©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Das mechanische Äquivalent des Lichtes

von

Dr. O. Tumlirz,

Privatdocent an der k. k. deutschen Universität in Prag.

In zwei vorhergehenden Arbeiten[1] habe ich für das mechanische Lichtäquivalent zwei Werthe gegeben; der erste

$$0 \cdot 00326 \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}$$

bezog sich auf die Lichteinheit der Amylacetatlampe von v. Hefner-Alteneck und wurde nach einem Vorschlage des Herrn Prof. Mach mittelst eines weissglühenden Platindrahtes erhalten, dessen Gesammtstrahlung ich mit einem Luftthermometer, das ich zu diesem Zwecke construirt hatte, bestimmte. Da ein weissglühender Platindraht wegen der grossen molecularen Veränderung, die er erfährt, und namentlich wegen des die Oberfläche stark verändernden Zerstäubens keine constante Lichtquelle ist, so hat dieser Werth nur eine geringe Sicherheit.

Den zweiten Werth

$$0 \cdot 0056 \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}$$

berechnete ich aus den Versuchen des Herrn Julius Thomsen. Derselbe bezieht sich auf die Lichteinheit einer Wallrathkerze,

---

[1] O. Tumlirz und A. Krug: „Die Energie der Wärmestrahlung bei der Weissgluth.“ Diese Sitzungsber. XCVII, December 1888 und O. Tumlirz: „Berechnung des mechanischen Lichtäquivalentes aus den Versuchen des Herrn Julius Thomsen.“ Diese Sitzungsber. XCVII, December 1888.

[2] J. Thomsen: „Das mechanische Äquivalent des Lichtes.“ Pogg. Annal. 125, Seite 348. 1865.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

welche $8 \cdot 2\,g$ Wallrath in der Stunde verbrennt und ergab sich aus Versuchen, bei welchen die Wirkung des Lichtes auf eine Thermosäule verglichen wurde mit der Wirkung einer mit warmem Wasser (50° C.) gefüllten Glaskugel, deren Ausstrahlung Herr Thomsen nach der Dulong'schen Formel (Umgebungstemperatur = 17° C.) berechnet hatte.[1]

Durch die Construction des erwähnten Luftthermometers, welches die von einer Wärmequelle ausgehende Strahlung direct zu messen gestattet, ist die Lösung der Aufgabe eine sehr einfache geworden. Misst man nämlich mit diesem Apparat die von der Amylacetatlampe ausgehende Gesammtstrahlung — für die leuchtenden Strahlen allein ist er nicht hinreichend empfindlich — und hierauf mit einer Thermosäule das Verhältniss zwischen den leuchtenden Strahlen und der Gesammtstrahlung, so hat man das mechanische Äquivalent des Lichtes bestimmt. Diese Messung bildet auch den Inhalt der vorliegenden Arbeit. Als Lichteinheit wählte ich, wie gesagt, die Flamme der Amylacetatlampe, weil dieselbe sich gegenüber den gebräuchlichen Normalkerzen nicht nur durch den constant bleibenden Ort, sondern auch durch eine überaus constant bleibende Flammenhöhe auszeichnet.

I.

Das Luftthermometer besteht, um es kurz zu wiederholen, aus einem Barometerrohr von $2 \cdot 702\,mm^2$ Querschnitt, welches, in einer Länge von $480\,mm$ ähnlich wie bei dem Riess'schen Luftthermometer mit einer messingenen Scala und einem Brettchen fest verbunden, unter einem beliebigen Winkel eingestellt werden kann. Das untere Ende ist in ein kugelförmiges, oben offenes Gefäss von ungefähr $50\,mm$ Durchmesser ausgeblasen, das obere

[1] Nachdem die vorliegende Arbeit bereits an die kais. Akad. d. Wiss. in Wien eingesendet war, erhielt ich die Arbeit des Herrn Prof. E. Wiedemann: „Zur Mechanik des Leuchtens" (Wie d. Ann. XXXVII pag. 177—248). In derselben bestimmte der Herr Verfasser für die Amylacetatlampe mit Hilfe eines im Vacuum galvanisch weissglühenden Platindrahtes und unter Zugrundelegung der von Herrn Mouton an der Bourbouselampe angestellten Messungen der Grössenordnung nach die Energie jenes Lichtes, welches ein Quadratcentimeter der Amylacetatflamme für das Gelb in der Nähe der D-Linie (zwischen $\lambda = 0{\cdot}59$ und $\lambda + \Delta = 0{\cdot}6076\,\mu$) in der Sekunde aussendet.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

dagegen rechtwinkelig umgebogen und mit dem eigentlichen Apparat verbunden. Derselbe, nach dem Vorbilde des Stefan'schen Apparates zur Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit der Gase zusammengesetzt, besteht vor Allem aus einem leichten Kupfercylinder von 40 *mm* Durchmesser, 50 *mm* Länge und 20·6413 *g* Gewicht, welcher mitten in der einen Bodenfläche ein nach Innen gehendes, schwach conisches Ansatzrohr trägt und mittelst desselben auf einen an dem Glasrohr dicht anliegenden, ebenfalls conischen Kautschukstöpsel luftdicht aufgesetzt ist.[1] Der Cylinder ist innen schwarz gebeizt, aussen dagegen bis auf die zweite Bodenfläche blank. Diese letztere ist nicht nur schwarz gebeizt, sondern auch noch obendrein sorgfältigst berusst.

Conaxial mit diesem Cylinder ist ein zweiter leichter Cylinder, ebenfalls aus Kupferblech, angebracht. Der Durchmesser des letzteren beträgt 48 *mm*, also der Abstand der beiden Cylinderflächen 4 *mm*, und seine Länge 62 *mm*. Während die eine Bodenfläche ein nach aussen gehendes conisches Ansatzrohr besitzt, welches einen conischen, auf der Glasröhre dicht aufsitzenden Kautschukstöpsel fest umschliesst, wird die andere Bodenfläche durch eine sorgfältig polirte Steinsalzplatte von 37 *mm* Durchmesser und 4 *mm* Dicke gebildet. Beide Bodenflächen haben von den Bodenflächen des inneren Cylinders denselben Abstand wie die Mantelflächen, nämlich 4 *mm*. Was die Steinsalzplatte anbelangt, so ruht dieselbe in einer Fassung, welche eine Kreisfläche von 36 *mm* Durchmesser freilässt und dadurch bewirkt, dass alle durchtretenden Strahlen die berusste Bodenfläche des inneren Cylinders (Durchmesser = 40 *mm*) treffen müssen.

Der Zweck des äusseren Cylinders besteht, wie ich in der ersten der erwähnten Arbeiten näher auseinandergesetzt habe, hauptsächlich darin, den inneren Cylinder dem Einflusse von Luftströmungen zu entrücken.

Als Manometerflüssigkeit diente sehr dünnflüssiges, mit Alkanin roth gefärbtes Knochenöl von 0·8902 specifischem Gewicht (20° C.).

Das Luftthermometer wurde nun so aufgestellt, dass die horizontale Cylinderachse in ihrer Verlängerung genau durch die

[1] Zum luftdichten Verschluss verwendete ich Canadabalsam, den ich anzündete.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Flammenmitte hindurchging. Was die Bewegung des Flüssigkeitsfadens anbelangt, so beobachtete ich dieselbe mit dem Fernrohr. Ich legte zu dem Ende an das Thermometerrohr unter einem Winkel von 45° gegen die Ebene der Scala einen 6 *cm* breiten und 40 *cm* langen Glasspiegelstreifen und stellte auf der der Flamme abgekehrten Seite des Luftthermometers eine Linse von 53 *cm* Brennweite so auf, dass das Spiegelbild der Scala in die Brennebene der Linse fiel. Ein hinter der Linse auf „Unendlich" eingestelltes Fernrohr liess die Scala so vergrössert erscheinen, dass man die Zehntelmillimeter mit voller Sicherheit ablesen konnte.

