

ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND CHEMISCHEN UNTERRICHT

54. JAHRGANG

1941

HEFT 3

Zur unterrichtsmäßigen Darstellung des osmotischen Drucks.

Von Georg Joos in Göttingen.

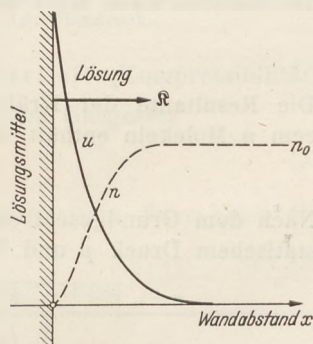
Während der Druck eines Gases mit wenig Worten eine anschauliche kinetische Erklärung als Wirkung der Molekülstöße gegen die Wände gestattet, macht die kinetische Darstellung des osmotischen Drucks erfahrungsgemäß einige Schwierigkeiten. Es dürfte daher nicht unerwünscht sein, eine genauere Auseinandersetzung seines Zustandekommens zu geben, die auf eine Bemerkung von DEBYE¹ zurückgeht. Als osmotischen Druck definieren wir den Überdruck, der auf der Seite der Lösung gegenüber dem Lösungsmittel besteht, wenn beide durch eine Membran getrennt sind, die für die Molekeln des Lösungsmittels durchlässig, für die des gelösten Stoffes aber undurchlässig ist. Obwohl im Endeffekt es tatsächlich so herauskommt, als stießen die Molekeln des gelösten Stoffes wie Gasmolekeln auf die Wand, so kann man zunächst nicht verstehen, daß die Anwesenheit des Lösungsmittels gar nichts an den Verhältnissen gegenüber einem Gas ändern sollte. Zum tieferen Verständnis fassen wir die selektiv durchlässige Membran als ein Kraftfeld auf, das nur auf die Molekeln des gelösten Stoffes wirkt. Dies ist keineswegs eine künstliche Annahme, da ja auch die Wirkung der Stahlwand einer Gasflasche in letzter Linie auf den elektrischen Kräften der Wandatome und -Elektronen beruht. Im Falle der Membran ist diese Darstellung besonders angebracht, da jede solche Membran eine gewisse Dicke besitzt, in der die selektive Undurchlässigkeit zustandekommt. Ein Teilchen, das sich der Membran nähert, erhält damit eine potentielle Energie u , die beim Eindringen rasch zu unendlich großen Werten ansteigt. Der Verlauf der potentiellen Energie ist etwa durch eine Kurve nach der Figur gegeben. Die Kraft auf das Teilchen wird, da es sich um konservative Kräfte handelt,

$$\mathfrak{R} = -\text{grad } u. \quad (1)$$

Bei einer senkrecht zur X-Achse unendlich ausgedehnten Wand (im folgenden als linearer Fall bezeichnet) vereinfacht sich diese Beziehung zu

$$K = -\frac{du}{dx}. \quad (1')$$

Diese Kraft zeigt ins Innere der Lösung. Nach dem Prinzip von Wirkung und Gegenwirkung übt die Molekel des gelösten Stoffes eine gleich große, entgegengerichtete Kraft auf den Träger des Kraftfelds, die Membran, aus. Qualitativ ist also alles wie beim Gas. Abzuleiten bleibt aber, daß tatsächlich das Gasgesetz herauskommt, wenn Gleichgewicht eingetreten ist. Solange kein Gleichgewicht vorhanden ist, treibt das Kraftfeld die Molekeln des gelösten Stoffes von der Membran weg. Nun wissen wir, daß infolge der Zähigkeit des Lösungsmittels bei der Bewegung eines gelösten Teilchens, z. B. eines Ions bei der Elektrolyse, gemäß dem



Potentielle Energie u eines gelösten Teilchens und Teilchendichte n als Funktion des Wandabstands.

¹ P. DEBYE: Physik. Z. 24, 334 (1923).

STOKESSchen Gesetz Lösungsmittel mitgeschleppt wird. Da die Bewegung vor Einstellung des Gleichgewichts eine von der Wand weggerichtete Resultante hat, strömt Lösungsmittel ein¹. Bei dieser Betrachtung ist darauf verzichtet, die kinetische Erklärung der inneren Reibung der Flüssigkeit zu geben, diese ist vielmehr, wie bei der Elektrolyse oder der Diffusion, als eine gegebene Eigenschaft der Flüssigkeit hingenommen. Um nun im Gleichgewichtszustand, bei dem auf seiten der Lösung ein Überdruck p_{osm} gegenüber dem Lösungsmittel herrscht, einen Ausdruck für diesen osmotischen Druck abzuleiten, benutzen wir lediglich das BOLTZMANNsche Verteilungsgesetz, welches für die Zahl der Teilchen im ccm mit der potentiellen Energie $u(x)$ den Ausdruck

$$n = n_0 e^{-\frac{u(x)}{kT}} \quad (2)$$

gibt. Hierin bedeutet n_0 die Zahl der Teilchen im ccm am Ort $u=0$, d. h. in einiger Entfernung von der Membran. Den Abfall der Teilchenzahl mit Annäherung an die Wand erhält man durch Gradientenbildung

$$\text{grad } n = -\frac{n_0}{kT} e^{-\frac{u(x)}{kT}} \text{ grad } u = -\frac{n}{kT} \text{ grad } u = +\frac{n}{kT} \mathfrak{R}. \quad (3)$$

Im linearen Falle wird daraus

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{n}{kT} \frac{du}{dx} = \frac{n}{kT} K. \quad (3')$$

Die Resultante der Kräfte, welche an einem Volumenelement dv angreift, das je ccm n Molekeln enthält, wird damit

$$\mathfrak{R} dv = n \mathfrak{R} = kT \text{ grad } n. \quad (4)$$

Nach dem Grundgesetz der Hydrostatik gilt aber im Gleichgewicht zwischen hydrostatischem Druck p und Volumenkraft \mathfrak{R} die Beziehung:

$$\text{grad } p - \mathfrak{R} = \text{grad } p - kT \text{ grad } n = 0, \quad (5)$$

$$\left(\text{im linearen Fall } \frac{dp}{dx} - kT \frac{dn}{dx} = 0. \right) \quad (5')$$

Dies ergibt integriert

$$p = n kT + p_0. \quad (6)$$

Die Integrationskonstante p_0 stellt den hydrostatischen Druck im Lösungsmittel ($n=0$) dar. Damit ist das VAN'T HOFFsche Gesetz abgeleitet, daß der osmotische Druck $p_{osm} = p - p_0$ ebenso groß ist wie der Gasdruck, wenn der gelöste Stoff das Volumen der Lösung allein als Gas erfüllt; denn sind im Mol L Molekeln enthalten und ist das Volumen der Lösung eines Mols v , so ist wegen $kL = R$ und $n = L/v$:

$$p - p_0 = \frac{L}{v} kT \quad \text{oder} \quad \underline{p_{osm} v = RT}. \quad (7)$$

Der Energiesatz bei ungedämpften und gedämpften Wellen. II.

Von Ernst Lenz, z. Zt. im Felde.

Der Zweck der folgenden Zusammenstellung ist, den Nutzen des Energiesatzes bei seiner Anwendung auf ungedämpfte und gedämpfte Wellen zu zeigen. In einer vorangegangenen Zusammenstellung², auf die im folgenden mehrfach Bezug genommen wird, wurden entsprechende Überlegungen zur Anwendung des Energiesatzes bei ungedämpften und gedämpften Schwingungen gebracht.

¹ Dieser Punkt ist es, der zu so vielen Mißverständnissen Anlaß gab: Obwohl auf der Lösungsseite bereits ein gewisser Überdruck herrscht, strömt Lösungsmittel ein. Die von der Wand weggetriebenen Teilchen wirken wie kleine Turbinen, die bis zu einem Grenzgedruck arbeiten.

² Der Energiesatz bei ungedämpften und gedämpften Schwingungen I; diese Z. 54, 33 (1941).

I. Ungedämpfte Wellen.

Betrachten wir z. B. die Gleichung für die Ausbreitung einer Schallwelle in einem Gase:

$$v = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}}, \tag{1}$$

so drängt sich der Energiesatz

$$\frac{\Delta \rho \cdot v^2}{2} = \frac{\Delta p}{2} \tag{2}$$

geradezu auf. Dieser Ansatz bedeutet, daß sich eine Dichtestörung von der Größe $\Delta \rho$, durch einen Druckanstieg Δp verursacht (Fig. 1), mit der Bewegungsenergie $\frac{\Delta \rho \cdot v^2}{2}$ ausbreitet. Der Druckanstieg Δp bewirkt eine mittlere Spannungsenergie $\frac{\Delta p}{2}$, die sich in Bewegungsenergie der Störung umsetzt. Schon aus einer Betrachtung der Einheiten folgt, daß Kraft/cm² = Energie/cm³ ist; der Druck 1 Dyn/cm² in einem Gas ist stets mit einer Energie 1 Erg/cm³ verknüpft.

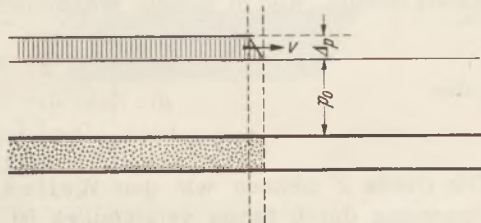


Fig. 1. Der Druckverlauf bei der Ausbreitung einer Stoßwelle in einem Rohr. p : normaler Druck; Δp : Überdruck.

Das Verhältnis $\frac{\Delta p}{\Delta \rho}$ nennen wir die Zusammendrückbarkeit (Kompressibilität) des Stoffes; bei isothermen Zustandsänderungen folgt aus dem Gasgesetz

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_0}{\rho_0} \tag{3}$$

die Beziehung $\frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \frac{p_0}{\rho_0}$, womit sich für die Schallgeschwindigkeit in einem Gase die NEWTONSche Formel

$$v = \sqrt{\frac{p}{\rho}} \tag{4}$$

ergibt. Bei adiabatischen Zustandsänderungen nach dem Gesetze

$$\left(\frac{p}{\rho^\kappa}\right) = \left(\frac{p_0}{\rho_0^\kappa}\right) \tag{5}$$

wird die Zusammendrückbarkeit

$$\frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \kappa \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \tag{6}$$

Es bedeutet

$$\kappa = \frac{C_p}{C_v} \tag{7}$$

das Verhältnis der spezifischen Wärmen. Aus der NEWTONSchen Formel wird in diesem Falle die Formel von LAPLACE

$$v = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} \tag{8}$$

(Vgl. dazu den Schluß von Abschnitt II.)

Auch bei elektrischen Wellen führt der Energieansatz zu wichtigen Ergebnissen. Behandeln wir zunächst die elektrischen Wanderwellen, die sich bei Vorgängen auf den Leitungen ausbilden. Fig. 2 stellt einen einfachen geraden Drahtleiter dar, auf dem beim Einschalten einer Spannung U gegen Erde die Wanderwelle entlang laufe. In der Zeit t nach dem Einschalten sei die Welle um das Stück l auf dem Drahte weitergelaufen. Dann ist die Aufladearbeit

$$A = U \cdot I \cdot t. \tag{9}$$

Diese Aufladearbeit dient zum Aufbau des elektrischen und magnetischen Feldes um den Leiter herum. Bezeichnen wir mit C die Kapazität je cm Leiterlänge, mit L die

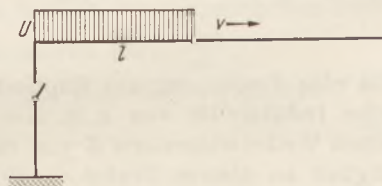


Fig. 2. Der Spannungsverlauf längs einer Freileitung kurze Zeit nach dem Einschalten. Der Betrag der Spannung U ist senkrecht über dem Leitungsdraht aufgezichnet.

zugehörige Induktivität, so ist die Energie, die im elektrischen Felde je cm steckt

$$E_e = \frac{1}{2} C U^2, \quad (10)$$

während die magnetische Energie

$$E_m = \frac{1}{2} L I^2 \quad (11)$$

mit dem Strome I verknüpft ist. Das Wesentliche an einer elektromagnetischen Welle ist, daß diese beiden Energien gleich groß sind. (Hierzu ist das nächste Beispiel zu beachten.) Es steckt also genau so viel Energie in dem elektrischen Feld um den Leiter herum, wie in seinem magnetischen Felde. Daraus ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{C U^2}{2} = \frac{L I^2}{2} \quad (12)$$

oder

$$\frac{U}{I} = Z = \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (13)$$

Die Größe Z nennen wir den Wellenwiderstand, was wegen des Verhältnisses Spannung durch Strom verständlich ist. Da die Kapazität C und die Induktivität L je cm Drahtlänge gerechnet sind, so bezieht sich auch der Wellenwiderstand auf das entsprechende Leiterstück. Zweitens folgt aber aus der Gleichheit der magnetischen und elektrischen Feldenergie, daß der ganze Energieinhalt im Felde je cm Drahtlänge einfach gleich $2 \times \frac{C U^2}{2}$ ist. Der gesamte Energieinhalt in dem Felde längs des Leiterstückes von der Länge l ist daher $l \cdot C U^2$. Diese Energie wurde geleistet von der Ladearbeit A , so daß

$$A = U I \cdot t = l \cdot C U^2 \quad (14)$$

ist. Hieraus ergibt sich mit Hilfe des Wellenwiderstandes Z die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle zu

$$v = \frac{l}{t} = \frac{1}{\sqrt{L C}}. \quad (15)$$

Da eine Freileitung aus Kupferdraht von einigen mm Durchmesser je km Drahtlänge eine Induktivität von z. B. $L = 2,3$ mH und die Kapazität $C = 0,0051 \mu\text{F}$ hat, was einen Wellenwiderstand Z von rund 675Ω ergibt, so wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit an diesem Drahte $c = 293\,000$ km/sec, ein Wert, der etwas kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit.

Auch eine freie elektromagnetische Welle ist dadurch gekennzeichnet, daß die Energie ihrer elektrischen und die ihrer magnetischen Schwingungen gleich groß ist. Am besten rechnen wir bei einer elektromagnetischen Welle mit den Energiedichten, dem Energieinhalt je cem des elektrischen bzw. magnetischen Feldes. Bezeichnet ϵ die Dielektrizitätskonstante, μ die Permeabilität des Stoffes, in dem sich die Welle fortpflanzt, \mathcal{E} die elektrische Feldstärke, \mathcal{H} die magnetische Feldstärke, so sind die betreffenden Energiedichten gleich $\frac{\epsilon \mathcal{E}^2}{2}$ bzw. $\frac{\mathcal{H}^2}{2\mu}$.

Aus der Gleichheit beider folgt die Beziehung

$$\frac{\epsilon \mathcal{E}^2}{2} = \frac{\mathcal{H}^2}{2\mu} \quad (16)$$

oder

$$\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{E}} = \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (17)$$

Hierbei ist zu beachten, daß die beiden Energien $\frac{\epsilon \mathcal{E}^2}{2}$ und $\frac{\mathcal{H}^2}{2\mu}$ nicht gleichzeitig am gleichen Ort auftreten, sondern zeitlich nacheinander mit einer Verschiebung von 90° Phasenwinkel und örtlich nebeneinander mit einer Verschiebung von einer halben Wellenlänge. Sehr deutlich zeigt sich dies bei der Abschnürung der \mathcal{E} - bzw. \mathcal{H} -Linien von einer Sendeantenne.

Genau entsprechend unserer vorhergehenden Überlegung für die Wanderwelle müssen wir uns auch hier den Ausbreitungsvorgang noch etwas eingehender überlegen. Die Wellenfront möge gerade den Ursprung eines Koordinatensystems xyz erreicht haben (Fig. 3). x bedeute die Ausbreitungsrichtung, die übrigen Koordinaten y und z legen wir so, daß die magnetischen Kraftlinien (\mathfrak{B}) der y -Richtung, die elektrischen Kraftlinien (\mathfrak{E}) der z -Richtung entsprechen. Betrachten wir einen rechtwinkligen Ausschnitt aus der Wellenfront mit je 1 cm Seitenlänge, so wandert dieser mit der Geschwindigkeit c längs der x -Richtung weiter, d. h. nach 1 Sek. wurde gerade ein Streifen von der Länge c überstrichen. Nach dem Induktionsgesetz von FARADAY ist die Änderung des magnetischen Flusses durch eine bestimmte Fläche verknüpft mit einer elektrischen Randspannung längs der Flächenbegrenzung. In unserem Fall ist die Flußänderung

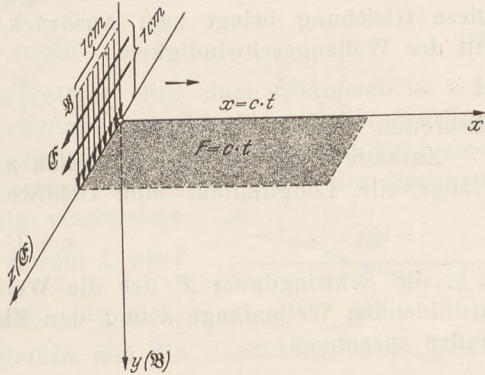


Fig. 3. Die Ausbreitung der Front einer ebenen elektromagnetischen Welle (Frontfläche 1 qcm, Ausbreitungsgeschwindigkeit in der x -Richtung c cm/sec).

$$\frac{\mathfrak{B} \cdot F}{t} = \mathfrak{B} \cdot c, \quad (18)$$

denn in der Fläche $F = c \cdot t$ war zu Beginn kein magnetischer Fluß, nach dem Fortschreiten aber der Fluß $\mathfrak{B} \cdot c \cdot t$; die zeitliche Flußänderung ist also $\mathfrak{B} \cdot c$. Die zugehörige Randspannung ist einfach \mathfrak{E} ; denn nur an dem 1 cm langen Rande der Wellenfront herrscht das elektrische Feld von der Stärke \mathfrak{E} . Das Induktionsgesetz ergibt somit die Beziehung

$$\mathfrak{B} \cdot c = \mathfrak{E}, \quad (19)$$

was aus „Dimensionsgründen“ folgen muß, denn die Einheit der magnetischen Feldstärke ist $[\mathfrak{B}] = \frac{\text{Voltsec}}{\text{cm}^2}$ und die der elektrischen Feldstärke $[\mathfrak{E}] = \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

Die beiden Gl. (17) und (19) ergeben zusammen die Geschwindigkeit

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (20)$$

was in Luft mit

$$\epsilon = 8,8 \cdot 10^{-11} \frac{\text{sec}}{\Omega \text{cm}}$$

und

$$\mu = 1,25 \cdot 10^{-8} \frac{\Omega \text{sec}}{\text{cm}}$$

den Zahlenwert

$$c = 300\,000 \text{ km/sec},$$

also die Lichtgeschwindigkeit, ergibt. Das Verhältnis

$$Z_{\text{em}} = \frac{\mathfrak{E}}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 377 \Omega \quad (21)$$

wird ebenfalls der Wellenwiderstand genannt; H bedeutet die magnetische Erregung, die mit der Feldstärke durch die Beziehung $\mathfrak{B} = \mu H$ zusammenhängt. Wiederum zeigt sich eine vollkommene Ähnlichkeit zwischen mechanischen und elektrischen Wellen und mechanischen, elektrischen oder magnetischen Größen, die sich der Leser durch eine übersichtliche Zusammenstellung selbst vergegenwärtigen mag. Der Vollständigkeit halber sei nur die Formel für den Schallwiderstand oder den elastischen Wellenwiderstand

$$Z = \sqrt{E \cdot \rho} = \rho \cdot v \quad (22)$$

herangezogen; vgl. Gl. (1) bis (8).

