de choc D et u_s du solide compact : pour le cuivre, l'aluminium et le nickel, ces relations sont déduites des données publiées en [3] ; pour l'uranium, de celles publiées en [4]. Dans le cas particulier du nickel poreux, où le socle était en cuivre, la courbe théorique a été déplacée de la même quantité vers la droite, à D^* égal, que celle qui sépare, à D égal, les courbes $D = f(u_s)$ du nickel et du cuivre compact : ceci est justifié, car il s'agit de métaux « voisins ».



Les graphiques montrent que les points experimentaux sont très voisins des courbes déduites de la relation (1). Pour les chocs faibles toutefois, on note une valeur de D^* légèrement inférieure à la valeur calculée : ceci peut venir de l'affaiblissement des chocs périodiques induits de grain à grain, plus sensible pour les chocs faibles que pour les chocs forts



en raison de la part d'énergie prise par l'air interstitiel.

Afin de confirmer la validité de la relation (1) sur un schéma simplifié, reproduisant fidèlement celui de la figure 1, nous avons procédé aux mêmes mesures $(D^* \text{ et } u_s)$ en remplaçant la pastille poreuse par un empilement de plaques de cuivre minces, séparées les unes des autres par des intervalles d'air (fig. 3). Le rapport de l'épaisseur des plaques et de l'intervalle d'air est tel que l'ensemble soit équivalent à une porosité de $\lambda = 0.6$ ou une densité moyenne de 5,35 g/cm³. La grandeur D^* mesurée ici représente alors exactement la vitesse de propagation telle qu'elle est schématisée sur la figure 1. Les valeurs sont portées sur le graphique 2 : elles se placent convenablement sur la courbe théorique. Cette expérience confirme que la dimension et la disposition des grains jouent un rôle négligeable dans le phénomène de propagation : qu'il y ait ordre ou désordre, la vitesse reste la même.



b) LIMITE DE VALIDITÉ DE LA RELATION (1). — Les expériences de vérification, décrites ci-dessus, ont utilisé des socles de même matériau que le

solide poreux étudié. Les ondes de détente issues de la surface libre des grains se propagent ainsi librement vers l'arrière en rencontrant un solide continûment comprimé. On peut penser qu'il n'en est plus de même si la pastille poreuse est placée sur un socle de nature différente : en effet, dans le cas où la polaire de choc du matériau du socle est plus basse que celle du matériau constituant les grains du solide poreux, ces ondes de détente vont se réfléchir à l'interface en ondes de compression qui intensifient et accélèrent le choc incident, et ceci dès le premier grain. Les valeurs de D et u_s dans chaque grain croissent au cours de la propagation ; le phénomène n'est plus lié à la périodicité des grains, et la valeur de D^* ne peut plus être calculée à partir d'une expression aussi simple que la relation (1).

Nous avons étudié cette accélération dans deux cas :

— cuivre poreux placé sur un socle en aluminium ;

— uranium poreux placé sur un socle en cuivre. Le montage expérimental est le même que celui de la figure 2, mais la pastille dont on mesure u_s est de même nature que le socle.

A partir de cette valeur mesurée de u_s , on peut définir l'intensité du choc incident, et en particulier calculer l'état de choc transmis par le socle aux grains du solide poreux. Il suffit de prendre l'intersection de la polaire de choc du matériau des grains (par exemple celle du cuivre, dans le premier cas) avec le lieu des chocs réfléchis dans le matériau du socle (par exemple, l'aluminium) : c'est la « méthode graphique » bien connue décrite en [3]. La mesure de la vitesse de surface libre u_s du socle permet donc de calculer les paramètres D et u_s du choc dans les grains qu'il faut introduire dans la relation (1). On obtient ainsi une valeur calculée de D^* .

L'expérience montre que les valeurs expérimentales de D^* sont supérieures aux valeurs calculées, ce qui confirme qu'à égalité de matière traversée, le choc est plus intense dans les grains du solide poreux que dans le solide compact.

Si le socle avait une polaire de choc plus haute que le matériau des grains, un phénomène inverse se produirait. Il y aurait décollement de la pastille poreuse, et émission d'ondes de détente vers l'avant : le choc dans le corps poreux s'affaiblirait.

c) VÉRIFICATION DE LA RELATION (2). — Les expériences ont été faites sur le cuivre seulement. Le montage expérimental est représenté (fig. 4).

On mesure la vitesse de surface libre $u_{\rm s}$ d'une pastille de cuivre compact, d'épaisseur 1 mm, qui sert de référence. Les pastilles de cuivre poreux ont une épaisseur de 1,25 mm ($\lambda = 0,8$) ou 1,67 mm ($\lambda = 0,6$), de façon que le choc traverse la même quantité de cuivre que dans la pastille de référence. La mesure de vitesse de surface libre du cuivre poreux $u_{\rm s}^*$ se fait directement par l'intervalle de temps séparant les traces des chambres à argon.



FIG. 4. — Dispositif de mesure $u_{\mathbf{s}}^*$.

