



**HAL**  
open science

## Fusion anisotrope. Lubrifiants idéaux

Marcel Brillouin

► **To cite this version:**

Marcel Brillouin. Fusion anisotrope. Lubrifiants idéaux. Journal de Physique et le Radium, 1920, 1 (2), pp.33-38. 10.1051/jphysrad:019200010203300 . jpa-00200753

**HAL Id: jpa-00200753**

**<https://hal.science/jpa-00200753v1>**

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.

## LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

## LE RADIUM

## FUSION ANISOTROPE. — LUBRÉFIANTS IDÉAUX.

par M. MARCEL BRILLOUIN

Les traités de Physique théorique ne connaissent que deux états de la matière isotrope : l'état fluide et l'état solide élastique plus ou moins visqueux.

Ces deux états diffèrent par l'élasticité. Dans le fluide en équilibre, le potentiel thermodynamique est fonction du volume seul et de la température; dans le solide isotrope, le potentiel thermodynamique dépend des six composantes de la déformation (dilatations et glissements) par leurs trois invariants, et même par deux seulement, pour les petites déformations, outre la température.

Dans la fusion isotrope, le caractère principal *n'est pas*, comme on y insiste à tort dans tous les ouvrages de thermodynamique, le changement de volume; c'est le passage de l'état solide à l'état liquide, c'est la disparition de toute résistance aux glissements, de toute rigidité. J'ai déjà discuté ce point il y a longtemps <sup>(1)</sup>.

Je veux appeler, ou plutôt rappeler aujourd'hui l'attention sur les propriétés correspondantes dans les solides *anisotropes* <sup>(2)</sup>.

A température constante, les petites déformations d'un solide anisotrope sont liées aux forces élastiques, par 21 coefficients d'élasticité :

$$\begin{aligned}
 N_1 &= a_{11}D_1 + a_{12}D_2 + a_{13}D_3 + a_{14}G_1 + a_{15}G_2 + a_{16}G_3, \\
 &\dots\dots\dots \\
 T_1 &= a_{41}D_1 + a_{42}D_2 + a_{43}D_3 + a_{44}G_1 + a_{45}G_2 + a_{46}G_3, \\
 &\dots\dots\dots
 \end{aligned}$$

<sup>(1)</sup> *Ann. Ch. et Phys.*, 1898, t. XIII, p. 264 : Théorie de la fusion complète et de la fusion pâteuse.

<sup>(2)</sup> *Ann. Ec. Norm. Sup.*, 1890, t. VII, p. 345 : Principes généraux d'une théorie élastique de la plasticité et de la fragilité des corps solides.

*C. R.*, 1891, t. CXII, p. 1054 : Théorie élastique de la plasticité et de la fragilité des corps solides.

Le potentiel thermodynamique est :

$$\frac{1}{2} \left( a_{11} D_1^2 + \dots + a_{66} G_3^2 \right) + a_{12} D_1 D_2 + \dots + a_{14} D_1 G_1 + \dots + a_4 G_1 G_2 + \dots$$

Les indices 4, 5, 6, correspondent aux glissements, qui entrent comme feraient des variables  $D_4$ ,  $D_5$ ,  $D_6$ .

Dans le court mémoire rappelé plus haut, j'ai surtout parlé des changements que peuvent subir les coefficients  $a_{ij}$  sous l'influence de pressions de plus en plus grandes, et rattaché le clivage aux changements qui font disparaître du potentiel thermodynamique *une* dilatation linéaire en annulant tous les coefficients correspondants, et la plasticité aux changements qui font disparaître *un* glissement.

Le caractère essentiel, nouveau en 1890, et presque autant en 1920, c'est la possibilité de la disparition d'*une* seule des dilatations, ou d'*un* seul des glissements dans le potentiel thermodynamique d'un corps naturellement anisotrope, ou rendu tel par l'application de fortes pressions très différentes dans différentes directions.

Depuis lors, les propriétés correspondantes ont été *observées* (d'une manière entièrement indépendante) dans les cristaux mous, et décrites sous le nom de *translations*. Elles ont été particulièrement étudiées, sans mesures dynamiques, par le minéralogiste Mügge <sup>(1)</sup>.

Aujourd'hui, je veux décrire sommairement les effets des variations de température, au voisinage de l'état naturel.

Commençons par le solide isotrope : son potentiel thermodynamique n'a que deux coefficients distincts.

$$P = \frac{\lambda}{2} (D_1 + D_2 + D_3)^2 + \mu \left( D_1^2 + D_2^2 + D_3^2 + \frac{G_1^2 + G_2^2 + G_3^2}{2} \right).$$

La fusion correspond à la disparition de tous les glissements à la fois, parce que la rigidité  $\mu$  devient nulle. La fusion peut être pâteuse, lorsque la rigidité  $\mu$  décroît lentement sans variation brusque de l'élasticité cubique  $\lambda$ ; la fusion peut être brusque, lorsque l'élasticité cubique subit une discontinuité aux températures qui annulent la rigidité. Dans l'un ou l'autre cas, la fusion ne peut être qu'isotrope.