Die Beobachtung mit dem Fernrohr bietet in mehrfacher Hinsicht grosse Vortheile. Da nämlich durch diese Beobachtungsweise der Körper des Beobachters, welcher eine grosse Wärmequelle ist, in eine grössere Entfernung gerückt und damit zugleich verhindert wird, dass die durch den Athem und die Bewegungen des Körpers erzeugten Luftströmungen die Höhe der dafür sehr empfindlichen Flamme beeinflussen, und da ferner die Parallaxe vermieden wird und die Scalentheile ganz bedeutend vergrössert erscheinen, so erhöht die Beobachtung mit dem Fernrohr nicht nur die Sicherheit des Versuches, sondern auch die Genauigkeit der Beobachtung.

Bevor ich zur Theorie des Apparates übergehe, will ich noch die Art und Weise erwähnen, wie ich die Flammenhöhe gemessen habe. Entsprechend der Definition der Lichteinheit hat die Flammenhöhe 40 *mm* vom Rande des Dochtröhrchens aus zu betragen und es verweist bezüglich dieser Einstellung die gebräuchliche Anweisung auf zwei der Flamme zugekehrte Kanten. Weil nun aber die Flamme der Amylacetatlampe gegen jede auch noch so kleine Luftbewegung sehr empfindlich ist, so hat man bei der Controle der Flammenhöhe nach der gegebenen Vorschrift mit dem Einfluss der durch den Athem und die Körperbewegungen verursachten Luftbewegungen zu rechnen. Ich habe daher auch hier ein Fernrohr zu Hilfe genommen. Es wurde zunächst dieses zweite Fernrohr auf die Flamme eingestellt, dann das halbe Objectiv mit einem Spiegel bedeckt, welcher gegen die Fernrohraxe unter einem Winkelvon 45° geneigt war, und schliesslich in der zu dieser Axe senkrechten Richtung, in einer

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Entfernung gleich der der Flamme vom Objectiv, eine Millimeterscala aus Glas so angebracht, dass der Spiegel ihr Spiegelbild mit der Flamme zur Coincidenz brachte. Bei dieser Beobachtungsweise befand sich der Körper des Beobachters immer in einer grösseren Entfernung von dem Luftthermometer und der Flamme. Die Flamme brannte auch immer so ruhig, dass sie fast immer vor und nach dem Versuch dieselbe Höhe hatte.

II.

Hat die Luft in dem inneren Cylinder zu Beginn des Versuches den Druck H_0 und während des Versuches zur Zeit z den Druck H_1, so besteht, wie in der früheren Arbeit gezeigt wurde, für die Druckdifferenz $H_1 - H_0$ die Beziehung

$$H_1 - H_0 = \Delta \sigma g \sin \varepsilon - \frac{8\pi\mu}{\omega} l \frac{dl}{dz}, \qquad \ldots 1)$$

worin Δ die Verschiebung des Meniscus zur Zeit z, positiv gerechnet, wenn die Verschiebung nach abwärts geht, σ die Dichte der Flüssigkeit, g die Acceleration der Schwere, ε den Neigungswinkel der Röhre gegen die Horizontale, μ den Reibungscoëfficienten der Flüssigkeit, l die Länge des Flüssigkeitsfadens, gerechnet von der Mündung der Röhre in das Kugelgefäss bis sum Meuiscus, und ω den Querschnitt der Röhre bedeuten.

Für den Reibungscoëfficienten habe ich die folgenden Werthe gefunden:

$$\mu = 21 \cdot 985 \; (mg, mm^{-1}, \sec^{-1}) \text{ bei } 18 \cdot 8^\circ \text{ C.}$$

und

$$\mu = 22 \cdot 510 \; (mg, mm^{-1}, \sec^{-1}) \text{ bei } 17 \cdot 0^\circ \text{ C.}$$

Die Druckdifferenz führt in bekannter Weise zur Kenntniss der Temperaturerhöhung. Bezeichnen V_0 und V_1 das Volumen des inneren Cylinders bei den Spannungen H_0 und H_1 und in entsprechender Weise n_0 und n_1 die Länge des von der Flüssigkeit nicht erfüllten Röhrenstückes, so nimmt die Luft im ersten Fall das Volumen $V_0 + n_0\omega$, im zweiten Fall das Volumen $V_1 + n_1\omega$ ein und wir können demnach, wenn wir noch die zugehörigen Temperaturen t_0 und t_1 nennen, die Proportion bilden:

$$H_0(V_0 + n_0\omega) : H_1(V_1 + n_1\omega) = (1 + \alpha t_0) : (1 + \alpha t_1).$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

α bedeutet hierin den Ausdehnungscoëfficienten 0·003665. Um nun aus dieser Proportion die Temperaturerhöhung abzuleiten, drücken wir zunächst die Volumina V_0 und V_1 mit Hilfe des Volumens V aus, welches der innere Cylinder bei der Temperatur 0° C. hat, indem wir

$$V_0 = V(1+\beta t_0) \text{ und } V_1 = V(1+\beta t_1)$$

schreiben und unter $\beta = 0 \cdot 000051$ den cubischen Ausdehnungscoëfficienten von Kupfer verstehen.

Wenn wir jetzt diese Werthe in die Proportion substituiren und der Kürze halber die Differenz $\alpha - \beta = 0 \cdot 003614$ mit γ bezeichnen, so erhalten wir vorerst

$$\frac{H_1 - H_0}{H_0} = \frac{\gamma(t_1 - t_0) - (n_1 - n_0)\frac{\omega}{V}}{1 + \gamma t_0 - n_0 \frac{\omega}{V}}$$

und hieraus mit Rücksicht auf

$$n_1 - n_0 = \Delta$$

und unter Benützung der Gleichung 1) bei Einführung der Abkürzung

$$\frac{1 + \gamma t_0 - n_0 \frac{\omega}{V}}{\gamma H_0} \sigma g \sin \varepsilon + \frac{\omega}{\gamma V} = N_1$$

$$\frac{1 + \gamma t_0 - n_0 \frac{\omega}{V}}{\gamma H_0} \cdot \frac{8\pi\mu}{\omega} \cdot l \frac{dl}{dz} = N_2$$

die Beziehung:

$$t_1 - t_0 = N_1 \left(\Delta - \frac{N_2}{N_1}\right) \qquad \ldots 2)$$

$n_0 + \Delta$ ist der beobachtete Stand, $n_0 + \Delta - \frac{N_2}{N_1}$ der mit Rücksicht auf die Bewegung und Reibung corrigirte Stand der Flüssigkeit.

III.

Steht dem Luftthermometer eine Wärmequelle gegenüber, so wollen wir Ω jene Wärmemenge nennen, welche während einer Secunde auf dem Wege der Strahlung in das Thermometer

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

eintritt. Indem durch diese Wärmezufuhr die Temperatur des inneren Cylinders steigt, entsteht gleichzeitig ein Wärmeabfluss gegen die Umgebung. Und zwar wird nicht nur die Strahlung, welche von der berussten Fläche gegen die Wände des Beobachtungszimmers ausgeht, erhöht, sondern auch die Strahlung und die Leitung von dem übrigen Theil des inneren Cylinders gegen den äusseren Cylinder.