Die bildliche Darstellung einer ungedämpften Welle unterscheidet sich von der Darstellung einer ungedämpften Schwingung nur dadurch, daß die Abszisse

bei einer Schwingung die Zeit t darstellt¹, bei einer Welle jedoch den Ausbreitungsweg der Welle. An Stelle der Schwingzahl bzw. Kreisfrequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ tritt der Ausbreitungsvektor $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$, wo λ die Wellenlänge bedeutet. Dies ergibt sich auch aus der Gleichung einer fortschreitenden Welle

$$s = s_0 \sin(\omega t - \kappa x). \quad (23)$$

Diese Gleichung bringt zum Ausdruck, daß ein bestimmter Schwingzustand sich mit der Wellengeschwindigkeit

$$v = \frac{x}{t} = \frac{\omega}{\kappa} = \lambda \cdot \nu \quad (24)$$

ausbreitet.

Zusammen mit Gl. (1) ergibt sich z. B. für eine Druckwelle in einem Gase (Längswelle, Longitudinal- oder Dehnwelle) die Beziehung

$$v = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}} = \frac{\omega}{\kappa}, \quad (25)$$

d. h. die Schwingdauer T der die Welle erregenden Störung hängt mit der sich ausbildenden Wellenlänge λ und den Eigenschaften E und ρ des Stoffes folgendermaßen zusammen:

$$T = \lambda \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\Delta p}}. \quad (25a)$$

Die bisher von uns gewählten Beispiele, auch der früheren Zusammenstellung¹, waren meist dadurch gekennzeichnet, daß Masse und Elastizität bzw. Kapazität und Induktivität räumlich voneinander getrennte, durch Drahtleitungen und mechanische Befestigungen miteinander verbundene Gegenstände waren. Die letzten Beispiele unterscheiden sich davon insofern, als Kapazität und Induktivität nicht mehr voneinander getrennt, sondern miteinander vereint und stetig verteilt sind. Während räumlich getrennte Induktivitäten und Kapazitäten bzw. Massen und Elastizitäten jeweils in ihrem Schwingkreis nur eine einzige Eigenschwingung ausbilden, läßt ein Gebilde mit räumlich stetig verteilter Induktivität und Kapazität verschiedene Schwingungen zu. Zunächst bildet sich in solchen Schwingkreisen eine Welle aus, die infolge der endlichen Länge des schwingenden Körpers zurückgeworfen wird und sich mit den neu ankommenden Wellenzügen überlagert. Falls die geometrische Länge l des Körpers in einem günstigen Verhältnis zur Wellenlänge λ steht, können sich diese Wellen so überlagern, daß sich eine „stehende“ Welle ausbildet. Wir können auch so sagen: der schwingende Körper befindet sich dann in Resonanz mit der erregenden Kraft. Die Luftsäule in einer gedackten Pfeife der Länge $l = \frac{\lambda}{2}$ wird z. B. zu Grundschwingungen angeregt, wenn die Schwingzahl

$$\nu = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}} \quad (26)$$

wird. Ist die Länge $l = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ der Säule ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge λ , so bilden sich Oberschwingungen aus.

Bei festen Körpern läßt sich die Zusammendrückbarkeit $\frac{\Delta p}{\Delta \rho}$ aus dem HOOKESCHEN Gesetz

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (27)$$

ableiten, wo σ die Spannung $\frac{P}{F}$, ε die Verlängerung $\frac{\Delta l}{l}$ und E der YOUNGSCHER Elastizitätsmodul, z. B. eines Stabes oder Drahtes, bedeuten. Es entsprechen sich σ und Δp ; da außerdem $\frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta \rho}{\rho}$ ist, so wird

$$\frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \frac{E}{\rho} \quad (28)$$

¹ a. a. O., S. 33.

und

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (29)$$

bzw.

$$v = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (30)$$

Da E und ρ Stoffzahlen sind, so schreiben wir

$$v_l \cdot l = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \text{const.} \quad (31)$$

Dieses Produkt $v_l \cdot l$ heißt der Schwingkoeffizient. Für einen Quarzstab ist z. B. $E = 77,2 \cdot 10^{10}$ Dyn/cm²; $\rho = 2,6$ g/cm³. Der Schwingkoeffizient eines solchen Schwingquarzes wird $v_l \cdot l = 272500$ Hz. Wird ein Piezoquarz in dem elektrischen Feld eines Kondensators mit Hilfe des Piezoeffektes erregt, so ist im Falle der Resonanz $v_{\text{Quarz}} = v_{\text{elektr.}}$. Es läßt sich also die häufig verwendete Beziehung aufstellen: $\frac{\lambda_{\text{el}}}{l} \approx 110000$, wobei sowohl λ wie l

in cm gemessen werden; oder $\frac{\lambda_{\text{m}}}{l_{\text{mm}}} \approx 110$, falls die elektrische Wellenlänge, wie meist üblich, in Metern und die Quarzlänge in mm gerechnet werden.

Völlig entsprechende Formeln lassen sich für elektrische Schwingungen aufstellen. Z. B. ist eine längliche Antenne, ein sog. HERTZSEHER DIPOL, in der Lage, Schwingungen mit einer Schwingzahl

$$v = \frac{1}{\lambda \sqrt{LC}} \quad \text{bzw.} \quad = \frac{1}{l \sqrt{LC}} \quad (32)$$

oder der Schwingdauer

$$T = \frac{1}{v} = \lambda \sqrt{LC} \quad \text{bzw.} \quad = l \sqrt{LC} \quad (33)$$

auszuführen. Je nach dem Verhältnis von Antennenlänge l zu Wellenlänge λ werden Grund- oder Oberschwingungen ausgebildet. Fig. 4 zeigt die Ladungs- bzw. Stromverteilung längs einer geraden Antenne; sie stellt aber ebenso die Spannungs- bzw. Geschwindigkeitsverteilung einer Pfeife in vier verschiedenen Zuständen (Phasen) dar. An Stellen, wo die Spannung groß ist, ist die Geschwindigkeit bzw. Stromstärke klein und umgekehrt; auch hierin kommt der Energiesatz zum Vorschein.

Da die Schwingzahlen der Grund- bzw. Oberschwingungen der Gleichung

$$v = \frac{1}{n \cdot \lambda \sqrt{LC}} \quad (34)$$

folgen, so ergibt sich für die Energie E der Ansatz

$$E = \frac{\text{const}}{n^2}, \quad (35)$$

d. h. die Energie der Eigenschwingungen ändert sich umgekehrt mit dem Quadrat einer Laufzahl n . Dieser Ansatz gilt allgemein, er läßt sich bei allen Eigenschwingungen aufstellen. Hierauf sei deshalb hingewiesen, weil für die Energierme von Atomschwingungen ein Ansatz von gleicher Form gilt.

II. Gedämpfte Wellen.

Die bildliche Darstellung einer freien gedämpften Welle unterscheidet sich von der Darstellung einer gedämpften Schwingung¹ genau wie bei ungedämpften Vorgängen nur dadurch, daß, wie schon erwähnt, die Abszisse bei einer Schwingung die Zeit bedeutet, bei einer Welle jedoch den Weg. Wir können deshalb die wesentlichen

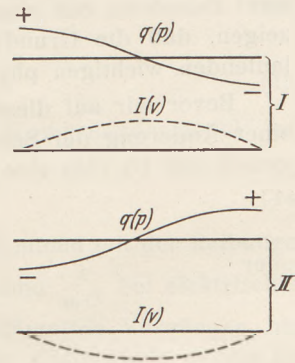


Fig. 4. Zwei verschiedene Zustände (Phasen) I und II der Ladungs- und Stromverteilung einer Antenne (q und I) bzw. der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in einer Pfeife (p und v).

¹ a. a. O., S. 37/38, Fig. 8/9.

Gesetze der gedämpften Schwingung, vor allem die Gl. (29/30)¹ $\omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2$ und $\delta = \frac{R}{2L}$, sofort auf die gedämpfte Welle übertragen und erhalten aus rein geometrischer Ähnlichkeit die grundlegende Beziehung:

$$\kappa^2 = \kappa_0^2 - \alpha^2 \quad (36)$$

$$\text{mit } \kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ bzw. } \kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (37)$$

Die Größe α heißt das Schwächungsmaß (Absorptionskoeffizient) einer Welle; wie groß α ist, wird sich bald zeigen; der Einheit halber muß jedenfalls $[\alpha] = [\kappa] = \text{cm}^{-1}$ sein, während $[\delta] = [\omega] = \text{sec}^{-1}$ ist. Daß die Gl. (36) in der Physik unbekannt geblieben ist, beruht darauf, daß zwischen Schwingungen und Wellen selten reinlich unterschieden wird. Die Gleichung besagt, daß die Wellenlänge einer Welle in einem Stoff mit Dämpfung bei gleicher Schwingzahl größer ist als ohne Dämpfung. An den zwei Beispielen der elastischen Welle und der elektromagnetischen Welle werden wir zeigen, daß die Grundbeziehung (36) hinter viel gebrauchten, jedoch ganz anders lautenden wichtigen physikalischen Beziehungen verborgen ist.

Bevor wir auf diese Beispiele eingehen, sei noch darauf hingewiesen, daß mit einer Änderung der Schwingzahl ω gemäß der Gl. (30)¹ und der Ausbreitungszahl κ gemäß der Gl. (36) eine Änderung der Wellengeschwindigkeit

$$v = \frac{\omega}{\kappa} = \sqrt{\frac{\omega_0^2 - \delta^2}{\kappa_0^2 - \alpha^2}} \quad (38)$$

oder

$$v = \frac{\omega_0}{\kappa_0} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{\delta}{\omega_0}\right)^2}{1 - \left(\frac{\alpha}{\kappa_0}\right)^2}} \approx v_0 \quad (39)$$

verbunden ist, die aber wegen der angenäherten Gleichheit von $\frac{\delta}{\omega_0}$ mit $\frac{\alpha}{\kappa_0}$ so klein ist, daß sie selbst im Ultraschallgebiet keine Rolle spielt.

Besprechen wir jetzt die Ähnlichkeiten zwischen einer gedämpften elastischen Welle und einer gedämpften Schwingung, wie z. B. der ausführlich behandelten gedämpften elektrischen Schwingung². Schreiben wir sowohl in Fig. 8 wie in der zugehörigen Gl. (21)² statt der Spannung U den Ausschlag s , statt der Zeit t den Weg x , so haben wir schon die Darstellung einer gedämpften Welle. Auch der Grundgedanke für den Energieansatz bleibt derselbe: die Energie, welche die Welle auslöst, setzt sich letzten Endes in Reibungswärme um, verursacht durch innere Reibung infolge der Zähigkeit des Stoffes, in dem sich die Welle fortpflanzt. Zur Abwechslung wollen wir die Ausbreitung einer elastischen Scherwelle oder Querwelle genauer betrachten, weil sich an diesem Beispiel ein ganz interessanter Zusammenhang offenbart. Die Stromwärme RI^2 bei der gedämpften elektrischen Schwingung, siehe Gl. (25)¹, haben wir einfach aus der Stromstärke I berechnet und diese wiederum auf Grund des Wechselstromwiderstandes, Gl. (23)¹, aus der Spannung U . In gleicher Weise können wir bei elastischen Querwellen nicht vorgehen, vielmehr müssen wir die Reibungsverluste selbst berechnen. Wir werden aber feststellen, daß sich ein Ausdruck völlig ähnlicher Form wie die Stromwärme RI^2 ergibt.

Denken wir uns den Stoff, in dem sich die Querwelle fortpflanzt, in lauter ebene Schichten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zerlegt, so kommt bei reinen Scherwellen die Dämpfung durch die innere Reibung dieser Schichten zustande, die infolge der räumlich verschiedenen Schwinggeschwindigkeiten ($u = \frac{ds}{dt}$, Quergeschwindigkeit oder Schnelle) und Schwingweiten s aneinander gleiten bzw. sich reiben. Betrachten

¹ a. a. O., S. 38. ² a. a. O., S. 37.

wir jeweils Wellenquerschnitte von 1 qcm Fläche, so ist die Reibungskraft zweier benachbarten Gleitflächen

$$R = \eta \frac{du}{dx}, \quad (40)$$

wo η ein Maß der Reibung, nämlich die Zähigkeit bedeutet, und $\frac{du}{dx}$ die Queränderung der Geschwindigkeit u ist. Es zeigt sich, daß diese Reibungskraft, abgesehen von ihrer Zeitabhängigkeit (d. h. den Sinusgrößen), gleich

$$R = \frac{4}{3} v \cdot \eta \kappa^2 \cdot s \quad (41)$$

ist. Diese Gleichung entspricht dem Wechselstromwiderstand R eines gedämpften Schwingkreises [I. Gl. (23)]. Sie ergibt sich aus der vorhergehenden Gl. (40) und der einer Welle Gl. (23), weil die Geschwindigkeit

$$u = \frac{ds}{dt} = \omega s \quad (42)$$

und infolge der Ableitung

$$\frac{du}{dx} = \omega \cdot \frac{ds}{dx} = \omega \cdot \kappa \cdot s = v \cdot \kappa^2 \cdot s \quad (43)$$

ist. Die Zahl $4/3$ in Gl. (41) folgt daraus, daß der sog. „Kompressionsmodul“ bei reiner Scherung

$$K = \frac{4}{3} G \quad (44)$$

wird; G heißt das Scherungsmaß (Gleitmaß) und ist gleichbedeutend mit der Reibungszahl η . Die Größe $v\kappa^2$ entspricht dem Wechselstromwiderstand $\frac{1}{\omega C}$ bei elektrischen Schwingungen [I. Gl. (24)]; beide Ausdrücke gelten bei gedämpften Vorgängen nur näherungsweise. Da die Dämpfung bei elastischen Wellen im allgemeinen gering ist, reicht die Gültigkeit der Gl. (43) weiter als die von [I. Gl. (24)]. Der wesentliche Unterschied zwischen der früher behandelten gedämpften Schwingung und der gedämpften Welle besteht darin, daß bei der Schwingung Kapazität und Widerstand räumlich getrennt sind, während sich bei einer Welle Elastizität, Dichte und innere Reibung stetig verteilen.

Die weitere Rechnung für gedämpfte Wellen entspricht völlig der Rechnung bei gedämpften Schwingungen; es tritt dasselbe Integral [I. Gl. (25)] auf; es ist nur für U die Größe s zu setzen, κ für ω und an Stelle von R und C die entsprechenden Größen. Der Energieansatz über den Verbrauch der anfänglichen Spannungsenergie $\frac{G s_0^2}{2}$ durch innere Reibung in der zeitlich ungedämpften Welle

$$\frac{G s_0^2}{2} = \iint \mathfrak{R} ds dx = \frac{2}{3} \eta \frac{s_0^2 v \kappa_0^4}{\kappa^2} \cdot \frac{1}{K} \int_0^\infty e^{-2zx} \cos(\omega t - \kappa x) d\kappa x \quad (45)$$

liefert die Gleichungen $\kappa_0^2 = \kappa^2 + \alpha^2$ mit

$$\alpha = \frac{\eta \kappa^2 v}{3G} = \frac{\eta \kappa^2}{3\rho v}. \quad (46)$$

Durch Umformung erhalten wir daraus die STOKESSche Formel

$$\alpha' = \frac{8\pi^2 \eta'}{\lambda^2}, \quad (47)$$

wenn wir an Stelle der Zähigkeit η die „kinematische Zähigkeit“ $\eta' = \frac{\eta}{\rho}$ einführen. Dabei ist mit $\alpha' = 2\alpha$ der Absorptionskoeffizient bezeichnet, mit dem die Stärke (Intensität) der Welle

$$J_x = J_0 e^{-\alpha x} \quad (48)$$

abnimmt. Die Dämpfung bzw. Absorption von Schallwellen geschieht nach Gl. (47) umgekehrt mit dem Quadrat ihrer Wellenlänge; kurze Wellen werden stärker geschwächt als lange Wellen. Außerdem ist die Reichweite der Wellen um so größer, je größer die Dichte des Stoffes ist, in dem sie sich ausbreiten; der Absorptionskoeffizient ist

dann um so kleiner. Zu der Auswertung der Gl. (45) ist zu bemerken, daß wir bei der Integration die Größe $\frac{\alpha}{\kappa}$ gegenüber $\frac{\kappa}{\alpha}$ mit Recht vernachlässigt haben; außerdem wurde in Gl. (46) die Größe G durch ϱv^2 ersetzt gemäß den bekannten Gleichungen $v = \sqrt{\frac{G}{\varrho}}$ bzw. $\sqrt{\frac{E}{\varrho}}$ oder $\sqrt{\frac{F}{\mu}}$ für die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Scherwellen, Druckwellen und Seilwellen.

Wir sehen, daß wesentliche physikalische Beziehungen mit dem Ansatz $\kappa^2 = \kappa_0^2 - \alpha^2$ verknüpft sind; wir wollen noch zeigen, daß dies auch für elektromagnetische Wellen gilt. Bezeichnen wir mit n den „Brechungsindex“, mit K den „Extinktionskoeffizienten“, dann liefert die Optik die bekannten Beziehungen

$$n^2 (1 - K^2) = \varepsilon_r \mu_r \quad (49)$$

und

$$K = \frac{\sigma \mu}{2n \cdot \omega} \quad (50)$$

$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ist die relative Dielektrizitätskonstante gegen Vakuum, $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ die relative Permeabilität gegen Vakuum, σ die elektrische Leitfähigkeit des Stoffes, in dem sich die elektrische Welle mit der Schwingzahl ω fortpflanzt. Diese beiden Gleichungen entsprechen völlig unserer Grundgleichung (36)

$$\kappa^2 = \kappa_0^2 - \alpha^2 = \kappa_0^2 \left(1 - \frac{\alpha^2}{\kappa_0^2}\right).$$

Um dies zu zeigen, dividieren wir durch ω_0^2 :

$$\frac{\kappa^2}{\omega_0^2} = \frac{\kappa_0^2}{\omega_0^2} \left(1 - \frac{\alpha^2}{\kappa_0^2}\right) = \frac{1}{v_0^2} \left(1 - \frac{\alpha^2}{\kappa_0^2}\right),$$

und schreiben um in

$$v_0^2 = \frac{\omega_0^2}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\alpha^2}{\kappa_0^2}\right)$$

und dividieren außerdem mit der Geschwindigkeit $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$ (ohne Dämpfung wie v_0 , aber bei anderem ε und μ), so daß

$$\varepsilon_r \mu_r = \frac{v_0^2}{v^2} = \frac{\kappa_0^2 v_0^2}{\kappa^2 \cdot v^2} \left(1 - \frac{\alpha^2}{\kappa_0^2}\right) = n^2 (1 - K^2) \quad (51)$$

wird. Damit haben wir bereits die Gl. (49) hergestellt, falls

$$n^2 = \frac{\kappa_0^2 \cdot v_0^2}{\kappa^2 \cdot v^2} \quad (52)$$

und

$$K = \frac{\alpha}{\kappa_0} \quad (53)$$

gesetzt werden. Daß die in Gl. (52) enthaltene Bedingung sinnvoll ist, zeigt sich durch die Erweiterung

$$n^2 = \frac{\kappa_0^2 v_0^2}{\kappa^2 v^2} = \frac{\kappa^2 + \alpha^2}{\kappa^2} \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 = \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 + \left(\frac{\alpha v_0}{\kappa v}\right)^2$$

oder

$$\left(\frac{v_0}{v}\right)^2 = n^2 - \left(\frac{\alpha v_0}{\kappa v}\right)^2 = n^2 \left(1 - \frac{\alpha^2 v_0^2}{\kappa^2 v^2 n^2}\right),$$

denn wir erhalten wieder die alte Bedingung Gl. (49), wenn

$$K^2 = \frac{\alpha^2}{\kappa^2} \cdot \frac{v_0^2}{v^2 n^2} = \frac{\alpha^2}{\kappa_0^2} \quad (54)$$

wird. Aus dieser Gleichung folgt aber wieder die Bedingung Gl. (52) $n^2 = \frac{\kappa_0^2 v_0^2}{\kappa^2 v^2}$, was zu beweisen war. Wesentlich an diesen Ansätzen ist, daß wir das Verhältnis $\frac{v_0^2}{v^2}$ gleich $\varepsilon_r \mu_r$ setzen, während $n = \frac{v_0}{v} \cdot \frac{\kappa_0}{\kappa}$ nicht gleich $\frac{\omega_0}{\omega}$ ist, da dieses $v \cdot \kappa$ nicht gleich ω ist. Nur für $\alpha = 0$ wird $\kappa_0 = \kappa$ und

$$n = \frac{v_0}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (55)$$

Für elastische Wellen, z. B. Druckwellen, ist in Gl. (51) an Stelle von $\varepsilon_r \mu_r = \frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}$ der Ausdruck $\frac{E_0 \rho}{\rho_0 E} = \frac{v_0^2}{v^2}$ einzusetzen.

