

Brèves communications - Kurze Mitteilungen Brevi comunicazioni - Brief Reports

Les auteurs sont seuls responsables des opinions exprimées dans ces communications. - Für die kurzen Mitteilungen ist ausschließlich der Autor verantwortlich. - Per le brevi comunicazioni è responsabile solo l'autore. - The editors do not hold themselves responsible for the opinions expressed by their correspondents.

Les forces tangentielles de viscosité avec gradients de vitesse élevés

Lorsque, au voisinage d'un corps baigné par un fluide homogène et isotrope, le gradient des vitesses est grand, l'hypothèse classique admettant une liaison linéaire entre les tensions de viscosité et les vitesses de déformation n'est plus valable. Cela a déjà été signalé par M. H. VILLAT lui-même et par M. GIRAULT.

De notre côté, nous allons reprendre l'interprétation cinétique de MAXWELL¹ montrant l'existence dans un gaz réel, d'un frottement intérieur qui permet de définir le coefficient classique μ de viscosité.

Parallèlement à un élément dS du fluide pris comme plan (Ox_1, Ox_2) se déplace un plan indéfini (Π) avec une vitesse u_1 parallèle à l'axe Ox_1 . Un plan (Π_1) de cote x_2 , considéré entre (Π) et dS délimite deux régions: la région (A) entre (Π) et (Π_1) et la région (B) entre (Π_1) et dS .

La portion (B) exerce sur la portion (A) supérieure une force retardatrice égale et opposée à la force accélératrice exercée par (A) sur (B). Le calcul de cette force se ramène au calcul de la quantité de mouvement transportée, pendant l'unité de temps, à travers l'unité de surface du plan (Π_1) parallèlement à l'axe des x_1 et vers les x_2 positifs.

Soit c la vitesse moyenne des molécules gazeuses de masse m et dont la vitesse normale à dS est $c_n = c \cos \alpha$, α étant pour une molécule l'angle de la vitesse c avec Ox_2 . Nous admettons que les molécules en nombre v par unité de volume transportent, dans l'unité de temps à travers le plan (Π_1) et parallèlement à Ox_1 , une quantité de mouvement totale fonction du gradient de vitesse du_1/dx_2 et égale à:

$$m v c_1 \cdot \varphi \left(\frac{du_1}{dx_2} \right)$$

Nous admettons que nous puissions développer² la fonction φ en série de MACLAURIN et remarquant qu'elle est impaire, nous nous limitons dans le développement aux termes du troisième ordre.

La théorie classique qui suppose une répartition linéaire de la vitesse avec la hauteur nous donne

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial u'_{12}} \right)_0 = l \cos \alpha$$

¹ étant le libre parcours moyen.

La quantité de mouvement utile transportée est alors

$$f = m v c \cdot \cos \alpha \left[l \cos \alpha \frac{du_1}{dx_2} + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial u'^3_{12}} \right)_0 \cdot \left(\frac{du_1}{dx_2} \right)^3 \right].$$

Si nous prenons la moyenne suivant toutes les directions α , nous avons

$$\overline{\cos^2 \alpha} = \frac{1}{3}.$$

La tension de viscosité ayant pour expression²

$$f = \mu \left(\frac{du_1}{dx_2} \right) + D \left(\frac{du_1}{dx_2} \right)^3.$$

nous en tirons les valeurs:

$$\mu = \frac{1}{3} \varrho \bar{c} l; \quad D = \frac{1}{6} \varrho \bar{c} l \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial u'^3_{12}} \right)_0 \left(\frac{\cos \alpha}{l} \right);$$

Certaines hypothèses de base de la théorie de MAXWELL sont discutables et nous pensons d'accord avec M. Y. ROCARD qu'il serait peut-être préférable d'aborder le problème à partir de la fonction de distribution des vitesses; la connaissance de cette fonction devrait nous permettre de retrouver μ et D .

Considérons par exemple l'écoulement plan d'un fluide incompressible sans forces extérieures autour d'un obstacle en forme de coin dont l'axe est parallèle à la direction de l'écoulement; ce coin a un angle au sommet θ qui est donné par l'expression

$$2 m \pi = \theta (m + 1).$$

L'écoulement s'effectue le long de la paroi prise comme axe x_1 et vient du côté des x_2 positifs.

