

dienzephalen Gebiet und nicht ausschliesslich in der Epiphyse. Die Möglichkeit bleibt also bestehen, dass einer oder mehrere der oben beschriebenen Ependymzelltypen lichtempfindliche Elemente sind und keine Rolle spielen bei der Liquorregulation. Schliesslich ist es auch noch möglich, dass Lichtreize die Liquorregulation beeinflussen. Ein endgültiges Urteil darüber zu geben, ist heute noch nicht möglich und bleibt daher die Aufgabe für weitere Untersuchungen.

Summary

In the brain wall of different vertebrate species, ependymal cells of different type occur. These cells possess protuberances which protrude into the ventricle.

Although cytologically these structures are all variations of one theme, they must at present be interpreted in different ways as regards function.

Probably these cell types form a complex system for the regulation of the cerebrospinal fluid. It remains possible that one or more of these cell types act as light receptors.

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.

Eine Bemerkung zur Frage der Verwendung Lagrangescher Koordinaten in der Physik nicht- linearer Schwingungen

Die Bewegung eines strömenden Mediums kann beschrieben werden einmal durch das Geschwindigkeitsfeld $v_i = v_i(x_1, x_2, x_3, t)$ – es vermittelt die Kenntnis des zeitlichen Verlaufs der Strömungsgeschwindigkeit an einem bestimmten Raumpunkt x_k ($i, k = 1, 2, 3$) – und zum andern durch gewisse Koordinaten $\xi_i = \xi_i(s_1, s_2, s_3, t)$, die in ihrer Abhängigkeit von der Zeit t den Weg eines jeden materiellen Elementes, gekennzeichnet durch die Parameter s_k , charakterisieren. Die an zweiter Stelle genannte Methode der Beschreibung, die also darin besteht, das Schicksal eines jeden einzelnen Elementes zu verfolgen – die sogenannte Lagrangesche Methode –, wird an einem speziellen Beispiel aus einem anderen Bereich der Kontinuumsmechanik diskutiert, an einem Beispiel aus der Physik nichtlinearer Schwingungen; und zwar wird im Zusammenhang mit dem Problem der schwingenden Saite für die kartesischen Koordinaten der Saitenelemente, die als Funktionen der Zeit und eines Parameters – ähnlich also der Lagrangeschen Methode in der Hydrodynamik – eingeführt werden, ein allgemeines nichtlineares Differentialgleichungssystem aufgeschrieben; das diesem System entsprechende Verhalten der frei schwingenden Saite stimmt – im Rahmen einer angeneherten Behandlung – mit dem Verhalten einer in bestimmter Weise angeregten Saite überein, die sich frei gemäss der linearen Differentialgleichung aus der elementaren Theorie bewegen würde.

Die Bewegung einer frei schwingenden Saite kann durch die beiden simultanen Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} F[x, y] &\equiv \ddot{x}M(x'^2 + y'^2)^{3/2} + S(t)y'(x'y'' - x''y') = 0 \\ G[x, y] &\equiv \ddot{y}M(x'^2 + y'^2)^{3/2} - S(t)x'(x'y'' - x''y') = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

mit

$$S(t) = S_0 + S^* \left(\frac{1}{l_0} \int_0^t \sqrt{x'^2 + y'^2} ds - 1 \right)$$

beschrieben werden¹. Es bedeuten

$$S(t) = S_0 + S^* \left(\frac{l(t)}{l_0} - 1 \right)$$

die Saitenspannung in Abhängigkeit von der Saitenlänge $l(t)$, M die Masse der Saite, x und y kartesische Koordinaten, und zwar als Funktionen der unabhängigen Variablen s und t . Die Zeit t charakterisiert den Weg eines Saitenelementes $s = \text{const}$; s kennzeichnet die Saite für ein bestimmtes $t = \text{const}$ und ist so normiert, dass im Gleichgewichtszustand $y \equiv 0$ gilt: $s = 0$ für $x = 0$ und $s = 1$ für $x = l_0$. Punkte bzw. Striche bedeuten Ableitungen nach t bzw. s bei konstanten s bzw. t .

