2. *Ueber das Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers; von F. Paschen.*

(Hierzu Taf. IX.)

Nach dem Ergebnis meiner früheren Versuche über die Spectren fester Körper[1]), dass das Spectralgesetz des Hrn. W. Wien[2]) wohl gültig sein könnte, verbesserte ich alle meine experimentellen Hülfsmittel und begann neue Versuche zur Prüfung dieses Gesetzes unter möglichster Vermeidung der Unvollkommenheiten, welche meinen in den Jahren 1892 bis 1894 angestellten Versuchen natürlicherweise anhafteten. Die bereits veröffentlichten Versuche über die Strahlung von Hohlräumen und ähnlichen Anordnungen, welche die Strahlung eines schwarzen Körpers aussenden, ergaben folgende Resultate:

Hr. Wanner und ich[3]) untersuchten mit dem Spectralphotometer isochromatische Linien sichtbarer Wellenlängen und fanden hier die völlige Gültigkeit des Wien'schen Gesetzes. Hr. Wanner[4]) hat diese Messungen noch weiter verfolgt und gefunden, dass dies Gesetz im sichtbaren Spectralgebiete bis zur Temperatur des Kraters der Bogenlampe (circa 4000°) nahe gültig sein müsse.

Inzwischen hatte ich Versuche gemacht über die Energiespectren[5]) bei niederen Temperaturen (100° C. bis 450° C.) und fand auch hier Wien's Gesetz innerhalb der möglichen Fehler gültig.

---

1) F. Paschen, Nachrichten Ges. d. Wissensch. Göttingen 1895. p. 294—305; Astrophysikal. Journ. 2. p. 202. 1895; Wied. Ann. 58. p. 455. 1896; 60. p. 662. 1897.

2) W. Wien, Wied. Ann. 58. p. 662. 1896.

3) F. Paschen u. H. Wanner, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 5. 1899.

4) H. Wanner, Ann. d. Phys. 2. p. 141. 1900.

5) F. Paschen, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 405. 1899.

Auch für höhere Temperaturen und kleinere Wellenlängan des ultraroten Gebietes hatte ich schon vorher die sehr genaue Gültigkeit von Wien's Gesetz erkannt. Bei höheren Temperaturen und längeren Wellenlängen dagegen stellten sich grössere Abweichungen ein, deren Grund ich in irgend einer Fehlerquelle suchen zu müssen glaubte. Nach vielen Versuchen gelang es mir, Hohlräume anzufertigen, deren Strahlung bei langen Wellen und hohen Temperaturen nur mehr geringe Abweichungen von Wien's Gesetz ergaben[1]), sodass ich glaubte, das Gesetz müsse gelten, und wenn man es nicht fände, läge es an der unvollkommenen Realisirung der Strahlung. Noch andere Gründe bewogen mich zu dieser Annahme, von denen einer Anm. 3 angegeben ist.

Es ist der Zweck der vorliegenden Untersuchung, dies durch neue Versuche zu widerlegen und damit einen Teil meiner früheren Veröffentlichung über höhere Temperaturen richtig zu stellen.

In letzter Zeit haben die Herren Lummer und Pringsheim denselben Gegenstand bearbeitet[2]) und in allen ihren Veröffentlichungen betont, dass sie Wien's Gesetz besonders bei hohen Temperaturen und grossen Wellenlängen nicht gültig finden könnten.[3]) Ich glaube, dass meine neuen Versuche geeignet

---

1) F. Paschen, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 959. 1899.

2) O. Lummer und E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **1.** p. 23 u. 215. 1899; **2.** p. 163. 1900.

3) Die Versuche der Herren Lummer und Pringsheim ergaben für keinen Bereich der Temperaturen und Wellenlängen einen völligen Anschluss an Wien's Gesetz, sondern liessen sich durch eine von Hrn. Thiessen angegebene Formel (Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 2. p. 37. 1900) darstellen, welche für kleine Werte von λT einen so erheblich anderen Verlauf hat als Wien's Formel, dass ich infolge dieses Widerspruches mit meinen Beobachtungen auch die Ueberzeugung von der Richtigkeit ihrer Resultate bei grossen Werten von λT nicht gewann, obwohl dieselben mit den von mir schon im Anfange gefundenen Abweichungen von Wien's Gesetz qualitativ in Uebereinstimmung waren und obwohl für das Gebiet der langen Wellen die Anordnung von Lummer und Pringsheim vor der meinigen den Vorteil der Beseitigung der Wasserdampf-Absorptionen hatte. Dass die Herren Lummer und Pringsheim Wien's Gesetz nirgends genau gültig fanden, rührt zum Teil daher, weil sie nicht so tiefe Temperaturen und so

sind, den von ihnen für dieses Gebiet behaupteten Verlauf der Function zu bestätigen. Ebenso sind sie nicht im Widerspruche mit den Versuchen des Hrn. Beckmann[1]), welche nach der Discussion des Hrn. H. Rubens[2]) die Ungültigkeit des Wien'schen Gesetzes für das Gebiet der von Hrn. Rubens entdeckten Reststrahlen des Fluorits beweisen. Diese Versuche sind in neuester Zeit durch die Herren Rubens und F. Kurlbaum[3]) bestätigt und auf höhere Temperaturen und die noch langwelligeren Reststrahlen des Steinsalzes ausgedehnt. Nach dieser bewundernswerten Arbeit kann kein Zweifel mehr sein, dass Wien's Gesetz hier ganz ungültig ist, und dass hier ein von Lord Rayleigh[4]) für lange Wellen aufgestelltes Gesetz viel eher gültig ist, welches sich vom Wien'schen Gesetze ganz erheblich unterscheidet und welches nach meinen Versuchen für kleinere Werte von λT nicht gültig sein kann.

Gilt demnach in einem grossen Gebiete kleinerer Werte von λT Wien's Gesetz mit grosser Annäherung, wie von Wanner und mir gefunden ist, treten bei grösseren Werten von λT Abweichungen von diesem Gesetze auf, wie von den Herren Lummer und Pringsheim und Beckmann-Rubens zuerst betont ist, ungefähr entsprechend der Thiessen'schen Formel, gilt ferner bei grossen Werten von λT ein Gesetz, wie dasjenige von Lord Rayleigh, wie von Rubens und Kurlbaum gefunden, so scheint es, als ob ein Strahlungs-

---

kleine Wellenlängen oder genauer so grosse Werte der Grösse $1/\lambda T$ in den Bereich ihrer Untersuchung zogen wie ich, sodass sie nicht das nach der $1/\lambda T$-Scala grosse Gebiet übersehen konnten, in welchem ich Wien's Gesetz gültig fand. (Betreffs der Abweichungen, welche Lummer und Pringsheim auch bei kleineren Werten von λT haben, verweise ich auf p. 297 Anm. 1.) Das Gebiet der Ungültigkeit von Wien's Gesetz erscheint auf dieser Scale klein gegenüber dem Gültigkeitsbereiche, wie aus dem Folgenden hervorgeht, sodass ich auch hierdurch bewogen wurde, die Abweichungen, welche ich hier erhielt, so lange als fehlerhaft anzusehen, bis ich zwingende Gründe fand, an ihre Richtigkeit zu glauben.