Wir wollen zunächst der Einfachheit halber annehmen, dass die Wände des Beobachtungszimmers dieselbe Temperatur haben wie die Zimmerluft. Da bei kleinen Temperaturdifferenzen die Strahlung immer der Temperaturdifferenz proportional gesetzt werden kann, so können wir die Wärmestrahlung, welche von der berussten Fläche während einer Secunde ausgeht, in der Form

$$A(t-\vartheta)$$

und den Wärmeabfluss, welcher von dem übrigen Theile des inneren Cylinders ausgeht, in der Form

$$B(t-\vartheta)$$

schreiben, wobei wir unter A und B zwei Constanten und unter ϑ die Zimmertemperatur verstehen. Die Summe beider oder der gesammte Wärmeverlust während einer Secunde hat daher, wenn wir $A+B=E$ setzen, die einfache Form

$$E(t-\vartheta).$$

Diese Voraussetzung, dass die Wände und die Luft des Zimmers dieselbe Temperatur haben, wäre z. B. in einem Raume von constanter Temperatur erfüllt. Da mir nun aber ein solcher nicht zur Verfügung stand, so müssen wir hier ganz besonders den Fall ins Auge fassen, dass die Wände eine andere Temperatur als die Luft haben.

Nennen wir ϑ_1 die Temperatur der Wände und ϑ die Temperatur der Luft, dann ist die von der berussten Fläche ausgehende Wärmestrahlung durch

$$A(t-\vartheta_1),$$

dagegen der andere Wärmeabfluss gerade so wie früher durch

$$B(t-\vartheta)$$

gegeben. Die erstere Grösse kann nun auch so geschrieben werden:

$$A(t-\vartheta)+A(\vartheta-\vartheta_1).$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

In dieser Form bedeutet der erste Summand jene Wärme, welche die berusste Fläche während einer Secunde ausstrahlen würde, wenn die Wände und die Luft dieselbe Temperatur hätten, der zweite Summand dagegen eine Strahlung, welche in der Form

$$A(\vartheta_1 - \vartheta)$$

zu der Strahlung Ω hinzutritt und positiv ist, wenn ϑ_1 grösser als ϑ ist.

Wenn wir diese letztere Strahlung mit Ω' bezeichnen, so können wir sagen: Das Lufttthermometer erhält während einer Secunde die Strahlungsmenge

$$\Omega + \Omega'$$

und erleidet gleichzeitig einen Wärmeverlust von der Grösse

$$E(t - \vartheta),$$

oder es besteht für das Zeitelement dz die Gleichung

$$(\Omega + \Omega')\,dz - E(t - \vartheta)\,dz = M dt, \qquad \ldots 3)$$

worin M den Wasserwerth des inneren Cylinders und dt die in der Zeit dz eintretende Temperaturerhöhung desselben bedeuten.

Für das Folgende wird es gut sein, wenn wir in dieser Gleichung die Temperatur des Cylinders anstatt mit t mit t_m und die Erwärmungsgeschwindigkeit mit $\left(\frac{dt}{dz}\right)_m$ bezeichnen, also schreiben:

$$\Omega + \Omega' - E(t_m - \vartheta) = M\left(\frac{dt}{dz}\right)_m \qquad \ldots 3\,a)$$

Wir denken uns jetzt das Licht ausgelöscht, also $\Omega = 0$ gesetzt. Ist die Temperatur der Wände und der Zimmerluft dieselbe geblieben, so wird, wenn wir jetzt die Temperatur des Cylinders mit t_p und die Erwärmungsgeschwindigkeit mit $\left(\frac{dt}{dz}\right)_p$ bezeichnen, für jenen Zeitmoment, in welchem die Temperatur und die Erwärmungsgeschwindigkeit die eben bezeichneten Werthe haben, die Gleichung

$$\Omega' - E(t_p - \vartheta) = M\left(\frac{dt}{dz}\right)_p \qquad \ldots 4)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

gelten. Durch Subtraction dieser Gleichung von der vorhergehenden fallen die Grössen Ω' und ϑ heraus und wir erhalten zur Bestimmung von Ω die Beziehung:

$$\Omega - E(t_m - t_p) = M\left[\left(\frac{dt}{dz}\right)_m - \left(\frac{dt}{dz}\right)_p\right]. \qquad \ldots 5)$$

Diese Ableitung hat, wie gesagt, die Voraussetzung zur Grundlage, dass die Temperatur der Wände und der Zimmerluft während des ganzen Versuches dieselbe bleibt. Ich habe die Versuche im Monate März in einem nach Westen gelegenen Zimmer angestellt. Nach den Angaben eines Geisler'schen Thermometers mit Zehntelgradtheilung zeigte die Temperatur des Zimmers einen solchen Gang, dass sie Vormittags anstieg, ungefähr eine Stunde vor der Mittagszeit durch ein sehr flaches Maximum hindurchging und dann wieder sank. Selbstverständlich wurde dieses Maximum gewählt. Damit Ω' eine constante Grösse hat, wurde jener Theil der Wände, welcher in Betracht kam, vor allen Wärmequellen, welche als veränderlich angesehen werden konnten, durch Schirme sorgfältigst geschützt, so dass man nach dieser Abblendung mit Rücksicht auf die grosse Wärmecapacität der Wände und auch mit Rücksicht darauf, dass dieselben in Folge ihres weissen Anstriches ein geringes Ausstrahlungsvermögen besitzen, annehmen konnte, dass ihre Temperatur während der Versuchsdauer constant blieb.

Ebenso wie die Wände wurde auch das Luftthermometer durch einen grossen doppelwandigen Leinwandschirm, der beiderseits mit Staniol überzogen war, geschützt und dieser Schirm gleichzeitig so gestellt, dass er die anderen Schirme verdeckte.

IV.

Ich beobachtete in der Weise, dass ich mittelst einer genau regulirten Secundenuhr, welche alle 30 Secunden einen Schlag gab, für jeden Schlag den Stand der Sperrflüssigkeit notirte, und zwar geschah dies während der Hauptperiode immer zwölfmal und während der Nachperiode ($\Omega = 0$) ebenfalls zwölfmal. Damit nun aber in den Formeln, in welchen m sich auf die Hauptperiode und p auf die Nachperiode bezieht, die Zahl 12, welche für beide gleich war, keine Verwechslung herbeiführt, wollen wir in den

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Formeln die Zahl der Schläge für die Hauptperiode mit μ und für die Nachperiode mit ν bezeichnen.

Die Gleichung 2) gibt

$$t_m - t_0 = N_1 \left(\Delta_m - \frac{N_2^{(m)}}{N_1}\right)$$

und

$$t_p - t_0 = N_1 \left(\Delta_p - \frac{N_2^{(p)}}{N_1}\right).$$

Führen wir nun zur Abkürzung für die corrigirten Flüssigkeitsstände $n_0 + \Delta_m - \frac{N_2^{(m)}}{N_1}$ und $n_0 + \Delta_p - \frac{N_2^{(p)}}{N_1}$ die Bezeichnungen S_m und S'_p ein und setzen wir

$$\left(\frac{dt}{dz}\right)_m = \frac{t_{m+1} - t_{m-1}}{60}, \quad \left(\frac{dt}{dz}\right)_p = \frac{t_{p+1} - t_{p-1}}{60},$$

so erhält die Gleichung 5) die Gestalt:

$$\Omega = EN_1(S_m - S'_p) + \frac{MN_1}{60}[(S_{m+1} - S_{m-1}) - (S'_{p+1} - S'_{p-1})]$$

oder

$$\frac{\Omega}{N_1} = E(S_m - S'_p) + \frac{M}{60}(S_{m+1} - S_{m-1} - S'_{p+1} + S'_{p-1}). \quad \ldots 6)$$

Wie wir sehen, ist in dieser Gleichung gleichsam ein Zeitpunkt der Hauptperiode mit einem Zeitpunkt der Nachperiode verbunden. Es wird daher, den Beobachtungen entsprechend, für die Grösse Ω der möglichst beste Werth herauskommen, wenn wir dem Index m alle Werthe von 2 bis $\mu - 1$ und dem Index p alle Werthe von 2 bis $\nu - 1$ geben und hierauf sämmtliche Gleichungen addiren.

