

Über die Strahlung der Natriumflamme.

Von **Hermann Zahn.**

In dieser Zeitschrift ¹⁾ habe ich über Energiemessungen berichtet, wobei die von verdünnten Natriumflammen im Gebiete der D-Linien ausgesandte Energie verglichen wurde mit derjenigen einer von einer Glühlampe beleuchteten Mattscheibe, die auf den schwarzen Körper geeicht war. Wegen der großen Lichtverluste im verwendeten Photometer war ich gezwungen, mit verhältnismäßig weitem Spalt zu arbeiten, so daß der von der Mattscheibe gelieferte Spektralbereich sich von 585—593 $\mu\mu$ erstreckte, also einen vielfach größeren Bezirk umfaßte, als die Wellenlängen einnehmen, die in der Strahlung der beiden D-Linien zur Geltung kommen. Daß trotzdem die Energiewerte, die auf diese Weise für die Strahlung der Natriumflammen ermittelt wurden, mit einer für den Zweck der Arbeit genügenden Genauigkeit bestimmt sind, wird, wie ich glaube, aus der nachfolgenden kleinen Betrachtung ersichtlich werden, die von der Annahme einer reinen Temperaturstrahlung in derartig gefärbten Flammen ausgeht. Umgekehrt könnte die dabei sich ergebende Übereinstimmung der Resultate als eine indirekte Bestätigung für das Vorhandensein einer Temperaturstrahlung aufgefaßt werden.

Aus verschiedenen Untersuchungen ²⁾ geht hervor, daß derartige Flammen innerhalb des emittierten Wellenlängenbezirks sich jedenfalls nahe wie reine Temperaturstrahler verhalten und daher bei genügender Schichtdicke als schwarze Körper angesehen werden können. Wenn nun eine Spektrallinie einen schmalen, scharf begrenzten Wellenlängenbezirk $\Delta \lambda$ umfassen würde, so wäre die Energie, die von der Oberflächeneinheit einer genügend dicken Flamme ausgesandt wird, nach dem Wien-Planckschen Strahlungs-

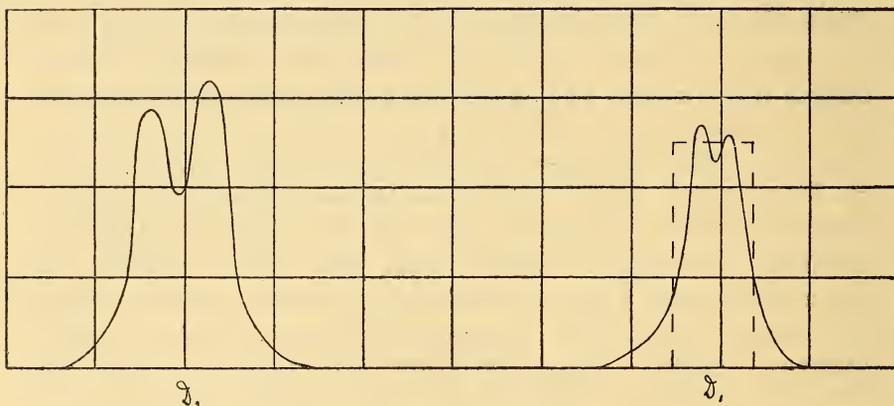
¹⁾ Band XV, Heft 2, p. 328—359, 1913.

²⁾ Vergl. die frühere Abhandlung, p. 331.

gesetz zu berechnen. Statt $S = 2 \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d \lambda$ (1) könnte, da die Energiekurve in dem engen Bezirk als geradlinig aufzufassen wäre, der vereinfachte Ausdruck $S = 2 \pi E_\lambda \Delta \lambda$ gesetzt werden, wo jetzt E_λ die Ordinate der Linienmitte bedeutet.

Indessen sind Spektrallinien in den meisten Fällen unscharf begrenzt. Auch ist die Intensitätsverteilung innerhalb einer Linie, wie seit langem bekannt, durchaus keine gleichmäßige; sie wird außerdem durch die Erscheinung der teilweisen Selbstumkehr noch mehr kompliziert.

In der nachstehenden Figur, die den Annalen der Physik entnommen wurde, ist die Intensitätsverteilung dargestellt, wie sie Herr Brotherus²⁾ auf photographisch-photometrischem Wege für die beiden D-Linien aufgenommen hat.