Setzen wir nach Gl. (50) und (53):

$$K = \frac{\alpha}{\kappa_0} = \frac{\sigma \mu}{2n\omega},$$

so wird

$$\alpha = \frac{\sigma \mu}{2v_0}. \quad (56)$$

Vergleichen wir diesen Ausdruck für α mit $\frac{1}{3} \frac{\eta \kappa^2}{\rho \cdot \rho \cdot v_0}$ und $\delta = \frac{R}{2m}$ bzw. $\frac{R}{2L}$, so sehen wir eine große Ähnlichkeit im Aufbau: die Leitfähigkeit σ entspricht dem Reibungswiderstand $\frac{\eta \kappa^2}{3}$ bzw. R , die Induktivität L der Dichte ρ bzw. dem Kehrwert der Permeabilität μ . Daß hier ein Kehrwert auftritt, ebenso wie bei früheren Gleichungen [z. B. Gl. (22)], liegt daran, daß die Permeabilität μ umgekehrt festgelegt ist als die Dielektrizitätskonstante ε , was man an den Energieausdrücken Gl. (16) sofort sieht. Dieser Mangel an Folgerichtigkeit ist geschichtlich begründet und hängt zusammen mit Maßsystemfragen, welche die Bedeutung der Größe \mathfrak{B} lange verschleiert haben. Im übrigen unterscheiden sich die δ -Werte von α um die Größe v

$$\delta = \alpha \cdot v, \quad (57)$$

was schon wegen der Einheiten $[\delta] = \text{sec}^{-1}$, $[\alpha] = [\text{cm}^{-1}]$ sein muß.

Zum Abschluß unserer Überlegungen sei als letztes Beispiel für den vorteilhaften Gebrauch des Energiesatzes bei Wellen die Schalldispersion besprochen. Darunter verstehen wir die Zunahme der Schallgeschwindigkeit im Ultraschallbereich. Greifen wir noch einmal zurück auf unsere erste Gleichung $v^2 = \frac{\Delta p}{\Delta \rho}$, so können wir unter Berücksichtigung der Gasgleichung

$$p \cdot V = R \cdot T \quad (58)$$

dafür schreiben:

$$v^2 = \frac{p}{\rho} \left\{ 1 - \frac{R \Delta T}{p \Delta V} \right\} \quad (59)$$

oder auch

$$\rho \Delta V \cdot v^2 = p \Delta V - R \Delta T. \quad (60)$$

Hier sehen wir wieder den Energiesatz: die Druckenergie $p \Delta V$ setzt sich nicht nur in Bewegungsenergie $\rho \Delta V \cdot v^2$ der Störung um, sondern auch in Wärmeenergie $R \Delta T$. Ist bei einem isothermen Vorgang $\Delta T = 0$, so erhalten wir die NEWTONSche Gleichung $v^2 = \frac{p}{\rho}$. Die Erhaltung der Energie nach dem ersten Hauptsatz der Wärmelehre fordert bei einer adiabatischen Zustandsänderung, daß

$$C_v \Delta T + p \Delta v = 0 \quad (61)$$

ist. C_v bedeutet die spezifische Wärme, ΔT die adiabatische Temperaturänderung. Die innere Energie $U = C_v \Delta T$ setzt sich um mit der äußeren Arbeit $p \Delta V$. Daher können wir für Gl. (59) auch schreiben

$$v^2 = \frac{p}{\rho} \left\{ 1 + \frac{R}{C_v} \right\}. \quad (62)$$

Da $R = C_p - C_v$ ist, so wird der Klammerausdruck gleich $\kappa = \frac{C_p}{C_v}$, und wir erhalten wieder die LAPLACESche Formel (8).

Betrachten wir nun die Abhängigkeit der spezifischen Wärme C mehratomiger Gase von der Schwingzahl bzw. Kreisfrequenz ω einer Ultraschallwelle. Ganz allgemein setzt sich die Änderung der inneren Energie $C \Delta T$ eines solchen Gases aus einem Teil C_∞ zusammen, der jeder, auch der raschesten Zustandsänderung sofort folgt, und einem zweiten Teil, dessen Einstelldauer auf neue Zustände nicht Null ist, sondern die Zeit β Sekunden erfordert. C_∞ ist also der Anteil, der auch

bei den höchsten Schwingzahlen nicht verschwindet. Dann ist nach KNESER¹ die spezifische Wärme dieses Gases

$$C = \frac{C_0^2 + C_\infty^2 \omega^2 \beta^2}{C_0 + C_\infty \omega^2 \beta^2} \quad (63)$$

Sie nimmt mit wachsender Schwingzahl bzw. Kreisfrequenz in dem Maß ab, wie sich das Wärmegleichgewicht zwischen der Schwingenergie der Moleküle und den allzu raschen adiabatischen Temperaturänderungen des Gases nicht mehr einstellen kann. Der Unterschied der beiden Grenzwerte C_0 und C_∞ bzw. v_0 und v_∞ hängt lediglich von der inneren Schwingenergie der Moleküle ab. Führen wir den Ausdruck (63) für die spezifische Wärme in die Gleichung der Schallgeschwindigkeit ein, so erhalten wir die Formel für die Dispersion der Geschwindigkeit

$$v^2 = \frac{p}{\rho} \left\{ 1 + R \frac{C_0 + C_\infty \omega^2 \beta^2}{C_0^2 + C_\infty^2 \omega^2 \beta^2} \right\} \quad (64)$$

Wie Fig. 5 zeigt, steigt die Schallgeschwindigkeit von einem Anfangswert

$$v_0 = \sqrt{\frac{p}{\rho} \left\{ 1 + \frac{R}{C_0} \right\}} \quad (65)$$

mit steigender Schwingzahl allmählich zu einem Endwert v_∞ bei den höchsten Kreisfrequenzen ω an.

Die gewählten Beispiele mögen genügen, um den Wert des Energieansatzes bei ungedämpften und gedämpften Schwingungen und Wellen zu zeigen. Sie sollten nur beweisen, daß die physikalisch wesentlichen Gesetzmäßigkeiten mit seiner Hilfe leicht darstellbar bzw. ableitbar sind. Daß hierbei eine so wichtige Beziehung wie die Gleichung $\kappa^2 = \kappa_0^2 - \alpha^2$ zum Vorschein kommt, möge dazu beitragen, den Schwing- und Wellenvorgang leichter zu verstehen.

1. Phys. Institut der Technischen Hochschule Stuttgart.

Über die Eingliederung mineralogischer Lehrgegenstände in den Stoffplan des Chemieunterrichts.

Von W. Flörke in Gießen.

Daß mineralogisches Lehrgut in gewissem Umfang einen wesentlichen und notwendigen Bestandteil des chemischen Unterrichts der höheren Schule ausmacht, ist ernsthaft wohl noch nie bestritten worden. Über den Umfang allerdings, in dem solche Gegenstände im Chemieunterricht zu behandeln sind, gehen die Meinungen auseinander. Blicken wir zurück, so läßt sich in der Vergangenheit ein allmähliches Zurückdrängen des mineralogischen Lehrstoffs sowohl in den Lehrplänen als auch in den Lehrbüchern feststellen. Hand in Hand damit geht, daß die Prüfungsordnungen der Hochschule von dem Lehramtskandidaten, der Chemie als Fach wählt, den Nachweis immer geringeren Wissens auf dem Gebiete der Mineralogie verlangten.

Die neu erschienenen und für den Gebrauch im Unterricht zugelassenen Lehrbücher der Chemie zeigen ein weiteres starkes Zurückgehen des mineralogischen Anteils. Rein äußerlich konnte festgestellt werden, daß in den fünf in Frage kommenden Büchern folgende Bruchteile des an der Seitenzahl gemessenen Umfangs der Behandlung von kristallographischen, mineralogischen und lagerstättenkundlichen Fragen, diese im weitesten Sinne, gewidmet sind: 10%, 7%, 5%, 5%, 3%. Eigentlich kristallographische Probleme nehmen nur folgenden Raum ein: 3%, 1%, 0,5%, 0,5%, 0,3%.

¹ H. O. KNESER: Ann. Physik 16, 339 (1933).

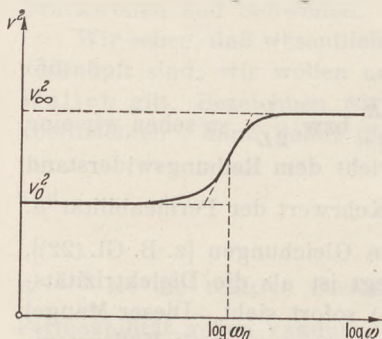


Fig. 5. Die Änderung der Schallgeschwindigkeit (Schalldispersion) bei einem mehratomigen Gas in Abhängigkeit von der Schwingzahl (Ultraschallgebiet).

Nur in zweien der Bücher ist der Versuch gemacht, das Wesen des Kristallzustands tiefer zu fassen.

Demgegenüber muß die Frage gestellt werden, ob der neue Lehrplan eine so starke Beschneidung vorschreibt und ob diese mit den in „Erziehung und Unterricht“ dargelegten Grundzielen der höheren Schule und insbesondere des chemischen Unterrichts im Einklang steht. Im folgenden will ich zeigen, daß nicht auf Grund von Wünschen und Forderungen, die von außen an sie herantreten, sondern aus dem Wesen der neuen Schule heraus sich die Notwendigkeit, mineralogisches Lehrgut zu berücksichtigen, ergibt, und ich will den Versuch machen, den Umfang einer solchen Eingliederung zu umreißen.

Die sachlich begründete Aufgliederung des Unterrichts der höheren Schule in eine größere Zahl Lehrfächer hat eine Grenze, die nicht überschritten werden darf, wenn nicht die Einheitlichkeit des Erziehungswillens in ihr gefährdet werden soll. Daraus ergibt sich, daß für die Lehrfächer der Schule nicht die engen Grenzen gelten können, wie sie durch Herkommen und Brauch für die mit dem gleichen Namen belegten Disziplinen der Wissenschaft gezogen sind. So finden die Naturwissenschaften in der Schule ihren Platz in nur vier Fachgebieten, nämlich in der Physik, der Chemie, der Biologie und der Erdkunde. In der sorgfältig aufeinander abgestimmten Zusammenarbeit dieser Fächer soll dem Schüler eine Gesamtschau naturwissenschaftlichen Denkens und Schaffens und ein Einblick in die naturwissenschaftlichen Grundlagen unserer Kultur und unseres völkischen Seins vermittelt werden. Jedes dieser Fächer hat dazu seinen wesenseigenen Beitrag zu liefern. Dies aber wird nur möglich sein, wenn sich jeder Lehrer ständig der umfassenderen Aufgabe seines Faches bewußt bleibt und nach ihrer Verwirklichung strebt.

Daraus ergibt sich für das Fach Chemie eine Ausweitung seiner Zielsetzung, welche die Einbeziehung mineralogischer Gegenstände fordert. In „Erziehung und Unterricht“ ist das nicht ausdrücklich vermerkt, wie ja auch die selbstverständliche Forderung der Synthese aller erzieherischen Arbeit der Einzelfächer, auf die an vielen Stellen im einzelnen hingewiesen ist, für die Fachgruppen nicht noch einmal besonders betont ist. Im Abschnitt „Das Ziel“ ist von der Chemie gesagt: „Die Chemie lehrt die Ordnung im All begreifen, soweit es sich um den Stoffaufbau handelt, und vermag dadurch einen wesenseigenen Beitrag für die Gesamtschau der Natur zu geben“. Damit ist das Ziel des chemischen Unterrichts so weit gesteckt, daß es den Beitrag, den die Mineralogie zur Gesamtschau der Natur zu geben hat, mit einschließt.

Im Kristall tritt uns ein gewaltiger Formdrang und eine elementare Gestaltungskraft des Stoffes entgegen, in ihm erscheint uns die anorganische Natur in der vollkommensten Ordnung. Und daran darf der Chemieunterricht in der Schule nicht vorübergehen, er darf diese Dinge nicht nur so nebenher einmal streifen, oder etwa nur in einer Fußnote erwähnen. Unser Unterricht soll aus dem Leben herauswachsen, an die Umwelt des Schülers anknüpfen (E. und U., S. 17). Diese Umwelt wird aber heute zu einem nicht unwesentlichen Teil, auch für die Jugend der großen Stadt, die freie Natur sein, die auf Fahrten und Streifzügen zu ihr spricht. Das Erleben des Bodens als der Nährquelle unseres Seins muß zu einem Eindringen in die Beschaffenheit seiner Baustoffe, in seine Bildung und Umprägung führen. Grundlagen dazu liefert die Beschäftigung mit den wichtigsten Mineralien, die als Baustoffe für die Erdkrinde in Frage kommen.

Über den chemischen Unterricht ist in „Erziehung und Unterricht“ weiterhin das Folgende gesagt (S. 165): „Er muß zeigen, wie die chemische Wissenschaft und Technik der deutschen Industrie neue wertvolle Roh- und Werkstoffe zur Verfügung stellt...“. „Er hat mit dazu beizutragen, daß die Jugend einst sparsam mit den unserem Volk gegebenen Stoffen umgeht.“ Die Erfüllung dieser Forderungen läßt sich nicht ermöglichen durch eine Art Warenkunde der natürlichen Rohstoffe, sondern

nur durch einen Unterricht, der tiefer einführt in die Bildungsbedingungen natürlicher Lagerstätten und die sich daraus ergebenden Möglichkeiten der Auffindung und Ausbeutung. Einsicht in diese Dinge ist aber auch die Voraussetzung für die willensmäßige Verwertung der gewonnenen Erkenntnisse.

Diese Ausführungen zeigen, wie sich aus der Zielsetzung der höheren Schule und des chemischen Unterrichts in ihr keineswegs vertreten läßt, daß mineralogisches Lehrgut die untergeordnete Rolle beibehält, die es im Laufe der Zeit erlangt hat. Die Entwicklung des chemischen Unterrichts zeigt, wie schon eingangs erwähnt, ein immer stärkeres Zurücktreten des mineralogischen Lehrstoffs. Die Ursachen sind verschiedener Art. Wir müssen versuchen, sie zu erkennen, um neue Wege weisen zu können.

Die Art der Darbietung mineralogisch-kristallographischer Lehrstoffe hatte sich mit dem Fortschreiten der chemischen Unterrichtsmethodik nicht weiter entwickelt. Die Behandlung der Kristalle bestand nach wie vor in einer formalistischen Betrachtung, die zudem meist noch an Modellen und nicht am naturgegebenen Objekt erfolgte und durch das Überwiegen des abstrakt-mathematischen Elements oft von der Natur wegführte. Die neuere Entwicklung der mineralogischen Wissenschaft, die das Wesen des kristallisierten Zustands nicht mehr in der äußeren Form sah, wirkte sich in der Schule kaum aus. Es fehlte an Vorschlägen, es anders zu machen, und an dem Aufzeigen neuer Wege der unterrichtlichen Darbietung. Der Chemieunterricht wurde der immer stärker werdenden Bedeutung, die das Wissen um den Kristallzustand für die Naturwissenschaft gewann, deshalb nicht gerecht.

Dies erklärt sich zum Teil auch aus der Vorbildung des Chemielehrers. Die Suche nach kennzeichnenden Reaktionen, die ihm das sichere Unterscheiden der Stoffe ermöglicht, hatte den Chemiker dazu geführt, sich bei der Analyse vorzugsweise der Reaktionen in wäßriger Lösung zu bedienen. Deshalb mußte sich der Student der Chemie im Hochschulpraktikum ein umfangreiches Wissen und ausreichende Sicherheit auf diesem Gebiete der chemischen Erscheinungen erwerben. Daraus ergab sich wiederum, daß die Chemie der Lösungen ein wichtiges Stück auch des chemischen Schulunterrichtes wurde; die Behandlung der Osmose und Elektrolyse und neuerdings auch der kolloiden Lösungen ist deshalb eine Selbstverständlichkeit.

Ähnliches kann von einem anderen möglichen Zustande der Materie, dem Gaszustande, gesagt werden. Reaktionen im Gaszustand oder auch nur solche, bei denen Gase entbunden werden, erfreuen sich im Unterricht großer Beliebtheit, da sie oft verhältnismäßig leicht und ohne großen Zeitaufwand messend sich verfolgen lassen und so als Grundlage für die Erkenntnis von der Mengengesetzlichkeit des chemischen Geschehens in besonderem Maße sich eignen. Fand aus diesen Gründen das Verhalten des Stoffs im gasförmigen und gelösten Zustand eine immer eingehendere unterrichtliche Darstellung, die sich auch bemühte, zu einer tieferen theoretischen Klärung vorzudringen, so wurde dafür die Behandlung des Kristallzustandes immer unfruchtbarer und trat immer stärker in den Hintergrund. Das auch aus dem Grunde, weil in den Stoffplan des chemischen Unterrichts neue Gegenstände aufgenommen werden mußten, wofür an anderer Stelle dann Kürzungen einzutreten hatten. Solche Einsparungen fanden aus den oben dargelegten Gründen in verstärktem Maß am mineralogischen Lehrstoff statt. Auch war das Gebiet der Methodik des chemischen Unterrichts im engeren Sinne lange Zeit hindurch ein zu schöner und fruchtbarer Acker, auf dem es Freude machte zu säen und zu ernten, so daß dahinter andere Gebiete des Unterrichts zurücktraten.

Aber auch die Betrachtung der Mineralien selbst hatte keine grundlegende Wandelung erfahren. Sie wurden vielfach als Einzelobjekte, losgelöst von ihrer natürlichen Bedingtheit besprochen, und nicht allzu selten traten unwesentliche Merkmale und Eigenschaften bei der Behandlung, die sich an die systematische Form des Hoch-

schulunterrichts anlehnte, in den Vordergrund. Es fehlte völlig an einer lagerstättenkundlichen Betrachtungsweise, die das Mineralindividuum als Glied einer durch physikalisch-chemische Bedingungen bestimmten Mineralgesellschaft, etwa eines Gesteins oder einer Erzlagerstätte, auffaßt und es aus einem einzelnen Sammlungsobjekte zu einem organisch eingefügten Baustein der Erdkrinde werden läßt.