Geben wir zunächst dem Index p alle Werthe von 2 bis $\nu - 1$, so erhalten wir

$$\frac{\Omega}{N_1} = E\left(S_m - \frac{1}{\nu - 2}\sum_2^{\nu-1} S'_p\right) + \frac{M}{60}\left(S_{m+1} - S_{m-1} - \frac{S'_\nu + S'_{\nu-1} - S'_2 - S'_1}{\nu - 2}\right)$$

und geben wir jetzt dem Index m alle Werthe von 2 bis $\mu - 1$, so erhalten wir:

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

$$\frac{60\,\Omega}{MN_1} = \frac{60E}{M}\left(\frac{1}{\mu-2}\sum_{2}^{\mu-1} S_m - \frac{1}{\nu-2}\sum_{2}^{\nu-1} S'_p\right)$$

$$+ \frac{S_\mu + S_{\mu-1} - S_2 - S_1}{\mu-2} + \frac{S'_1 + S'_2 - S'_{\nu-1} - S'_\nu}{\nu-2} \quad \ldots A)$$

In dieser Gleichung ist noch eine Grösse unbekannt, nämlich die Grösse E, welche sich aber sehr einfach mit Hilfe der Gleichung 4) ergibt. Denken wir uns nämlich für jeden Schlag der Uhr die Gleichung 4) gebildet, und z. B. die dem Schlage q entsprechende Gleichung von der dem Schlage p entsprechenden abgezogen, so ergibt sich

$$EN_1(S'_q - S'_p) = \frac{MN_1}{60}(S'_{p+1} - S'_{p-1} - S'_{q+1} + S'_{q-1}),$$

oder wenn wir

$$S'_{p-1} - S'_{p+1} = k_p, \quad S'_{q-1} - S'_{q+1} = k_q$$

setzen,

$$E = \frac{M}{60} \cdot \frac{k_q - k_\rho}{S'_q - S'_p}. \quad \ldots B)$$

Eine möglichst genaue Bestimmung von E erfordert natürlich die Benützung aller Beobachtungsdaten.

Die in das Thermometer eintretende Strahlungsmenge Ω, welche sich aus den Gleichungen A) und B) ergibt, ist kleiner als die auf die Steinsalzplatte auffallende Strahlung, weil durch die Reflexion ein Theil verloren geht. Der Verlust ist aber einfach zu berechnen; es verhält sich nämlich die auffallende Strahlungsmenge zu der durchgehenden wie 1·094 : 1. Da wir für die auffallende Strahlungsmenge mit Rücksicht darauf, dass die Fassung der Steinsalzplatte eine Kreisfläche vom Radius 18 *mm* freilässt, den Ausdruck[1]

$$K \cdot \frac{\pi \times 18^2}{e^2 + 18^2}$$

---

[1] Bezüglich dieses Ausdruckes verweise ich auf die zweite Eingangs citirte Arbeit: „Berechnung des mechanischen Lichtäquivalentes etc."

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

haben, worin $e(mm)$ die Entfernung der Mitte der Flammenaxe von dem Mittelpunkt der vorderen Kreisfläche der Steinsalzplatte bedeutet, so können wir für die Strahlung Ω die Gleichung

$$1 \cdot 094\, \Omega = K . \frac{\pi \times 18^2}{e^2 + 18^2}$$

bilden.

Indem ich nun die Versuche in der angegebenen Weise anstellte und die Ergebnisse nach den angeführten Gleichungen berechnete, erhielt ich für K die nachfolgenden Werthe:

$$\begin{aligned} K = & \; 0 \cdot 147 \; \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}} \\ & \; 0 \cdot 146 \\ & \; 0 \cdot 144 \\ & \; 0 \cdot 145 \\ & \; 0 \cdot 145 \\ & \; 0 \cdot 150 \\ & \; 0 \cdot 143 \\ & \; 0 \cdot 156 \\ & \; 0 \cdot 159 \\ & \; 0 \cdot 148 \\ \text{Mittel} = & \; 0 \cdot 1483 \pm 0 \cdot 0011 \qquad \ldots C) \end{aligned}$$

Der achte und der neunte Werth weichen ziemlich stark vom Mittel ab. Obwohl ich nach genauer Erwägung aller bei diesen beiden Versuchen zur Geltung kommenden Umstände zu der Uberzeugung gekommen bin, dass an dieser Abweichung nicht so sehr Versuchsfehler Schuld sind, sondern dass vielmehr die Flamme, wenn sie auch immer dieselbe Höhe hat, schon wegen des Einflusses, den die Beschaffenheit der Luft auf den Verbrennungsprocess in der Flamme hat, nicht immer als eine constante Wärmequelle angesehen werden kann, so habe ich diese Zahlen dennoch beibehalten, weil ich der Ansicht bin, dass durch das gegebene Mittel das wirkliche mittlere Verhalten der Flamme besser zum Ausdruck kommt, als wenn ich diese Zahlen fortgelassen hätte.

V.

Der Werth K entspricht, wie gesagt, der Gesammtstrahlung. Um nun die in dem Lichte enthaltene Energie zu erhalten, ist es

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

nothwendig, das Verhältniss zwischen dieser Energie und der Energie der Gesammtstrahlung zu bestimmen.

Ich verwendete dazu eine Thermosäule aus Wismuth und Antimon, welche durch Schirme auf das Sorgfältigste geschützt wurde. Während die der Flamme zugekehrte Seite gleichmässig berusst war, wurde die andere Seite durch Baumwolle gegen raschere Temperaturänderungen geschützt. Von den Schirmen sind besonders zwei hervorzuheben, nämlich ein Messingschirm unmittelbar vor der Thermosäule und ein zweiter Messingschirm vor der Flamme. Beide Schirme waren in ihrer Ebene um ein Gelenk drehbar und wurden, weil der Körper des Beobachters eine bedeutende Wärmequelle ist, mittelst eines daran befestigten ungefähr 1·5 *m* langen, sehr leichten Holzstabes aus der Ferne gedreht. Wegen der schon erwähnten Empfindlichkeit der Flamme wurde die Drehung mit der grössten Vorsicht ausgeführt.

Der Gang der Zimmertemperatur wurde ebenso wie früher mit einem zehntelgradigen Geisler'schen Thermometer verfolgt und die Beobachtung zur Zeit des Maximums angestellt.