Als Abszisseneinheiten sind Ångström-Einheiten gewählt; die in willkürlichen Ordinatenheiten aufgetragenen Intensitäten sind gegenüber dem Original verdoppelt. Von den vier Aufnahmen von

1) Hier sei auf ein Versehen hingewiesen, das sich in meiner früheren Abhandlung eingeschlichen hat. Auf Seite 350, Zeile 13 von unten ist der Zahlenwert des Integrals $2,4692 \cdot 10^7$ noch mit $c^2 h$ zu multiplizieren. In den weiteren Rechnungen ist dies ausgeführt, und somit bleiben der Wert für S und die darauf basierenden Angaben von diesem Versehen unberührt.

2) Hj. V. Brotherus, Ann. d. Phys. 38, p. 397, 1912; vergl. hierzu besonders Tafel IA.

Brotherus ist diejenige ausgewählt¹⁾, die sich auf die verdünnteste seiner Natriumflammen bezieht, da sie die einfachsten Verhältnisse darbietet. Bei den konzentrierteren Flammen verbreitern sich die unteren Teile des die Linie darstellenden Flächenstücks beträchtlich, ebenso nehmen die durch Selbstumkehr bewirkten Einsattelungen an Tiefe zu.

Wie Herr Brotherus gezeigt hat, ist diese Intensitätsverteilung, unter Annahme einer inhomogenen Lichtquelle, allerdings sehr mühsam zu berechnen. Da es sich für das Folgende im wesentlichen darum handelt, die Größenordnung der in einer Linie ausgesandten Intensität zu erhalten, so habe ich für D_1 das die Gesamthelligkeit darstellende Flächenstück durch das gleichgroße gestrichelte Rechteck ersetzt, d. h. die wahre Linie D_1 durch eine idealisierte Linie ersetzt, deren Breite = $0,88 \text{ \AA E}$ beträgt.

Es ist diese Breite wesentlich größer²⁾, als man sie sonst in den Literaturangaben findet. Die älteren Angaben von Michelson sind wohl nicht zu verwerten, da er jede der D-Linien als vierfach ansieht, was durch die neueren Untersuchungen von Fabry und Perrot, Gehrcke und von Baeyer widerlegt sein dürfte. Messungen von Bates³⁾ geben Werte, die zwischen $0,008$ und $0,6 \text{ \AA E}$ liegen; die ersteren beziehen sich auf Linien, die aus den äußersten, d. h. kältesten Flammenpartien herrühren, die höheren Werte rühren von den heißen Partien her. Natürlich spielt auch die Dampfdichte hier eine große Rolle, die aber nur qualitativ untersucht ist. Da ferner die Verbreiterung der Linien nach dem Dopplerschen Prinzip mit der Flammentemperatur infolge der erhöhten Molekulargeschwindigkeit zunehmen muß, so dürften die Versuche von Bates, wo die Flamme durch den eingeführten Salzstab gekühlt wurde, nur einen beschränkten Wert besitzen.

Übrigens dürfen vielleicht die kleineren Werte, die früher erhalten wurden, darauf zurückzuführen sein, daß sie okular, nicht, wie bei neueren Messungen, photometrisch bestimmt wurden, ein Umstand, auf den Herr Iwanow⁴⁾ hingewiesen hat.

Berechnet man nun für eine Linie D_1 von der Breite $\Delta \lambda = 0,88 \text{ \AA E}$ die von einer hinreichend dicken homogenen Flamme pro

1) l. c. Tafel I, A IV.

2) Bei den Aufnahmen, die mit konzentrierteren Flammen angestellt sind, fällt die „Breite“ noch beträchtlich größer aus.

3) Fr. Bates, Phys. Rev. 22, p. 363, 1906.

4) K. Iwanow, Phys. Zeitschr. 13, p. 1122, 1912.

Flächeneinheit ausgesandte Energie

$$S = 2 \pi \frac{c^2 h}{\lambda^5} e^{-\frac{c h}{k \lambda T}} \Delta \lambda \text{ erg/cm}^2 \text{ sec,}$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit, h und k die Konstanten des Wien-Planckschen Gesetzes bedeuten, für verschieden angenommene Temperaturen T der Bunsenflamme, so ergibt sich folgende Tabelle:

T	1500	1600	1700	1800	1900	2000	2100
SD_1	31	88	219	490	1010	1940	3500
SD_2+D_1	74	208	516	1160	2390	4580	8250

Die Strahlung für die beiden D-Linien zusammen SD_1+D_2 ist erhalten, indem $SD_2 : SD_1 = 1,36$ gesetzt ist¹⁾.

Will man hiermit den sekundlich ausgestrahlten Energiewert vergleichen, den ich in meiner früheren Abhandlung²⁾ für die $1/384$ normal Na-Flamme berechnet habe, so ist zweierlei in Betracht zu ziehen. Wie aus Tabelle I³⁾ hervorgeht, ist diese Flamme, deren sichtbare Dicke an der Beobachtungsstelle mit 1,4 cm angesetzt ist, noch außerordentlich durchlässig für ihr eigenes Licht und kann daher nicht als schwarz angesehen werden. Unter Annahme völliger Homogenität, was sicher nicht zutrifft, würde sich ihr Absorptionsvermögen zu 0,1 berechnen.