Nous introduisons la fonction de courant $\Phi(x_1, x_2)$ et nous admettons que la vitesse V croît comme une puissance m quelconque de x_1 .

Si nous faisons le double changement de fonction et de variable¹

$$\Phi(x_1, x_2) = k^{\frac{1}{2}} \cdot v^{\frac{1}{2}} \cdot x_1^{\frac{m+1}{2}} \cdot \psi(x_1 y);$$

$$\Phi_2 = k^{-\frac{1}{2}} \cdot v^{\frac{1}{2}} \cdot x_1^{\frac{1-m}{2}} \cdot y.$$

R et T étant deux quantités sans dimensions définies par les égalités

$$R = \varrho \frac{V x_1}{\mu} = \varrho \frac{k x_1^{m+1}}{\mu}; \quad T = \varrho \frac{x_1^3}{D V} = \varrho \frac{x_1^{3-m}}{k D}.$$

La grandeur f du frottement superficiel s'écrit:

$$f = -\frac{\varrho V^2}{\sqrt{R}} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) \cdot \left[1 + \frac{R^2}{T} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)^2 \right].$$

Considérons le problème de la plaque plane, nous avons $m=0$; nous définissons alors un coefficient de frottement local $C_f = \frac{f}{\frac{1}{2} \varrho V^2}$. Il nous faut calculer à la paroi $\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)_{y=0}$; en première approximation, nous prendrons les valeurs données par l'hypothèse classique (voir tableau des valeurs de M. D. R. HARTREE)

$$y=0, \quad \psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y}=0, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -0,332$$

d'où

$$c_f = \frac{0,664}{\sqrt{R}} + 0,073 \frac{R \sqrt{R}}{T}.$$

Nous retrouvons le coefficient de BLASIUS $c_f = \frac{0,664}{\sqrt{R}}$ lorsque $1/T = 0$ ($D=0$).

¹ J.C. MAXWELL, Phil. Trans. CLIV (1866). - E. WARBURG, Pogg. Ann. CLIV et CLV (1875).

² C. R. Acad. Sci. Paris 224, (713, 10. 3. 47); 225, 45 (7. 7. 47).

¹ V.N. FALKNER et S.W. SKAN, Phil. Mag. 12 (1931). A R C, R et M n° 1314 (1930).

Lorsque nous traçons la courbe $c_f(R)$ nous constatons un minimum qui n'apparaît pas dans la courbe hyperbolique de BLASIUS. L'expérience décèle ce minimum qui marque la naissance du phénomène de transition. Y a-t-il concordance entre les deux? la grosse inconnue est le coefficient D .

Nous avons tracé sur un même graphique les courbes $c_f(R)$ avec les valeurs de T :

$$10 \alpha^{12} T = 0,053; 0,08; 0,1; 0,2; 0,4$$

Nous avons comparé à des résultats expérimentaux que nous avons obtenus à Marseille (essais sur plaque plane effectués à l'I.M.F.M. en janvier 1946 – plaque calée à $i=0^\circ$ – vitesse constante et voisine 30 m/s). Nous trouvons

$$T = 0,1 \cdot 10^{-12}; \text{ avec } R = 0,55 \cdot 10^6 \text{ d'où } D = 0,72 \cdot 10^{-13} \text{ cgs}$$

Nous comparons enfin à une courbe expérimentale donnée par M. AGASSE LAFONT (incidence de la plaque $i=1^\circ 45' - V=40$ m/s.) nous trouvons:

$$R = 0,94 \cdot 10^6; T = 0,28 \cdot 10^{12} \text{ d'où } D = 0,72 \cdot 10^{-13} \text{ cgs.}$$

M. G. VIGUIER

Paris, Institut Henri Poincaré, le 20 juin 1949.