Nur in dem Maße, als es gelingt, die Darbietung kristallographischer und mineralogischer Gegenstände aus erstarrten Formen zu lösen, sie durch Aufweisung neuer Wege lebendig zu gestalten, wird ihnen im chemischen Unterricht wieder die Bedeutung zukommen, die ihnen gebührt. Dem steht hinderlich im Wege, daß die junge Generation der Chemielehrer von den Hochschulen her zu wenig innere Beziehungen zur mineralogischen Wissenschaft besitzt. Deshalb müssen gerade hier Fortbildungslehrgänge einsetzen. Nur eine verständnisvolle Zusammenarbeit von Hochschule und höherer Schule, unter deren Lehrern doch noch mancher Mineraloge steckt, wird zum Ziele führen. Bei dieser Zusammenarbeit fällt zunächst der Schule die Aufgabe zu, aus dem mineralogischen Wissensstoff die Gegenstände auszuwählen, die für die Erreichung ihres Lehrziels von Bedeutung sind; weiter hat sie festzusetzen, an welchen Stellen des Lehrplans diese Unterrichtsstoffe einzufügen sind. Die Hochschule ihrerseits muß versuchen, durch Kurse und Vorträge, wie durch geeignete Veröffentlichungen, mineralogisches Wissen in moderner Darstellung und Auffassung der Lehrerschaft der Schule näher zu bringen und Hinweise auf die Möglichkeiten der Darbietung zu geben. Den mineralogisch interessierten Fachlehrern fällt sodann die Aufgabe zu, diese Wissensstoffe methodisch und didaktisch zu gestalten und für ihre Einbeziehung in den chemischen Unterricht zu werben. Dies kann einerseits durch Vorträge und Veranstaltung von Arbeitsgemeinschaften im Rahmen der Fachschaften geschehen, muß aber weiterhin unterstützt werden durch Veröffentlichungen in den Fachzeitschriften. Diese Erörterung in Gang zu bringen und auch auf die Notwendigkeit der Zusammenarbeit mit der Hochschule hinzuweisen, ist Zweck der vorliegenden Ausführungen, die damit beschlossen werden mögen, daß ich kurz aufzeige, an welchen Stellen des Lehrplans es mir notwendig erscheint, mineralogisch-kristallographische Begriffe zu erläutern¹.

Am Anfange der chemischen Unterweisung wird wohl immer in irgend einer Form der Begriff des Stoffes zu erläutern sein, wobei dann auch auf die möglichen Zustandsarten einzugehen ist. Bereits an dieser Stelle wäre ein vorläufiger Begriff des Kristalls zu erarbeiten.

Die erste Aufgabe des Chemikers, mit der der Schüler vertraut wird, ist die, einen Stoff so zu beschreiben, daß er auf Grund der ihn kennzeichnenden Eigenschaften wiedererkannt werden kann. Auf dieser Stufe, wo chemische Reaktionen noch kaum hierfür zu verwenden sind, können die Verfahren der Mineralbeschreibung und -bestimmung, die etwa am Beispiele der Sulfide zu üben wären, eine wertvolle Ergänzung und Vertiefung des Unterrichts bilden.

Der vielseitige Gebrauch, den der Chemiker von der Möglichkeit des AuflöSENS eines Stoffes macht, ist Veranlassung dafür, daß im Unterricht der Unterstufe bereits frühzeitig der Begriff der Lösung gegeben und die Lösefähigkeit des Wassers vor allem untersucht wird. Das ist der gegebene Augenblick, um auch die Kristallbildung aus Lösung einer Betrachtung zu unterziehen. Wenn man die an dieser Stelle ohnehin notwendigen Versuche etwas danach einrichtet, dürfte es nicht schwer fallen, dabei Kristalle zu erhalten, an denen die den Stoff kennzeichnenden Formen sich erkennen lassen, und durch deren Betrachtung außerdem der bereits gewonnene Begriff des Kristalls vertieft werden kann².

¹ Vgl. auch SCHEID-FLÖRKE: Lehrbuch der Chemie, Bd. 1 und 2A. Leipzig 1940.

² Vgl. auch Prakt. Schulphysik 13, 203—204 (1933).

Von da bis zur Verwendung der bekannten Kristallform eines Stoffes zur Identifizierung ist nur ein kleiner Schritt. Im Kapitel Kochsalz, Chlor, Salzsäure handelt es sich mehrfach darum, künstlich gewonnenes Natriumchlorid mit dem Steinsalz zu identifizieren, was rascher und sicherer, als es mit chemischen Verfahren auf dieser Stufe möglich ist, mit Hilfe der Kristallform geschehen kann, wenn man die auf dem Objektträger eingedunsteten Lösungen unter dem Mikroskop betrachten läßt oder projiziert. Die wenn auch auf dieser Stufe vorerst stark vereinfachte Betrachtung der Salzlager läßt den ersten Begriff der Minerallagerstätte und der Abhängigkeit des Nebeneinandervorkommens der Mineralien von physikalisch-chemischen Bedingungen gewinnen, eine Erkenntnis, die dann auf der Oberstufe zu vertiefen ist.

Im Anschluß an die Schwefelsäure können Gips und Schwerspat betrachtet werden, zwei Mineralien, bei denen es nicht schwer fällt, gute Kristalle, Spaltstücke und derbe Varietäten in genügender Zahl zu beschaffen. Diese Mineralbeschreibung darf sich aber nicht in allgemeinen Redensarten ergehen, sondern muß in einer möglichst klaren und genauen Festlegung der zur Bestimmung brauchbaren Kennzeichen bestehen. Da man sich auf typische Mineralstufen zu beschränken hat, ist dies auch in Kürze möglich.

Weitere Stellen, an denen Mineralien und Kristalle in der 5. Klasse betrachtet werden können, wären die Kapitel Kalkstein, Eisenerze und Glas. Dabei will mir allerdings scheinen, daß der Kalkspat für diese Stufe in seiner Form noch zu schwierig zu verstehen ist. Die Eisenerze sind für die Betrachtung von Kristallen wenig geeignet, da sich die erforderlichen guten Stufen nicht beschaffen lassen. Quarz dagegen, bei dem man aber in vereinfachender Weise die Kristallform holohexagonal auffassen wird, ist wieder ein gutes Beispiel.

Im Laufe des Unterrichts ergibt sich das Bedürfnis nach einer Ordnung der Vielzahl von Formen, so daß es sich nicht umgehen läßt, daß an irgend einer geeigneten Stelle der Schüler etwas von der Möglichkeit dazu erfährt. Dies muß durchaus in propädeutischer Weise geschehen. Etwa so, daß man an geeigneten Formen den Unterschied im Symmetriegrad feststellen läßt, wobei man sich meines Erachtens auf Symmetrieebenen beschränken kann und dann einige wenige Vertreter der nach der Zahl der Symmetrieebenen zu ordnenden Holoedrien der sechs Systeme aufzeigt; dabei dürfte es richtig sein, diese Ordnung so weit als möglich an Modellen der bereits betrachteten Kristalle vorzunehmen¹.

Die Oberstufe hat dann die Aufgabe, auf dieser Grundlage aufbauend, tiefer in das Wesen des Kristalls einzuführen. Das wird sich nicht nebenher und gelegentlich, sondern wohl nur in einem besonderen Kapitel ermöglichen lassen. Wo dieses am zweckmäßigsten einzuschalten ist, bedarf noch einer Klärung. Vielleicht ließe sich eine organische Eingliederung so gewinnen, daß man im Anschluß an die Ionenlehre den Aufbau des Atoms bespricht, der ja erst eine Erklärung der Ionenladung ermöglicht. Von dort aber die Brücke zum Kristall zu finden, dürfte nicht schwer sein. Um sein Wesen zu erkennen, wären die Anisotropie der physikalischen Eigenschaften und die Grundgesetze des Kristallwachstums (Winkelkonstanz, Rationalitätsgesetz) zu behandeln. Ob man diese Gesetze induktiv vorgehend zu erlangen sucht, oder vielleicht besser deduktiv vom Raumgitter her vorstößt, bedarf noch der Entscheidung. Der erste Weg dürfte wegen des umfangreichen Beobachtungsmaterials, das man dazu braucht, vielleicht etwas zu langwierig werden für die knappe Zeit, die zur Verfügung steht. Der zweite könnte, wenn es gelingt, eine schulgemäße Form der Darstellung zu finden, auf elegante Weise rasch zum Ziele führen. Wie weit der Schüler dann noch in die mathematische Erfassung der Kristallformen einzuführen wäre, bedarf ebenso noch einer Auseinandersetzung.

¹ Vgl. diese Z. 43, 198—203 (1930).

Der Begriff der Polymorphie, an dem der Chemiker nicht vorübergehen kann, läßt sich nur auf der Grundlage der Raumgittervorstellung erklären¹.

Auf der Oberstufe wäre dann bei der im Lehrplane verlangten Behandlung der Salzlagerstätten der Begriff der Minerallagerstätte zu vertiefen. Ein weiterer Abschnitt, der wieder stark mineralogischen Darlegungen Raum zu bieten vermag, ist die Auseinandersetzung mit dem stofflichen Aufbau der Erdrinde, die der Chemieunterricht heute wohl allgemein in sein Programm aufgenommen hat und die in dem in „Erziehung und Unterricht“ beigefügten Stoffplan unter der Angabe „Einige wichtige silikatische Bestandteile des deutschen Bodens und ihre Nutzung“ erscheint. Hierher gehört die Betrachtung des Quarzes und von den Silikatmineralien die der Feldspäte, Augite, Hornblendes, des Glimmers und Olivins, die Behandlung des mineralogischen und chemischen Bestandes der Erstarrungsgesteine (Eruptivgesteine) und die chemische Verwitterung, woran sich eine kurze Betrachtung der Absatzgesteine (Sedimente) und der umgeprägten (metamorphen) Gesteine anzuschließen hätte. Durch wohlüberlegte und verständnisvolle Zusammenarbeit mit der Erdkunde, die eine Arbeitsteilung etwa in dem Sinne herbeiführt, daß der erdkundliche Unterricht es unternimmt, die Gesteinstypen zu betrachten und ihre Erkennung und Bestimmung zu üben, nachdem der Chemieunterricht hierzu die mineralogischen und chemischen Grundlagen gelegt hat, ließe sich an dieser Stelle Ersprießliches erreichen. Ziel dieser Zusammenarbeit wäre, daß für den Schüler beim Verlassen der Schule nicht Stein eben Stein ist, sondern daß er die Mannigfaltigkeit des Bodens und der Bodenformen aus dem Baustoff zu verstehen gelernt hat.

Im Rahmen der Betrachtung der wichtigsten Gebrauchsmetalle könnten sodann die geochemischen Verteilungsgesetze, sowie die Bildung, Umbildung und Zerstörung von Erzlagerstätten in einfachster Form durchgenommen werden. Daran schlossen sich zwanglos Fragen der Gewinnung und Aufbereitung² an, die zur Verhüttung überleiten. Auch auf diesem Gebiete muß noch nach Wegen der methodischen Darstellung des Stoffs gesucht werden.

Die Behandlung der Korrosionserscheinungen, der Änderung der Werkstoffeigenschaften durch physikalische Beeinflussung und Legierungszusätze, wie die der Legierungsbildung überhaupt und der Werkstoffprüfung, hat zur Voraussetzung, daß dem Schüler gewisse kristallographische Begriffe geläufig sind. Auf diesem Gebiete liegen bis jetzt nur erste Versuche zur schulgemäßen Behandlung dieser für die moderne Technik so wichtigen Erscheinungen vor.

Für die 8. Klasse sieht der Stoffplan in „Erziehung und Unterricht“ die Kohlenlagerstätten vor. Im Sinne der obigen Ausführungen bedeutet das eine Auseinandersetzung mit der Frage der Kohlebildung auf der Grundlage von petrochemischen Beobachtungen. Weiterhin sind für diese Klasse vorgesehen: „Allgemeine Fragen der Rohstoffversorgung und Wirtschaftsverflechtung“. Verständnis für Fragen der Rohstoffversorgung kann nur wachsen auf vorangegangenen Betrachtungen über den Stoffhaushalt der Erde im allgemeinen und über Minerallagerstätten im besonderen.

In dieser Übersicht habe ich in großen Zügen das nach meiner Auffassung für den chemischen Unterricht mindestens notwendige mineralogisch-kristallographische Lehrgut umrissen und Vorschläge zu seiner Eingliederung in den chemischen Lehrgang gemacht. Meine Absicht war, damit zu einer Erörterung dieser Fragen Anlaß zu geben, und ich schließe in der Hoffnung, daß dieser Appell in der Mineralogenschaft Widerhall findet und zu einem lebhaften Meinungsaustausch und damit zu einer Förderung des mineralogischen Unterrichts führen wird.

¹ Vgl. auch diese Z. 40, 71—75 (1927).

² Vgl. Prakt. Schulphysik 18, Chemie 9—15 (1938).

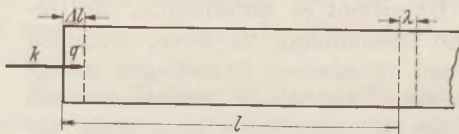
Kleine Mitteilungen.**Elementare Ableitung der Newtonschen Gleichung für die Geschwindigkeit longitudinaler Wellen.**

Von Wilhelm Westphal in Berlin.

Im Anfängerunterricht dient die NEWTONSche Gleichung

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1)$$

(c Geschwindigkeit einer longitudinalen Welle, E Elastizitätsmodul, ρ Dichte) oft als besonders einfaches Beispiel für die Ableitung einer Beziehung mittels einer reinen Dimensionsbetrachtung, indem man nur voraussetzt, daß c lediglich von E und ρ abhängen kann. Der Zahlenfaktor, der tatsächlich 1 beträgt, bleibt dabei unbekannt. Die strengen Ableitungen, soweit sie mir sonst aus Lehrbüchern bekannt sind, arbeiten aber mit mathematischen Mitteln, die sie vom Anfängerunterricht ausschließen. Tatsächlich läßt sich aber diese Gleichung mit ganz elementaren Mitteln ableiten.



Zur Ableitung der NEWTONSchen Gleichung.

Wir betrachten einen nach rechts beliebig ausgedehnten homogenen und isotropen Stab (siehe die Figur) vom Querschnitt q . Zur Zeit $t=0$ beginne an seiner linken Endfläche eine konstante Kraft k zu wirken und die Endfläche mit einer Geschwindigkeit v zu verschieben. Zur Zeit t hat sie sich dann um die Strecke

$\Delta l = vt$ nach rechts verschoben. Gleichzeitig ist im Stab eine Druckwelle gestartet, deren Geschwindigkeit c ist, und deren Kopf daher in der Zeit t den Weg $l = ct$ zurückgelegt hat. Daher ist zur Zeit t ein Stabstück von der Länge l von der Zusammendrückung ergriffen, während der Rest des Stabes noch unverändert ist und ruht, und dieses Stabstück ist durch die Kraft k um die Länge Δl verkürzt. Daher ist nach dem HOOKESchen Gesetz

$$k = \rho q E \frac{\Delta l}{l} = \rho q E \frac{v}{c}. \quad (2)$$

Das ganze von der Zusammendrückung ergriffene Stabstück bewegt sich mit der Geschwindigkeit v nach rechts. Aus der Gl. (2) folgt, daß bei konstantem k auch v konstant ist, was wir oben stillschweigend vorausgesetzt haben. Das bereits zusammengedrückte Stabstück erfährt also von der Kraft k keine Beschleunigung mehr. Innerhalb einer auf den Zeitpunkt t folgenden Zeit τ wird durch die Kraft k vielmehr nur ein zusätzliches Stabstück von der Länge $\lambda = c\tau$ neu zusammengedrückt und neu beschleunigt. Seine Geschwindigkeit wächst in der Zeit τ von 0 auf v ; seine Beschleunigung beträgt also $b = v/\tau$. Die Masse dieses Stabstücks beträgt

$$\Delta m = \rho q \lambda = \rho q c \tau. \quad (3)$$

Demnach gilt auch

$$k = \Delta m b = \rho q c \tau \frac{v}{\tau} = \rho q c v. \quad (4)$$

Durch Vergleich der Gl. (2) und (4) folgt

$$\frac{E}{c} = \rho c \quad (5)$$

und damit unmittelbar die NEWTONSche Gl. (1).

Man kann die Überlegung aber noch anders anstellen, indem man von der Gleichung $k = d(mv)/dt$ ausgeht, wobei wir jetzt unter $m = \rho q l = \rho q c t$ die Masse des ganzen, jeweils von der Zusammendrückung, sowie von der Geschwindigkeit v ergriffenen Stabstückes verstehen. Da v konstant ist, so gilt jetzt

$$k = \frac{d}{dt}(mv) = v \frac{dm}{dt} = \rho q c v, \quad (6)$$

genau wie Gl. (4). Hier handelt es sich um den in der klassischen Mechanik sonst eigentlich nie beachteten Fall, daß eine Kraft gewissermaßen nicht auf den Faktor v der Bewegungsgröße, sondern auf den Faktor m einwirkt, also nicht die Geschwindigkeit, sondern die von einer konstanten Geschwindigkeit ergriffene Masse vergrößert. Es besteht also eine Analogie — aber natürlich nicht mehr — zu einem mit Lichtgeschwindigkeit bewegten Körper, bei dem eine Kraft keine Änderung der Geschwindigkeit, sondern nur ein ständiges Wachsen seiner — allerdings bereits unendlich großen — Masse bewirkt.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Berlin.

Über ein Experiment an einem Machschen Modell zur Veranschaulichung des Schwerpunktsatzes¹.

Von Gerhard Heinrich in Wien.

Fig. 1 zeigt schematisch das Versuchsmodell. Ein Elektromotor von PAGE ist auf einem kleinen Wagen befestigt². Der Eisenkern macht unter dem Einfluß magnetischer Kräfte eine schwingende Bewegung, wodurch der Wagen bei fehlenden äußeren Kräften zu einer Schwingung mit entgegengesetzter Amplitude gezwungen wird, so daß der gemeinsame Schwerpunkt S in Ruhe bleibt.

Man beobachtet nun folgende Erscheinungen: Versucht man mit den Händen die schwingende Bewegung des Wagens zu hemmen, so vermindert sich die Drehzahl des PAGE-Motors; bei stärkerem Festhalten des Wagens steigt sie jedoch wieder an und erreicht bei vollkommenem Festbremsen des Wagens etwa wieder den ursprünglichen Wert.

Um diese Erscheinung zu erklären, wird angenommen, daß ein teilweises Festhalten auf die Wagenbewegung eine ähnliche Wirkung ausübt wie eine Reibungsdämpfung. Ferner seien folgende vereinfachende Annahmen gemacht, die den qualitativen Ablauf der Erscheinung nicht beeinträchtigen: Die Reibungsdämpfungen seien proportional der Geschwindigkeit; das Drehmoment wirke unmittelbar auf das Schwungrad — etwa wie beim direkten Antriebe des Schwungrades durch eine Uhrfeder — und sei für alle Kurbelstellungen und alle Drehzahlen konstant. Die letztere Annahme ist deshalb berechtigt, weil bei der Versuchsanordnung ein großer elektrischer Widerstand vor den Motor geschaltet wurde, so daß die in den Windungen der Spule durch die Verschiebung des Eisenkerns induzierte elektromotorische Kraft klein ist gegen den Spannungsabfall im Vorschaltwiderstand; es ist also keine Rückwirkung der Schnittinduktion auf die Stromstärke und somit auf das Drehmoment zu erwarten.

In Fig. 1 bezeichnet S_1 den Schwerpunkt der hin- und hergehenden Teile des PAGE-Motors mit der Masse m_1 und der inneren Dämpfung ε_1 ; S_2 den Schwerpunkt von Wagen samt Schwungrad mit der Masse m_2 und der äußeren Dämpfung ε_2 . Sind J_0 und ω Trägheitsmoment und Winkelgeschwindigkeit des Schwungrades, M_D das — konstant vorausgesetzte — Drehmoment und N der Druck des Kurbelzapfens auf die Kulissee, so gilt nach den Bezeichnungen der Fig. 1, wenn man die Bewegung des Schwungrades als ungedämpft voraussetzt:

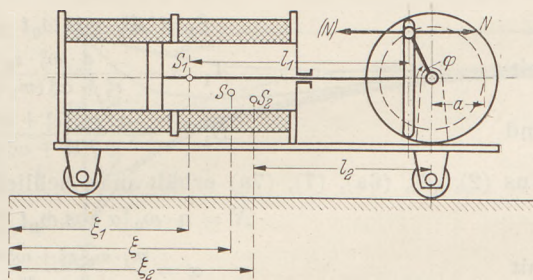


Fig. 1. Schematische Darstellung des MACHSCHEN Modells.