1) H. Beckmann, Tübinger Dissertation 1898.

2) H. Rubens, Wied. Ann. **69.** p. 579. 1899.

3) H. Rubens und F. Kurlbaum, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 25. Oct. 1900.

4) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **49.** p. 39. 1900. Lord Rayleigh vermutet die Gültigkeit dieses Gesetzes besonders für lange Wellen, obwohl nach meinen Versuchen für kleine Wellen Wien's Gesetz erfüllt sei.

gesetz die Wahrheit darstellt, welches Hr. M. Planck[1]) in neuester Zeit entdeckt hat, denn dieses beschreibt thatsächlich einen solchen Verlauf.

Dass dieses Gesetz in dem ganzen Gebiete meiner Messungen, sowie der photometrischen Versuche von Wanner und mir und Wanner allein innerhalb der Fehler gilt, möchte ich vor allem im Folgenden zeigen.

Man kann die allgemeinen Beziehungen als gültig ansehen, welche Hr. W. Wien[2]) einwandfrei unter der Voraussetzung des Stefan'schen Gesetzes abgeleitet hat. Wenn solche Punkte verschiedener Energiecurven als einander entsprechend bezeichnet werden, für welche λT denselben Wert hat, so hat auch JT^{-5} für entsprechende Punkte denselben Wert, der aber zugleich mit dem Werte von $\lambda . T$ variirt, mit anderen Worten:

(1 a) $$JT^{-5} = f(\lambda T)$$

oder

(1 b) $$J\lambda^5 = F(\lambda T),$$

wo

$$(\lambda T)^5 f(\lambda T) = F(\lambda T)$$

ist. Die Function $f(\lambda T)$ muss erfahrungsgemäss für sehr kleine und sehr grosse Werte der Variabelen λT verschwinden, also mindestens ein Maximum haben. Dieses Maximum wird also bei allen Energiecurven bei ein und demselben Wert λT erreicht, oder:

(2) $$\lambda_m . T = C$$

und

(3) $$J_m T^{-5} = C'$$

und für jede Energiecurve nach (1 a)

(1 c) $$J/J_m = f(\lambda/\lambda_m).$$

Die Formeln (2), (3), (1 c) sind früher von mir stets benutzt. Die Form (1 a) rührt von Thiessen her. J ist die Intensität für die Wellenlänge λ und die Temperatur T. $f(\lambda T)$ und $F(\lambda T)$

---

1) M. Planck, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 2. p. 202. 1900.

2) W. Wien, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 6. p. 55. 1893.

sind unbekannte Functionen. Von diesen Relationen können die beiden (2) und (3) als durch alle Versuche bestätigt gelten, während diejenige (1 c), welche etwas anderes aussagt als (2) und (3), aber nach Wien ebenso gelten muss, wie (2) und (3), durch meine Versuche immer gültig gefunden ist und auch, wie mir scheint, mit den Resultaten der Herren Lummer und Pringsheim bei langen Wellen im Einklange sein wird, wenn sie auch von ihnen nicht besonders geprüft wurde. Danach würde der ganze Verlauf des Strahlungsgesetzes bekannt sein, wenn man noch die Function $f(\lambda T)$ oder $F(\lambda T)$ kennen würde. Hierzu aber würde, wie bereits Hr. Wien betont hat, die Beobachtung einer einzigen Energiecurve ($T =$ const. J als Function von λ beobachtet und als Function von λT dargestellt ergiebt bis auf einen Proportionalitätsfactor $f(\lambda T)$) oder einer einzigen isochromatischen Linie ($\lambda =$ const. J als Function von T beobachtet und als Function von $\lambda . T$ dargestellt ergiebt bis auf einen Proportionalitätsfactor $F(\lambda T)$) genügen.

Während meine früheren Versuche sich mit Energiecurven beschäftigten und die dem Wien'schen Gesetze entsprechende Form der Function $f(\lambda T)$ ergaben, habe ich es nun vorgezogen, die Form isochromatischer Linien zu beobachten, da diese Beobachtung mit grösserer Sicherheit die Form der Function $F(\lambda T)$ der Beziehung (1 b) ergiebt. Denn diese Messungen lassen sich so anordnen, dass alle die Fehler, welche bei der Beobachtung von Energiecurven zu befürchten sind, zum Verschwinden gebracht werden. Dahin gehören 1. die diffuse Strahlung, welche infolge der unvermeidlichen Mängel der optischen Theile des Spectralapparates entsteht (durch Trübungen des Prisma, blinde Stellen der Spiegel, Staubteilchen, Beugung an den Kanten der Blenden); 2. die selectiven Eigenschaften dieser Teile und des Bolometerstreifens; 3. die selective Absorption der von der Strahlung durchsetzten Luft- und Prismenschicht. Da es nur auf die Form[1]) einer isochro-

---

1) Die Bemerkung der Herren Lummer und Pringsheim in ihrer letzten Mitteilung l. c. p. 175: „Alle Methoden, welche das Verhältnis der absoluten Energien für die verschiedenen Wellenlängen nicht zu bestimmen erlauben, so z. B. die photometrische Methode von Paschen-Wanner, die von Beckmann angewandte Rubens-Nicol'sche Methode der Reststrahlen können für sich allein nicht zur Bestätigung bez.

matischen Linie ankommt, um $F(\lambda T)$ zu ermitteln, die Beziehung der isochromatischen Curven verschiedener λ zu einander