Il en est tout autrement dans les cristaux non cubiques. Portons

<sup>(1)</sup> Les travaux de Mügge, dont j'ai eu connaissance par M. Wallerant, sont en partie résumés dans le *Traité de Cristallographie* de ce dernier (1909, Bérenger, Liv. 1, ch. II et Liv. IV, ch. II); les premiers remontent à 1889. — Le mémoire le plus important a paru en 1898 (*N. Jahrb. f. Min.*, p. 70-159).

notre attention sur les glissements. Dans les cristaux, les coefficients des glissements ne sont pas tous égaux : on doit admettre que la température agit inégalement sur chacun d'eux, et qu'ils s'annuleront par élévation de température, à des températures différentes. Tant que les six coefficients d'un même glissement ( $G_3$  par exemple, *si les axes ont été convenablement orientés*), ne se sont pas tous annulés, ce glissement continue à figurer dans le potentiel thermodynamique et les forces élastiques en dépendent. Le changement de signe de quelques-uns de ces coefficients peut produire une instabilité de la forme cristalline, et provoquer un changement allotropique, mais ce changement conserve l'état solide en tous sens.

Dès que l'élévation de température annule les six coefficients  $a_{16}$ ,  $a_{26}$ , ...,  $a_{66}$  d'un même glissement  $G_3$ , (sans annuler en même temps les neuf autres  $a_{14}$ , ...,  $a_{55}$ ) ce glissement,  $G_3$ , et ce glissement *seul*, disparaît du potentiel thermodynamique. Les forces *élastiques* ne dépendent plus de ce glissement; ce glissement peut acquérir au repos une grandeur quelconque, sans affecter les forces élastiques.

Le cristal peut subir sous l'influence d'un effort tangentiel  $T_3$ , très faible (en tenant compte des résistances visqueuses) mais prolongé, des glissements accompagnés de changements de forme extérieure considérables (analogues aux translations des minéralogistes); c'est ce que j'appelle la *fusion anisotrope*. Il peut se produire en même temps, ou s'être produit auparavant des variations brusques de forme cristalline: c'est un autre phénomène, de même que le changement brusque de volume d'un solide isotrope n'est pas la fusion.

Un cristal, en état de fusion anisotrope, est donc caractérisé par les équations élastiques,

$$\begin{aligned} N_1 &= a_{11}D_1 + \dots + a_{13}G_2, \\ N_2 &= a_{12}D_1 + \dots + a_{23}G_2, \\ N_3 &= a_{13}D_1 + \dots + a_{33}G_2, \\ T_1 &= a_{14}D_1 + \dots + a_{15}G_2, \\ T_2 &= a_{15}D_1 + \dots + a_{25}G_2, \\ T_3 &= 0. \end{aligned}$$

moyennant un choix convenable des axes.

C'est la *fusion anisotrope simple*; un seul glissement est élastiquement arbitraire, quand les 3 forces élastiques  $N_1$ , ...,  $T_2$  sont données: une seule force élastique  $T_3$  reste nulle quelles que soient les petites déformations  $D_1$ , ...,  $G_2$ , et le glissement illimité  $G_3$ .

Supposons que le progrès de l'échauffement (ou la symétrie du

crystal) fasse aussi disparaître les 5 rigidités  $a_{15}$ ,  $a_{25}$ , ...  $a_{55}$ . Les deux glissements  $G_2$ ,  $G_3$  seront arbitraires quelles que soient les 4 forces  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$ ,  $T_1$ ; mais les forces élastiques  $T_2$ ,  $T_3$  seront toujours nulles. Ce sera la fusion double, accompagnée ou non de changements allotropiques.

Dans le plan  $yz$ , la déformation  $D_2$ ,  $D_3$ ,  $G_1$  reste purement élastique; mais les plans parallèles à  $oyz$  peuvent subir des glissements d'orientation quelconque et de grandeur arbitraire ( $G_2$  et  $G_3$ ) sans aucun changement dans les propriétés statiques du cristal.

Enfin, la fusion sera complète, si les 15 coefficients  $a_{14}$ , ...  $a_{66}$  sont tous nuls et les 6 autres convenablement réduits.

Il y a tout lieu de croire que bon nombre des liquides cristallisés de O. Lehmann rentrent dans une de ces trois catégories, surtout dans la seconde; mais leur structure peut être supposée plus complexe encore, car ils contiennent plusieurs sortes d'atomes, et possèdent des coordonnées cachées, caractéristiques des positions relatives des atomes de différentes sortes, en nombre assez considérable.

