Das Dynamiden-System

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1857

Warum gibt es keine Dispersion der Körperschwingungen?

urn:nbn:de:bsz:31-266496

WARUM GIBT ES KEINE DISPERSION DER KÖRPERSCHWINGUNGEN?

Legen wir uns die interessante Frage zur Beantwortung vor, warum es in dem Schwingungssysteme der Körperatome keine der Dispersion analoge Erscheinung gibt.

Es ist bereits Seite 117 bemerkt worden, dass wir die Schwingungsgesetze eines Körpermediums erhalten, wenn wir in die Rechnungsresultate, welche die Aetherschwingungen ausdrücken, die Grössen

$$H(\varrho) = \mathfrak{A} = \mathfrak{B} = \mathfrak{C} = \mathfrak{D} = \mathfrak{E} = \mathfrak{F} = \varepsilon = 0$$

setzen und das Symbol $J(r)$ mit $f(r)$ und μ mit m_1 vertauschen.

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Elementarätherwelle haben wir gefunden, Gleichung (46), Seite 135:

$$v^2 = \frac{A_0}{\alpha^2} + A_2 + A_4\,\alpha^2 \quad \dots\dots\dots\dots \quad (51)$$

wobei ist:

$$\left.\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{2}(\mathfrak{A} + \varepsilon) \\ A_2 &= -\frac{1}{2}\,S\,\frac{\mu_1}{r}\left[J(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r}\,J(r)\right)}{d\,r}\,\Delta y^2\right]\frac{\Delta x^2}{1.2} \\ A_4 &= +\frac{1}{2}\,S\,\frac{\mu_1}{r}\left[J(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r}\,J(r)\right)}{d\,r}\,\Delta y^2\right]\frac{\Delta x^4}{1.2.3.4} \end{aligned}\right\} \quad \dots \quad (52)$$

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v einer elementaren Körperatom-Welle haben wir demnach einen Ausdruck von der Form:

$$V^2 = B_2 + B_4\,\alpha^2 \quad \dots\dots\dots\dots \quad (53)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} B_2 &= -\frac{1}{2}\,S\,\frac{m_1}{r}\left[f(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r}\,f(r)\right)}{d\,r}\,\Delta y^2\right]\frac{\Delta x^2}{1.2} \\ B_4 &= +\frac{1}{2}\,S\,\frac{m_1}{r}\left[f(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r}\,f(r)\right)}{d\,r}\,\Delta y^2\right]\frac{\Delta x^4}{1.2.3.4} \end{aligned}\right\} \quad \dots \quad (54)$$

Wenn wir berücksichtigen: 1) dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Aetherwelle ungefähr 4000 Meilen beträgt, die des Schalles aber nur 400 Meter; 2) dass der Unterschied der Brechbarkeit der Lichtstrahlen von verschiedener Farbe nicht gross ist; 3) dass in dem System der Körperatomwellen die Erscheinung der Dispersion entweder gar nicht oder doch nur in einem äusserst schwachen Maasse stattfindet, so können wir aus den Gleichungen (51) bis (54) mehrere interessante Folgerungen ziehen.

Aus der Thatsache, dass V gegen v beinahe verschwindend klein ist, folgt zunächst, dass der Coeffizient B_2 im Vergleich zu A_2 verschwindend klein ist, obgleich die Masse m_1 eines Körperatoms viel grösser ist als die Masse μ einer Aetherhülle. Dies folgt auch aus unserer Theorie, wie aus folgenden Bemerkungen erhellen wird.

Es ist die Wechselwirkung $J(r)$ zweier Aetheratome stets abstossend; in den Ausdrücken (52) haben daher alle Glieder der Summe einerlei Zeichen, und der Gesammtbetrag dieser Glieder und insbesondere der Werth von A_2 kann also, namentlich wenn $J(r)$, d. h. die Kraft, mit welcher sich zwei Aethermasseneinheiten in der Entfernung r abstossen, verhältnissmässig sehr gross ist, sehr beträchtlich werden. Anders verhält es sich mit dem Werth von B_2. Vermöge der Gleichung (21), S. 77, ist $S m_1 \frac{f(r)}{r} \Delta x^2 = 0$, der Werth von B_2 wird demnach:

$$B_2 = -\frac{1}{2} S m_1 \frac{d\left(\frac{1}{r} f(r)\right)}{dr} \frac{\Delta y^2 \Delta x^2}{r}$$

Allein $f(r)$, d. h. die Wechselwirkung zweier Dynamiden ist, wie wir Seite 55, Gleichung (7) gezeigt haben, je nach dem Werth von r positiv oder negativ; von den Gliedern der obigen Summe ist daher eine Parthie positiv, eine andere Parthie negativ; diese Summe ist also die Differenz einer Reihe von positiven und einer Reihe von negativen Zahlen, diese Differenz kann also sehr klein ausfallen und wird es wohl auch, weil der stets positiv bleibende Faktor $\frac{\Delta y^2 \Delta x^2}{r}$ eine sehr kleine Grösse ist. Die rasche Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Aetherwelle und langsame Fortpflanzung der Schallwelle findet also ihre Erklärung vorzugsweise in dem Umstand, dass alle Glieder der Summe in dem Ausdruck für A_2 einerlei Zeichen haben, dass dagegen für ein Körpermedium

$$S m_1 \frac{f(r)}{r} \Delta x^2 = 0$$

ist.