---

Aufstellung der Spectralgleichung dienen" ist nicht mehr zutreffend, sobald man Wien's allgemeine Betrachtungen über die Verschiebung der Wellenlängen als theoretisch und experimentell erwiesen annimmt. Dann führt z. B. die von Wanner und mir gefundene Form der Isochromaten sichtbarer Wellenlängen eindeutig und notwendig zur Gültigkeit der Wien'schen Spectralgleichung im sichtbaren Spectralgebiete innerhalb des untersuchten Temperaturgebietes und in anderen Gebieten für die gleichen Werte λT. Denn wir fanden, dass $\log J = 8 - c_2 \log e\, 1/\lambda T$ die Form der sichtbaren Isochromaten ist, wo $C_2 = 5 \times \lambda_m . T$ war. Dies giebt unter Berücksichtigung von (1b) Wien's Gleichung, da 8 eine Function von λ ist, welche durch (1b) bestimmt wird. Andererseits entsprach die Form der Beckmann'schen Isochromaten nicht dem Wien'schen Gesetz, da hier C_2 nicht gleich $5 \times \lambda_m . T$ war. Die weiteren Bemerkungen der Herren Lummer und Pringsheim zu diesen Arbeiten: „Das Bestreben der Herren Paschen und Wanner, den Wert von C so genau als nur irgend möglich zu bestimmen, war daher verfrüht, und die von ihnen angegebene Genauigkeit ist illusorisch" (p. 172, ähnlich wiederholt auch in Lummer's Referat Paris 1900) scheint mir etwas verfrüht. Denn selbst wenn sie eigene Versuche über das Gebiet kleiner Werte der Variabelen $\lambda . T$ gemacht hätten, welche nicht mit der Wien'schen Gleichung übereingestimmt hätten, so hatten doch unsere Versuche in diesem Gebiete einen sehr bemerkenswerten Anschluss an diese Gleichung ergeben, sodass die Möglichkeit doch wohl nicht ausgeschlossen gewesen wäre, dass unsere Versuche die richtigen sind, und dass die fragliche Gleichung in diesem Gebiete gilt. Nach den Resultaten unserer Arbeiten schien es uns nicht verfrüht, den Wert der Constanten genau zu bestimmen. (Wo man in einem Gebiete eine physikalische Constante findet, ist es wohl nie verfrüht, sie sehr genau zu bestimmen.) Ich halte auch jetzt diese Bestimmung und die Genauigkeit ihres Resultates noch nicht für illusorisch, da nach unseren Versuchen die Wien'sche Gleichung mit der von uns bestimmten Constanten innerhalb eines sehr grossen und gerade für die Optik sehr wichtigen Gebietes der Variabelen $\lambda . T$ die Strahlungserscheinungen so genau beschreibt, wie wir die Messungen machen konnten. Daraus, dass in einem gewissen Gebiete grösserer Werte von $\lambda . T$ Wien's Gesetz ungültig gefunden wird, kann nicht mit Sicherheit geschlossen werden, dass es dann auch in einem ganz anderen Gebiete dieser Variabelen ungültig sein müsse. Dieser Schluss leidet an demselben Fehler, wie derjenige, dass Wien's Gesetz auch für grosse Werte gelten müsse, wenn es für kleine genau gültig gefunden wird, welchen ich zu ziehen geneigt war. Das wahre Gesetz muss für das Gebiet unserer Versuche innerhalb der Fehler übereinstimmen mit Wien's Gesetz, für das Gebiet der von Lummer und Pringsheim zuerst behaupteten Abweichungen bei grösseren Wellen-

aber bereits durch Gesetz (1 b) gegeben ist, so kann man den Strahlengang durch Einschalten beliebig vieler optischer Teile so anordnen, dass die untersuchte Strahlung einem sehr engen und reinen Spectralbezirk angehört. Dies bezweckt die folgende Versuchsanordnung.

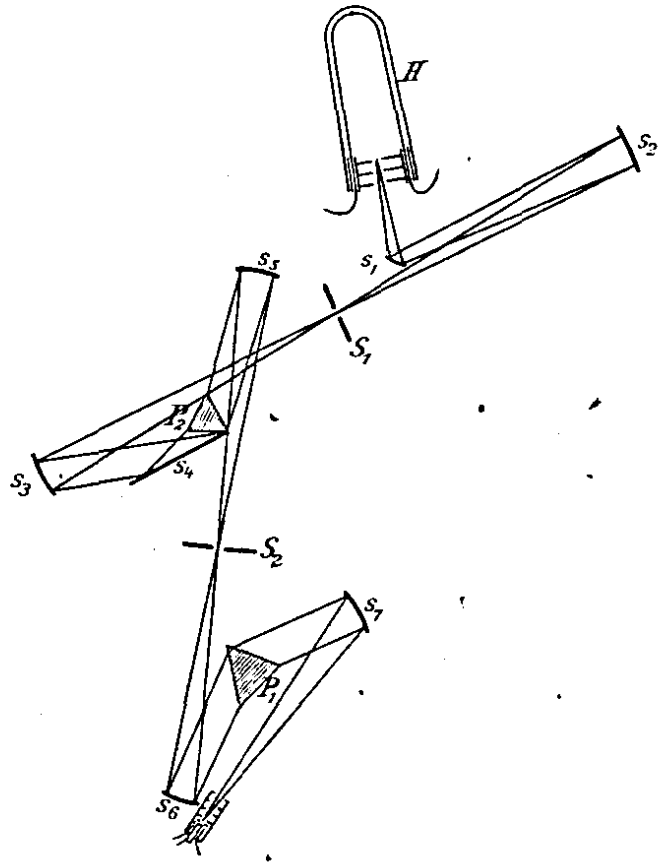
In einem ersten Spectralapparate wird das Spectrum der Strahlung erzeugt. Ein schmaler Bezirk dieses Spectrums tritt in einen zweiten Spectralapparat ein und wird in ihm bolometrisch untersucht. Bei engen Spalten beider Apparate ist die Reinheit des auf den Bolometerstreifen abgebildeten Spectralgebietes eine ziemlich grosse. Sie kann durch Verbreitern der Spalte und des Bolometerstreifens verschlechtert werden, um ein Urteil über die Fehler zu ermöglichen, welche aus der Unreinheit entspringen können, und welche die getroffene Anordnung nicht auf andere Weise zu eliminiren gestattet, wie bei meinen früheren Versuchen, bei denen auch die Energie benachbarter Spectralstellen beobachtet werden konnte, durch Hrn. Runge's Spaltbreitencorrection. Der Vorteil der neuen Anordnung liegt darin, dass etwa vorhandene diffuse Strahlung nicht gewünschter Wellenlängen in dem zweiten Apparate unschädlich wird, und dass in das Gehäuse des bestrahlten Bolometerstreifens nur die zu untersuchende Strahlung hineingelangt. Die Anordnung der Spectralapparate ist skizzirt auf nachstehender Figur. Die innerste Oeffnung des strahlenden Hohlraumes H wird mittels des Planspiegels s_1 und des Concavspiegels s_2 möglichst wenig astigmatisch abgebildet auf dem Spalte S_1 des ersten Spectralapparates. Dieser trägt einen hinter dem Prisma P_2 befindlichen und fest mit ihm verbundenen Planspiegel s_4 nach dem von Hrn. F. L. O. Wadsworth[1])

---

längen und zugleich Temperaturen aber ungefähr der Thiessen'schen Formel folgen. Ich habe mehrere Formeln gefunden, welche dieses leisten und dabei Wien's allgemeinen Forderungen genügen. Doch verdient das neue Gesetz des Hrn. Planck den Vorzug, weil es theoretisch verständlicher erscheint und exacter den Beobachtungen folgt. — Auch mit den meisten der Bemerkungen des Hrn. Lummer in einem Referat über die Strahlung des schwarzen Körpers (Paris 1900) über diese und frühere Arbeiten von mir bin ich nicht einverstanden. Auf einige bin ich p. 300 Anm. 1 eingegangen.

1) F. L. O. Wadsworth, Astron. and Astrophys. **13.** p. 835—849. 1894; Phil. Mag. (5) **38.** 337—351. 1894.

angegebenen Plane. Das Prisma mit dem Spiegel wird um die brechende Kante von P_2 gedreht, um eine beliebige Spectralgegend im Minimum der Ablenkung und scharf auf dem Spalte S_2 des zweiten Apparates abzubilden. Dieser hat die früher von mir beschriebene Einrichtung und enthält die gebräuchliche automatische Vorrichtung, um die Strahlen stets im Minimum der Ablenkung zu halten, wenn der Bolometerarm mit dem Spiegel s_7 gedreht wird. Die Concavspiegel haben



35 cm Brennweite. Das Flussspatprisma P_2 hat Kanten von 3 cm Länge und einen brechenden Winkel von 60°. Dasjenige P_1 ist das früher von mir benutzte.

