

Etablissement de l'équilibre thermique : frottement intérieur des solides

Autor(en): **Bauer, E.H. / Weigle, Jean**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **26 (1944)**

PDF erstellt am: **23.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742733>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

θ_2 et θ_3 étant les angles de Bragg pour l'onde incidente et l'onde diffractée respectivement.

Ainsi, d'une façon générale, nous obtenons bien les conditions que nous avons trouvées nécessaires pour expliquer comment une onde mécanique se transformait petit à petit en chaleur.

Il est vrai que nous avons dû supposer une loi de dispersion donnant une augmentation de la vitesse avec la fréquence, alors qu'on sait qu'en général c'est le contraire qui se produit. Cependant, il y a dans un cristal trois sortes d'ondes (qui dégèrent en ondes longitudinales et transversales dans le cas d'un corps isotrope) ayant trois lois de dispersion différentes. On peut alors montrer que les « réflexions » suivant (1) et (2) peuvent avoir lieu, les ondes longitudinales donnant, lors de la réflexion, des ondes transversales et inversement.

E. H. Bauer et Jean Weigle. — *Etablissement de l'équilibre thermique: Frottement intérieur des solides.*

Pour montrer comment les considérations générales de la note précédente peuvent être appliquées, nous avons calculé le coefficient d'amortissement des ondes longitudinales dans un milieu hypothétique particulièrement simple. Nous supposons qu'il ne peut propager que des ondes longitudinales dont la loi de dispersion est donnée par

$$v = C k \left(1 + \frac{2k_l}{k} \right) \quad (1)$$

C étant la vitesse des ondes de grandes longueurs d'onde et k_l l'inverse de la longueur d'onde la plus petite. Cette loi de dispersion assure que, jusqu'à des longueurs d'onde de l'ordre de celles de la lumière, la dispersion est inobservable ($< 10^{-3}$, ce qui est un fait expérimental). On trouve alors, pour des longueurs d'onde très grandes, que l'angle θ d'incidence pour la réflexion sur d'autres ondes (d'une longueur assez différente de celle de l'onde incidente) est

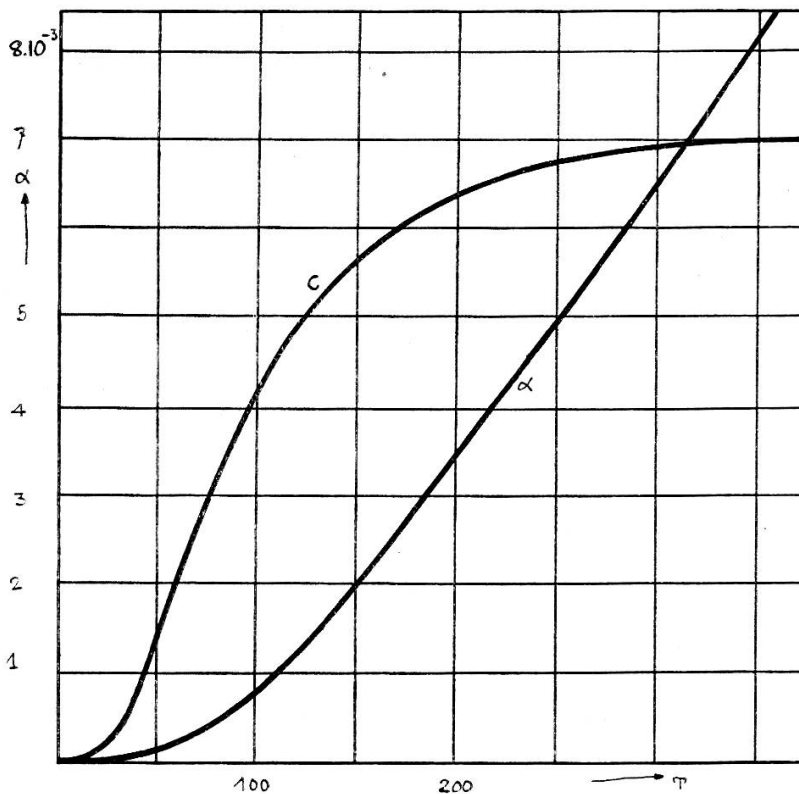
$$\cos \theta = \frac{k_l}{k + k_l}.$$

On sait que l'amplitude du mouvement des particules est donnée par

$$2\pi^2 \xi^2 \rho^2 = \frac{h\nu}{(\exp h\nu/kT - 1) \rho V}$$

dans un corps de volume V et de densité ρ .

Nous supposons que seule la variation de densité $\Delta\rho$, due à l'onde diffusante, est responsable de la réflexion des ondes (en



toute généralité, il faudrait tenir compte en plus de la variation du module d'élasticité due à l'onde diffusante). Cette variation vaut, comme on le sait :

$$\Delta\rho = 2\pi k \xi \rho .$$

Nous admettons que les trains d'ondes diffusantes sont suffisamment courts pour qu'on puisse appliquer la théorie cinématique de la réflexion (théorie de Laue pour les rayons X). Alors l'intensité extraite, par une réflexion, d'une onde incidente d'intensité unité est égale à $(\Delta\rho)^2$.

L'énergie totale soustraite à l'onde par toutes les réflexions possibles est donnée par l'intégrale dans l'espace des k

$$\alpha = \frac{4\pi h \rho}{C} \int_0^{k_l} \frac{k^3 \sqrt{1 - (k_l/k_l + k)^2} dk}{\left(1 + \frac{k}{2k_l}\right) \left(\exp \frac{hck}{KT} \left(1 + \frac{k}{2k_l}\right) - 1\right)}.$$

Cette expression est donc le coefficient d'absorption des ondes. Nous l'avons évaluée en prenant $C = 3 \cdot 10^5$ cm/sec., $k_l = \frac{1}{6} \cdot 10^3$ cm⁻¹, $\rho = 1 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$ pour différentes températures. On trouvera nos résultats dans la figure ci-jointe, sur laquelle nous avons aussi tracé la chaleur spécifique de notre milieu.

Le coefficient d'absorption est relativement grand; mais cela provient du modèle choisi et surtout de la courbe de dispersion, qui permet la réflexion de l'onde incidente sur les ondes thermiques de toutes les longueurs d'onde. En réalité, les conditions de réflexion des ondes sont beaucoup plus restrictives que celles que nous avons admises car les courbes de dispersion des ondes longitudinales et transversales sont fort différentes de (1). Il ne faut donc pas s'étonner, soit de la grande valeur de α , soit du fait que sa variation en fonction de T n'est pas celle donnée par les expériences ¹.

Séance du 6 juillet 1944.

Pierre Favarger. — *La rétention tissulaire du plomb chez les néphropathes.*

Dans certaines néphroscléroses le rein présente une image en tous points semblable à celle des reins saturnins, alors que l'anamnèse ne montre aucun signe d'intoxication au plomb, et que le malade n'a jamais été en contact particulier avec du plomb. Cette constatation a conduit Rutishauser à penser que l'organisme de ces malades renfermait une quantité anormale de plomb et que la sclérose rénale avait vu son évolution conditionnée en partie par un contact insoupçonné avec le métal

¹ GUYE et EINHORN, Arch. Sc. phys. nat., 41, 287, 1916.