Les résultats sont portés sur le graphique 6. La relation (2) est correctement vérifiée.



GRAPHIQUE 6. — u_s = vitesse de surface libre du cuivre compact. u_s^* = vitesse de surface libre du cuivre poreux ($\lambda = 0.8$ et 0.6).

Nota : Comme pour la relation (1), l'égalité des vitesses de surfaces libres est subordonnée à l'existence d'un socle de même nature que le matériau poreux (adaptation d'impédance de choc). A titre

d'expérience contradictoire, des pastilles de cuivre poreux ont été placées *en contact direct avec l'explosif*. On a constaté alors que, pour un explosif donné, la vitesse de surface libre croît quand le coefficient de porosité diminue :

$$u_{s}^{*}(\lambda = 0,4) > u_{s}^{*}(\lambda = 0,6)$$

 $> u_{s}^{*}(\lambda = 0,8) > u_{s} \text{ (compact).}$

Ceci s'explique par accumulation de choc de grain à grain.

4. État limite du solide poreux derrière l'onde de choc. — Le schéma de propagation proposé étant correctement vérifié par l'expérience en ce qui concerne les paramètres accessibles à la mesure, nous allons montrer maintenant que les hypothèses faites permettent de prévoir que le solide poreux atteint, sous l'effet du choc incident, un état limite caractérisé par des valeurs de la pression, de la densité et de la vitesse matérielle que l'on peut calculer avec les seules données de l'équation d'état du solide compact.

a) EXISTENCE DE L'ÉTAT LIMITE. — Suivons au cours du temps l'évolution de l'état d'un élément solide appartenant à un grain. Immédiatement derrière l'onde de choc incidente, l'état est représenté par le point A (p_i, u_i, ρ_i) (fig. 5). Ce point A



FIG. 5. — État limite d'un solide poreux sous choc.

appartient à la polaire de choc (P) et à l'adiabatique dynamique (H) du solide compact, de densité ρ_0 . Lorsque le premier train d'ondes de détente, issu de la surface libre du grain auquel appartient l'élément considéré atteint cet élément, le point figuratif de son état se déplace le long de l'isentropique (S), à partir de A jusqu'au point $S (p = 0, u = u_s, \rho \# \rho_0)$. Un peu plus tard, l'élément subit l'effet du choc réfléchi issu du point I (impact du grain sur le suivant), et le point figuratif remonte brusquement vers un point de la polaire (P) situé un peu audessus de A : ceci parce que la polaire de choc issue de S est légèrement plus tendue que l'isentropique (S). Puis le second train d'ondes de détente, issu de la surface libre du grain suivant, ramène à

Or:

nouveau l'état, le long d'une isentropique, vers un point voisin de S.

Ces oscillations de l'état du milieu ne se poursuivent pas indéfiniment. Elles s'amortissent par suite de l'interaction de chaque onde de choc réfléchie (C) (voir *fig.* 1) avec les deux trains d'ondes de détente qui la précède et la suive immédiatement. Cette interaction est due aux faits que :

— l'onde de choc réfléchie (C) est supersonique par rapport au milieu amont : elle rattrape donc le train d'ondes de détente qui la précède ;

— elle est subsonique par rapport au milieu aval : elle est donc rattrapée par le train d'ondes de détente qui la suit.

Or, au cours de cette double interaction, l'onde de choc (C) rencontre devant elle un milieu dont la pression croît à partir de p = 0 (fig. 1), et derrière elle, les ondes de détente font décroître la pression à partir de $p = p_i$. L'onde de choc (C) se propage ainsi entre deux états du milieu dont l'écart de pression tend vers zéro, sans qu'elle en soit responsable. A la limite, elle devient une onde de compression infinitésimale se propageant à la vitesse du son dans le milieu en équilibre.

L'état limite du solide poreux existe donc par le fait que l'onde de choc (C) devient une onde sonique. Il s'agit d'un état comprimé de la matière caractérisé par des valeurs p^* , ρ^* , u^* , c^* , que nous calculerons plus loin. Compte tenu de l'analyse des oscillations subies par l'élément matériel considéré cidessus, cet état limite se trouve quelque part sur l'isentropique (S) issue du point A. Pour les chocs usuels (jusqu'à 1 mégabar dans le cuivre), l'écart entre les isentropiques (S) et l'adiabatique dynamique (H) est inférieur à 1 % sur la valeur de ρ_0/ρ . On peut donc dire que l'état limite du solide poreux (p^*, ρ^*) est un état du solide compact, et que tous les solides poreux de même constitution chimique, n'ont, quelle que soit leur porosité, qu'une seule et même adiabatique dynamique, celle du solide compact.

b) DÉTERMINATION DE L'ÉTAT LIMITE. — On peut démontrer le théorème suivant : la vitesse d'une onde de choc est égale à la moyenne arithmétique des vitesses du son dans les milieux aval et amont, à condition de compter toutes les vitesses par rapport au même milieu.