Die Strahlung wird also siebenmal an silbernen Spiegeln reflectirt und zweimal in je einem Flussspatprisma gebrochen. Eine genaue Vergleichung der Energien verschiedener Spectralbezirke ist daher nicht mehr möglich.

Auch in der Anordnung der Strahlungskörper traf ich zwei Verbesserungen. Da erstens die Oeffnung des Hohlraumes abgebildet werden durfte, erhielt sie die Form eines Spaltes, nur ein wenig länger und breiter als der Spalt S_1, auf dem sie in natürlicher Grösse abgebildet wurde. Dadurch

erreicht man erstens, dass sicher nur Strahlung von dem Inneren des Hohlraumes zur Messung gelangt, zweitens, dass der Hohlraum durch eine kleinere Oeffnung und gleichmässigere Temperatur der theoretischen Forderung besser entspricht, als bei der Anordnung zur Messung von Energiecurven, bei welcher ich eine grössere Hohlraumöffnung unmittelbar vor den Spalt setzen zu müssen glaubte. Die zweite Verbesserung des Strahlungskörpers bestand darin, dass das eigentliche Strahlungsgefäss, ein dickwandiger Platintiegel, ein Kupfergefäss oder ein Porzellangefäss zunächst von einem abgeschlossenen Luftraum von 2—3 mm Dicke und dann erst von der heizenden Platinfolie umgeben war. Ich habe gefunden, dass die Temperaturungleichheiten der Wände durch diese beiden Verbesserungen für alle Temperaturen vollständig beseitigt werden. Im übrigen ist die Anordnung der benutzten Hohlräume wie in der Arbeit über höhere Temperaturen.[1])

Die Temperaturbestimmungen mit dem Thermoelemente gründen sich auf die neuen Versuche der Herren Holborn und Day.[2]) Die für mein Element gültige Correction, welche mir Hr. Holborn freundlicherweise zugesandt hat, bringt nur sehr geringe Aenderungen. Da diese Arbeit abgeschlossen war, bevor ich Kenntnis von der neuen Correction erhielt, hatte ich die Resultate nach der alten Temperaturscala berechnet und war zu dem gleichen Verlaufe der Function $F(\lambda T)$ des Gesetzes (1 b) gelangt, der im Folgenden beschrieben wird.

Zu den folgenden Messungen sind benutzt:

1. Ein Hohlraum, bestehend aus einem innen mit Eisenoxyd überzogenen Platintiegel. Hohlraum I.

2. Ein ähnlicher Hohlraum wie unter 1., dessen Volumen aber doppelt so gross war, und dessen Platinwände doppelte Dicke hatten. Hohlraum II.

3. Ein Porzellanhohlraum, kugelförmig, gebildet durch zwei ineinander geschachtelte Porzellanhohlkugeln, zwischen denen sich eine völlig abgeschlossene Luftschicht befand. Hohlraum III.

---

1) l. c. p. 6.

2) L. Holborn und A. Day, Ann. d. Phys. 2. p. 505. 1900.

4. Ein Hohlraum, der aus einem aussen vernickelten, innen vernickelten und dann mit Kupferoxyd geschwärzten cylindrischen Kupfergefäss von 10 cm Länge und 5 cm Dicke bestand. Hohlraum IV.

Sämtliche Hohlräume wurden durch elektrische Ströme geheizt.

Die Messungen erstrecken sich auf das Gebiet 1—8,8 μ der Wellenlängen. Nur solche Stellen im Spectrum wurden benutzt, welche frei sind von den bekannten stärkeren Absorptionsbanden der Zimmerluft.

Die zu prüfenden Formeln sind folgende.

Erstens Wien's Gesetz:

$$J = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \tag{4}$$

Nach dieser Formel muss die isochromatische Linie einer Wellenlänge λ folgender Gleichung genügen:

$$\log(J\lambda^5) = \mathfrak{z} - c_2 \log e \frac{1}{\lambda T}. \tag{4a}$$

Da λ^5 als ein innerhalb einer isochromatischen Linie constanter Factor der Energie auftritt, muss der Logarithmus des Galvanometerausschlages i [1]) eine geradlinige Function der Variabelen $1/T$ sein. Nimmt man als Variabele $1/\lambda T$, so muss die Neigung der Geraden jeder isochromatischen Linie den Werth $-c_2 \log e$ haben. Dabei muss der Wert von c_2 der Gleichung genügen:

$$c_2 = 5\,\lambda_m . T$$

Hier darf der Wert der constanten Grösse $\lambda_m . T$ als gegeben durch die bolometrischen Messungen an Energiecurven betrachtet werden.

Es ist der Wert:

$\lambda_m . T \doteq 2940\ \mu \times$ Cels. Grad nach Lummer und Pringsheim,

$\lambda_m . T = 2920$ nach meinen Messungen (vgl. p. 296),

wenn die neue Temperaturcorrection angebracht wird.

---

1) Corrigirt wegen der Temperatur des Schirmes vor dem Spalt.

Da es auf den Wert der Constanten δ der Formel (4 a) nicht mehr ankommt, kann man auch sagen, dass Wien's Gesetz gültig sein muss, wenn

$$(4\,\mathrm{b}) \qquad -\frac{d \log i}{d\,(1/\lambda\, T)} = c_2 \log e$$

gültig gefunden wird. Denn aus (4b) und (1 b) folgt notwendig Formel (4).

Findet man nicht, dass die Logarithmen der Galvanometerausschläge eine geradlinige Function von $1/\lambda T$ sind, oder dass sie zwar noch genügend geradlinig verlaufen, aber mit einer anderen Neigung als derjenigen $c_2 \log e$, so gilt jedenfalls Wien's Formel (4) nicht. Die Herren Lummer und Pringsheim haben durch solchen Schluss Wien's Formel als ungültig erkannt. Aber es müssen die Beobachtungen dann nach (1 b) eine andere Gesetzmässigkeit befolgen, welche ein gutes Kriterium dafür bildet, ob die Beobachtungen in sich übereinstimmen. Formel (1 b) verlangt, dass $\log i$ eine Function von λT, also auch von $1/\lambda T$ sein muss. Hat man also bei Isochromaten verschiedener Wellenlänge λ Abweichungen von Wien's Gesetz Formel (4 a), so müssen die Curven $\log i$ als Function von $1/\lambda T$ doch congruent sein und in ihrem ganzen Verlaufe übereinander fallen, wenn sie durch eine verticale Verschiebung (Multiplication von i mit einem für jede Isochromate constanten Factor) so übereinander gelegt werden, dass sie für einen Wert von $1/\lambda T$ zusammenfallen. Die Abweichungen der beobachteten Werte $\log i$ von den nach Formel (4 a) berechneten müssen für gleiche Werte von $1/\lambda T$, aber verschiedene Isochromaten (verschiedene λ) die gleichen Beträge haben. Weicht der beobachtete Differentialquotient (4 b) von Wien's Formel ab, so muss er doch für gleiche Werte von $1/\lambda T$, aber verschiedene λ, denselben Wert haben. Hätten die Herren Lummer und Pringsheim von vornherein gezeigt, dass ihre Beobachtungen dieser Forderung genügen, so hätten schon ihre ersten Resultate eine grosse Beweiskraft gehabt. Für Energiecurven muss natürlich eine ganz ähnliche Beziehung gelten. Sobald man Abweichungen von Wien's Formel findet, muss doch (1 a) gelten, sodass gefundene Abweichungen dieselben sein müssen bei gleichen Werten von $1/\lambda T$, aber verschiedenen Energiecurven (Werten