Zusammenfassung

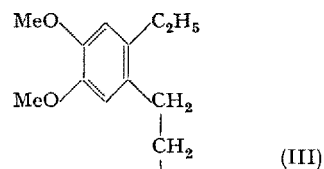
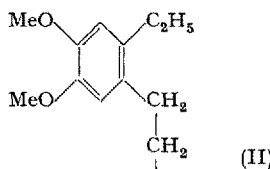
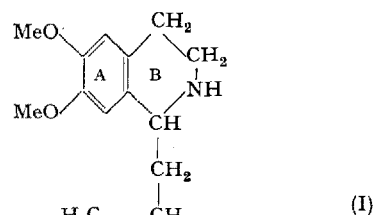
Bei großem Strömungsgefälle treten in einer Flüssigkeit quadratische Terme im Ausdruck für die inneren Spannungen auf. Wir geben einen Ausdruck für die innere Reibung und führen die Rechnung im Falle einer inkompressiblen Strömung längs einer ebenen Platte durch. Die Resultate scheinen im Falle $c = f(R)$ den experimentellen Ergebnissen zu entsprechen.

Further Evidence Regarding the Structure of Emetine

In a previous communication¹ we concluded that emetine is best represented by the structure (I), but that a less likely alternative, in which ring D is five-membered, could not be excluded from consideration, and we stated that experiments to determine the size of ring D were in hand. These have now been completed and the results confirm the correctness of the structure (I). While this work was in progress, M. PAILER and K. PORCHINSKI² described the isolation of β -collidine from the dehydrogenation over palladium at $300-310^\circ$ of two degradation products of emetine in which ring D is intact and ring E is opened. Although this observation strongly supports the emetine structure (I), the formation of β -collidine involves a far-reaching decomposition and the authors themselves admit that the possibility of molecular rearrangement cannot be entirely excluded. The evidence which we now present does not suffer from this disadvantage.

Des-*N*(a)-emetinehexahydromethine (II), obtained by catalytic hydrogenation of the tetrahydromethine³, was dehydrogenated smoothly by palladium at $260-270^\circ$ to the crystalline pyridine derivative (III). The dehydrogenation can also be achieved under still milder condi-

tions by the action of aqueous silver acetate at 180° , the initial product then being the corresponding *N*-methylpyridinium salt, which yielded (III) on thermal decomposition (as chloride) at 175° . The structure of



(III) was confirmed by oxidation with concentrated nitric acid to 5-ethylpyridine-2:4-dicarboxylic acid (40% yield), which was further oxidized by permanganate to berberonic acid (pyridine-2:4:5-tricarboxylic acid), identical with an authentic specimen prepared from berberine³, and was also decarboxylated to 3-ethylpyridine (picrate, m. p. $125-126^\circ$) by heating with soda-lime in nitrogen.

Full details of this work will be published elsewhere.

A. R. BATTERSBY and H. T. OPENSHAW

United College, University of St. Andrews, Scotland, August 8, 1949.

Zusammenfassung

Dehydrierung des Emetin-Abbauproduktes (II) unter milden Bedingungen liefert das Pyridinderivat (III), das durch Salpetersäure zu 5-Äthyl-pyridin-2,4-dicarbonsäure oxydiert wird. Daraus folgt, daß der Ring D im Emetin sechsgliedrig ist und daß dieses Alkaloid die Struktur (I) besitzt.

¹ J. TAFEL, Ber. Dtsch. chem. Ges. 25, 1619 (1892).

² H. WEIDEL, Ber. Dtsch. chem. Ges. 12, 410 (1879).

³ V. PRELOG, E. MOOR, and J. FÜHRER, Helv. chim. acta 26, 846 (1943), give m. p. 127° .

Über die Verholzung von Bastfasern

Die Frage der «Verholzung» pflanzlicher Membranen ist einerseits von Chemikern aufgegriffen worden, doch ist das Ergebnis leider noch nicht so recht befriedigend. Ebenso wurde die Erscheinung entwicklungsgeschicht-

¹ A. R. BATTERSBY, H. T. OPENSHAW, and H. C. S. WOOD, Exper. 5, 114 (1949).

² M. PAILER and K. PORCHINSKI, Mh. Chemie 80, 94 (1949).

³ A. R. BATTERSBY and H. T. OPENSHAW, J. Chem. Soc., S. 59 (1949).