Dem physikalischen Modell, dessen Verhalten durch die Differentialgleichungen (1) beschrieben wird, liegt die Vorstellung zugrunde, dass die an einem Saitenelement angreifende Kraft \vec{dS} die Richtung der Saitennormale hat, das heisst dass

$$\vec{dS} = n \frac{S}{\varrho} d\lambda$$

gilt, wenn $d\lambda$ das Linienelement längs der Saite, ϱ ihren Krümmungsradius und n einen Einheitsvektor in Richtung ihrer Normalen bedeuten; dass ferner die Bewegung der Saite in einer Ebene erfolgt; und dass schliesslich Spannung $S(t)$ und spezifische Masse $\mu(t)$ zwar längs der Saite konstant sind, aber gemäss

$$M = \mu(t) \cdot l(t)$$

von der Saitenlänge abhängen. Die Beschreibung der Saitenbewegung durch (1), das heisst durch die Funktionen $x(s, t)$ und $y(s, t)$, entspricht genau der Lagrangeschen Methode² in der Hydrodynamik, wo die Koordinaten eines Flüssigkeitsteilchens als Funktionen der Zeit und gewisser Parameter, welche das Teilchen quasi individualisieren, auftreten und in ihrer Gesamtheit somit die Geschichte der individuellen Flüssigkeitsteilchen charakterisieren. Für kleine Ausschläge $y \ll l_0$ gelten

$$x' = \left(\frac{\partial x}{\partial s} \right)_t \rightarrow l_0 \quad \text{und} \quad y' = \left(\frac{\partial y}{\partial s} \right)_t \rightarrow 0,$$

das heisst, das Differentialgleichungssystem (1) reduziert sich auf die übliche lineare Gleichung

$$H[y] \equiv y_{tt}M - S_0 l_0 y_{xx} = 0,$$

die aus der elementaren Theorie bekannt ist, und wo y_{tt} bzw. y_{xx} Ableitungen bei konstanten x bzw. t bedeuten.

² H. LAMB, *Hydrodynamics* (Cambridge University Press 1953), S. 12.

¹ H. MÜLLER, Ann. Phys. 12, 398 (1953).

Eine Möglichkeit, Aussagen über das qualitative Verhalten der Lösungen von (1) zu gewinnen, sei durch folgende Bemerkungen angedeutet: man verschafft sich eine Lösung von (2) $y = \bar{y}(x, t)$, drückt mit Hilfe dieses Ansatzes gemäss

$$\int_0^x \sqrt{1 + \bar{y}_x^2} dx : \int_0^s \sqrt{1 + \bar{y}_x^2} dx = s(x, t) \quad (3)$$

s als Funktion von x und t aus und bringt so die zweite der beiden Gleichungen (1) in die Form

$$G[x, y] = H[y] - \zeta(x, t), \quad (4)$$

wobei $H[y]$ den linearen Differentialausdruck (2) bedeutet und $\zeta(x, t)$ formal als Anregung interpretiert werden kann.

Um den Ausdruck $G[x, y]$ nach (4) aufzuspalten, wird er zunächst mit Hilfe von

$$y' = y_x x' \text{ und } y'' = x'^2 y_{xx} + x'' y_x$$

im Sinne von $y_x \ll 1$ vereinfacht. Für \bar{y} ergibt eine kurze Rechnung

$$\ddot{y} = y_{tt} + 2 y_{xt} \dot{x} + y_{xx} \dot{x}^2 + y_{x\ddot{x}}.$$

Wenn der Ansatz $\bar{y}(x, t)$ zum Beispiel der Grundschwingung entspricht, also etwa

$$\bar{y}(x, t) = A \cos \omega t \sin \frac{\pi x}{l_0} \text{ mit } \omega^2 = \frac{S_0 \pi^2}{l_0 M}$$

angenommen wird, so lassen sich die Ableitungen von x nach s und t gemäss (3) aus

$$F(x, s, t) \equiv E(p, \xi) - 2 s E(p) = 0$$

bestimmen, wobei

$$p^2 = \frac{a^2}{1 + a^2}, a = \frac{\pi A}{l_0} \cos \omega t, \xi = \frac{\pi x}{l_0}$$

sind und $E(p, \xi)$ bzw. $E(p)$ das elliptisch bzw. vollständige elliptische Integral 2. Gattung bedeuten. Damit gewinnt der Differentialausdruck G schliesslich die Gestalt

$$G[x, y] = H[y] - \zeta(x, t).$$

Das heisst also: das Verhalten der gemäss (1) frei schwingenden Saite stimmt im Rahmen einer angenäherteren Behandlung überein mit dem Verhalten einer ange regt schwingenden Saite, die sich unangeregt gemäss (2) bewegen würde.