von T). Die oben erwähnten und von mir früher gefundenen Abweichungen bei grossen Werten von λ und T der Energiecurven genügten dieser Forderung nicht in solchem Maasse, dass ich von ihrer Realität überzeugt sein konnte (vgl. p. 295). Die allen Energiecurven gemeinsame Function $f(\lambda T)$ der Formel (1 a) war vielmehr sehr angenähert die Wien'sche.

Das neue von Hrn. M. Planck entdeckte Gesetz lautet bei gleicher Bezeichnung:

$$J = c_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad \text{oder} \quad = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}}.$$

Die Exponentialconstante c_2 wird bestimmt durch die Bedingung:

$$5 = \frac{c_2}{\lambda_m . T} \frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda_m . T}}}$$

zu

$$c_2 = 4{,}9651 \ldots \lambda_m . T,$$

während sie nach Wien's Gesetz $5 . \lambda_m . T$ wird.

Den Gleichungen (4 a) und (4 b) entsprechen:

$$\text{(5 a)} \qquad \log(J\lambda^5) = \mathfrak{S} - c_2 \log e \frac{1}{\lambda T} - \log\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right),$$

$$\text{(5 b)} \qquad -\frac{d \log(J\lambda^5)}{d\left(\frac{1}{\lambda T}\right)} = c_2 \log e \frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}}.$$

Da $e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ bei der Grösse von c_2 für grosse Werte von $1/\lambda T$ sehr klein gegen Eins wird, beschreibt Planck's Formel in einem grossen Gebiete der Variabelen $1/\lambda T$ denselben Verlauf, wie Wien's Formel (vgl. p. 294), da die geringe Verschiedenheit der Werte von c_2 bei den Versuchen nicht merklich ist.

Im Folgenden seien zunächst die Beobachtungen einiger isochromatischer Linien zahlenmässig wiedergegeben. Die nach Wien's und Planck's Formeln berechneten Galvanometerausschläge sind neben den beobachteten angegeben. Als Wert für die Constante c_2 im Exponenten der Formeln ist für alle Berechnungen und auch für die später beschriebene graphische Darstellung angenommen:

für Wien's Formel $c_2 = 5 \times 2920 = 14600$,

„ Planck's „ $c_2 = 4{,}9651 \times 2920 = 14498$.

Die Constante c_1 der Gesetze wurde für jede Beobachtungsreihe so angenommen, dass die beobachtete Curve möglichst genau mit der berechneten übereinstimmte. Für die isochromatischen Linien grösserer Wellenlängen war dies für die ganze Linie nach Wien's Gesetz nicht mehr möglich. Doch gehörte immer noch ein Stück dieser Curven dem Gültigkeitsbereiche von Wien's Formel an, sodass aus diesem Stücke ein Wert für c_1 berechnet werden konnte.

In den Zahlentabellen bedeutet λ die mittlere Wellenlänge des untersuchten Spectralbezirkes in μ, T die beobachtete absolute Temperatur, i den beobachteten und auf die Temperatur Null des Schirmes reducirten Galvanometerausschlag. Der Betrag dieser Correction ist nebst der Schirmtemperatur jedesmal aufgeführt. Schliesslich finden sich die für die Berechnung nach Formel (4a) (Wien) oder (5a) (Planck) benutzten Werte der Constanten γ und ferner der Factor, mit dem die Galvanometerausschläge jeder Curve multiplicirt werden müssen, damit alle Isochromaten möglichst gut übereinanderfallen und eine einzige Curve ergeben (vgl. p. 293). Da jede Isochromate mit denjenigen benachbarter Wellenlängen ein grosses Gebiet der Werte $1/\lambda T$ gemeinsam hat, so liess sich dieser Factor sicher bestimmen: entweder durch eine graphische Verschiebung der in logarithmischem Maasse ($\log i = f(1/\lambda T)$ dargestellten Curven oder vermittelst der berechneten Werte γ der Formel (5a) Die resultirende mittlere Curve ergiebt für ein möglichst grosses Gebiet die der Formel (1b) entsprechende Function $F(\lambda T)$.

$\lambda = 1{,}0959\ \mu$.

Spaltbreite[1]) 3 Minuten; Hohlraum I; Schirmtemperatur = 9,8° C.; Schirmcorrection 0,00.

	T	1333,4	1553,1	1628,3	1038,7
	$1/\lambda T$ 0,00	06843	05876	06868	08784
i	beob.	60,6	252,6	59,3	3,65
	Wien	61,44	252,5	59,14	3,61
	Planck	61,27	249,4	58,97	3,68

γ { Formel (4a) 6,1276; Formel (5a) 6,0959 } Factor 0,0001142.

1) Dies ist die genaue Breite des Spaltes und Bolometerstreifens im zweiten Spectralapparat und die ungefähre Spaltbreite des ersten.

$\lambda = 1{,}6933\ \mu$.

Spaltbreite 3 Minuten; Hohlraum II; Schirmtemperatur 12,6° C.; Schirmcorrection 0,00.

	T	1455,1	1074,2	1071,7	822,9
	$1/\lambda T$ 0,00	04059	05497	05510_5	07176_5
i	beob.	1493	182,6	178,4	16,4
	Wien	1493	182,6	179,2	15,74
	Planck	1484	184,1	180,7	16,14

γ { Formel (4a) 5,7474; Formel (5a) 5,7261 } Factor 0,0002674.

$\lambda = 1{,}9363\ \mu$.

Spaltbreite 3 Minuten; Hohlraum I; Schirmtemperatur 12,0° C.; Schirmcorrection 0,00.

	T	1358,1	1057,9	886,7	759,4	670,0	1351,1	1581,4
	$1/\lambda T$ 0,00	03803	04882	05824	06798	07707	03822	03266
i	beob.	1023	213,0	54,9	14,2	3,67	1004	2307
	Wien	1042	215,4	54,44	13,12	3,48	1012	2281
	Planck	1037	216,5	55,21	13,43	3,59	1007	2270

γ { Formel (4a) 5,4287; Formel (5a) 5,4085 } Factor 0,0005556.