Stellt man nun die Überlegung⁴⁾ von Kurlbaum und Schulze an, welche den schwarzen Körper durch Hintereinanderschalten genügend vieler Schichten realisierten, so erhält man die Emission ε für die Schichtdicke 1 bei gegebenem Absorptionsvermögen α aus $\varepsilon = \alpha e$, wo e die Emission des schwarzen Körpers ist. Entsprechend wäre für eine nicht schwarze Flamme von der Dicke 1 cm $S = \alpha SD_1+D_2$, wo SD_1+D_2 für eine sehr dicke Flamme für die Temperaturen von 1500—2100 berechnet ist. Für die $1/384$ normal Na-Flamme hatte ich gefunden $S = 112,5 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ bei einer Schichtdicke von 1,4 cm; demnach würde die Temperatur der Bunsenflamme in der Nähe von 1800° liegen.

Indessen ist noch ein anderer Umstand zu bedenken. Bei der verdünntesten Flamme, die Herr Brotherus benutzt hatte, wurden der Flamme pro Sekunde etwa $1 \cdot 10^{-5} \text{ g Na}$ zugeführt, der von mir verwendeten Flamme nur etwa $1 \cdot 10^{-6} \text{ g}$. Auch wenn

1) Brotherus, l. c. p. 416.

2) l. c. p. 350.

3) l. c. p. 346.

4) F. Kurlbaum u. G. Schulze, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, p. 239, 1906.

man von einer wahrscheinlich vorhanden gewesenen Temperaturverschiedenheit der beiden Flammen absieht, muß man doch annehmen, daß bei meiner Flamme $\Delta \lambda$ einen anderen, vermutlich kleineren Wert besaß als bei Brotherus. Aus dessen Intensitätskurven geht hervor, daß die „Linienbreite“ angenähert der Wurzel aus der Natriummenge proportional ist. Dann würden die Werte für SD_1+D_2 in der Tabelle etwa dreimal kleiner ausfallen und die Flammentemperatur sich etwas größer als 1900 ergeben. Es ist jedoch sehr zweifelhaft, ob die Linienbreite mit abnehmender Konzentration ebenfalls ständig abnimmt. Statt zu extrapolieren, ist es vielleicht vorteilhafter, eine konzentriertere Flamme aus meiner Tabelle I zum Vergleich beizuziehen, etwa $1/48$ normal, die mit achtmal größerem Salzgehalt den Verhältnissen von Brotherus besser entsprechen dürfte. Für diese ergibt sich das Absorptionsvermögen zu 0,32. Geht man einerseits hiermit in die Tabelle für SD_1+D_2 ein und berechnet andererseits S direkt für diese Flamme, wie es auf p. 350 für die $1/384$ geschehen ist, so erhält man ebenfalls wieder eine Flammentemperatur, die am nächsten bei 1800° liegt. Eine genauere Mitteilung der Zahlen erscheint zwecklos, schon in Anbetracht des Umstandes, daß eigentlich die Annahme einer homogenen Flamme ungerechtfertigt ist. Doch dürfte die wahre Flammentemperatur zwischen 1700 und 2000° eingeschlossen sein, was mit den gewöhnlich angegebenen Werten in befriedigender Übereinstimmung steht.

Es folgt also aus diesen Betrachtungen, daß die auf photometrischen Vergleichen beruhenden absoluten Energiemessungen meiner Abhandlung jedenfalls der Größenordnung nach richtig sind, trotz der beträchtlichen Größenunterschiede der verglichenen Wellenlängenbezirke. Bei der Unsicherheit, mit der die „Linienbreite“ behaftet ist, darf auf die sich ergebenden Zahlenwerte der Temperatur der Flamme kein besonderes Gewicht gelegt werden. Sie wären höher zu bewerten, wenn sie sich in gleicher Größe auch aus den Messungen für Li-Flammen, die nur in viel höheren Konzentrationen untersucht werden konnten, ergeben hätten. Leider fehlen für diese Berechnungen die erforderlichen Unterlagen, da die Intensitätsverteilung in der Lithiumlinie bisher noch nicht untersucht ist.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1913.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Schriften des Naturwissenschaftlichen Vereins für Schleswig-Holstein](#)

Jahr/Year: 1914

Band/Volume: [16](#)

Autor(en)/Author(s): Zahn Hermann

Artikel/Article: [Über die Strahlung der Natriumflamme. 65-169](#)