¹ Die Untersuchung wurde von Prof. A. LECHNER angeregt, wofür ihm an dieser Stelle bestens gedankt sei.

² Siehe ERNST MACH: Die Mechanik in ihrer Entwicklung, S. 335. Leipzig 1904.

$$M_D - N \cdot a \cdot \sin \varphi = J_0 \frac{d\omega}{dt}, \quad (1)$$

$$N - \varepsilon_1 (\dot{\xi}_1 - \dot{\xi}_2) = m_1 \cdot \ddot{\xi}_1, \quad (2)$$

$$-N + \varepsilon_1 (\dot{\xi}_1 - \dot{\xi}_2) - \varepsilon_2 \cdot \dot{\xi}_2 = m_2 \cdot \ddot{\xi}_2. \quad (3)$$

Wird J_0 groß vorausgesetzt, so folgt aus (1) näherungsweise:

$$\frac{d\omega}{dt} \approx 0; \quad \omega = \omega_0 = \text{const.} \quad (4)$$

Ferner gilt die geometrische Beziehung: $\xi_1 + l_1 + a \cdot \cos \varphi = \xi_2 + l_2$ oder nach (4) bei entsprechender Wahl des Zeitbeginns:

$$\dot{\xi}_1 - \dot{\xi}_2 = a \cdot \omega_0 \sin \omega_0 t. \quad (5)$$

Aus (2), (3) und (5) ergibt sich: $(m_1 + m_2) \ddot{\xi}_2 + \varepsilon_2 \dot{\xi}_2 = -a \cdot \omega_0^2 m_1 \cdot \cos \omega_0 t$. Hieraus folgt die Lösung:

$$\dot{\xi}_2 = A_2 \cos \omega_0 t + B_2 \cdot \sin \omega_0 t \quad (6)$$

mit

$$A_2 = - \frac{a \cdot \omega_0^2 \cdot \varepsilon_2 \cdot m_1}{\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 (m_1 + m_2)^2} \left. \vphantom{A_2} \right\} \quad (6a)$$

und

$$B_2 = - \frac{a \cdot \omega_0^2 \cdot m_1 (m_1 + m_2)}{\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 (m_1 + m_2)^2} \left. \vphantom{B_2} \right\}$$

Gl. (5) liefert:

$$\dot{\xi}_1 = A_1 \cdot \cos \omega_0 t + B_1 \cdot \sin \omega_0 t \quad (7)$$

mit

$$A_1 = - \frac{a \cdot \omega_0^2 \cdot \varepsilon_2 \cdot m_1}{\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 (m_1 + m_2)^2} \left. \vphantom{A_1} \right\} \quad (7a)$$

und

$$B_1 = + \frac{a \cdot \omega_0 [\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 m_2 (m_1 + m_2)]}{\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 (m_1 + m_2)^2} \left. \vphantom{B_1} \right\}$$

Aus (2), (6), (6a), (7), (7a) erhält man schließlich:

$$N = a \cdot \omega_0 [\alpha \cos \omega_0 t + (\varepsilon_1 + \beta) \sin \omega_0 t] \quad (8)$$

mit

$$\alpha = \frac{m_1 \cdot \omega_0 [\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 m_2 (m_1 + m_2)]}{\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 (m_1 + m_2)^2} \left. \vphantom{\alpha} \right\} \quad (8a)$$

und

$$\beta = \frac{\omega_0^2 \cdot \varepsilon_2 \cdot m_1^2}{\varepsilon_2^2 + \omega_0^2 (m_1 + m_2)^2} \left. \vphantom{\beta} \right\}$$

Führt man (8) in (1) ein — wobei $J_0 \cdot \frac{d\omega}{dt}$ nicht vernachlässigt werden darf, da J_0 nach Voraussetzung groß ist —, so erhält man nach einfacher Umformung:

$$J_0 \frac{d\omega}{dt} = M_D - \frac{a^2 \omega_0}{2} (\varepsilon_1 + \beta) - \frac{a^2 \omega_0}{2} [\alpha \sin 2 \omega_0 t - (\varepsilon_1 + \beta) \cos 2 \omega_0 t].$$

Man führe $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ als Umlaufdauer ein; dann erhält man durch Integration zwischen den Grenzen Null und T :

$$J_0 \int_0^T d\omega = \int_0^T \left[M_D - \frac{a^2 \omega_0}{2} (\varepsilon_1 + \beta) \right] dt - \frac{a^2 \omega_0}{2} \int_0^T [\alpha \sin 2 \omega_0 t - (\varepsilon_1 + \beta) \cos 2 \omega_0 t] dt.$$

Die linke Seite verschwindet, da ω als periodische Funktion von t vorausgesetzt wird.

Es ergibt sich demnach: $\left[M_D - \frac{a^2 \omega_0}{2} (\varepsilon_1 + \beta) \right] T = 0$. Daraus folgt:

$$\omega_0 = \frac{2M_D}{a^2 (\varepsilon_1 + \beta)}. \quad (9)$$

Aus (8a) erkennt man, daß β für $\varepsilon_2 = 0$ und $\varepsilon_2 = \infty$ verschwindet und dazwischen positive Werte annimmt, die für ein bestimmtes ε_{2e} ein Maximum besitzen. Daher muß nach (9) der Wert ω_0 für $\varepsilon_2 = 0$ und $\varepsilon_2 = \infty$ den Wert:

$$\omega_{00} = \frac{2M_D}{a^2 \varepsilon_1} \quad (9a)$$

besitzen, während für die Zwischenwerte ω_0 kleinere Beträge annimmt, die für ε_{2e} ein Minimum besitzen, in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Um ω_0 als Funktion von ε_2 zu berechnen, ist, wie aus (9) und (8a) ersichtlich, eine Gleichung dritten Grades zu lösen. Um den Verlauf der Funktion für alle möglichen Fälle durch eine einzige, einparametrische Kurvenschar wiederzugeben, sollen dimensionslose Größen eingeführt werden. Es werde gesetzt:

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &= \omega_0^* \cdot \omega_{00} \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_2^* \cdot \varepsilon_1 \\ m_2 &= m_2^* \cdot m_1 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Ferner sei

$$\varkappa = \frac{\omega_{00} \cdot m_1}{\varepsilon_1} = \frac{2M_D \cdot m_1}{a^2 \cdot \varepsilon_1} \quad (10a)$$

Aus (9), (8a), (9a), (10) und (10a) folgt dann:

$$\omega_0^* = \frac{\varepsilon_2^{*2} + \omega_0^{*2} (1 + m_2^*) \varkappa^2}{\varepsilon_2^{*2} + \omega_0^{*2} [\varepsilon_1^* + (1 + m_2^*)^2] \varkappa^2},$$

oder, nach ε_2^* aufgelöst:

$$\frac{1}{\varkappa^2} \cdot \varepsilon_2^* = \frac{\omega_0^{*3}}{2(1 - \omega_0^*)} \pm \sqrt{\frac{\omega_0^{*6}}{4(1 - \omega_0^*)^2} - \omega_0^{*2} \mu^2} \quad (11)$$

mit

$$\mu = \frac{1 + m_2^*}{\varkappa} \quad (11a)$$

μ ist ein Maß für das Massenverhältnis.

Gl. (11) enthält nur mehr μ als Parameter; man kann also die dimensionslose Drehzahl ω_0^* als Funktion des dimensionslosen Dämpfungsmaßes $\frac{1}{\varkappa^2} \varepsilon_2^*$ bei verschiedenen Massenverhältnissen graphisch darstellen (siehe Fig. 2).

Der Kleinstwert ω_{0e}^* ergibt sich aus (11) durch Nullsetzen der Diskriminante:

$$\left[\frac{\omega_{0e}^{*2}}{2(1 - \omega_{0e}^*)} + \mu \right] \left[\frac{\omega_{0e}^{*2}}{2(1 - \omega_{0e}^*)} - \mu \right] = 0.$$

Nach (10) ist $\omega_0^* \leq 1$, daher kann nur der zweite Faktor verschwinden. Daraus ergibt sich:

$$\omega_{0e}^* = \sqrt{\mu(\mu + 2)} - \mu. \quad (12)$$

Der zugehörige Wert von $\frac{1}{\varkappa^2} \varepsilon_{2e}^*$ ergibt sich aus (11) zu:

$$\frac{1}{\varkappa^2} \varepsilon_{2e}^* = \mu \left[\sqrt{\mu(\mu + 2)} - \mu \right]. \quad (13)$$

Durch Elimination von μ aus (12) und (13) erhält man die Kurve, die alle Minima von ω_0^* verbindet: $\frac{1}{\varkappa^2} \varepsilon_{2e}^* = \frac{\omega_{0e}^{*3}}{2(1 - \omega_{0e}^*)}$. Sie ist in Fig. 2 strichpunktiert eingezeichnet.

Aus Fig. 2 ersieht man, daß bei allen Massenverhältnissen für $\varepsilon_2 = 0$ und $\varepsilon_2 = \infty$ sich dieselbe Drehzahl einstellt. Tatsächlich ergibt sich versuchsgemäß, daß bei Zulage von Gewichten auf den Wagen im ungedämpften Zustande keine Änderung der Drehzahl bemerkt wird. Ferner zeigt sich, daß bei hinzugefügten Gewichten der maximale Drehzahlabfall unter Anwendung einer äußeren Dämpfung geringer ist als ohne Zulagegewichte, was sich auch aus Fig. 2 ablesen läßt. Schließlich erkennt man aus (10a) und (11a), daß eine Vergrößerung des Antriebsmomentes M_D — Verringerung des Vorschaltwiderstandes — sich auf den maximalen relativen Tourenabfall genau so auswirkt, wie eine Verminderung der Wagenmasse, was der Versuch auch bestätigt.

Die gefundenen Zusammenhänge können sinngemäß Anwendung finden auf die Beurteilung der Rückwirkung von Fundamentalschwingungen, verursacht durch hin- und hergehende Maschinenteile, auf den Gang der Maschinen.

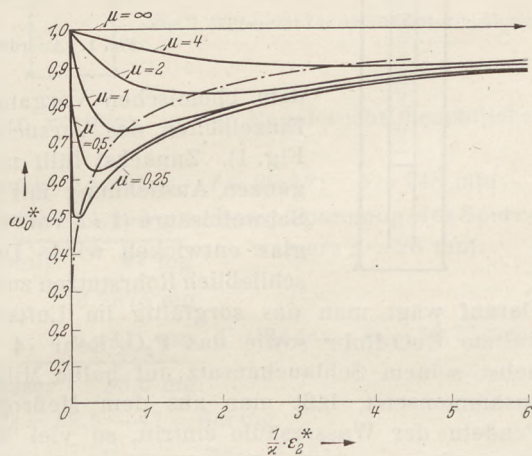


Fig. 2. Schaubild der Drehzahl in Abhängigkeit von der äußeren Dämpfung bei verschiedenen Massenverhältnissen.

Für die Praxis.

Die Bestimmung des Liter- und Molekulargewichtes von Wasserstoff als Schülerarbeit in gleicher Front. Von W. Trautmann in Potsdam. — Eine einigermaßen befriedigende Bestimmung des Liter- und Molekulargewichtes von Wasserstoff ist wegen seines außerordentlich geringen Gewichtes bekanntlich nicht ganz einfach, da schon geringe Spuren von Luft und Wasserdampf sehr störend fühlbar werden. Mit der im folgenden beschriebenen Methode, die überdies den Vorteil großer Einfachheit hat, können auch bei Arbeiten in gleicher Front sehr befriedigende Ergebnisse

erzielt werden. Das Verfahren besteht darin, daß man ein bestimmtes Volumen Wasserstoff über glühendes Kupferoxyd leitet und den Wasserstoff als Wasser zur Wägung bringt. Wenn man gleichzeitig den Gewichtsverlust des CuO-Rohres feststellt, so hat man die Sauerstoffmenge, die in der ermittelten Wassermenge enthalten ist, und findet demnach durch Subtraktion das Gewicht des an

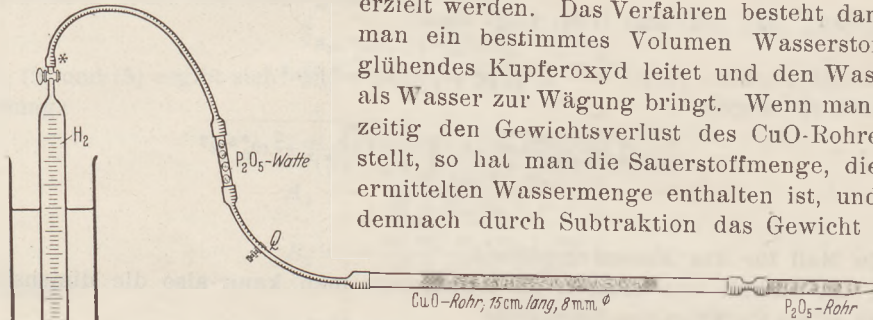


Fig. 1. Anordnung für den Hauptversuch.

dem chemischen Vorgange beteiligten Wasserstoffvolumens. Die Einzelheiten des Versuches gestalten sich folgendermaßen (siehe Fig. 1). Zunächst füllt man ein Gasmeßrohr zu 100 ccm in seiner ganzen Ausdehnung mit luftfreiem Wasserstoff, der aus Zink und Schwefelsäure (1 : 4 vol. verdünnt) in einem gewöhnlichen Reagensglas entwickelt wird. Das Meßrohr muß zu diesem Zweck einschließlich Rohrstopfen zuvor restlos mit Wasser vollgesaugt werden.

Darauf wägt man das sorgfältig im Luftstrom ausgeglühte und wieder völlig erkaltete CuO-Rohr sowie das P₂O₅-Rohr (4 Wattebäusche) für die Wasserabsorption nebst seinem Schlauchansatz auf halbe Milligramm genau ab. Ehe man das Gerät zusammensetzt, läßt man aus dem Meßrohr langsam und vorsichtig, damit kein Pendeln der Wassersäule eintritt, so viel Wasserstoff austreten, daß dieses gerade etwa bis zur Endmarke (100) mit Gas gefüllt ist. Nachdem man darauf das Meßrohr so tief wie möglich in das Wasser getaucht und die Wasserreste aus dem Rohrstopfen mit einem Stück Bindfaden o. ä. entfernt hat, schließt man den Verbindungsschlauch nach dem CuO-Rohr an. In diesen Schlauch ist ein weiteres P₂O₅-Rohr (4 Wattebäusche) zur Trocknung des Gases eingeschaltet, während ein daran angebrachter Quetschhahn Q eine genaue Regelung des Gasstromes ermöglichen soll. Ist noch das gewogene P₂O₅-Rohr hinter dem CuO-Rohr angebracht und alles in Ordnung befunden worden, so wird zunächst das CuO-Rohr mit einem Breitbrenner zur Rotglut erhitzt und anschließend der Wasserstoff in langsamem Lauf darüber hinweggeleitet. Wenn aller Wasserstoff, soweit es die Sperrwasserhältnisse erlauben, verbraucht ist, so schließt man den Hahn des Meßrohres und stellt das Volumen des Wasserstoffes fest. Um den in der Schlauchleitung noch vorhandenen Wasserstoff über das CuO hinwegzuführen, spült man das Gerät anschließend mit Stickstoff aus. Letzteren gewinnt man, indem man Luft aus einer MÜLLER-Glocke in langsamem Strom über glühendes Kupfer leitet. Dieses Hilfsgerät (vgl. Fig. 2) muß, ehe man mit dem Versuche beginnt, gleichfalls fertig dastehen, damit man nur noch das Kupfer zu erhitzen braucht (Breitbrenner), wenn der Stickstoff benötigt wird. Wer über Flaschenstickstoff verfügt, wird jeder Arbeitsgruppe eine ganze Glocke davon zuteilen können, nachdem er durch glühendes Kupfer von Sauerstoff

befreit worden ist. Der Anschluß des noch mit Wasserstoff gefüllten Schlauches an das Cu-Rohr erfolgt bei darunter belassenem Brenner und darf erst geschehen, wenn die letzten Sauerstoffreste aus dem Stickstoffentwicklungsgerät verdrängt sind. Zum Spülen benötigt man wenigstens etwa 160 ccm Stickstoff (= 200 ccm Luft). Mehr zu nehmen, ist bei der Herstellung aus Luft nicht ratsam, da sonst mit dem Durchschlagen von Sauerstoff durch das Cu-Rohr zu rechnen ist. Während des Spülens hat man darauf zu achten, daß alle Wasserreste in das P₂O₅-Rohr gelangen, weshalb namentlich das Rohrende entsprechend warm gehalten werden muß (Probe mit befeuchtetem Finger). Obwohl es auf die Litergewichtszahl keinen Einfluß hat, wenn, wie es nicht selten geschieht, noch Spuren von Wasser im CuO-Rohr verbleiben (es kommt nur auf die Differenz des H₂O- und O₂-Wertes an), so verfähre man doch so sorgfältig wie möglich, damit das O-H-Verhältnis, das sich bei richtigem Verlaufe des Versuches nebenher ergibt, dem theoretischen Werte möglichst nahekommt. Abgesehen von diesem glücklicherweise nicht entscheidenden Unsicherheitsfaktor arbeitet dieses Verfahren bemerkenswert sicher und liefert, wenn nicht gerade ein ausgesprochenes Versehen vorliegt, in der Regel recht beachtliche und gut übereinstimmende Werte.

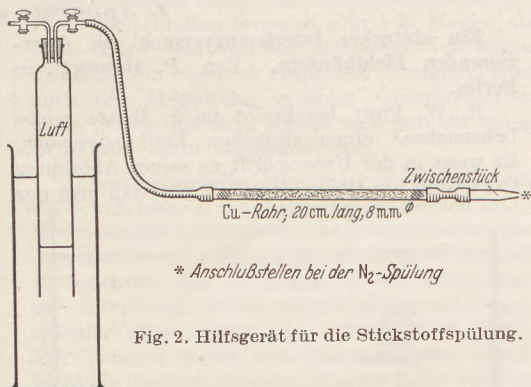


Fig. 2. Hilfsgerät für die Stickstoffspülung.

Beispiel. CuO-Rohr vor dem Versuch	14,997 g	$t = 26,5^\circ$;	$b = 748$ mm;
Dasselbe nach dem Versuch	14,950 g	Dampfspannung des Sperrwassers $e = 26$ mm.	
Sauerstoff	47 mg		
P ₂ O ₅ -Rohr anfangs	6,3875 mg		
Dasselbe nachher	6,441 mg	$V = 84$ ccm; $V_0 = 72,75$ ccm.	
Wasser	53,5 mg		
Gewicht des Wasserstoffs = $53,5 - 47 = 6,5$ mg.			

$$6,5 : V_0 = L : 1. \quad L = 0,08935 \text{ g.} \quad \text{Daraus } M = 2,0015.$$

Das O-H-Verhältnis beträgt hier 7,2 : 1 statt 8 : 1, ist also nicht besonders günstig.

Falls man das Atomgewicht des Wasserstoffs und die Formel des Wassers als bekannt voraussetzt, gestattet das Verfahren noch eine unter Umständen willkommene Vereinfachung. In diesem Falle werden lediglich das Volumen des verbrauchten Wasserstoffs und das Gewicht des gebildeten Wassers bestimmt. Das Ausspülen des Zuleitungsschlauchs kann deshalb mit Luft vorgenommen werden, die man aus dem Meßrohr nach Entfernung des noch vorhandenen Wasserstoffrestes über das glühende Kupferoxyd drückt. Hierbei wird natürlich das gebildete Kupfer wieder oxydiert, so daß eine Sauerstoffbestimmung mit seiner Hilfe nicht möglich ist. Da von einer genauen Feststellung des gebildeten Wassers hier alles abhängt, so muß die Ausspülung besonders sorgfältig vorgenommen werden (wenigstens 200 ccm Luft). Für unser Beispiel würde sich nach dieser Berechnungsart ergeben:

$$\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2 = 18,02 : 2,02 = 53,5 : x.$$

Daraus $x = 6,0$ (vorher 6,5).

$$6 : V_0 = y : 1, \quad \text{also } y = 0,0846.$$

Dieses Ergebnis reicht zwar nicht an das zuerst gefundene heran, weil, wie das nicht ganz befriedigende O-H-Verhältnis beweist, noch Wasserspuren im CuO-Rohr

verblieben waren, doch ist es trotzdem noch recht beachtlich. Andere nach der genauen Vorschrift des zweiten Verfahrens gewonnene Werte waren 0,0879 und 0,0882, denen die Molekulargewichte 1,969 und 1,976 entsprechen. Diese zweite Berechnungsart ist in der Regel auch dann noch durchführbar, wenn bei der Stickstoffspülung des ersten Verfahrens etwas versehen worden sein sollte.