$\lambda = 2{,}9085\ \mu$.

Spaltbreite 3 Minuten; Hohlraum I; Schirmtemperatur 12,1° C.; Schirmcorrection 0,00.

	T	1366,1	1064,4	903,0	774,8	675,3	1595,3	1364,3
	$1/\lambda T$ 0,00	02517	03230	03807	04437	05091	02155	02520
i	beob.	596,6	211,9	90,36	36,87	14,51	1054	597,1
	Wien	600,0	211,9	91,16	36,33	13,99	1013	597,1
	Planck	604,4	211,3	90,94	36,40	14,10	1042	601,4

γ { Formel (4a) 4,3740; Formel (5a) 4,3547 } Factor 0,006289.

$\lambda = 3{,}7650\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum II; Schirmtemperatur 14,6° C.; Schirmcorrection + 0,04.

	T	1467,0	1077,8	839,5	627,5	530,9	442,2
	$1/\lambda T$ 0,00	01810	02464	03164	04233	05002	06006
i	beob.	2101	760,2	271,6	58,36	18,23	4,53
	Wien	1974	760,0	273,7	57,47	18,67	4,31
	Planck	2080	768,7	273,8	57,61	18,86	4,40

γ { Formel (4a) 4,4434; Formel (5a) 4,4252 } Factor 0,005346.

$\lambda = 4{,}7007\ \mu$.

Spaltbreite 3 Minuten; Hohlraum II; Schirmtemperatur 12,1° C.; Schirmcorrection + 0,03.

T	1478,8	1084,3	833,1	628,6
$1/\lambda T$ 0,00	01438	01962	02553	03385
i beob.	223,8	96,34	38,67	11,78
i Wien	199,4	92,86	39,15	11,64
i Planck	221,7	96,44	39,49	11,64

ϰ Formel (4a) 3,2118; Formel (5a) 3,1936 — Factor 0,09114.

$\lambda = 4{,}8355\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum IV; Schirmtemperatur 14,7° C.; Schirmcorrection + 0,20.

T	1189,1	1013,3	782,6	620,1	493,2	419,9
$1/\lambda T$ 0,00	01739	02041	02643	03335	04193	04924
i beob.	583,0	364,8	148,1	54,10	15,97	5,32
i Wien	555,7	357,7	148,6	54,09	15,45	5,31
i Planck	585,3	366,5	148,4	53,65	15,37	5,31

ϰ Formel (4a) 3,8476; Formel (5a) 3,8259 — Factor 0,02125.

$\lambda = 6{,}2554\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum II; Schirmtemperatur 14,1° C.; Schirmcorrection + 0,37.

T	1467,5	1081,0	841,5	631,4	528,9	441,8
$1/\lambda T$ 0,00	01089_5	01479	01900	02532	03023	03618
i beob.	305,6	153,0	78,52	29,85	14,76	6,29
i Wien	247,3	140,1	75,75	30,09	14,71	6,16
i Planck	302,1	154,5	79,06	30,38	14,72	6,16

ϰ Formel (4a) 3,0839; Formel (5a) 3,0657 — Factor 0,1223.

$\lambda = 7{,}7267\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum II; Schirmtemperatur 15,8° C.; Schirmcorrection + 2,13.

T	1567,3	1315,6	987,6	778,2	596,2	476,3
$1/\lambda T$ 0,00	008258	009837	01341	01663	02170	02717
i beob.	604,9	438,1	242,0	136,8	63,39	27,11
i Wien	433,7	344,4	213,7	127,7	60,87	27,40
i Planck	601,0	439,2	242,7	136,9	62,39	27,55

ϰ Formel (4a) 3,1608; Formel (5a) 3,1426 — Factor 0,1025.

$\lambda = 7{,}7293\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum IV; Schirmtemperatur 14,7° C.; Schirmcorrection + 1,99.

T	1179,1	961,0	766,3	572,3	475,6	408,4
$1/\lambda T$ 0,00	01097	01346	01688	02260	02720	03168
i beob.	327,8	213,1	123,0	51,09	26,27	13,49
i Wien	279,1	194,0	117,8	51,06	26,11	13,58
i Planck	333,5	215,9	123,3	51,07	25,73	13,32

γ Formel (4a) 3,1415; Formel (5a) 3,1148 — Factor 0,1093.

$\lambda = 8{,}7973\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum IV; Schirmtemperatur 15,2° C.; Schirmcorrection + 0,96.

T	1184,5	988,4	767,3	578,6	481,3	410,5
$1/\lambda T$ 0,00	009596	01150	01481	01965	02361	02769
i beob.	92,26	65,86	36,84	17,16	9,00	5,09
i Wien	71,83	54,37	33,54	16,56	9,27	5,12
i Planck	92,54	64,93	36,97	17,18	9,42	5,14

γ Formel (4a) 2,4647; Formel (5a) 2,4465 — Factor 0,5091.

$\lambda = 8{,}7958\ \mu$.

Spaltbreite 6 Minuten; Hohlraum II; Schirmtemperatur 15,1° C.; Schirmcorrection 0,98.

T	1458,6	1069,8	844,4	625,6	483,1
$1/\lambda T$ 0,00	007795	01063	01347	01817	02353
i beob.	131,7	74,43	44,51	20,46	9,22
i Wien	90,40	59,79	39,52	19,86	9,08
i Planck	129,1	73,75	44,83	20,90	9,22

γ Formel (4a) 2,4504; Formel (5a) 2,4322 — Factor 0,5261.

Während in diesen Beispielen nur wenige der beobachteten Curven wiedergegeben sind, finden sich auf Taf. IX die Beobachtungspunkte aller Messungsreihen in der Darstellung $\log i = f(1/\lambda T)$. Zunächst sind alle beobachteten Isochromaten, welche nahe derselben Wellenlänge entsprechen, übereinander gelegt. Bei diesen einzelnen Beobachtungsreihen war der Hohlraum oder die Spaltbreite verschieden. Die Curven enthalten die Beobachtungspunkte folgender übereinander gezeichneter Isochromaten:

Curve 1: λ = 1,0616, 1,2875, 1,0959, 1,0504, 1,0279, 1,6933, 1,9363, 1,9770, 1,9942, 2,0303, bezeichnet als ⊙⊙⊙ und
λ = 2,9085, 3,5327, 3,5389, 3,8572, 3,7610, 3,7650, 3,7202, bezeichnet als × × ×.

Curve 2: λ = 4,8355, 4,6433, 4,5897, 4,6150, 4,7007, 4,7007, 4,6198, 4,6133, 4,6509, 4,6511, 4,6868, 4,7007, 4,6008.

Curve 3: λ = 6,2622, 6,2622, 6,2622, 6,2724, 6,2651, 6,2554, 6,2647, 6,2635.

Curve 4: λ = 7,6503, 7,7125, 7,6921, 7,7267, 7,6255, 7,7293, 7,6823, 7,6823, bezeichnet als × × × und
λ = 8,7973, 8,7958, 8,7958, 8,7958, 8,7958, bezeichnet als ⊙⊙⊙.