Als Galvanometer diente eine durch einen Magnetstab astasirte Wiedemann'sche Boussole, deren Ausschläge mit Fernrohr und Scala gemessen wurden. Die beiden Spulen, welche an den Kern ganz herangerückt waren, wurden neben einander verbunden und ergaben in dieser Verbindung einen Widerstand von 1·711 Ohm, während der Widerstand der Thermosäule 1·651 Ohm betrug. Was den astasirenden Magnetstab anbelangt, so war derselbe 471 *mm* lang und nördlich von der Nadel im Meridian in einer solchen Entfernung angebracht, dass das nordmagnetische Ende von der Mitte des Magnetspiegels 31 *cm* entfernt war. Wenn auch bei einem solchen Multiplicator die Schwankungen der erdmagnetischen Declination sehr störend sind, so bietet derselbe doch den grossen Vortheil, dass man seine Angaben zu verschiedenen Zeiten aufeinander genau reduciren kann.

Das Letztere will ich hier etwas ausführlicher besprechen. Bedeuten J die Stromstärke, h jenen Betrag der Horizontalintensität des Erdmagnetismus, auf welchen diese durch den astasirenden Magnet herabgedrückt wird, D das Drehungsmoment, welches bei der Stromstärke Eins auf die mit dem Stabmagnetismus

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Eins behaftete Nadel in ihrer Ruhelage (parallel den Drahtwindungen) ausgeübt wird, ferner θ das Torsionsverhältniss des Aufhängefadens und φ den Ausschlag, so besteht die Gleichung:

$$J = \frac{h(1+\theta)}{D} \operatorname{tang} \varphi. \qquad 7)$$

Lassen wir die Nadel bei stromlosem Zustande schwingen, so würde, wenn keine Dämpfung vorhanden wäre, die Schwingungsdauer den Werth

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{T}{mh(1+\theta)}} \qquad \ldots 8)$$

haben, wo T das Trägheitsmoment und m das magnetische Moment der Nadel bedeuten. Durch die Dämpfung (bei geschlossenem Multiplicator) aber wird die Schwingungsdauer eine andere, sie erhält den Werth τ_1, welcher zu τ in der Beziehung

$$\tau^2 = \frac{\pi^2 \tau_1^2}{\pi^2 + \Lambda^2} \qquad \ldots 9)$$

steht, wo Λ das logarithmische Decrement (natürlicher Logarithmus) bezeichnet. Da nun die dämpfende Kraft einerseits $\frac{\Lambda}{\tau_1}$ und andererseits m^2 proportional ist, so ergibt sich zunächst die Gleichung

$$m = \text{const} \sqrt{\frac{\Lambda}{\tau_1}} \qquad \ldots 10)$$

und somit, wenn wir die Gleichung 8) in der Form

$$h(1+\theta) = \frac{\pi^2 T}{\tau^2 m}$$

schreiben und hierin die Werthe für τ^2 und m aus den Gleichungen 9) und 10) substituiren, die Gleichung:

$$h(1+\theta) = \text{const} \frac{(\pi^2 + \Lambda^2) T}{\sqrt{\tau_1^3 \Lambda}}. \qquad \ldots 11)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Und verbinden wir endlich diese Gleichung mit der Gleichung 7), so gelangen wir zu

$$J = \text{const}\,\frac{(\pi^2+\Lambda^2)\,T}{D\sqrt{\tau_1^3\Lambda}}\,\text{tang}\,\varphi. \qquad \ldots 12)$$

Die Grösse h kann sich sehr leicht ändern, da sie sowohl von der veränderlichen Intensität der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus als auch von dem mit der Temperatur veränderlichen Stabmagnetismus des astasirenden Magnetstabes abhängt. Damit nun aber immer die Angaben vergleichbar werden, habe ich jedesmal, sowohl vor als auch nach dem Versuche, die Grössen Λ und τ_1 bei geschlossenem Multiplicator bestimmt, aus den beiden Werthen das Mittel genommen und dann die auf die Tangente corrigirten Scalenausschläge mit dem Factor

$$\frac{\pi^2+\Lambda^2}{\sqrt{\tau_1^3\Lambda}}$$

multiplicirt.

Zu erwähnen ist noch Einiges bezüglich der Art der Beobachtung. Die Messungen wurden, wie gesagt, zur Zeit des Maximums der Zimmertemperatur ausgeführt. Zunächst bestimmte ich die Strahlung der Wände, indem ich den vor der Thermosäule befindlichen Messingschirm aus der Ferne mit dem Holzstabe umlegte, hierauf den Scalenausschlag notirte und den Schirm wieder vorsetzte. War die Nadel zur Ruhe gekommen, so wurde der Schirm vor der Flamme umgelegt und mit dem Schirm vor der Thermosäule in derselben Weise wie früher verfahren. Der jetzt notirte Ausschlag entsprach der Strahlung der Lampe + der Strahlung der Wände. Nachdem zum Schlusse die Strahlung der Wände nochmals in der angegebenen Weise bestimmt worden war, wurde aus den beiden der Strahlung der Wände entsprechenden Ausschlägen das Mittel genommen und dieses von dem zweiten Ausschlage abgezogen.

Was die Ausschläge anbelangt, so wurde darauf gesehen, dass die Einwirkung der Strahlung auf die Thermosäule nur eine möglichst kurze Zeit dauerte, und ferner, dass diese Zeit immer dieselbe war. Zu dem Ende wurde der Strom unmittelbar nach dem Umlegen des Schirmes mit einem Com-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

mutator geschlossen und in dem ersten Umkehrpunkt commutirt. Von diesem Umkehrpunkt angefangen blieb er in derselben Richtung bis zum zweiten Umkehrpunkt geschlossen und wurde erst nach Eintritt dieses geöffnet. War der Strom geöffnet, dann wurde sofort die Thermosäule durch ihren Messingschirm gedeckt.

Aus dem Bogen x_2 zwischen dem ersten und zweiten Umkehrpunkt lässt sich leicht jener constante Ausschlag p berechnen, welchen der im Multiplicator befindliche Strom hervorbringen würde, wenn die Nadel nach vollbrachten Schwingungen zur Ruhe gekommen wäre. Der Weg x_1 bis zum ersten Umkehrpunkt ist nämlich

$$x_1 = (1+e^{-\Lambda}).p$$

und der Weg zwischen dem ersten und dem zweiten Umkehrpunkt

$$x_2 = (x_1+p)(1+e^{-\Lambda}).$$

Bezeichnen wir das Dämpfungsverhältniss e^{Λ} mit k, so wird

$$p = \frac{k^2 x_2}{2k^2+3k+1}. \qquad \ldots 13)$$

Dieser Ausschlag p ist noch auf die Tangente zu corrigiren — den corrigirten Ausschlag wollen wir p_1 nennen — und dann, wie schon erwähnt, mit dem Factor $\frac{\pi^2+\Lambda^2}{\sqrt{\tau_1^3\Lambda}}$ zu multipliciren.

Wir wollen jetzt schliesslich die von der Lampe ausgehende Strahlung betrachten. Bezeichnen wir die in der Secunde auf die Thermosäule fallende und von der berussten Fläche absorbirte Strahlungsmenge mit Ω, so ist diese Grösse, weil sie der Stromstärke J proportional ist, auch proportional dem Producte $\frac{\pi^2+\Lambda^2}{\sqrt{\tau_1^3\Lambda}}.p_1$, oder es ist, wenn C eine Constante bedeutet,

$$\Omega = C\,\frac{\pi^2+\Lambda^2}{\sqrt{\tau_1^3\Lambda}}.p_1. \qquad \ldots 14)$$

Andererseits ist aber diese Strahlungsmenge gleich

$$K\,\frac{\omega}{\rho^2},$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

wo ω die berusste Fläche der Thermosäule und ρ den Abstand derselben von der Mitte der Flammenaxe bezeichnen. Setzen wir die beiden Ausdrücke aneinder gleich, so erhalten wir

$$K = C.\frac{\rho^2}{\omega}\cdot\frac{\pi^2+\Lambda^2}{\sqrt{\tau_1^3\Lambda}}\cdot p_1, \qquad \ldots 15)$$

Die Fläche ω betrug $182\cdot 2\ mm^2$, für den Abstand ρ wählte ich den Werth 687 *mm*.