Berichte.

1. Apparate und Versuche.

Ein einfacher Interferenzversuch mit divergierenden Lichtbündeln. Von P. HENCKEL in Berlin.

R. W. POHL beschreibt im 3. Bande seines Lehrbuches¹ einen einfachen Freihandversuch. Er weist in der Unterschrift zu seiner Abbildung 163 darauf hin (POHL, Optik, S. 69), daß man nur

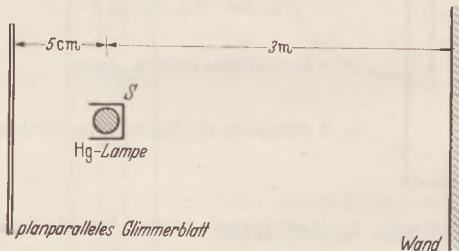


Fig. 1. Versuchsanordnung für die Interferenz divergierender Lichtbündel.

nötig hat, ein kleines Glimmerblättchen in die Nähe einer Quecksilber-Dampf Lampe zu halten, so daß das vom Blättchen reflektierte Licht auf einen Projektionsschirm fällt. Man erblickt dann auf diesem einen Ausschnitt aus einem System von

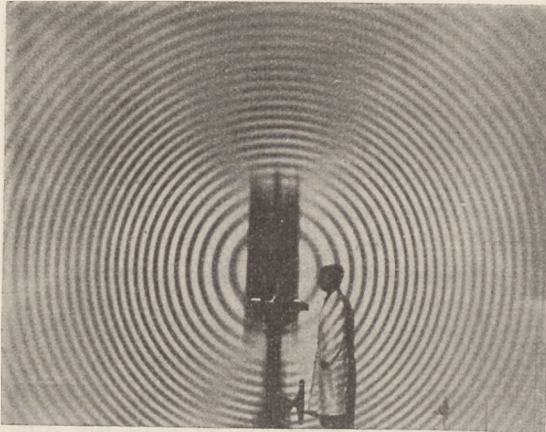


Fig. 2. FRESNELSche Interferenzringe auf der Projektionsfläche des Göttinger Hörsaals.

Interferenzringen. Diesen Freihandversuch hat POHL zu einem eleganten und eindrucksvollen Versuch ausgestaltet, den er in den „Naturwissenschaften“ 28, 585 (1940) beschreibt.

¹ R. W. POHL: Einführung in die Optik. Verlag Julius Springer, Berlin 1940. Im folgenden zitiert als „POHL, Optik“.

Fig. 1 stellt die Versuchsanordnung dar. Als Lichtquelle dient der Innenkolben einer Quecksilber-Dampf Lampe (75 Watt), deren Lichtsäule

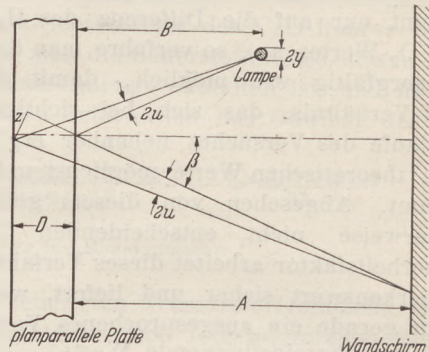


Fig. 3. Zur Herleitung der Gl. (3).

etwa 2 cm Höhe und 8 mm Durchmesser hat. Wie mir Prof. POHL auf meine Anfrage mitteilte, verwendet er eine Osram-Quecksilber-Dampf Lampe Hg Q 300, deren Außenkolben abgesprengt ist. Die Lampe wird mit einem rechteckigen Metallschirm *S* aus dünnem Kupferblech umgeben, der nahezu anliegt. In etwa 5 cm Abstand befindet sich eine Glimmerplatte von etwa $12 \times 12 \text{ cm}^2$ Fläche und 0,03 bis 0,05 mm Dicke. Die Projektionswand ist etwa 3 m von der Glimmerplatte entfernt. Die auf der Wand zu beobachtende Erscheinung ist in Fig. 2 dargestellt. In der Mitte erblickt man den Schatten des Lampengehäuses. Zur Theorie teilt POHL folgendes mit.

Die große Lichtstärke des Interferenzbildes ist durch die Tatsache begründet, daß kein Spalt verwendet wird. Bei allen Interferenzversuchen besteht ein Widerstreit zwischen dem Durchmesser $2y$ der Lichtquelle und dem Winkelbereich $2u$ der kohärenten Strahlung. Es muß die Kohärenzbedingung

$$2y \cdot \sin u < \frac{\lambda}{2} \quad (\text{POHL, Optik, S. 63 ff.}) \text{ erfüllt}$$

sein. Da nun bei dem beschriebenen Versuch $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$ und $2y \approx 20 \text{ mm}$ ist, ergibt sich die Bedingung $\sin u < 15 \cdot 10^{-6}$.

Zur Prüfung der Frage, ob diese Bedingung erfüllt ist, gehen wir von Fig. 3 aus, in der $2u$ der Winkel irgend zweier interferierender Strahlen ist. Die Bedeutung aller übrigen Bezeichnungen ergibt sich ohne weiteres aus der Fig. 3. Zunächst ist leicht einzusehen, daß der Winkel $2u$ zwischen den interferierenden Strahlen vor der Reflexion

derselbe ist wie nach der Reflexion. Es ergeben sich die beiden angenähert richtigen Gleichungen

$$\sin 2u = \frac{z}{A/\cos \beta} \quad (1)$$

und

$$z = D \cdot \sin \beta. \quad (2)$$

Durch Einsetzen von (2) in (1) erhält man

$$\sin 2u = \frac{1}{2} \cdot \frac{D}{A} \cdot \sin 2\beta,$$

woraus näherungsweise

$$\sin u = \frac{1}{4} \cdot \frac{D}{A} \cdot \sin 2\beta \quad (3)$$

folgt. Bemerkenswert ist, daß in (3) der Abstand B zwischen Lampe und Glimmerplatte nicht vorkommt. Man darf also mit der Lampe dicht an die Platte herangehen und kann einen großen Teil des Lichtstromes ausnutzen. Da bei der POHLSCHEN Anordnung $D \approx 5 \cdot 10^{-2}$ mm, $A \approx 3 \cdot 10^3$ mm und $2\beta \approx 90^\circ$ ist, so ergibt sich aus (3) $\sin u \approx 4 \cdot 10^{-6}$, d. h. die oben angegebene Kohärenzbedingung ist reichlich erfüllt.

Der Gangunterschied zwischen zwei interferierenden Strahlen liegt für die inneren Interferenzringe in der Größenordnung 200 λ . Daraus ergibt sich, warum man für den Versuch eine Quecksilber-Dampf Lampe braucht. (Siehe POHL, Optik, S. 67).

Zu der Frage, wie weit die Schule die experimentellen Hilfsmittel zur Durchführung des wirkungsvollen Versuches besitzt und wie weit sie sich aus didaktischen Rücksichten um den Versuch bemühen soll, sei folgendes bemerkt. Für den Schulbetrieb ist es nicht ratsam, den Außenkolben der Quecksilber-Dampf Lampe zu entfernen, da dann der Innenkolben mit den Zuleitungen ganz frei liegt und leicht beschädigt werden kann. Übrigens wäre in diesem Falle wegen der Ultraviolettstrahlung einige Vorsicht beim Gebrauche der Lampe nötig. Da man aber für die Unterrichtszwecke der Schule gern einen Ultraviolettstrahler besitzen möchte, so ist es ratsam, die Osram-Quecksilber-Dampf Lampe Hg QS 300 (Preis RM 24) anzuschaffen, deren Außenkolben, im Gegensatz zu dem von Hg Q 300, einen erheblichen Teil der Ultraviolettstrahlung hindurchläßt. Mit der Hg QS 300 kann man eine Reihe Versuche durchführen, über die hier später berichtet werden soll. Sie eignet sich auch für den zu Anfang dieses Berichtes beschriebenen POHLSCHEN Freihandversuch, der recht wirkungsvoll ist, wenn er auch keine vollständigen Interferenzringe liefert, sondern nur einen seitlichen Ausschnitt aus dem Bilde von Fig. 2. Die Lampe wird mit einem zylindrischen Mantel (z. B. aus Pappe) umgeben, in den an passender Stelle ein Fenster eingeschnitten ist. In diesem Fall ist eine Schädigung durch Ultraviolettstrahlung ausgeschlossen. Arbeitet man mit der Lampe ausnahmsweise ohne Verkleidung, so vermeide man eine langdauernde Bestrahlung aus nächster Nähe und gebe den Schülern die Anweisung, nicht direkt in die Lampe zu blicken. Die

Lampe darf nicht an eine konstante Wechselspannung gelegt werden, da ihr Widerstand nach der Zündung zu sinken beginnt. Nach der Betriebsvorschrift der Osram G. m. b. H. muß eine geeignete Drosselspule vor die Lampe gelegt werden, die von anderen Firmen, z. B. AEG und Siemens, eigens für diesen Zweck geliefert wird (Preis etwa RM 27). Nimmt man an Stelle der Drossel einen Vorschaltwiderstand, so arbeitet die Lampe zwar auch, erleidet aber eine Einbuße an ihrer Lebensdauer. Die notwendige Glimmerplatte kann für den POHLSCHEN Freihandversuch sehr viel kleiner als 12×12 cm² sein und läßt sich leicht von einem dickeren Glimmerstück abspalten. Übrigens bietet auch die Abspaltung größerer Glimmerplatten keine Schwierigkeiten, sobald man sich ein wenig Erfahrung darin angeeignet hat.

In experimenteller Hinsicht bestehen also für die Schule keine Hindernisse, den POHLSCHEN Interferenzversuch in der Form des Freihandversuches durchzuführen. In didaktischer Hinsicht ist aber zu beachten, daß die Erklärung der Ringgestalt der Interferenzstreifen räumliche Betrachtungen erfordert (POHL, Optik, Abb. 139 bis 142, S. 60/61). Der Versuch eignet sich daher auf der Schule nicht als Einführungsversuch in die Lehre von den Lichtinterferenzen, sondern hier sind die Versuche mit dem FRESNELSCHEN Biprisma oder Spiegel geeigneter, weil ihre Erklärung kürzer gegeben werden kann. Hat man, wie es heute im Physikunterricht der Regelfall ist, nur wenig Zeit zur Verfügung, so lasse man es ruhig bei den alten FRESNELSCHEN Versuchen bewenden. Man führe den wirksamen POHLSCHEN Versuch nur vor, wenn man unter besonders günstigen Umständen, etwa in einer Arbeitsgemeinschaft, genügend Zeit hat, ihn wirklich in den Einzelheiten durchzuarbeiten.

Spinnspritze nach Prof. KROLLPFEIFFER. Von W. FLÖRKE in Gießen.

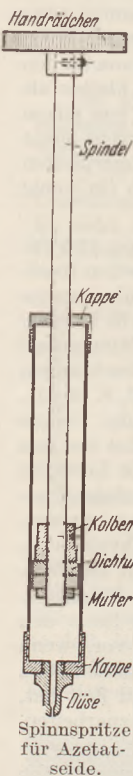
In einem Vortrag über Kunstseide und Zellwolle führte Prof. KROLLPFEIFFER vom chemischen Institut der Universität Gießen einen Versuch zum Spinnen von Azetatseide vor, der wegen seiner Einfachheit und Eleganz, wie auch wegen der guten Beschaffenheit des erzielten Spinnfadens allgemeine Beachtung verdient. Die Handhabung der Spinnspritze bedarf fast keiner Vorbereitung, beansprucht nur wenige Minuten und kann eigentlich nie fehlgehen. Die notwendige Reinigung des Geräts ist leicht und ohne großen Zeitaufwand auszuführen. Die benötigten Chemikalien sind billig. Alle Forderungen, die man an einen guten Schulversuch zu stellen gewohnt ist, sind erfüllt.

Von der experimentellen Nachahmung der Herstellung von Kupferseide und Viskose kann Gleiches nicht gesagt werden. Schon die Bereitung der Spinnlösungen ist, zumal bei Viskose, recht umständlich. Das Gelingen des Versuches wird entscheidend beeinflusst durch den Reifezustand der Spinnlösung, der nicht leicht zu beurteilen ist und stets eine Bindung an einen bestimmten Zeitpunkt bedeutet. Ferner ist das Arbeiten mit den starksauren Fällbädern nicht gerade ein Ver-

gnügen. Auch macht die Erzielung der erforderlichen Arbeitsdrucke einige Schwierigkeiten, da hier wegen der korrosiven Wirkung der Spinnlösung Metall nicht ohne weiteres verwendet werden kann. Alles in allem kann man sagen, daß das Kupferseide- und das Viskoseverfahren, im Gegensatz zum Azetatverfahren, im darbietenden Versuche nur bei sehr sorgfältiger Vorbereitung, die wiederum viel Zeit beansprucht, befriedigende Ergebnisse versprechen.

Für das Spinnen von Azetatseide muß man ziemlich viskose Lösungen verwenden, wenn man einen festen und haltbaren Faden gewinnen will. Zum Ausspinnen der gallertartigen Spinnflüssigkeit sind deshalb hohe Drucke erforderlich, die in dem zu beschreibenden Geräte mit Hilfe einer Schraubenspindel erreicht werden. Die Schraubenspindel ist außerdem notwendig, weil sich durch einfaches Einschieben eines Kolbens im Versuch der Druck nicht so gleichmäßig gestalten läßt, wie dies zur Erzielung eines guten Fadens notwendig ist.

Die von mir benutzte und bereits mehrfach kopierte Spinnspritze (s. die Figur) besteht aus einem 11 cm langen Rohre von 14 mm innerer und 16 mm äußerer Weite. Auf das Rohr sind an beiden Enden Kappen aufgeschraubt. In den Deckel der unteren läßt sich die Düse einschrauben. Ihre Spinnöffnung ist 0,2 mm weit gebohrt. Der Kolben besitzt zwei Dichtungsringe aus Vulkanfiber, die sich ziemlich eng an die Wandung anlegen sollen. Sie werden durch eine Mutter gehalten. Am anderen Ende trägt die Kolbenstange



ein Handrädchen von 4 cm Durchmesser, das geeigneter ist als die ursprünglich verwendete Kurbel. Als Material ist Messing verwendet, für das Handrädchen kann auch Kunststoff benutzt werden. Alle Metallteile werden zweckmäßig vernickelt¹.

Zur Herstellung der Spinnlösung übergießt man in einer Pulverflasche 5 g Zellstoffazetat (Celluloseacetat techn. von Schering A.G. Berlin) mit 15 cm Azeton, verkorkt und läßt 2 bis 3 Tage stehen. Das Azetat verquillt rasch zu einer Gallerte, die Luftbläschen enthält. Diese entweichen bei längerem Stehen restlos. Muß es einmal rasch gehen, so stellt man die Flasche etwas warm, z. B. in die Nähe der Heizung, und erzielt so schon

in 5 bis 6 Stunden eine spinnfertige Lösung. Zur Sicherheit merkt man sich durch eine Marke außen an der Flasche (Fettstift) den Flüssigkeitsstand und ergänzt etwa verdunstetes Azeton einige Zeit vor dem Versuch. (Selbstbereitetes Zellstofftriazetat ist nicht zu verwenden, da es sich wohl in Chloroform oder Azetylentetrachlorid, nicht aber in Azeton lösen läßt. Das technisch verwendete Azetat ist durch Hydrolyse azetonlöslich gemacht.)

Unmittelbar vor dem Spinnen streicht man die Azetatgallerte mit Hilfe eines kleinen Metallspatels in die Spritze ein, wobei man das Einschließen größerer Luftblasen nicht zu vermeiden braucht. Ist das Rohr der Spritze genügend gefüllt, so führt man den Kolben ein und schraubt die obere Kappe fest. Man faßt das Rohr mit der linken Hand und dreht das Handrädchen gleichmäßig mit der rechten. Den austretenden Faden hängt man abwechselnd über 2 waagrechte Stäbe, die in Stative eingeklemmt sind, oder einfach auf dem Tisch liegen und über den Rand etwa $\frac{1}{2}$ m weit hinausragen. Es ist darauf zu achten, daß die einzelnen Schleifen einander nicht berühren. Die Erhärtung des Fadens geht so rasch von statten, daß man nach Ausspinnen des Spritzeninhalts bereits mit dem Abnehmen und Aufwickeln des Fadens beginnen kann. Dieser weist im allgemeinen starken Glanz auf und ist etwas dünner (0,1 bis 0,15 mm), als der Düsenweite entspricht, da beim Hängen in noch weichem Zustand ein Ausziehen eintritt; ein Zerreißen ist dabei erst dann zu befürchten, wenn der freihängende weiche Faden etwa 1 m Länge erreicht, worauf bei der Anordnung der Stäbe, über die man den Faden hängt, zu achten ist. Es kommt vor, daß sich der Faden beim Austritt aus der Düse zusammenringelt, weil sein Anfang sich seitlich am Metall festgeklebt hat. Wenn er sich nicht von selbst löst, streicht man mit dem Finger über die Öffnung und beginnt erneut mit dem Spinnen. Sind die Dichtungsscheiben nicht sehr genau eingepaßt, so drückt sich etwas von der Gallerte daran vorbei in den Raum über dem Kolben, was aber den Spinnvorgang nicht weiter stört.

Nach dem Spinnen schraubt man die Teile sofort auseinander und legt sie, wenn man nicht gleich zur endgültigen Reinigung schreiten will, vorerst in Azeton. Dieses befindet sich zweckmäßig in einem engen Standzylinder von geeigneter Höhe, in dem man Düse, Rohr und untere Kappe vollständig in das Lösungsmittel untertaucht, während man von der Schraubenspindel nur das untere Ende eintaucht. Mit einem Lappen können dann jederzeit die Reste der Lösung abgewischt werden. Im Gewinde der Spindel festhaftendes Azetat ist nach dem Eintrocknen mit Hilfe einer feinen Drahtbürste leicht zu entfernen. Lediglich die Düse erfordert etwas Sorgfalt. Man reinigt den Zufuhrkanal mit einem Holzstäbchen und die eigentliche Düse mit einer Insektennadel, unter Zuhilfenahme von Azeton.

¹ Das beschriebene Gerät kann von folgenden Herstellern bezogen werden: 1. A. Krüß, Optisch-mechanische Werkstätten, Hamburg 39, Gertigstr. 31 (Preis RM 21,—); 2. Mechanikermeister Ludwig Deibel, Gießen, Postfach 134 (Preis RM 21,—).

4. Unterricht und Methode.

Beweis der Formel $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ ohne Reihenentwicklung. Von E. ZIMMER in Lübeck.