Il reste une ou deux forces tangentielles nulles, un ou deux glissements arbitraires (pour la fusion simple ou double) à l'état de repos. Mais au cours des déformations lentes, il est naturel de supposer que les composantes tangentielles qui cessent d'être nulles sont équilibrées par des résistances visqueuses. Il y a donc lieu de mettre en évidence une fonction de dissipation; celle-ci en principe peut dépendre de toutes les vitesses (1) de déformation  $D_1$ , ...  $G_3$ . Mais pour les déformations non oscillantes, il n'est utile de mettre en évidence que la déformation élastiquement arbitraire  $G_3$  (ou  $G_2$  et  $G_3$  par ex.). Car les autres déformations, limitées, mettent en jeu des réactions élastiques beaucoup plus intenses que les viscosités si la déformation est très lente (2).

Ainsi, pour les déformations non oscillantes, il est utile et suffisant de former la fonction de dissipation avec les termes qui manquent dans le potentiel thermodynamique. On écrira donc :

$$D = b_{16}D_1G_3 + b_{26}D_2G_3 + \dots + b_{66}G_3^2.$$

(1) Le point désigne une dérivée par rapport au temps

$$D_1 = \frac{dD_1}{dt}.$$

(2) C'est ainsi qu'on ne met pas en évidence (depuis Stokes) de réaction visqueuse au changement de volume d'un fluide. Pour les mouvements lents de sens constant, cela est raisonnable: pour les changements vibratoires amples et rapides, c'est probablement faux.

Les coefficients  $b$  peuvent être des constantes: ils peuvent aussi dépendre des déformations élastiques, ou des forces élastiques: c'est l'expérience qui décidera.

Pour les mouvements lents, les forces complètes seront donc, (fusion simple)

$$\begin{aligned} N_1 &= a_{11}D_1 + \dots + a_{15}G_2 + b_{16}G_3, \\ &\dots\dots\dots \\ T_2 &= a_{31}D_1 + \dots + a_{35}G_2 + b_{36}G_3, \\ T_3 &= b_{16}D_1 + b_{26}D_2 + \dots + b_{36}G_2 + b_{66}G_3. \end{aligned}$$

On écrira facilement les équations de la fusion double.

Un corps défini par ces équations serait le type du lubrifiant entre deux plans  $y=0$ ,  $y=h$ , dont l'un est fixe, et l'autre se meut avec une vitesse finie (constante ou non) dans la direction  $Ox$ . Les glissements correspondants ne provoquent qu'une résistance visqueuse; mais les glissements transverses mettent en jeu une résistance élastique, et sont par conséquent limités; la dilatation (ou contraction)  $D_2$  de même. le corps ne s'écrase donc pas indéfiniment. il ne fuit pas latéralement. Avec un tel corps (1), on n'aurait pas à craindre l'expulsion hors des coussinets; il n'est visqueux que pour les mouvements fermés sur eux-mêmes, entourant le tourillon. Le corps le plus simple de ce genre aurait pour potentiel thermodynamique, en le supposant pratiquement incompressible

$$\frac{1}{2} [a_{11} (D_1^2 + D_2^2) + a_{33} D_3^2 + a_{14} (G_1^2 + G_2^2)],$$

et pour fonction de dissipation  $b_{66} G_3^2$ .

En fait, il semble bien que la dissipation d'énergie en chaleur ait plutôt le caractère d'un frottement solide que d'une viscosité; c'est ce qu'on obtiendrait dès que les vitesses ne sont pas très petites, en prenant comme fonction de dissipation

$$f_{66} N_2 G_3 \operatorname{tgh} (\gamma G_3),$$

$f_{66}$  étant un coefficient de frottement (du type solide) et  $\gamma$  une très grande constante caractéristique du lubrifiant.

C'est, à mon avis, ce caractère de fluidité unilatérale ou au plus bilatérale. — et non isotrope — qui doit correspondre à l'onctuosité des lubré-

(1) Employé en couche mince, avec l'axe  $Oy$  partout dirigé suivant le rayon vecteur du tourillon, l'axe  $Ox$  suivant la circonférence, et l'axe  $Oz$  parallèle à l'axe de rotation.

fiant. Les lubréfiants qui tiennent bien sous la pression sont *évidemment* anisotropes ; les lubréfiants pratiques sont *probablement* des solutions très concentrées d'un solide cristallin dans une très petite quantité d'un fluide isotrope très visqueux, solutions qui suivant le degré de concentration seront solides, fluides anisotropes ou liquides. Soit par échauffement, soit par addition du liquide, on pourra déplacer les limites de ces trois états. C'est l'état intermédiaire qui est lubréfiant.

Pour terminer cet aperçu, j'ajouterai que le voisinage des surfaces solides peut aussi intervenir dans les propriétés du corps et que dans ses couches superficielles le lubréfiant est peut-être tout à fait solide, tout en étant plastique anisotrope dans sa masse. Mais c'est là un problème théorique distinct, que j'ai amorcé il y a longtemps <sup>(1)</sup>, sans que cela ait d'ailleurs servi à rien. J'y reviendrai donc bientôt,

MARCEL BRILLOUIN.

(1) *Ann. Ch. et Phys.*, 1895, t. VI, p. 540 : Tensions superficielles et formes cristallines. Domaine d'action moléculaire.

---