In Curve 5 endlich sind alle diese Curven durch verticale Verschiebung zu einer einzigen vereinigt. In Curve 6 finden sich meine sämtlichen Beobachtungen für Werte $1/\lambda T > 0{,}0003$ zusammen mit den photometrischen Beobachtungen von Wanner und mir, und Wanner allein dargestellt, um zu zeigen, dass die Neigung aller dieser Isochromaten die gleiche und zwar die dem Wien'schen oder Planck'schen Gesetze entsprechende ist. In sämtlichen Curven folgt die gerade Linie ------ der Formel (4a) (Wien's Gesetz) und die ausgezogene Linie der Formel (5a) (Planck's Gesetz). Die Curven 2, 3, 4 sind doppelt so gross dargestellt, als die Curven 1, 5, 6, um die Abweichungen von Wien's Gesetz deutlich zu machen.

Aus dem wiedergegebenen Beobachtungsmateriale schliesse ich folgendes:

Für grössere Werte von $1/\lambda T$ als ungefähr 0,0003 ($\lambda T < 3000$ ungefähr) folgen die Beobachtungen innerhalb der möglichen Fehler dem Wien'schen Gesetze. Für kleinere Werte von $1/\lambda T$ als ungefähr 0,0003 ($\lambda T > 3000$ ungefähr) treten in allen Curven Abweichungen vom Wien'schen Gesetze auf, welche für gleiche Werte von $1/\lambda T$ in verschiedenen Isochromaten denselben Betrag haben, sodass Formel (1b) nicht verletzt ist. Erst diese Thatsache, welche aus der gewählten Darstellung einwandfrei hervorgeht, beraubte mich der Möglichkeit, die Abweichungen als fehlerhaft anzusehen.

Innerhalb des ganzen Beobachtungsgebietes gilt Planck's Gesetz innerhalb der möglichen Fehler.

Mit diesem Resultate sind in guter Uebereinstimmung die photometrischen Beobachtungen von Wanner und mir und

von Wanner allein. Denn aus ihnen folgt die Gültigkeit von Wien's Gesetz (4a) mit $c_2 = 14600$[1]) für Werte von $1/\lambda T$, welche zwischen 0,0020 ($\lambda = 0{,}486\ \mu$, $T = 1033{,}3^0$) und 0,00095 ($\lambda = 0{,}656\ \mu$ und $T = 1603{,}3$) liegen. Wenn diese Beobachtungen in meine Curve 1 (Taf. IX) eingetragen werden, wird diese Curve entsprechend Wien's Gesetz nach der Seite der wachsenden Werte $1/\lambda T$ um mehr als das Doppelte verlängert. Dies zeigt Curve 6. Der kleinste Wert $1/\lambda T$ der photometrischen Versuche ist zugleich der grösste Wert des jetzt von mir untersuchten Beobachtungsgebietes. Auch Wanner's Resultat, dass Wien's Gesetz im Sichtbaren bis 4000^0 gelten müsse, ist im Einklange mit meinen jetzigen Messungen, da in diesem Falle $\lambda T \leqq 4000 \times 0{,}7 (= 2800)$ ist, also noch in dem Gültigkeitsbereiche von Wien's Formel liegt.[2]) Die einfache von Wanner hierauf hin vorgeschlagene Methode der Temperaturmessung wird überall richtige Werte liefern, wo die Strahlung im Sichtbaren schwarz ist. Es scheint, dass dies für viele glühende Körper nahe zutrifft.

Auch mit Planck's Gesetz sind die photometrischen Versuche im Einklang. Denn dies Gesetz ergiebt für $\lambda T < 3000$ Werte des Differentialquotienten

$$-\frac{d \log_n (J \lambda^5)}{d\, 1/\lambda T} = N,$$

welche bis auf etwa 1 Proc. constant sind. Unter der Annahme $\lambda_m . T = 2920$ nämlich werden die folgenden Werte N berechnet:

$1/\lambda T$	0,01	0,002	0,0015	0,0010	0,00070	0,00050	0,0003401	0,0003333
N	14498	14498	14498	14498	14498	14507	14600	14611

Die Beobachtungen sind nicht genau genug, um das geringe Anwachsen des Differentialquotienten zwischen $1/\lambda T = 0{,}00050$

1) Wanner giebt 14500 an in guter Uebereinstimmung mit Planck's Gleichung und $\lambda_m . T = 2920$. Der Wert 14600 würde noch eine gute Darstellung der Beobachtungen ergeben, wie aus den von Wanner angegebenen Einzel- und Mittelwerten ersichtlich ist.

2) Obwohl gerade in der Nähe dieses Wertes λT auch die Beobachtungen von Lummer und Pringsheim einigermaassen dem Wien'schen Gesetze zu folgen scheinen, drücken sie doch über diese Beobachtung und Schlussfolgerung von Wanner ihre Verwunderung aus O. Lummer u. E. Pringsheim, l. c. 3. Arbeit p. 165, Anm. 2.

und 0,0003333 mit Sicherheit ergeben zu können, sie sind also mit Planck's Formel in gleicher Weise wie mit Wien's Formel im Einklange.

Auch an den Resultaten meiner Messungen der Energiecurven bei niederen Temperaturen ist nichts Wesentliches zu ändern. Denn unter den dort vorkommenden Werten der Grösse $1/\lambda T$ liegt keiner in dem Gebiete, wo die Abweichungen von Wien's Gesetz bereits ausserhalb der Beobachtungsfehler jener Arbeit wären. Dagegen müssen die bei langen Wellen liegenden Aeste meiner Energiecurven höherer Temperatur merklich geändert werden, damit sie im Einklang mit den Resultaten der Isochromaten sind. Diese Aeste müssen weniger steil abfallen, als meinen Beobachtungen entspricht. Ich habe mit dem Hohlraume II noch eine Beobachtungsreihe von Energiecurven höherer Temperaturen gemacht, bei welcher mein Apparat mit neuen, optisch sehr genauen Silberspiegeln ausgestattet war, deren Politur vorzüglich war und über deren Reflexionsfähigkeit besondere Versuche mir eine genauere Kenntnis verschafft hatten. Aber ich habe nicht den Verlauf erhalten, welcher den Resultaten dieser Arbeit entspricht. Die langwelligen Aeste dieser Energiecurven fallen zwar nicht so steil ab, wie Wien's Curve, sie liegen aber der Wien'schen Curve näher als der Planck'schen. Sollen diese in logarithmischem Maasse dargestellten Energiecurven congruent sein, wie es Formel (1a) verlangt, so würde der den Curven verschiedener Temperatur entsprechende mittlere Curvenzug der Wien'schen Curve wieder sehr nahe kommen. Dagegen gehen diese Energiecurven in diejenigen des Planck'schen Gesetzes über und erfüllen dabei die Forderung der Congruenz weit besser, wenn ich annehme, dass aus einem mir nicht bekannten Grunde bei längeren Wellenlängen die Energie meines Spectrums geschwächt erscheint, sodass die beobachtete Energie bei folgenden Wellenlängen mit den darunter verzeichneten Factoren multiplicirt werden muss:

$\lambda =$	3,91	4,59	5,12	6,26	7,74	8,25	8,81	9,33
Factor:	1,020	1,038	1,050	1,068	1,165	1,195	1,31	
				(1,035)	(1,06)	(1,07)	(1,075)	(1,089)

Wenn diese Energiecurven durch diese Correctionen die Form des Planck'schen Gesetzes erhalten, so ändern sich die Werte der maximalen Energie und Wellenlänge J_m und λ_m nur unwesentlich. Ebenso bringt die neue Temperaturcorrection nur geringe Aenderungen. So ergiebt die erwähnte neue Beobachtungsreihe an Hohlraum II z. B.