Indem ich nun nach den besprochenen Methoden 20 Versuche anstellte und dieselben nach den gegebenen Formeln berechnete, erhielt ich für K den Werth

$$K = C.(2\cdot 625 \pm 0\cdot 018)\times 10^4. \qquad \ldots D)$$

Nicht unerwähnt darf natürlich eine Reihe von Fehlerquellen bleiben, welche das Resultat stark beeinflussen können. Zunächst kann die Höhe und die Leuchtkraft der Flamme während der Beobachtung schwanken, weil auf den Verbrennungsprocess in der Flamme die Beschaffenheit der Luft, wie auch etwaige Veränderungen im Brennstoff von Einfluss sein können. Dann kann die von den Zimmerwänden kommende Strahlung eine Veränderung durch das veränderliche Tageslicht, auf welches der Wolkenzug von Einfluss ist, erfahren. Auch finden im Zimmer immer Luftströmungen statt, welche bei der Thermosäule bald kältere, bald wärmere Luftschichten vorbeiführen können. Schliesslich sind auch die Schwankungen der Declination und der Intensität des Erdmagnetismus in Betracht zu ziehen.

VI.

Die Bestimmung des Verhältnisses der leuchtenden Strahlen zur Gesammtstrahlung verlangt, dass die Einwirkung der ersteren auf die Thermosäule genau in derselben Weise wie die der Gesammtstrahlung untersucht wird.

Die nächste Aufgabe ist natürlich die, die leuchtenden Strahlen von den dunklen zu trennen. Herr Tyndall benützte dazu eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff, welche die Eigenschaft hat, nur die dunklen Wärmestrahlen durchzulassen. Diese Methode mag für qualitative Untersuchungen sehr geeignet sein, für quantitative Messungen halte ich sie aber nicht für

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

empfehlenswerth, weil nach ihr, abgesehen davon, dass es noch fraglich ist, ob alle dunklen Strahlen ungeschwächt hindurchgehen, die Energie der leuchtenden Strahlen sich als die Differenz der Energie der Gesammtstrahlung und jener der dunklen Strahlen ergeben soll, während doch die Energie der leuchtenden Strahlen, wie wir gleich sehen werden, bloss den 41ten Theil oder $2 \cdot 4\%$ der Energie der Gesammtstrahlung ausmacht. Wegen dieser Geringfügigkeit der Lichtenergie erhalten die Fehlerquellen, welche sowohl bei der Messung der Energie der Gesammtstrahlung, als auch bei der Messung der Energie der dunklen Strahlen auftreten, einen ausserordentlich grossen Einfluss. Würden wir z. B. bei der Bestimmung der Gesammtstrahlung einen Fehler von $0 \cdot 5\%$ und bei der Bestimmung der dunklen Strahlen ebenfalls einen Fehler von $0 \cdot 5\%$ begehen, so würden diese Fehler, wenn sie entgegengesetztes Zeichen hätten, 1% von der Gesammtstrahlung, also 41% von der Lichtstrahlung betragen.

Die indirecte oder Subtractionsmethode ist also in unserem Falle nicht geeignet; eine so kleine Grösse wie die Energie des Lichtes muss immer auf directem Wege bestimmt werden. Von den directen Methoden ist nun entweder die Trennung der Strahlen mit einem Prisma und einer Linse oder die Absorption der dunklen Wärmestrahlen im Wasser anzuwenden. Das erstere Mittel ist allerdings dem Princip nach ganz einwurfsfrei, aber seine Anwendung schliesst einen grossen Übelstand in sich, nämlich den Übelstand, dass die vielen Reflexionen, namentlich diejenigen am Prisma, wo der Eintritts- und Austrittswinkel sehr gross ist, die ohnehin schon geringe Energie des in Betracht kommenden Lichtes derart schwächen, dass auf den kleinen Betrag, der übrig bleibt, die Fehlerquellen einen überwiegenden Einfluss erhalten. Denn man darf dabei ja nicht übersehen, dass die Energie des Lichtes sich als die Differenz zweier Energien ergibt, nämlich: 1. Derjenigen Energie, welche sich aus der Lichtstrahlung und der von der Umgebung kommenden Strahlung zusammensetzt, und 2. Dieser letzteren Energie für sich. Soll die Messung brauchbar werden, dann darf diese Differenz im Vergleich zum Subtrahend aus den oben angegebenen Gründen nicht allzu klein werden.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

In Erwägung aller dieser Umstände wählte ich ebenso wie Herr J. Thomsen die zweite Methode. Ein cubischer Trog, gebildet von 3 *mm* starken Glasplatten, deren innerer Abstand 174·0 *mm* betrug, wurde mit reinem destillirtem Wasser gefüllt und allseits mit schwarzem Cartonpapier bedeckt, welches nur in der Richtung „Flamme—Thermosäule" zwei genügend weite Fenster frei liess. Hinter dem einen Fenster befand sich in einem Abstand von 6 *mm* die berusste Fläche der Thermosäule, vor dem anderen Fenster dagegen die Flamme, deren Axe davon 61 *mm* entfernt war. Die Cuvette wurde natürlich so aufgestellt, dass die Richtung „Flamme—Thermosäule" die Glaswände senkrecht durchsetzte.

Zwischen der Flamme und der Cuvette befand sich ein doppelwandiger Messingschirm, der um ein Gelenk in seiner Ebene drehbar war und dessen Drehung gerade so wie früher aus der Ferne mit einem 1·5 *m* langen Holzstab ausgeführt wurde. Ein zweiter hinter der Flamme aufgestellter und mit einer Russschicht bedeckter Schirm hielt alles fremde Licht ab.

Um mich zunächst von der Absorption der dunklen Wärmestrahlen in der Cuvette zu überzeugen, wiederholte ich einen Versuch des Herrn J. Thomsen, indem ich an die Stelle der Flamme einen Bunsenbrenner brachte. Ich war überrascht, als ich ebenso wie Herr Thomsen, trotz des geringen Abstandes der Thermosäule, nicht den geringsten Ausschlag bekam. Freilich sind damit noch nicht alle Zweifel behoben, denn ich kann mir ganz gut denken, dass, wenn eine leuchtende Gasflamme durch den Zutritt von Luft in eine Bunsen'sche Flamme verwandelt wird, ausser allen leuchtenden Strahlen noch einige ultrarothe Strahlen verschwinden können, Strahlen, welche vielleicht keine so absolute Absorption erfahren würden. Diesen letzteren Punkt werde ich gelegentlich noch einer näheren Untersuchung unterziehen, da dieses Mittel, die leuchtenden Strahlen von den dunklen zu trennen, ein ungemein bequemes ist.