H. MÜLLER

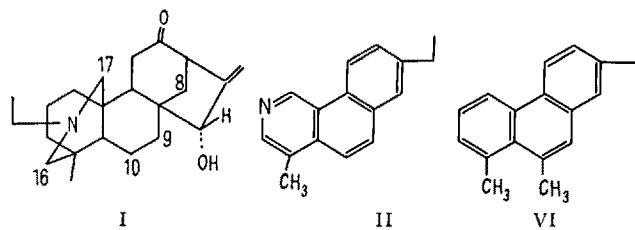
Institut für theoretische Physik der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 19. Februar 1958.

Summary

For the Cartesian coordinates of the elements of a vibrating string, which are introduced as functions of time and a parameter (similar to the Lagrangean method in hydrodynamics), a general, non-linear system of differential equations is offered. The behaviour of the freely vibrating string corresponding to this system agrees, approximately, with the behaviour of a string put in motion in a certain way, which string, if moving freely, would act according to the linear differential equation of the elementary theory.

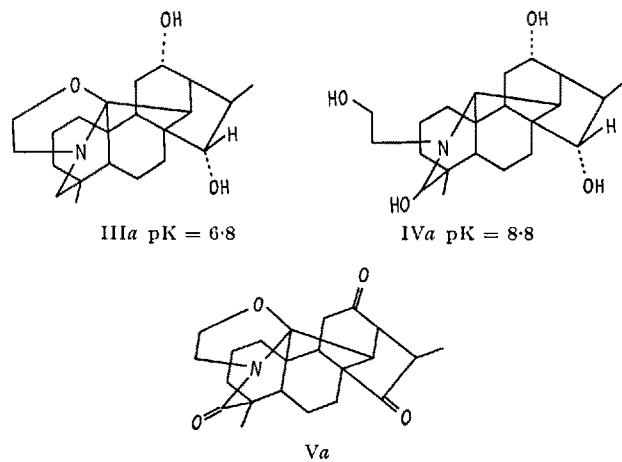
The Structure of Napelline and Songorine

Some time ago¹ we have described the isolation of napellonine ($C_{22}H_{31}O_3N$) and napelline ($C_{22}H_{33}O_3N$) from amorphous aconitine. We have shown that napellonine contains the garrya skeleton and may be represented by the partial structure I.



Napelline may be obtained by $LiAlH_4$ reduction of napellonine and thus may be represented by I with an equatorial OH group in place of the keto group. The partial structure I was based on conclusive evidence on the structure and substitution of the C-D (1-2-3-bicyclo octane) ring system and on dehydrogenation data. These included the isolation of a good yield of unidentified phenanthrenes and of the azaphenanthrene II which is a typical dehydrogenation product of veatchine².

To complete the partial structure I it was still necessary to place a hydroxy group and form an additional carbon-carbon bond. The first point was regarded as settled when napelline was shown to give glyoxal by treatment with lead tetra-acetate. This, according to EDWARDS³, demonstrates the presence of an ethanolamine group. The additional carbon-carbon bond was tentatively postulated to be a C₁₇-C₈ bond on the following evidence. Silver oxide oxidation of dihydronapelline ($pK = 7.8$) gave two compounds ($C_{22}H_{33}O_3N$ III and $C_{22}H_{35}O_4N$ IV) formulated as IIIa and IVa. Compound III was a carbinol-



amine-ether more weakly basic than dihydronapelline. On the other hand, it was shown by infrared evidence that the salts of III have quaternary Schiff salt character. The only explanation of this unprecedented behavior, that we have been able to think of at the time, was to place the

¹ K. WIESNER, Z. VALENTA, J. F. KING, R. K. MAUDGAL, L. G. HUMBER, and SHÔ ITÔ, Chem. and Ind. 1957, 173.

² M. F. BARTLETT and K. WIESNER, Chem. and Ind. 1954, 542.

³ O. E. EDWARDS and TARA SINGH, Canad. J. Chem. 32, 465 (1954).