Durch die neuen Lehrpläne ist für den mathematischen Unterricht sowohl die Reihenentwicklung als auch die Behandlung komplexer Zahlen weggefallen. Daher wird die EULERSche Formel $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ nicht mehr hergeleitet. Andererseits ergibt sich im Physikunterricht das Bedürfnis nach dieser Gleichung, wenn in einer Arbeitsgemeinschaft Schwingungsvorgänge genauer untersucht und mathematisch behandelt werden sollen. Es dürfte daher die Bemerkung interessieren, daß sich die EULERSche Formel ohne Reihenentwicklung herleiten läßt. Von den imaginären Zahlen braucht dabei nicht mehr gesagt zu werden, als daß ihre Einheit durch die Gleichung $i^2 = -1$ definiert ist, und daß mit diesen Zahlen auf Grund des Permanenzprinzips wie mit reellen Zahlen gerechnet werden soll.

Der Beweis ergibt sich aus physikalischer Erfahrung, nämlich aus der Behandlung der Differentialgleichung der harmonischen Bewegung:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + a^2x = 0.$$

Sie legt aus physikalischen Gründen partikuläre Integrale von der Form $x = A \cos kt$ und $x = A \sin kt$ nahe. Durch Differentiieren und Einsetzen bestätigt man die Richtigkeit der Vermutung und findet zugleich, daß $k = \frac{a}{\sqrt{m}}$ ist. Mathematisch

erweist es sich als wesentlich, daß beide trigonometrischen Funktionen beim zweimaligen Differentiieren wieder auf Funktionen der gleichen Art führen. Von der Exponentialfunktion weiß der Schüler, daß sie schon bei einmaligem Differentiieren wieder die gleiche Funktion liefert. Ein Versuch, es mit $x = A e^{kt}$ als partikulärem Integral zu versuchen, bestätigt die Vermutung und gibt beim Differentiieren und Einsetzen überraschenderweise für k den imaginären Wert $k = i \frac{a}{\sqrt{m}}$, wo $i = \sqrt{-1}$ ist. Es muß also ein einfacher Zusammenhang zwischen den Funktionen e^{ix} , $\cos x$ und $\sin x$ bestehen. Wenn man beim Differentiieren i wie eine reelle Konstante behandelt, folgt aus $y = e^{ix}$ die Gleichung $y' = iy$. Von einfachen Kombinationen der Funktionen $\cos x$ und $\sin x$, bei denen natürlich i irgendwie als Faktor auftreten muß, erfüllt $z = \cos x + i \cdot \sin x$ dieselbe Bedingung; denn es ist

$$z' = -\sin x + i \cos x = i \left(\cos x - \frac{1}{i} \sin x \right).$$

Da $i^2 = -1$ ist, also $-1/i = i$, so folgt $z' = iz$; also $z'/z = y'/y$.

Die Integration dieser Gleichung liefert $\ln z = \ln y + C$ oder $z/y = e^C = C'$. Es ist also $C' \cdot e^{ix} = (\cos x + i \sin x)$.

Die Integrationskonstante C' bestimmt sich aus der Bedingung, daß die Gleichung für jeden Wert von x gelten muß. Für $x = 0$ folgt $C' = 1$.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Grundriß der Physik mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen. Von HEINRICH DÖRRIE. XII, 836 Seiten mit 456 Abbildungen. Breslau: Ferdinand Hirt 1940. Preis: Leinen RM 20,—.

Der Verfasser erklärt im Vorwort, daß er sich die Aufgabe stellt, den Forderungen der theoretischen Physik, der Experimentalphysik und der angewandten Physik gleichmäßig gerecht zu werden.

Für die Schule interessiert uns an erster Stelle die Experimentalphysik. Hier ist festzustellen, daß die physikalischen Demonstrationen durchaus in der hergebrachten Weise behandelt werden, so daß ein Experimentator in dem Buche kaum etwas Neues findet. Für die Durchführung der Versuche werden gelegentlich Hinweise gegeben, was sehr zu begrüßen ist, wenn es auch nicht unbedingt zu den Aufgaben eines Lehrbuches der Physik gehört. Wesentlich ist aber, daß solche Hilfen sich ohne weiteres praktisch verwenden lassen, und das ist hier nicht überall der Fall. So wird auf S. 286 das bekannte Thermoskop von GALILEI abgebildet: eine Kochflasche, in die luftdicht ein rechtwinklig gebogenes Glasrohr eingesetzt ist, dessen waagerechter Schenkel einen Flüssigkeitstropfen enthält. Es wird dann ausgeführt, daß man mit diesem Apparat zu einer Messung der Ausdehnungszahl der Luft kommen kann, indem man die Kochflasche in ein

Wasserbad bringt, für verschiedene Temperaturen dieses Bades die Stellung des Tropfens abliest usw. Ein Experimentator, der allein auf Grund dieser Anleitung den Versuch wirklich durchführen wollte, müßte auf Schwierigkeiten stoßen, wenn er nicht den Kunstgriff kennt, durch Anordnung eines verschließbaren Ausgleichsrohres die Möglichkeit zu schaffen, daß man dem Flüssigkeitstropfen eine geeignete Anfangsstellung geben kann. Eine andere, wenig glückliche Beratung für den Versuch findet sich auf S. 403, wo bei der experimentellen Behandlung des Kugelspiegels die Kerzenflamme als „möglichst punktförmige Lichtquelle“ empfohlen wird, während uns doch seit mehr als einem Jahrzehnt geeignete kleine Glühlampen zur Verfügung stehen, die der Kerzenflamme weit überlegen sind. Zu den Vorführungen, deren Darstellung man in einem modernen Physikbuch erwartet, gehören auch einige Versuche mit kurzen Schallwellen. Der Ultraschall wird aber überhaupt nicht erwähnt. Nebenher sei noch auf eine kleine Äußerlichkeit bei den Abbildungen hingewiesen. Der Verfasser verzichtet darauf, unter die Figuren einen kurzen Text oder ein Stichwort zu setzen, wie es viele moderne Physikbücher tun. Dieser Verzicht ist unpraktisch. Figuren mit Unterschrift wirken lebendiger und sind für den Lernenden einprägsamer als stumme Figuren, die nur eine Nummer tragen.

Die Forderung, die der Verfasser sich nicht nur im Vorwort, sondern auch im Titel des Buches gestellt hat, nämlich die besondere Berücksichtigung der Anwendungen, ist sehr schwer zu erfüllen, da unsere Technik so gut wie ganz auf Anwendungen physikalischer Erkenntnisse beruht. Der Verfasser muß, da der Umfang eines Buches beschränkt ist, eine ihm richtig erscheinende Auswahl treffen. Dabei wird immer der Fall eintreten, daß der einzelne Beurteiler etwas vermißt, was ihm wichtig erscheint. Andererseits muß aber betont werden, daß es gewisse Anwendungsgebiete der Physik gibt, die in jedem größeren Lehrbuche der Experimentalphysik behandelt werden müssen, auch dann, wenn der Verfasser nicht die besondere Berücksichtigung der Anwendungen auf das Titelblatt setzt. Zu diesen Gebieten gehören die Luftpumpe und die Glühlampe. Es ist entschieden ein Mangel des Buches, daß der Verfasser die modernen Luftpumpen überhaupt nicht behandelt, sondern bei der alten Hahnluftpumpe stehen bleibt, die doch heute nur noch historische Bedeutung hat. Ebenso versteht man nicht, daß die wichtigste von der Technik geschaffene Lichtquelle, die Glühlampe, mit knapp 20 Zeilen erledigt wird, in denen übrigens mehrere Fehler stecken, z. B. die Angabe, daß die Durchführung durch die Glaswand mit Hilfe von Platindrähten erfolgt. Überblickt man den Gesamtumfang, der in dem Buche den Anwendungen der Physik zur Verfügung gestellt wurde, so findet man, daß er bei weitem nicht so groß ist, wie man nach dem Titel des Buches erwarten sollte. Anerkennung verdient die Behandlung des Flugzeuges.

Die Aufgabe, den Forderungen der theoretischen Physik gerecht zu werden, löst der Verfasser sehr glücklich. Er geht bei den theoretischen Entwicklungen elementar und langsam vor, stellt klar und ausführlich dar, warnt an geeigneten Stellen vor Irrtümern und erreicht doch bemerkenswerte Ergebnisse, wie z. B. die MAXWELLSchen Gleichungen. Der Vektorbegriff wird gleich zu Anfang der Darstellung eingeführt und ausgiebig benutzt. Eine solche Einführung in die Gedankengänge der theoretischen Physik wird manchem angehenden Physiker willkommen sein, der einen Übergang von der Experimentalphysik zur Theorie sucht. Auch der Fachmann wird vieles von den theoretischen Ausführungen gern lesen, da er feststellen kann, wie der Verfasser sich, entsprechend der Ankündigung im Vorwort, überall bemüht, die wissenschaftlichen Grundlagen herauszuarbeiten. Daß die Atom- und Quantenphysik in dem Buche nur einen sehr kleinen Raum einnimmt, wird mancher Leser bedauern.

Zum Schluß noch ein paar Kleinigkeiten, die mir bei der Durchsicht aufgefallen sind. Das Wort „Tropfenform“ auf S. 196 statt „Stromlinienform“ ist zu vermeiden, weil es sachlich falsch ist. Auf S. 403 muß es „Scheitel“ statt „optischer Mittelpunkt“ heißen und auf S. 560 „Leitwert“ statt „Leitfähigkeit“, da man nach den Festsetzungen des A E F unter Leitfähigkeit den Kehrwert des spezifischen Widerstandes versteht. Zur Beschreibung des ersten HELMHOLTZschen Augen-

spiegels auf S. 442 ist eine Zeichnung nötig, und auf S. 720 fehlt die Angabe, daß FEDDERSEN durch seine Experimente die Richtigkeit der THOMSON-KIRCHHOFFSchen Schwingungsformel bewiesen hat.

P. Henckel.

Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Von E. v. ANGERER (Sammlung Vieweg, Heft 71). 4. Auflage. XII und 214 Seiten mit 50 Abbildungen im Text. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn 1939. Preis brosch. RM 9,80.

Die 4. Auflage ist gegenüber der dritten wieder um eine größere Anzahl Arbeitsvorschriften und -kunstgriffe vermehrt worden. Die große Zahl Auflagen in verhältnismäßig kurzen Abständen ist wohl der beste Beweis für die Wertschätzung, der sich das Buch in den Fachkreisen erfreut; wer in einem physikalischen oder chemischen Laboratorium zu arbeiten hat, wird großen Gewinn von ihm haben. Er findet dort alles, was er an Hinweisen und Anregungen für die technische Durchführung seiner Arbeiten braucht. Aus dem reichhaltigen Inhalt sei hier folgendes aufgezählt: Die wichtigsten Werkstoffe; Löten, Schweißen, Kitten, Bearbeitung von Glas und Herstellung von Metallniederschlägen auf Glas; Vakuumtechnik; Herstellung von dünnen Folien, feinen Drähten und Quarzfäden; Thermoelemente; Anregungen zur photographischen Technik und physikalischen Optik; Herstellung elektrischer Öfen. Sehr zu begrüßen ist auch die Anfügung eines Bezugsquellenverzeichnisses. Das Buch sollte in keiner physikalischen und chemischen Sammlung fehlen.

W. Spreen.

Einführung in die Luft- und Erdbildmessung.

Von Dr. K. SCHWIDESKY. Zweite erweiterte und verbesserte Auflage. V und 137 Seiten mit 73 Abbildungen, 3 schwarzen und 2 farbigen Tafeln im Text, 1 schwarzen Tafel, 1 farbigen Brille und 2 Stereobildern im Anhang. Leipzig und Berlin: B. G. Teubner 1939. Preis kart. RM 8,—.

Vorzüge dieses Buches, das nach 3 Jahren in 2. Auflage erschien, sind knappe, anschauliche, wissenschaftlich einwandfreie Darstellung, die trotz des geringen Umfanges alles Wesentliche bringt. Nach einem einführenden, mehr geschichtlichen Abschnitt, in dem die Aufgaben der Bildmessung umrissen werden, folgt ein kurzer Abriß ihrer mathematischen, optischen und physiologischen Grundlagen. Nur kurz werden die Verfahren der Erdbildmessung dargestellt, da sie an Bedeutung und Umfang gegenüber der Luftbildmessung, die den Hauptgegenstand der Abhandlung bildet, verloren hat. Unter Beschränkung auf die Photogrammetrie gibt der Verfasser einen eingehenden Überblick über die wichtigsten Aufnahme- und Auswertegeräte des Inlandes und zum Teil auch des Auslandes sowie die wesentlichen Arbeitsverfahren. Ein umfangreiches Kapitel ist der Zweibildmessung gewidmet, dem eigentlichen Kerngebiet der heutigen Photogrammetrie, dem „Gebiet, auf welchem sich der Fortschritt der Photogrammetrie sowohl in erfinderischer und konstruktiver Arbeit als auch in praktischer Erprobung und wissenschaftlicher Ausgestaltung in den letzten Jahrzehnten am schärfsten ausdrückt.“

Bei der gegenwartsnahen und vor allen Dingen nationalpolitischen Bedeutung des behandelten Gegenstandes wird das Buch zur Förderung des Luftfahrtgedankens im Unterrichte wertvolle Dienste leisten. Es scheint mir nach Umfang und Darstellungsweise gerade auch zur Belebung des Unterrichts in den höheren Schulen bestens geeignet zu sein.

W. Spreen.

Die Renaissance der Physik. Von KARL K. DARROW. 385 Seiten mit 43 Bildbeigaben. Berlin, Wien, Leipzig: Zsolnay 1939. Preis RM 7,—; Lw. RM 8,50.

Der Verfasser, Professor am Bell Telephone Laboratorium in Boston, ist bei uns in Deutschland bekannt durch mehrere ins Deutsche übersetzte, pädagogisch geschickt geschriebene, mathematisch leicht zugängliche Einführungen in die Grundlagen der Wellen- und Quantenmechanik. Im vorliegenden Werke wendet er sich an den interessierten Nichtphysiker und schildert ihm in großen Zügen die wichtigsten Ergebnisse der modernen Atomphysik und die zu ihnen führenden Untersuchungsmethoden. Das Buch ist in der bei angelsächsischer, populär-physikalischer Literatur bekannten, plaudernd anregenden, für unsern Geschmack manchmal etwas reichlich burschikosen Art geschrieben. Gelegentliche historische Rückblicke erzählen charakteristische, manchmal auch weniger bekannte Anekdoten über berühmte Physiker. Die Namen deutscher Physiker kommen — eine Seltsamkeit, die wir auch sonst bei angelsächsischen Verfassern oft antreffen — recht stiefmütterlich weg. Es dürfte z. B. unter manchen anderen Namen von Physikern, die sich um die Erforschung der Kathodenstrahlen verdient gemacht haben, der Name LENARD nicht fehlen. Von philosophischen Studien ist der Verfasser nicht sehr berührt, er teilt in seinen eigenen, gelegentlichen philosophischen Spekulationen die, man weiß nicht recht, ob verletzend oder komisch wirkende, Unbekümmertheit mancher seiner Landsleute.

Im ganzen gesehen gibt das Buch aber in seinem flotten, frischen Ton einen lebendigen Eindruck von dem Reichtum moderner atomphysikalischer Forschung. Zu bedauern ist, daß bei der Erörterung des Problems der Vereinigung des Korpuskelbildes mit dem Wellenbilde die Wahrscheinlichkeitswellen und die Gedanken HEISENBERGS nicht mit aufgenommen sind. Und sehr zu bedauern ist, daß die Übersetzung offenbar von einem der Physik Unkundigen vorgenommen wurde. Wenn in der Wellenlehre statt von „Beugung“ fortwährend von „Brechung“ gesprochen wird, so muß man doch sagen, daß das nun einmal bei einem so fest eingebürgerten Fachausdruck nicht durchgehen kann; es muß zu einem direkten Mißverständnis führen, wenn das Wort „Brechung“ dann wieder einmal so gebraucht wird, wie es der Physiker gewöhnt ist (S. 234). Der Magneteisenstein ist kein Metall, die „Schauer“ in der Höhenstrahlung nennt man nicht „Güsse“, die „Austrittsarbeit“ eines Elektrons kann man nicht mit „Arbeitsfunktion“ bezeichnen usw. Die Darstellung des freien Falls auf S. 101 ist ganz verfehlt.

E. Zimmer.

Lehrgang für Drogistenfachschulen. Bd. 1. I. Physik. Von OTTO ENGWICHT. II. Chemie von HANS IRION. XX, 607 Seiten mit 260 Abbildungen und 2 Tafeln. Berlin u. Leipzig: Rudolf Müller 1940. Preis mit Bd. 1a brosch. RM 14,70.

Dieser umfangreiche Band macht bei oberflächlicher Betrachtung den Eindruck eines besseren Realienbuches. Liest man jedoch genauer, so kann man auf Schritt und Tritt feststellen, daß die Verfasser zwar volle Rücksicht genommen haben auf die Schulvorbildung derer, für die das Werk hauptsächlich gedacht ist, daß aber der Stoff in wirklich pädagogischer und durch originelle Darstellung fesselnder Weise bis zu den letzten Ergebnissen der Wissenschaft durchgearbeitet wurde. Insbesondere der chemische Teil bringt eine ganze Anzahl vorzüglicher und neuartiger Übersichten, die nicht nur den Fachmann erfreuen, sondern auch dem vorwärtsstrebenden Schüler einer Oberschule wertvolle Hilfe leisten können. Das Buch hat natürlich einen Inhalt, der dem Titel entsprechend in vielen Punkten von der Schuldarstellung abweicht. Gerade in manchen Einzelheiten, die in Schulbüchern fehlen, weil sie zu sehr praxisbetont sind, liegt aber der Wert des Werkes für den Lehrer. Die zahlreichen schematischen Abbildungen sind vielfach schwerer zugänglichen technischen Zeitschriften entnommen und ganz ausgezeichnet. Die Anschaffung des Lehrgangs für die chemische Schulbücherei kann ich sehr empfehlen.

G. Mangliers.

Ergebnisse und Probleme der modernen anorganischen Chemie. Von H. I. EMELÉUS und I. S. ANDERSON. Übersetzt von Dipl. chem. KURT KARBE. XI, 519 Seiten mit 55 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1940. Preis brosch. RM 22,50, geb. 24,—.

Es wird in diesem Krieg in England gewiß nicht möglich sein, daß die englische Übersetzung eines deutschen Buches herausgebracht wird. Der hier vorliegende umgekehrte Fall beweist wieder, in welcher großzügiger Weise in Deutschland wissenschaftlichen Veröffentlichungen sogar im Kriege die Wege geebnet werden.

Der Querschnitt, den die Verfasser vorgenommen haben, bietet nun einen außerordentlich interessanten Beitrag zur Entwicklung der anorganischen Chemie in den letzten 20 Jahren. In 15 ausführlichen Abschnitten werden solche Gebiete behandelt, deren Forschungsstand gerade in der angegebenen Zeit stark vorausgebracht wurde. Erwähnen möchte ich Kapitel 4: Koordinationsverbindungen und anorganische Stereochemie; Kapitel 5: Polysäuren und Silikate; Kapitel 7: Freie Radikale mit kurzer Lebensdauer; Kapitel 13: Intermetallische und Einlagerungsverbindungen; Kapitel 14: Reaktionen im flüssigen Ammoniak und Schwefeldioxyd. Schon diese Hinweise zeigen, daß man beim Durcharbeiten dieses Buches viel Neues finden wird, das einem bei der üblichen Schrifttumsdurchsicht entgangen ist.

Selbstverständlich handelt es sich nicht um leichte Lektüre, denn die Verfasser haben alle Probleme betont physikalisch-chemisch gesehen. Trotzdem kann ich jedem ernsthaft strebenden

Chemiker oder Chemielehrer dieses Werk sehr empfehlen, denn die beim Durcharbeiten zu leistende Anstrengung wird sicher belohnt.

Ich möchte die Besprechung nicht schließen, ohne die vorzügliche und eindeutige Arbeit des Übersetzers zu erwähnen. *G. Mangliers.*

Gärungschemisches Praktikum. Von Prof. K. BERNHAUER. XX, 317 Seiten mit 40 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1939. Preis RM 15,—; geb. RM 16,50.