Bei der Berechnung des Versuches ist vor Allem der Einfluss der mehrfachen Reflexionen im Troge näher zu betrachten. Wird das Licht an der Grenzfläche eines durchsichtigen Mediums von dem Brechungsindex n bei senkrechter Incidenz reflectirt, so ist

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

die Intensität des reflectirten Lichtes, wenn diejenige des einfallenden Lichtes = 1 ist,

$$\mathfrak{p} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

und die des durchgelassenen Lichtes

$$\mathfrak{q} = 1 - \mathfrak{p} = \frac{4n}{(n+1)^2}.$$

Durchsetzt das Licht eine planparallele Platte vom Brechungsindex $\mathfrak{n}$, dann ist die Intensität nach dem Austritt

$$\mathfrak{r} = \frac{2\mathfrak{n}}{\mathfrak{n}^2+1}.$$

Wenn wir nun das Wasser als diese planparallele Platte auffassen, so erhalten wir für die Intensität des durch den Trog hindurchgelassenen Lichtes die Reihe

$$\mathfrak{r}\mathfrak{q}^2(1+\mathfrak{r}^2\mathfrak{p}^2+\mathfrak{r}^4\mathfrak{p}^4+\ldots),$$

welche summirt

$$\frac{\mathfrak{r}\mathfrak{q}^2}{1-\mathfrak{r}^2\mathfrak{p}^2}$$

gibt. Setzen wir $n = 1 \cdot 59$ und $\mathfrak{n} = \frac{1 \cdot 33}{1 \cdot 59} = 0 \cdot 836$, so erhalten wir für diese Summe den Werth

$$0 \cdot 8866,$$

oder es verhält sich das einfallende Licht zu dem durchgelassenen wie $1 : 0 \cdot 8866$ oder wie $1 \cdot 128 : 1$.

Ausser der Schwächung durch die Reflexionen ist noch, weil durch die Brechung in der Cuvette der Ausgangspunkt der Strahlen näher gerückt wird, die optische Weglänge zu berücksichtigen. Das Licht durchläuft von der Flamme bis zur Cuvette einen Weg von 61 *mm*, durchsetzt hierauf eine 3 *mm* starke Glasplatte, dann eine Wasserschichte von 174·0 *mm* Tiefe, hierauf wieder eine 3 *mm* starke Glasplatte und zum Schluss eine Luftstrecke von 6 *mm*. Es beträgt also die optische Weglänge, bezogen auf Luft,

$$\rho' = 61 + \frac{3}{1 \cdot 59} + \frac{174 \cdot 0}{1 \cdot 33} + \frac{3}{1 \cdot 59} + 6 = 201 \cdot 6 \; mm.$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Würde das Licht keinen Verlust durch Reflexion erfahren, dann würde in jeder Secunde auf die berusste Fläche ω der Thermosäule die Lichtmenge $k\frac{\omega}{\rho'^2}$ fallen, wegen der mehrfachen Reflexionen aber gelangt bloss die Menge

$$0\cdot 8866\, k\,.\,\frac{\omega}{\rho'^2}$$

zur Thermosäule und erzeugt dort einen ihr proportionalen Strom.

Was die Ausschläge betrifft, so wurden dieselben genau so wie früher bestimmt; es wurde immer der Bogen zwischen dem ersten und zweiten Umkehrpunkt notirt, und zwar zunächst jener Bogen, welcher der Strahlung der Cuvette allein entspricht, hierauf der der Strahlung der Cuvette + der Lichtstrahlung entsprechende Bogen und schliesslich wieder der Bogen, welcher durch die Strahlung der Cuvette allein hervorgebracht wird. Aus dem ersten und dritten Bogen wurde das Mittel genommen und dieses von dem zweiten Bogen abgezogen; die Differenz ist jener Bogen, welcher der Lichtstrahlung allein entspricht.

Aus dem zuletzt genannten Bogen wurde nach der Formel 13) jener Ausschlag berechnet, welchen der den leuchtenden Strahlen entsprechende Strom geben würde, wenn die Nadel nach vollbrachten Schwingungen zur Ruhe gekommen wäre, und dann dieser Ausschlag noch auf die Tangente corrigirt. Nennen wir diesen corrigirten Ausschlag p_2 und das logarithmische Decrement und die Schwingungsdauer beziehungsweise Λ' und τ_1', so haben wir die Gleichnng

$$0\cdot 8866\, k\,\frac{\omega}{\rho'^2} = C\,.\,\frac{\pi^2+\Lambda'^2}{\sqrt{\tau_1'^3\Lambda'}}\,.\,p_2$$

oder

$$k = C.1\cdot 128\,.\,\frac{\rho'^2}{\omega}\cdot\frac{\pi^2+\Lambda'^2}{\sqrt{\tau_1'^3\Lambda'}}\,.\,p_2. \qquad \ldots 16)$$

Hier hat, wie gesagt, ρ' den Werth $201\cdot 6\,mm$ und ω den Werth $182\cdot 2\,mm^2$.

Nicht unerwähnt darf eine Vorsichtsmassregel bleiben. Wegen der grossen Wassermenge macht die Cuvette viel langsamere Temperaturschwankungen durch als die Luft des Zimmers. Da nun immer kurz vor Mittag zur Zeit des Maximums der

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Zimmertemperatur beobachtet wurde, die Temperatur des Wassers aber, welches sich in der Nacht bedeutend abgekühlt hatte, viel langsamer gestiegen war, so bestand immer zur Zeit des Maximums der Zimmertemperatur eine grössere Temperaturdifferenz zwischen der Luft und dem Wasser. Um nun diese Differenz zu beseitigen, habe ich jedesmal sowohl den Gang der Lufttemperatur, als auch den der Wassertemperatur mit feineren Thermometern verfolgt und dann vor der Beobachtung zu dem Wasser der Cuvette, entsprechend der Temperaturdifferenz, so viel siedendes Wasser zugegossen, dass die Temperaturdifferenz verschwand.

Indem ich in der so beschriebenen Weise geradeso wie früher 20 Versuche anstellte, erhielt ich für k den Wert

$$k = C.(638 \cdot 6 \pm 7 \cdot 4). \qquad \ldots E)$$

Fassen wir diese Gleichung mit der Gleichung D) zusammen so erhalten wir

$$k = \frac{K}{41 \cdot 1} \qquad \ldots F)$$

und mit Hilfe von C)

$$k = 0 \cdot 00361 \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}. \qquad \ldots H)$$

Diese Grösse k bedeutet, wie ich in der früheren Arbeit („Berechnung des mechanischen Lichtäquivalentes etc.) gezeigt habe, jene Lichtmenge, welche eine unendlich kleine, mit der Flammenmitte in derselben Horizontalen liegende Fläche, deren Normale durch die Flammenmitte hindurchgeht, für die Einheit ihres auf die Flammenmitte bezogenen Körperwinkels empfängt.