La démonstration, purement mathématique, sort du cadre de cet exposé. Le théorème est valable au second ordre près, le premier ordre étant celui de u/D.

Considérons l'interaction simultanée au point M(x, t) de l'onde de choc (C) avec deux ondes de détente particulières, issues respectivement des surfaces libres S_1 et S_2 de deux grains consécutifs (fig. 6). Les vitesses matérielles absolues, de part et d'autre de l'onde de choc (C), sont respectivement u_1 et u_2 . Soit D la vitesse absolue de l'onde de choc (C) : elle



Fig. 6. — Interaction de l'onde de choc réfléchie (C) avec les ondes de détente issues de S_1 et S_2 .

mesure la pente de la courbe (C) au point M. Donc D = dx/dt.

D'après le théorème énoncé ci-dessus, on a :

$$D = (1/2) [(c_1 - u_1) + (c_2 - u_2)].$$

$$\begin{cases} c_1 - u_1 = (x + a) I(t - t_1), \text{ avec} : t_1 = a D^* \\ c_2 - u_2 = x It. \end{cases}$$

D'où l'équation différentielle de la trajectoire (C) de l'onde de choc réfléchie en I :

$$2\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \frac{x+a}{t-t_1} + \frac{x}{t}.$$

Après intégration, il est facile de voir que cette trajectoire est un arc d'hyperbole centrée au milieu de $S_1 S_2$. L'asymptote de cet arc d'hyperbole a une pente égale à la vitesse limite cherchée de l'onde de choc (C), c'est-à-dire égale à $(c^* - u^*)$, paramètre caractérisant l'état limite du milieu.

Le schéma d'interaction de la figure 6 représente le cas général. Il est précédé d'un schéma plus simple où l'onde de choc (C) n'interagit qu'avec un seul des deux trains d'onde : la trajectoire (C) est alors provisoirement un arc de parabole.

Le calcul complet de la trajectoire (C) à partir du point I est facile à faire. Il conduit finalement à la valeur de la vitesse limite de l'onde de choc (C) soit $(c^* - u^*)$, en fonction de l'intensité du choc incident caractérisé par exemple par la vitesse matérielle u_i .

Pour calculer, à partir de la valeur obtenue de $(c^* - u^*)$, les grandeurs caractéristiques du choc, on admet que l'isentropique (S) est symétrique de la polaire de choc (P) (fig. 5). L'état limite L est alors équivalent, du point de vue pression p^* et

densité ρ^* , à un choc fictif produisant dans le milieu compact un saut de vitesse $(2u_i - u^*)$. On sait que la relation entre la vitesse du son derrière un choc et le saut de vitesse matérielle apportée par ce choc est :



GRAPHIQUE 7. — Lieu (p^*, u^*) des états-limites pour le cuivre poreux.

c = A + (2B - 1) u,

où A et B sont les coefficients de la relation empirique classique de l'équation d'état des métaux :

D = A + Bu.On a donc ici :

$$c^* - u^* = A + (2B - 1) 2u_i - 2Bu^*$$

équation permettant de calculer u^* , puis p^* et ρ^* .

Les calculs ont été faits pour le cuivre de deux porosités différentes : $\lambda = 0,6$ et $\lambda = 0,8$. Les valeurs de p^* et u^* sont portées sur le graphique 7. Les courbes de ce graphique n'ont pas la signification physique d'une polaire de choc, mais représentent seulement le lieu des états limites du cuivre poreux en fonction du choc incident. Dans le diagramme (p^*, ρ^*) , les états limites se placent sur l'adiabatique dynamique du cuivre compact, au second ordre près. Il faudrait des chocs très intenses pour séparer l'état limite (p^*, ρ^*) du solide poreux de l'adiabatique dynamique du solide compact, et rendre mesurable cette différence.

5. **Conclusion.** — L'onde de choc propage une discontinuité de pression et de vitesse suffisamment fine pour s'apercevoir que le milieu est ou non homogène. En l'accompagnant dans son trajet, on peut rendre compte de façon simple des résultats expérimentaux obtenus. Ces résultats ne peuvent être interprétés comme apportant des informations nouvelles sur l'équation d'état des solides [5].

Manuscrit reçu le 13 août 1965.

BIBLIOGRAPHIE

- KRUPNIKOV (K.), BRAZHNICK (M.) et KRUPNIKOVA (V.), Soviet Physics JETP, 1962, 15, 470.
 SKIDMORE (T. C.) et MORRIS (E.), Symposium on
- [2] SKIDMORE (T. C.) et MORRIS (E.), Symposium on Thermodynamics of Nuclear Materials, Vienna, mai 1962, p. 173.
- [3] RICE (M. H.), MCQUEEN (R. G.) et WALSH (J. M.),

Solid State Physics, Academic Press, New York, 1958, 6, 1.

- [4] VIARD (J.), Colloque du C. N. R. S. sur les ondes de détonation, Gif-sur-Yvette, 1961, p. 383.
- [5] THOUVENIN (J.), C. R. Acad. Sc., Paris, 1964, 258, 3461.