Die technische Entwicklung der Gärungschemie ist im schnellen Fortschreiten begriffen. Es braucht außer auf die altbekannten Gärungen nur auf die gärungschemische Erzeugung von Aceton, Butanol, Essigsäure, Zitronensäure, Milchsäure verwiesen zu werden, welche schon heute große industrielle Bedeutung besitzen. Weitere Gärungsvorgänge harren der industriellen Auswertung, da die bei ihnen vorgehenden Umsetzungen vielfach geringere Kosten verursachen als die rein chemischen Prozesse. In dieser Hinsicht sei z. B. auf die Zellulosegärung und die Propionsäuregärung hingewiesen. Ferner können an sich bekannte Gärvorgänge, was die Ausbeute betrifft, verbessert oder zur Erzielung eines bestimmten Reaktionsproduktes anders gelenkt werden (Glycerinherstellung). Schließlich ist zu beachten, daß unser Vierjahresplan der Gärungschemie große Beachtung schenkt (Gewinnung von Futterhefe, Fettsynthese durch Hefe, Silisierung von Grünfütter). Trotz der schon heute großen Bedeutung der Gärungschemie stehen wir doch noch in jeder Hinsicht am Anfange der Entwicklung. In wissenschaftlicher Hinsicht ist, da es sich ja nicht um rein chemische, sondern auch um biologische Vorgänge handelt, noch vieles zu klären, sowohl was den Chemismus der dabei zu beobachtenden Reaktionen als auch die auftretenden Wirkstoffe oder Enzyme anbetrifft, und die Übertragung der Laboratoriumsversuche auf die Technik wird noch unendlich viel Arbeit erfordern. Das bisher vorliegende Schrifttum befaßt sich einerseits mit den Gärungsorganismen, andererseits legte es ausschließlich Wert auf rein technische Gesichtspunkte. Demgegenüber gibt das Buch von BERNHAUER eine Einführung in die Gärungschemie, in der in 150 Aufgaben die laboratoriumsmäßige Durchführung der verschiedensten Gärvorgänge geschildert wird. Die Tatsache, daß bereits nach 2 Jahren, in denen die Entwicklung gewaltig fortschritt, eine zweite Auflage des Werkes erforderlich wurde, beweist am besten, daß das Buch eine Lücke des Schrifttums ausfüllt. In der Einleitung werden nach einem kurzen Hinweis auf die Bedeutung der Gärungschemie Richtlinien zur Lösung der theoretischen und praktischen Aufgaben sowie eine Charakteristik der verschiedenen Gärprozesse gegeben. Auch auf die geschichtliche Entwicklung der Gärungschemie in wissenschaftlicher und technischer Hinsicht wird kurz eingegangen. Im ersten Teile werden Methoden zur Züchtung und Kultivierung der Gärungsorganismen beschrieben; der zweite, umfangreichere Teil enthält die Übungsbeispiele unter Beifügung kurzer theoretischer Erörterungen über den Che-

mismus der betreffenden Gärung, sowie über ihre präparative Bedeutung und Technologie. Das Buch wird sowohl dem Chemiker wie auch dem Biologen wichtige Anregungen und Fingerzeige geben; es dürfte für einschlägige Arbeit unentbehrlich sein. *M. Schmidt.*

Lehrbuch der chemischen Technologie und Metallurgie. Von Prof. Dr. BERNHARD NEUMANN. 3. neubearbeitete Auflage. 2 Bände, XIV, 1280 Seiten mit 616 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1939. Preis RM 90,—; geb. RM 96,60.

Das bekannte Lehrbuch ist vom Verfasser unter Mitwirkung von 12 anerkannten Fachleuten auf den neusten Stand gebracht worden, so daß man sich darin über alle chemischen Arbeits- und Herstellungsverfahren ausgiebig und zuverlässig unterrichten kann. Der Lehrer der höheren Schule findet in dem Werk alles, was für seine Unterrichtszwecke in Frage kommt, soweit es die technische Chemie angeht; er hat es nicht nötig, die größeren Handbücher der technischen Chemie heranzuziehen und braucht nicht zu befürchten, daß ihm etwas Wesentliches entgeht. Die technische Seite der chemischen Verfahren bildet den Hauptgegenstand der Darstellung; überaus zahlreiche, saubere und übersichtliche schematische Schnittzeichnungen unterstützen die Beschreibungen der Apparate und ganzer Fabrikanlagen. Die Beschreibungen selbst zeichnen sich durch Klarheit und weise Beschränkung auf das Wesentliche sehr vorteilhaft aus.

Die Einleitung zu dem vorliegenden Lehrbuche gibt unter der Überschrift „Die chemische Industrie“ einen kurzen Abriss der geschichtlichen Entwicklung der chemischen Industrie unter Herausstellung der wichtigsten Etappen und mit besonderem Hinweis auf die bedeutsamen Errungenschaften der neusten Zeit. Den Schluß der Einleitung bildet eine durch viele Zahlenreihen belegte Übersicht der deutschen chemischen Industrie im deutschen Wirtschaftsleben und in der Weltwirtschaft. Auch am Schlusse der wichtigsten Abschnitte wird die volkswirtschaftliche Bedeutung der einzelnen Industriezweige besonders hervorgehoben an der Hand von Produktions- und Ausfuhrzahlen, die das Jahr 1937 meist noch mit berücksichtigen. Band 1 umfaßt die Brennstoffe und die anorganischen Industriezweige, Band 2 die Metallurgie und die organischen Industriezweige. Überall sind auch bei den älteren bekannten Verfahren die Neuerungen berücksichtigt; am Schlusse jedes Abschnittes wird die einschlägige Buchliteratur der letzten 25 Jahre angeführt, so daß es dem Leser leicht gemacht wird, sich noch eingehender zu unterrichten.

Besonderem Interesse begegnen naturgemäß die zahlreichen neuen Errungenschaften der chemischen Technik, sei es die Sauerstoffvergasung im Winklergenerator, die Entgiftung von Stadtgas, die Elektrolyse von Zinksulfat, die Gewinnung von Kadmium und die Oxydation von Ammoniak oder die Spaltdestillation und Polymerisation von Kohlenwasserstoffen, die Hochdruckkatalyse und die Synthese wichtiger organischer Verbindungen aus Kohlenwasserstoffen (Fette aus Paraffin,

Alkohole aus Olefinen, Azetaldehyd und Essigsäure aus Acetylen), aus Alkohol (Aceton, Butadien, Blausäure, Essigsäureanhydrit), aus aromatischen Verbindungen (Tetralin, Dekalin, Phthalsäure). Auf kaum 2 Seiten Text werden dann im Anschluß an das zuletzt genannte Kapitel unter der Überschrift „Katalytische Verfahren“ die wichtigsten Vorbedingungen für die technische Durchführung katalytischer Umsetzungen erörtert, nämlich die Wirkung und Beseitigung des Schwefels, die Steuerbarkeit der Katalysen durch spezifische Katalysatoren, die Ermüdungs- und Alterungserscheinungen bei den Katalysatoren und ihre Beseitigung. Die Ausführungen gipfeln in dem Satz: „Grundsätzlich sind wir mit der Entwicklung katalytischer Verfahren so weit gediehen, daß wir Aussicht haben, jede Reaktion, die thermodynamisch möglich ist, durch Hinzuziehen spezifischer Katalysatoren auch praktisch durchführen zu können.“

Der von Prof. O. FUCHS, Darmstadt, bearbeitete Abschnitt über Kunststoffe erleichtert dem Leser sehr das Eindringen in dieses neue, durch verwirrenden Stoffreichtum und Mannigfaltigkeit ausgezeichnete Gebiet der technischen Chemie. Die Einleitung zu diesem Abschnitt über Kondensation und Polymerisation ist musterhaft. Der Abschnitt über „Synthetische Treibstoffe und Schmieröle“ enthält bemerkenswerte Ausführungen über die Verschiedenheit der Anforderungen, die an die Treiböle für Vergaser- oder Dieselmotoren und an die Schmieröle zu stellen sind; er kennzeichnet zugleich die Aufgaben, die der technischen Chemie daraus erwachsen. Dabei findet auch bereits das Verhalten der verschiedenen Kohlenwasserstoffe bei höheren Temperaturen seine thermodynamische Erklärung, soweit dies nach den neuesten Erkenntnissen und Untersuchungen möglich ist. Daß die Industrie des Kautschuks, des Zellstoffs, der Fette und Öle, der Leder- und Leimgewinnung und das gesamte Gärungsgewerbe eingehende Berücksichtigung finden, mag der Vollständigkeit wegen noch angeführt werden.

Alles in allem liegt hier ein ausgezeichnetes Lehr- und Nachschlagebuch für den Chemiker wie für den Lehrer an höheren Schulen und Fachschulen vor, dessen Anschaffung eine Bereicherung jeder naturwissenschaftlichen Handbücherei bedeutet.

L. Doermer.

Blüchers Auskunftsbuch für die chemische Industrie. 15. neu bearbeitete Auflage von JOACHIM WINKELMANN. 949 Seiten. Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1939. Preis geb. RM 30,—.

Das rühmlichst bekannte alphabetisch geordnete Auskunftsbuch soll weder Lehrbuch noch Enzyklopädie der technischen Chemie sein; es soll vielmehr dem Chemiker und Techniker das Wissenswerteste über Eigenschaften, Herstellung und Verwendung eines Stoffes und über chemische Fachausdrücke aus denjenigen Gebieten der Chemie darbieten, die ihm ferner liegen, d. h., soweit sie also nicht zu seinem Spezialarbeitsgebiet gehören.

An die durchweg klar gehaltenen Darstellungen schließen sich zahlreiche Literaturangaben und Anschriften von Firmen an, welche die Stoffe her-

stellen oder liefern oder welche die Apparate bauen, die bei ihrer Darstellung oder Verarbeitung in Frage kommen. Tabellen und Übersichten beleben den Text. Eine Fülle von Stoffen aus der Chemie des täglichen Lebens, namentlich auch von solchen, die in Handel und Gewerbe, in Industrie und Technik von Bedeutung sind und über die man meist in den Lehrbüchern nichts oder zu wenig findet, sind in dem Auskunftsbuch beschrieben. Man kann sich über Klebemittel und Kitten, über Schleif- und Schmiermittel, über Sikkative, Tinten, Desinfektions- und Rostschutzmittel ebenso zuverlässig unterrichten wie über Kohlenhydrierung, synthetischen Kautschuk oder P-C-Faser. Neben dem Hauptinhalte des Patentgesetzes findet man Zusammenstellungen der wichtigsten Reagenzien und Reagenzpapiere, der gebräuchlichsten Katalysatoren und der verbreitetsten Lehrbücher der Chemie.

Die vorliegende 15. Auflage ist überall auf den neusten Stand unseres Wissens gebracht worden und stellt daher ein vorzügliches Nachschlagebuch dar, das den Lehrern der höheren Schulen wie auch Chemikern und chemisch vorgebildeten Technikern bei ihrer Berufsarbeit wertvollste Dienste leisten wird.

L. Doermer.

Kristalle. 64 Aufnahmen von ALFRED EHRHARDT. Mit einer Einführung von Dr. WALDEMAR SCHORNSTEIN. Hamburg: Heinrich Ellermann 1939. Preis kart. RM 3,30; Leinen RM 4,40.

Es ist sehr verdienstvoll, durch einen Bilderatlas das Interesse der Allgemeinheit auf die Kristall- und Mineralwelt zu lenken; denn dies ist immer eine sehr dringliche und notwendige Aufgabe gewesen. Ist doch das „dritte Naturreich“ ein Stiefkind der allgemeinen Bildung weitester Kreise von der Schulzeit her, eine merkwürdige Erscheinung angesichts unserer modernen Kultur und Technik, deren Produkte ja in überwiegender Zahl mit den Mineralien in der Erdkruste das gemeinsam haben, daß sie aus Kristallen bestehen. Auf das vorliegende Buch muß man aus diesem Grunde auch den Leserkreis der vorliegenden Zeitschrift eindringlichst aufmerksam machen; kann es doch auch zu einem fruchtbaren Ausgangspunkte von Anregungen und Betrachtungen über diese so viel vernachlässigte „Wunderwelt“ werden, wenn es erst in manches Lehrers Hand gelangt und mit Aufmerksamkeit studiert worden ist. Deshalb kann diesem Tafelwerk nur die weiteste Verbreitung gewünscht werden.

Freilich muß zu seiner sachlichen Kritik gesagt werden, daß es keineswegs den Wünschen des Fachmannes gerecht wird. Die Erläuterungen des einführenden Textes haben zum großen Teil philosophisch-ästhetischen Charakter, über deren bedingten Wert in Anbetracht ihrer oft gewagten, bedenklichen Formulierungen hier nicht entschieden werden soll. Dort, wo sie auf Sachliches einzugehen sich bemühen, sind sie wenig klar und oft recht anfechtbar, so daß der unbeschwerte Leser bestimmt kein klares Bild von den Wachstumsgesetzen der Kristalle erhält. Daß im Grunde wieder „Kristall“ und „Mineral“ begrifflich vermischt werden, sei nur nebenbei erwähnt. Die

Auswahl der keineswegs immer gelungenen Aufnahmen ist rein nach ästhetischem Gesichtspunkte getroffen; es ist durchaus nicht immer das Typische und überhaupt nicht das Schönste und Edelste auf die Platte gebannt. Viele schöne Formen künstlicher Kristallisationen insbesondere haben die Verfasser sich entgehen lassen: es fehlte die ordnende Hand des Meisters. *H. Seifert.*

Die Entstehung der Gesteine. Ein Lehrbuch der Petrogenese. Bearbeitet von T. F. W. BARTH, C. W. CORRENS, P. ESKOLA, herausgeg. von C. W. CORRENS. VIII, 422 Seiten mit 210 Textabbildungen. Berlin: Julius Springer 1939. Preis RM 30,—; geb. RM 33,—.

Das vorliegende Werk ist weniger ein Lehrbuch als vielmehr, wie der Herausgeber im Vorwort selbst betont, ein Forschungsbericht. Daß dennoch in diesen Blättern ein Referat erstattet wird, rechtfertigt sich aus der Notwendigkeit, das Interesse des Leserkreises wieder mehr als bisher auf diese hier seit längerem stärker vernachlässigten Wissensgebiete zu lenken. Keine wichtige Neuerscheinung darf da übergangen werden, auch wenn sie kein leichtes Eingangstor in das Gebiet darstellt und, wie hier, vom Anfänger oder Fernstehenden nur mit Vorsicht zu benutzen ist. Das Systematische, Klassifikatorische der Gesteinswelt wird man aus den bisherigen Lehr- und Handbüchern weiter entnehmen müssen. Vorliegendes Buch stellt das Genetische, um dessen Probleme gerade in der letzten Zeit mehr denn je besonders intensiv gerungen wird, in den Vordergrund. Es setzt dabei das Begriffsinventar wie auch die Kenntnisse der Systematik weitgehend voraus. Der hier gegebene moderne Überblick zeigt die starken Wandlungen, die in vielen grundlegenden Fragen in den letzten Jahrzehnten eingetreten sind. Man erfährt, was da geleistet ist, aber auch, was noch zu tun bleibt, nach der Meinung der drei Forscher, die sich hier zusammengetan haben, um jeder auf dem Gebiet, auf dem er selbst mit erfolgreichen eigenen Arbeiten tätig war, diesen Rechenschaftsbericht zu geben. Da die Abgrenzung der drei Teilgebiete der Eruptiv-, der Sediment- und der metamorphen Gesteine (letztere früher kristalline Schiefer benannt) doch ziemlich scharf ist, so wirkt diese Arbeitsteilung nicht störend, und das Werk liest sich fast wie aus einem Guß. Es lag ein starkes Bedürfnis nach einer derartigen Zusammenschau vor, und die Fachwelt hat diese im allgemeinen recht beifällig aufgenommen. Daß es dabei auch ohne größere Meinungsverschiedenheiten nicht abgeht, ist bei der Sachlage selbstverständlich und dem Fortschritt auch nur förderlich.

Da sämtliche Verfasser Mineralogen sind, stehen die exakten physikalisch-chemischen Gesichtspunkte der Gesteinsbildung vor den rein geologischen im Vordergrund. Die Eruptivgesteine behandelt der Norweger BARTH (Oslo). Nach ganz kurzem Überblick über Inhalt und Klassifikation dieser Gesteine werden die physikalisch-chemischen Gesetze der Magmenkristallisation besprochen. Einer Darstellung der gesteinsbildend wichtigsten, in synthetischen Unter-

suchungen erforschten Ein- und Mehrstoffsysteme, des BOWENSCHEN Reaktionsprinzips, der allgemeinen Eigenschaften magmatischer Schmelzflüsse — die Bedeutung der leichtflüchtigen Komponenten tritt dabei nicht recht heraus — folgt die Anwendung auf die zahlreichen Einzelfragen der natürlichen Bildungsverhältnisse von Gesteinen in mehr oder weniger losem Zusammenhang — Basalte der Ozeane, Plateaubasalte, Alkaligesteine, Pegmatite, Granite, Assimilation, Migmatite usw. Hier wird vor allem in engstem Anschluß an amerikanische Forschungsergebnisse, mit denen BARTH durch längeres Arbeiten in Washington in engstem Kontakt stand, immer sehr lebendig und interessant, doch auch sehr eigenwillig berichtet, so daß der Leser kaum ein abgerundetes Bild erhält. — Der Herausgeber CORRENS, der der Sedimentpetrographie in Deutschland wieder einen Platz gab, hat dieses Gebiet selbst übernommen und in klarer, anschaulicher Weise unter stärkerer Betonung auch der Systematik zur Darstellung gebracht. Aus der Besprechung der chemischen Verwitterung sei die neue Erkenntnis über ionistische Lösung der Komponenten von Silikatmineralien hervorgehoben. Für die Kapitel über die klastischen und chemisch-biogenen Sedimente sind die wichtigsten Forschungsergebnisse der Meteor-expedition verarbeitet, an der der Verf. selbst teilgenommen hat. Herausgehoben sei hier insbesondere auch die veränderte Auffassung des viel umstrittenen Aktualitätsprinzips, wie sie gerade bei der Analyse und Deutung sedimentbildender Vorgänge sich entwickelte: Man darf nicht Gesamtheiten vergleichen, sondern nur Einzelfaktoren. Diese sind zwar ganz gewiß auf den exakten physikalisch-chemischen Gesetzen aufgebaut und überall die gleichen, von den ältesten Zeiten her; aber sie sind wohl regional nach Intensität wie nach ihrem Zusammenspiel verschieden! — Das abschließende Kapitel über die Diagenese, die Veränderungen nach dem Absatz, leitet über zu dem dritten, vom Finnen ESKOLA über die metamorphen Gesteine geschriebenen Teil. Hier wird zum erstenmal ein umfassender und klarer Überblick über die modernen Auffassungen vermittelt: über das Gefüge und seine Verformung, die von SANDER und W. SCHMIDT vornehmlich entwickelte Gefügekunde, die Gesetze der Gefügeregelung, ihren Vergleich mit den Deformationen verformter Metalle, über die Umkristallisation auf der Grundlage der chemischen Gleichgewichtslehre, die Lehre von den Mineralfazies, an deren Ausgestaltung ESKOLA selbst mit der Prägung des Begriffs der Eklogitfazies großen Anteil hat, schließlich über die metasomatischen Vorgänge verschiedenster Art. Am Schlusse findet man noch einen kurzen Überblick über die normalmetamorphen Gesteine und über die Grundsätze metamorpher Differentiation. Diese Stichworte müssen genügen, um eine Vorstellung von der Fülle des Behandelten zu geben.

Die Bebilderung möchte man sich angesichts der erdrückenden Fülle des anregend und interessant dargebotenen Stoffes trotz der bereits 210 Figuren noch reichlicher wünschen. *H. Seifert.*