Die Grösse k ist, wie eine kleine Rechnung gibt, auch äquivalent der Arbeit

$$\frac{1 \text{ Grammgewicht} \times 154 \cdot 5 \; cm}{1 \text{ Secunde}}$$

oder, in absoluten Arbeitseinheiten, äquivalent

$$\frac{151500 \; (cm^2, g, \text{sec}^{-2})}{1 \text{ Secunde}}$$

oder äquivalent der elektrischen Arbeit

$$(0 \cdot 1226 \text{ Am.})^2 \times 1 \text{ Ohm.}$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Ich will diesem Resultate, ebenso wie in der erwähnten Arbeit, die folgende praktische und anschauliche Form geben:

Steht der Flamme der Amylacetatlampe eine Fläche von einem Quadratcentimeter Inhalt in der Entfernung von einem Meter so gegenüber, dass die Normale der Fläche horizontal ist und durch die Flammenmitte hindurchgeht, so fällt auf diese Fläche in jeder Secunde eine Lichtmenge, deren Energie äquivalent ist einer Wärmemenge von

$$361 \times 10^{-9} \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}$$

oder einer mechanischen Arbeit

$$= \frac{1\, mg \times 15 \cdot 45\, cm}{1 \text{ Secunde}}$$

$$= \frac{15 \cdot 15\, (cm^2, g, \text{sec}^{-2})}{1 \text{ Secunde}}$$

oder einer elektrischen Arbeit

$$= (1 \cdot 226 \text{ Milliampère})^2 \times 1 \text{ Ohm.}$$

Liegt in dieser Fläche die Pupille eines Auges und hat diese eine Weite von 3 *mm*, so fällt in dasselbe in jeder Secunde eine Lichtmenge, welche bei Vernachlässigung der Reflexion am Auge der Arbeit

$$\frac{1 \cdot 07\, (cm^2, g, \text{sec}^{-2})}{1 \text{ Secunde}}$$

oder rund

$$\frac{1\, (cm^2, g, \text{sec}^{-2})}{1 \text{ Secunde}}$$

äquivalent ist. Diese Lichtmenge wäre erst in einer Zeit von

1 Jahr und 89 Tagen

im Stande, 1 *g* Wasser um 1° C. zu erwärmen.

VII.

Mit Hilfe des soeben gewonnenen Werthes von *k* kann man nun sehr einfach auf photometrischem Wege die Energie einer jeden anderen Lichteinheit bestimmen. Ich habe denn auch,

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

theils um ein Beispiel hiefür zu geben, theils des allgemeinen Interesses halber, in der angegebenen Weise die Lichtenergie der deutschen Normalkerze (Paraffinkerze von 20 *mm* Durchmesser) gemessen.

Um bei diesen Messungen die Flammenhöhe genau bestimmen zu können, verwendete ich zwei Fernrohre, welche auf die Flammen eingestellt wurden. Die beiden Flammen und die Objective der Fernrohre bildeten die Ecken eines Rechteckes, in dem die Verbindungsgerade der beiden Flammen doppelt so gross war als die kürzere Seite. In der Mitte der durch die Objective begrenzten Geraden befand sich ein gläserner Millimetermassstab, von dem zwei Spiegel, welche die beiden Objective zur Hälfte bedeckten, die Spiegelbilder auf die Flammen warfen und mit denselben zur Coincidenz brachten.

Während nun die Flamme der Amylacetatlampe bei Ausschluss von Luftströmungen eine constante Höhe bewahrt, unterliegt dieselbe bei der Normalkerze bald grösseren, bald kleineren Schwankungen. Diese Schwankungen sind erst dann sehr gering, wenn der Docht sich so gekrümmt hat, dass an seinem Ende die sogenannte „Rose" auftritt. Diesem Zustande strebt der Docht immer zu. Da sich bei diesem Zustande nicht nur die Höhe, sondern auch die Leuchtkraft der Flamme weniger ändert, so habe ich denselben stets für die photometrischen Messungen abgewartet.

Ich stellte drei Versuchsreihen an und erhielt für die Normalkerze bei einer mittleren Flammenhöhe von 50·3 *mm* eine Leuchtkraft von

$$1 \cdot 24 \text{ Lichteinheiten.}$$

Bezeichnen wir also den Werth k für die deutsche Normalkerze mit k', so ist

$$k' \text{ äquivalent } 0 \cdot 00447 \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}$$

oder

$$\frac{1\,g \times 192\,cm}{1 \text{ Secunde}}$$

oder

$$\frac{187900\,(cm^2, g, \text{sec}^{-2})}{1 \text{ Secunde}}$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

oder

$$(0 \cdot 1365 \text{ Am.})^2 \times 1 \text{ Ohm.}$$

VIII.

Zum Schlusse sei es mir noch gestattet, die gewonnenen Resultate mit jenen Resultaten zu vergleichen, welche Herr S. P. Langley für die Energie der Sonnenstrahlung erhalten hat.

Herr Langley fand, dass 1 cm^2 der Erdoberfläche bei senkrechter Incidenz der Sonnenstrahlen in einer Minute $2 \cdot 84$ Grammcalorien erhielte, wenn die Atmosphäre durchaus keine absorbirende Wirkung hätte, und ferner, dass das sichtbare Spectrum von A bis H_2 (inclusive) ungefähr 35% von der gesammten Energie beträgt. Wenn wir diese Zahlen für die Dauer einer Secunde umformen, so erhalten wir für die gesammte Strahlung den Werth

$$0 \cdot 04733 \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}$$

und für das Licht den Werth

$$0 \cdot 0166 \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}.$$

Diesem letzteren Werthe wollen wir nun die für unsere Lichteinheit gefundenen Werthe gegenüberstellen. Die Lichteinheit sendet, wie wir gesehen haben, durch eine Fläche von 1 cm^2 Inhalt, welche ihr in der Entfernung von 1 m so gegenübersteht, dass die Normale der Fläche horizontal ist und durch die Flammenmitte hindurchgeht, in jeder Secunde eine Lichtmenge, deren Energie einer Wärmemenge von

$$361 \times 10^{-9} \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}$$

äquivalent ist. Geben wir nun dem Quadratcentimeter eine Entfernung, gleich der mittleren Entfernung der Erde von der Sonne, d. i. 149,000.000 km oder 149×10^9 m, so sinkt die Energie auf den Betrag

$$\frac{361 \times 10^{-9}}{149^2 \times 10^{18}} = 1 \cdot 63 \times 10^{-29} \frac{g \text{ cal}}{\text{sec}}.$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Das Verhältniss der Energie des Sonnenlichtes zu dieser Energie beträgt also

$$\frac{0 \cdot 0166}{1 \cdot 63 \times 10^{-29}} = 102 \times 10^{25}$$

oder, das Sonnenlicht kann durch

$$102 \times 10^{25} \text{ Lichteinheiten,}$$

sage 1020 Quatrillionen Lichteinheiten ersetzt werden.[1]

Wir wollen noch einen Schritt weiter gehen. Nach Zöllner ist die Leuchtkraft der Sonne

$$558 \times 10^{8} \text{ mal}$$

so gross als die Leuchtkraft eines mittleren Sternes erster Grösse. Die letztere Leuchtkraft ist wiederum 100-mal grösser als die eines Sternes sechster Grösse, den man mit blossem Auge eben noch sehen kann. Ein Stern sechster Grösse hat also dieselbe Helligkeit wie

$$\frac{102 \times 10^{25}}{558 \times 10^{10}} = 18 \times 10^{13} \text{ Lichteinheiten,}$$

sage 180 Billionen Lichteinheiten bei einer Entfernung von 149,000.000 *km*. Oder anders ausgedrückt: Ein Stern sechster Grösse hat dieselbe Helligkeit wie unsere Lichteinheit in einer Entfernung von 11 *km* oder wie eine deutsche Normalkerze in einer Entfernung von 12 *km*.

Dieses letztere Resultat wird man freilich in Wirklichkeit nie verificiren können, denn wollte man es verificiren, so müsste man dazu die Nacht benützen, also eine Zeit, wo der Dunstgehalt der Atmosphäre gerade am grössten ist. Wie sehr aber dieser Dunstgehalt das Licht einer Lichtquelle schwächen kann, sieht man unmittelbar an der auf- und untergehenden Sonne.

---

[1] In deutschen Normalkerzen ausgedrückt, würden wir die Zahl 82×10^{25} erhalten.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1889

Band/Volume: 98_2a

Autor(en)/Author(s): Tumlirz Otto

Artikel/Article: Das mechanische Äquivalent des Lichtes 826-851