T abs.	λ_m	$\lambda_m . T$	J_m	$J_m / T^5 \times 10^{15}$
1580,6	1,846	2918	12,26	1,242
1567,9	1,858	2913	12,28	1,296
1357,4	2,157	2929	5,797	1,258
1352,7	2,159	2920	5,665	1,251
1347,4	2,172	2927	5,499	1,238
1337,4	2,188	2926	5,454	1,275
1055,2	2,777	2929	1,643	1,255
1053,7	2,770	2919	1,660	1,277
1052,2	2,781	2926	1,667	1,293
875,0	3,328	2911	0,642	1,252
876,4	3,333	2914	0,637	1,232
	Mittel:	2921		

Diese Factoren sind je nach der Anordnung des Hohlraumes und der Weite des Spaltes etwas verschieden. Sie sind grösser für kleinere Hohlraumöffnungen und Spaltbreiten. Die oben eingeklammerten Werte von Factoren entsprechen ungefähr Hohlräumen mit grösseren Oeffnungen und Spaltbreiten von 5 Minuten, wie solche auch bei niederen Temperaturen angewandt wurden. Es ist daher möglich, dass diese Messungen mit den eingeklammerten Factoren zu corrigiren sind. Sie würden dadurch zwar unerheblich, aber doch so geändert, dass der Wert von $\lambda_m . T$ in bessere Uebereinstimmung mit den Resultaten der höheren Temperaturen kommt, wie folgende Tabelle zeigt, welche die Resultate der mit Bolometer V meiner Arbeit über niedere Temperaturen gewonnenen Energiecurven enthält, nachdem die eingeklammerten Correctionen angebracht sind.

T abs.	λ_m	$\lambda_m . T$	J_m	$J_m / T^5 \times 10^{14}$
723,0	4,038	2920	4,169	2,101
577,1	5,047	2913	1,352	2,105
462,4	6,310	2917	0,4365	2,065
373,0	7,798	2909	0,1513	2,097
	Mittel:	2915		

Ich vermute als Ursache dieser Fehlerquelle bei den längsten Wellen die Beugung an den Rändern der Oeffnungen des Hohlraumes und Spaltes. Sichtbare Strahlen gelangten stets nur von der Hinterwand des Hohlraumes zum Bolometer. Strahlung 10 facher Wellenlänge dagegen müsste durch Beugung auch von den kühleren Blenden in und vor der Oeffnung des Hohlraumes das Bolometer erreicht haben, um so mehr, je kleiner die Oeffnung des Spaltes und des Hohlraumes war. Ich musste aber kleine Oeffnungen anwenden, da ich nicht die Mittel habe, grössere Hohlräume hoch zu erhitzen. Die Anordnung der vorliegenden Untersuchung ist von dieser Fehlerquelle frei.

Als Gesamtergebnis aller meiner Versuche und derjenigen von Wanner und mir und Wanner allein folgt die Gültigkeit von Planck's Gesetz innerhalb des Gebietes

$$1/\lambda T = 0{,}002 \text{ bis } 0{,}000078,$$
$$\lambda T = 500 \text{ bis } 13000.$$

Das Ergebnis der Arbeit der Herren Rubens und Kurlbaum ist die Gültigkeit von Planck's Gesetz zwischen den Werten $\lambda = 28\ \mu$ (ungefähr), $T = 85$, $1/\lambda T = 0{,}00042$ und $\lambda = 51{,}2\ \mu$, $T = 1773$, $1/\lambda T = 0{,}000011$. Das Gebiet der Werte $1/\lambda T = 0{,}00042$ bis 0,000078 ist ein gemeinsames für diese Messungen und die meinigen. Obwohl die Wellenlängen ausserordentlich verschieden sind, herrscht hier doch eine gute Uebereinstimmung in der Form der Function $F(\lambda T)$ der Formel (1b). Hieraus folgt unter anderem, dass die schwierige Bestimmung der grossen Wellenlängen der Reststrahlen des Flussspates und Steinsalzes gut gelungen sein muss. Auch die Messungen der Herren Lummer und Pringsheim werden, soweit ich es nach ihren Angaben beurteilen kann, wenigstens für grössere Werte von λT[1]) gut mit Planck's Gesetz vereinbar sein.

1) Für kleinere Werte von λT dagegen würden bedeutende Abweichungen bleiben, wenn die Beobachtungen hier wirklich der Thiessen'schen Formel folgen. Nach meinen Beobachtungen ist für $\lambda T < 3000$ Thiessen's Formel nicht gültig. Denn der Differentialquotient

$$-\frac{d \log_n . (J \lambda^5)}{d\, 1/\lambda T}$$

würde nach Thiessen mit abnehmendem λT kleiner werden, und z. B. im Sichtbaren für $T = 1200$ schon den Wert 13350 haben, während

sodass nunmehr unter allen Beobachtern eine gute Uebereinstimmung herrschen dürfte. Dass das Gesetz Planck's zwischen $1/\lambda T = 0{,}002$ und $0{,}00001$ gültig gefunden ist, kann wohl kaum mehr einem Zufall zugeschrieben werden.

Die folgenden zwei Notizen geben kurz die Resultate einer neuen Bestimmung der Dispersion des Flussspates und einer Messung der selectiven Reflexionsfähigkeit einiger Metallspiegel, deren Kenntnis mir erwünscht war.

Wanner's und meine Beobachtungen für alle beobachteten Werte $\lambda T < 3000$ die Constanz des Differentialquotienten innerhalb der etwa 2 Proc. betragenden höchstens möglichen Fehler der Mittelwerte ergeben: in Uebereinstimmung mit Wien's und Planck's Gesetzen. Ein Wert $c_2 < 14300$ dürfte im Sichtbaren für Temperaturen von etwa 1200° nach unseren Versuchen nicht möglich sein. Wenn die Herren Lummer und Pringsheim bereits bei 1,21 μ den Wert $c_2 = 13510$ finden (l. c. p. 36), so widerspricht das meinen Beobachtungen, dem Wien'schen und dem Planck'schen Gesetz, ist aber mit Thiessen's Formel in Uebereinstimmung. Vielleicht aber ist diese Isochromate von Lummer und Pringsheim nicht mehr so genau beobachtet, um sichere Sehlüsse zuzulassen.

(Eingegangen 29. November 1900.)