Ob in den Körpermedien Dispersion stattfindet oder nicht, und wenn sie stattfindet, in welchem Maasse sie auftritt, hängt von dem Werth von B_4 ab. Wäre B_4 absolut gleich Null, so wäre $V^2 = B_2$, d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wäre dann unabhängig von der Wellenlänge und es gäbe dann gar keine Dispersion. Ist dagegen B_4 zwar nicht Null, aber doch sehr klein, so ist eine sehr schwache Dispersion vorhanden. Nun ist:

$$B_4 = \frac{1}{2} S \frac{m_1}{r} \left[f(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r} f(r)\right)}{dr} \Delta y^2 \right] \frac{\Delta x^4}{1.2.3.4}$$

wohl nicht Null, gewiss aber eine äusserst kleine Grösse, weil die Glieder der Summe nicht immer einerlei Zeichen haben, weil ferner der Faktor Δx^4 eine ungemein kleine Grösse ist, weil endlich $f(r)$ mit dem Wachsen von r sehr rasch abnimmt.

Die später folgenden numerischen Rechnungen werden zeigen, dass die Coeffizienten a_0 und a_1 positiv sind, der Coeffizient a_2 dagegen negativ ist. A_0 und A_2 sind daher vermöge (49) positiv, A_4 dagegen ist negativ.

Allein es ist:

$$A_2 = -\frac{1}{2} S \frac{\mu_1}{r} \left[J(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r} J(r)\right)}{d r} \Delta y^2 \right] \frac{\Delta x^2}{1 . 2}$$

Dieser Ausdruck kann daher, weil r, $J(r)$ und Δx^2 stets positiv ist, nur dann positiv werden, wenn $\frac{d\left(\frac{1}{r} J(r)\right)}{d r} \Delta y^2$ negativ und wenigstens für eine gewisse Reihe von Werthen von r numerisch grösser als $J(r)$ ausfällt.

Aus der Formel (50) ergibt sich das interessante Resultat, dass zweierlei Ursachen vorhanden sind, welche Dispersion veranlassen; denn es sind in dieser Formel zwei von der Wellenlänge abhängige Glieder vorhanden. Das Glied $\frac{a_2}{l^2}$ hängt nur von der Wirkung des Aethers auf sich selbst ab, das Glied $a_1 l^2$ drückt dagegen die Einwirkung des Körpermediums auf das Aethermedium aus, denn vermöge (8), Seite 116, ist:

$$A_0 = \frac{1}{2} (\mathfrak{A} + \varepsilon) = \frac{1}{2} \varepsilon + \frac{1}{2} S m_1 \left[\frac{G(r)}{r} + \frac{1}{r} \frac{d\left(\frac{1}{r} G(r)\right)}{d r} \Delta x^2 \right]$$

Ich habe zuerst vermuthet, dass die Dispersion $a_1 l^2$, welche das Körpermedium verursacht, beträchtlicher sein würde als jene, welche das Aethermedium hervorbringt; allein so ist es nicht. Die numerischen Rechnungen zeigen, dass die Werthe von $\frac{a_2}{l^2}$ grösser ausfallen als die Werthe von $a_1 l^2$.

PRÜFUNG DER FORMEL (50).

Die von *Frauenhofer* durch Beobachtungen und Rechnungen aufgefundenen Werthe der Wellenlängen und Brechungsverhältnisse für Lichtstrahlen von verschiedenen Farben setzen uns in den Stand, die Formel (50), nämlich:

$$\frac{1}{\varkappa^2} = a_0 + a_1 l^2 + \frac{a_2}{l^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (55)$$

einer numerischen Prüfung zu unterwerfen.

Frauenhofer hat bekanntlich die Wellenlängen und Brechungsverhältnisse derjenigen farbigen Strahlen bestimmt, welche gewissen im Spektrum sich zeigenden dunkeln Linien zunächst liegen.

Nach diesen Messungen haben die Strahlen, welche den von *Frauenhofer* mit B C D E F G H bezeichneten dunkeln Linien entsprechen, bei ihrem Durchgang durch Luft folgende Werthe, in Pariser Zollen ausgedrückt: