7. *Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper; von F. Paschen.*

(Zweite Mittheilung.)[1])

(Hierzu Taf. V.)

In dieser Mittheilung möchte ich die Resultate meiner bolometrischen Messungen über die Vertheilung der Energie in den Spectren von Kupferoxyd, Russ, der Kohle einer Glühlampe und von blankem Platin berichten. Ausser den in der ersten Mittheilung besprochenen Correctionen wurde bei der Berechnung noch eine neue Correction angebracht, welche bezweckt, die Fehler zu eliminiren, welche durch die Breite des Spaltes und des Bolometerstreifens entstehen. Die Correction ist wichtig, weil sie bewirkt, dass ein grosser Theil der ohne sie zu hoch liegenden Curve des von kleinen Wellenlängen ansteigenden Astes der Energiecurven nunmehr den Formeln folgt. Nur das äusserste Ende des ansteigenden Astes, wo die Energie nur $^1/_{30}$ bis $^1/_{160}$ derjenigen des nahen Maximums beträgt, liegt nach Anbringung der Correction noch zu hoch, und es erscheint unbedenklich, dies auf Rechnung von etwas diffusem Licht zu setzen, welches vom Maximum herrührt. Das Wissenswerthe über diese Correction ist in Anhang I enthalten. Die Resultate der Berechnungen der Eisenoxydcurven, welche diese Correction noch nicht enthalten, werden durch sie zu wenig geändert, als dass ich dieselben hier noch einmal besprechen möchte. Die Constanten der Endformeln, bei deren Ableitung das abweichende Ende des ansteigenden Astes nicht berücksichtigt wurde, bleiben gültig, und diese Formeln stellen noch einen grossen Theil des ansteigenden Astes dar, wenn dieser auf unendlich schmalen Spalt und Bolometerstreifen corrigirt wird.

Die Energiecurven der hier zu besprechenden Körper wurden schliesslich wegen der Absorption des Prismas, die von

1) Erste Mittheilung Wied. Ann. 58. p. 455. 1896.

7 μ an nach grösseren Wellenlängen stärker wird, corrigirt, da sich ergab, dass man diese Correction leicht so ermitteln konnte, dass man einige beobachtete Curven mit der theoretischen Energiecurve verglich (vgl. Anhang II). Trotzdem man hierbei nur eine mässige Genauigkeit erzielte, waren die gewonnenen Punkte doch sehr werthvoll für die Betrachtungen. Die übrigen Absorptionsstreifen hätten ebenfalls so ausgefüllt werden können. Doch hätte die Ausfüllung dieser Stellen nicht viel genützt, wenn sie nicht mit grosser Genauigkeit vorgenommen wäre. Da die Stärke dieser Absorptionen mit dem Kohlensäure- und Wasserdampfgehalt der Zimmerluft variirt, konnte die nöthige Genauigkeit nur durch neue schwierige Experimente erreicht werden. Um einen ununterbrochenen Curvenzug zu haben, legte man die theoretische Curve über die beobachtete und füllte der theoretischen folgend die Lücken aus. Statt der theoretischen konnte auch eine Curve anderer Temperatur dienen. Da die Lücken, abgesehen von der starken Wasserdampfabsorption bei 6 μ schmal waren, konnte man sie mit dem gleichen Erfolge auch durch einen der Curvenkrümmung vor und hinter der Lücke folgenden Strich überbrücken.

Bei der Besprechung der Resultate der schwärzeren Körper hoffe ich den Beweis für das im Anhange der ersten Mittheilung Gesagte zu erbringen, dass nämlich die dort angegebene einfache Formel die auf den ersten Blick überaus complicirt erscheinenden Strahlungsgesetze darstellt. Der Uebersichtlichkeit halber möchte ich zunächst die Folgerungen dieser Formel besprechen, welche einer directen Prüfung durch die Beobachtungen unterzogen werden, und welche am besten zur Ermittelung der Constanten aus den Beobachtungen dienen.

Die Formel lautet:

$$J = c_1 \lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \tag{I}$$

λ = Wellenlänge in μ
T = absolute Temperatur
e = Basis d. nat. Logarithmen

$\left.\begin{matrix} c_1 \\ \alpha \\ c_2 \end{matrix}\right\}$ Constanten.

Wenn λ_m und J_m die Wellenlänge und die Intensität des Maximums der Energiecurve bedeuten, folgt:

(II) $$\lambda_m \times T = c,$$

wo

(IIa) $$c = c_2/\alpha$$

ist

(III) $$J_m = c' T^\alpha$$

wo

(IIIa) $$c' = c_1 \times c^{-\alpha} \times e^{-\alpha}$$

ist.

Die Form der Energiecurve (T = const., λ = variabel) wird auf einen nur von λ/λ_m abhängigen Ausdruck zurückgeführt, wenn man den Quotienten J/J_m ableitet.

(IV) $$J/J_m = \left\{ \frac{\lambda_m}{\lambda} \, e^{\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda}} \right\}^\alpha$$

Mit Einführung von Logarithmen lautet derselbe:

(IVa) $$\log J - \log J_m = \alpha \left\{ \log e - \frac{\lambda_m}{\lambda} \log e - \log \frac{\lambda}{\lambda_m} \right\}$$

Trägt man $\log J$ als Ordinate, $\log \lambda$ als Abscisse graphisch auf, so müssen hiernach alle Energiecurven congruent werden. Um dies zu prüfen, kann man die für verschiedene Temperaturen beobachteten Energiecurven übereinander zeichnen, wie es für Eisenoxyd in der ersten Mittheilung geschehen ist. Um den Ausdruck IV bez. IVa selbst zu prüfen, habe ich für verschiedene Punkte der Energiecurven $\log J - \log J_m$ gebildet und durch die mit den zugehörigen λ und λ_m berechneten Klammerausdrücke

$$\left\{ \log e - \frac{\lambda_m}{\lambda} \log e - \log \frac{\lambda}{\lambda_m} \right\}$$

dividirt. Ich erhielt dann erstens für verschiedene Punkte einer Energiecurve denselben Quotienten. Zweitens war dieser Quotient derselbe für Energiecurven verschiedener Temperaturen, sodass für deren Congruenz ein neuer Beweis erbracht wurde.

Dieser Quotient stellt einen Werth für α vor, der allein aus Intensitäts- und Wellenlängenmessungen abgeleitet ist. Ob die Fl. IV bez. IVa gültig war, ergab sich noch auf andere Weise. Zur möglichst genauen Berechnung von λ_m, der Wellenlänge des Maximums der Energiecurve, kann man

nach diesen Formeln folgendermaassen verfahren: Man beobachte links und rechts vom Maximum zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2, für welche die Strahlungsintensität J die gleiche ist. Setzt man in Fl. IV einmal λ_1 und ein zweites Mal λ_2 für λ ein und eliminirt aus den beiden Ansätzen J/J_m, so folgt nach einigen Umformungen:

$$\text{(VIb)} \qquad \lambda_m = \frac{(\log \lambda_2 - \log \lambda_1)\, \lambda_1\, \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1) \log e}$$

Nach diesem Ausdrucke, in welchem auch α verschwunden ist, habe ich nunmehr in der graphisch aufgetragenen Curve verschiedene Paare λ_1 und λ_2 abgelesen und die Werthe für λ_m ermittelt. Aus den Beispielen wird hervorgehen, dass sich nach dieser Formel stets der gleiche Werth für λ_m ergiebt, wie weit auch die Wellenlängen λ_1 und λ_2 von λ_m entfernt liegen.

Die isochromatischen Curven ($\lambda =$ const., T variabel) befolgen nach Fl. I ein Gesetz, welches in folgender Form leicht mit den Beobachtungen verglichen werden kann:

$$\text{(V)} \qquad \log J = \gamma_1 - \gamma_2 \frac{1}{T}$$

Die Constanten γ_1 und γ_2 stehen mit den bereits eingeführten Constanten in folgendem Zusammenhange:

$$\text{(Va)} \qquad \gamma_1 = \log c_1 - \alpha \log \lambda$$

$$\text{(Vb)} \qquad \gamma_2 = \frac{c_2 \log e}{\lambda}.$$

$\log J$ als Function von $1/T$ dargestellt muss hiernach eine gerade Linie sein. Diese Relation zeigte sich am schlechtesten erfüllt, wofür vielleicht ein Grund darin zu finden ist, dass diese Curven nicht wegen der Breite des Spaltes und Bolometerstreifens reducirt wurden. Die Correctur hätte sich nur so anbringen lassen, dass man aus Energiecurven verschiedener Temperatur die nothwendige Correction interpolirte. Dies liess sich wohl schätzungsweise überschlagen, sodass man sehen konnte, dass die isochromatischen Linien kleiner λ, welche sich auf das Gebiet des ansteigenden Astes der Energiecurven beziehen und ohne die Correction abweichende Constanten ergeben, durch die Correction ganz erheblich im Sinne einer Annäherung an die Gesetze geändert wurden. Eine Berechnung der Correctur mit der wünschenswerthen Genauigkeit gelang

mir nicht; deshalb zog ich es vor, für diese Curven auf die Correctur zu verzichten. Es kommt darauf wenig an, da die übrigen Beobachtungen genügen, sowohl die Formel zu prüfen, als die Constanten der Formeln zu ermitteln.[1])

Nach den angeführten Fln. ergiebt sich[2]) für die Gesammtstrahlung:

$$\text{(VI)} \qquad \int_0^\infty J\,d\lambda = J_m \times \lambda_m \times \int_0^\infty \left\{ \frac{\lambda_m}{\lambda}\, e^{\frac{\lambda-\lambda m}{\lambda}} \right\}^\alpha d\,\frac{\lambda}{\lambda_m}$$

Da der Integralausdruck unabhängig von der Temperatur ist,

$$\text{(VIa)} \qquad \int_0^\infty J\,d\lambda = c'' \times T^{\alpha-1},$$

(VIb) wo $c'' = c' \times c \times A$ ist, wenn mit A der Integralausdruck bezeichnet wird. Dieser lässt sich berechnen. Mit der neuen Variabelen $u = \lambda_m / \lambda$ folgt zunächst:

$$\text{(VIc)} \qquad A = e^\alpha \int_0^\infty u^{\alpha-2} e^{-u\alpha} du,$$

oder mit der neuen Variabelen $x = u \,.\, \alpha$:

$$A = \frac{e^\alpha}{\alpha^{\alpha-1}} \int_0^\infty x^{\alpha-2} e^{-x} dx,$$

oder in der Bezeichnung von Gauss:

$$\text{(VId)} \qquad A = \frac{e^\alpha}{\alpha^{\alpha-1}}\, \Pi(\alpha - 2).$$

Zur Berechnung von $\Pi(\alpha-2)$ dient die Relation $\Pi(\alpha-2) = (\alpha-2)\,\Pi(\alpha-3)$. Die Functionswerthe von Π für Argumente zwischen 0 und 1 hat Gauss[3]) angegeben. Ist α eine ganze Zahl, so ist

$$\Pi(\alpha-2) = (\alpha-2)! = (\alpha-2)(\alpha-3)\ldots 1$$

1) Auch die Gesetze p. 478–479 I. Mitth., welche sich für $\beta = 1$ sehr vereinfachen, folgen leicht aus Fl. I; doch sind dieselben für die Verwerthung der beobachteten Isochromatics nicht so zweckmässig wie Fl. V.

2) Vgl. I. Mitth. p. 478. Diese Darstellung der Formeln für die Gesammtstrahlung, sowie die Berechnung des Werthes des Integrals für beliebige Werthe von α (vgl. p. 705) rührt von Hrn. Prof. C. Runge her.

3) Gauss' Werke Bd. III p. 161.

Die Berechnungen zur Ermittelung der Constanten der Formeln aus den Beobachtungen wurden folgendermaassen angestellt:

Zur Berechnung einer Energiecurve trug man dieselbe in logarithmischer Zeichnung graphisch auf. (Vgl. Fig. 1, I. Mitth.). Alsdann ermittelte man λ_m nach der Relation IVb aus möglichst vielen Punktepaaren λ_1 und λ_2, und schliesslich denjenigen Werth von α, mit welchem die Fl. IVa für sie gültig war. Nachdem diese Berechnung mit allen Energiecurven eines Körpers, welche für verschiedene Temperaturen beobachtet sind, vorgenommen war, prüfte man die Beziehung II und ermittelte, wenn sie gültig war, den Werth von c. Zweitens bildete man das Mittel der α, welche sich aus den einzelnen Energiecurven ergeben hatten. Nunmehr wurden die beobachteten isochromatischen Curven graphisch aufgetragen und zwar mit Rücksicht auf Relation V $\log J$ als Ordinate und $1/T$ als Abscisse. Befolgten sie das Gesetz einer geraden Linie, so berechnete man die Constanten γ_1 und γ_2 des Ausdrucks V. Aus γ_2 ergab sich nach Vb sofort ein Werth von c_2.

Nunmehr wurden, wie es p. 465, I. Mitth. auseinandergesetzt ist, durch wechselweise Vergleichung correspondirender Intensitäten in den Energiecurven und den Isochromatics diejenigen für jede Curve constanten Factoren ermittelt [1]), welche alle Curven auf die gleiche Strahlungsempfindlichkeit des Bolometers reducirten. Zugleich berechnete man die auf gleiche Empfindlichkeit bezogenen Werthe von J_m. $\log J_m$ als Function von $\log T$ dargestellt ergab eine gerade Linie, deren Constanten Werthe für c' und α der Fl. III ergaben. Wenn das so ermittelte α mit dem aus der Form der Energiecurven (Fl. IVa) berechneten genügend übereinstimmte, konnte nun nach Relation IIIa der Werth für c_1 und nach IIa derjenige für c_2

1) Die Curven aller Körper wurden zuerst mittelst der durch einen Nebenschluss bestimmten „theoretischen Bolometerempfindlichkeit" auf eine und dieselbe „theoretische Empfindlichkeit" umgerechnet. Durch das Ausgleichsverfahren erzielte man, dass die Intensitäten nicht nur innerhalb der Beobachtungen eines Körpers der gleichen Strahlungsempfindlichkeit entsprachen, sondern dass diese Empfindlichkeit auch von Körper zu Körper möglichst constant blieb.

bestimmt werden. Ferner liess sich nun auch aus der Constanten γ_1 der Fl. V nach **Va** abermals ein Werth für c_1 berechnen.

Durch diese Art der Berechnung erreichte man, dass jede der Fln. II, III, IV und V mit den Beobachtungen confrontirt wurde, und dass alle Beobachtungen möglichst gleichmässig zur Berechnung der drei Constanten α_1, und c_2 der Fl. I herangezogen wurden.

Ich möchte nun, soweit der Raum es gestattet, dem Leser möglichst eingehende Beweise für die gefundenen Beziehungen vor Augen führen. Die Beziehungen II und III werden leicht durch Zahlentabellen erhärtet; dagegen wird es nicht so leicht sein, den Leser von der Gültigkeit der Beziehungen IV bez. IVa, welche den Schlüssel zu dem einfachen Emissionsgesetz bildet, zu überzeugen. Zum Beweise dieser Beziehung möchte ich für jeden Körper erstens Tabellen publiciren, welche für Energiecurven verschiedener Temperatur beobachtete Werthe von J/J_m neben den nach der Formel berechneten enthalten. Ausserdem wird eine Zeichnung der Beobachtungspunkte mehrerer übereinandergelegter Energiecurven gegeben mit einem der Formel folgenden Curvenzug; drittens stelle ich eingehende Berechnungen von λ_m durch λ_1 und λ_2 nach Fl. IVb zusammen. Da dieses Beweismaterial nur ein geringer Theil des zur Verfügung stehenden ist, und da es nicht möglich ist, für die oft beträchtlichen Abweichungen stets Erklärungen hinzuzufügen, so wird der Leser schwerlich in demselben Maasse von der Gültigkeit des Gesetzes IV überzeugt, wie der Berechner des gesammten Beobachtungsmateriales, über dessen Resultate dann schliesslich nur eine Tabelle Auskunft giebt.

Trotzdem die isochromatischen Linien wegen der nicht angebrachten Correction auf unendlich schmalen Spalt und Bolometerstreifen nicht ganz fehlerfrei sind, und trotzdem nach der Erweisung der übrigen Gesetze mit Nothwendigkeit auch Fl. V folgt, sodass die Verwerthung der beobachteten Isochromatics nicht nothwendig wäre, möchte ich doch auch die Beobachtungspunkte der isochromatischen Linien wenigstens in einer graphischen Darstellung reproduciren, da dieselben unabhängig von den Energiecurven beobachtet worden sind.

Resultate der Beobachtungen an Kupferoxyd.

Das Kupferoxyd befand sich auf der einen Seitenfläche des doppelten Platinbleches. Man erzeugte auf dieser Fläche einen electrolytischen Ueberzug von Kupfer, der durch Glühen an der Luft in Oxyd verwandelt wurde. Die Dicke der Oxydschicht war so gross, dass die Fläche matt schwarzbraun erschien, und vom Platin nichts mehr hindurchschimmerte. Die Messungen geschahen mit verschiedenen Oxydüberzügen, die wohl kaum die gleiche Dicke hatten, ergaben aber stets die gleichen Resultate, wenn das Kupferoxyd längere Zeit an der Luft geglüht hatte, sodass es möglichst vollständig in Oxyd verwandelt war.

Tabelle I.

Bestimmung einiger Werthe von λ_m durch λ_1 und λ_2 nach Fl. IVb.

Energiecurve 127° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,7473	0,7220	0,7038	0,6878	0,6635
$\log \lambda_2$	beob.	0,8744	0,9008	0,9217	0,9410	0,9748
$\log \lambda_m$	ber.	0,8095	0,8085	0,8083	0,8081	0,8100

Mittel aus den 4 ersten Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}8086$, $\lambda_m = 6{,}436\ \mu$.

Energiecurve 137° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,7385	0,7133	0,6943	0,6777	0,6508
$\log \lambda_2$	beob.	0,8562	0,8825	0,9033	0,9228	0,9563
$\log \lambda_m$	ber.	0,7957	0,7950	0,7946	0,7947	0,7974

Mittel aller $\log \lambda_m = 0{,}7949$, $\lambda_m = 6{,}236\ \mu$.

Energiecurve 236° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,6605	0,6298	0,6097	0,5932	0,5782	0,4862
$\log \lambda_2$	beob.	0,7410	0,7755	0,7990	0,8180	0,8352	0,9580
$\log \lambda_m$	ber.	0,7006	0,7006	0,7007	0,7009	0,7005	0,7009

Mittel aller $\log \lambda_m = 0{,}7007$, $\lambda_m = 5{,}020\ \mu$.

Energiecurve 454° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,5092	0,4785	0,4386	0,4127	0,3913	0,3417	0,2686
$\log \lambda_1$	beob.	0,5963	0,6265	0,6676	0,6963	0,7222	0,7900	0,8996
$\log \lambda_m$	ber.	0,5522	0,5500	0,5485	0,5468	0,5452	0,5469	0,5465

Mittel aller $\log \lambda_m = 0{,}5480$, $\lambda_m = 3{,}532\ \mu$.

Energiecurve 533° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,4560	0,4258	0,4057	0,3896	0,3632	0,3424	0,3248
$\log \lambda_2$	beob.	0,5673	0,5953	0,6156	0,6325	0,6642	0,6902	0,7120
$\log \lambda_m$	ber.	0,5098	0,5073	0,5065	0,5054	0,5050	0,5047	0,5039

$\log \lambda_1$	beob.	0,2522	0,1882	Mittel aus den 7 ersten Bestimmungen
$\log \lambda_2$	beob.	0,8105	0,9040	0,5062, $\lambda_m = 3{,}215$
$\log \lambda_m$	ber.	0,5018	0,4981	

Energiecurve 711° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,3605	0,3365	0,3185	0,3022	0,2883	0,2757
$\log \lambda_2$	beob.	0,4875	0,5142	0,5360	0,5524	0,5687	0,5835
$\log \lambda_m$	ber.	0,4219	0,4219	0,4229	0,4216	0,4210	0,4204

$\log \lambda_1$	beob.	0,1844	0,1138	0,0404	Mittel der 5 ersten Be-
$\log \lambda_2$	beob.	0,6995	0,8012	0,9140	stimmungen $\lambda_m = 0{,}4219$,
$\log \lambda_m$	ber.	0,4168	0,4131	0,4062	$\lambda_m = 2{,}642$

Energiecurve 914° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,3020	0,2828	0,2585	0,2256	0,2128	0,2003	0,1779
$\log \lambda_2$	beob.	0,3878	0,4072	0,4332	0,4725	0,4897	0,5050	0,5340
$\log \lambda_m$	ber.	0,3439	0,3437	0,3424	0,3429	0,3438	0,3438	0,3441

$\log \lambda_1$	beob.	0,1580	0,1398	0,1234	0,0823	0,0479	0,9985 — 1
$\log \lambda_2$	beob.	0,5577	0,5802	0,6017	0,6596	0,7118	0,7970
$\log \lambda_m$	ber.	0,3427	0,3414	0,3409	0,3395	0,3384	0,3382

Mittel aus den 8 ersten Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}3434$, $\lambda_m = 2{,}205$.

Wird λ_m aus weit voneinander entfernten Werthen λ_1 und λ_2 berechnet, so ergiebt sich im allgemeinen ein etwas kleinerer Werth. Die Abweichung erscheint aber nicht beträchtlich, wenn man bedenkt, dass erstens λ_1 dann bereits in das Gebiet des ansteigenden Astes fällt, welches wegen diffusen Lichtes zu hoch liegt, und dass dann zweitens λ_2 dem Gebiet der Prismenabsorption angehört.

Wenn der absteigende Ast nicht beobachtet war, oder, wie bei den Curven niederster Temperatur mit seinem grössten Theile in das Gebiet der nicht genügend sicher corrigirbaren Prismenabsorption fiel, bestimmte man λ_m unter der Voraussetzung, dass alle Energiecurven in logarithmischer Darstellung congruent seien, durch Vergleich mit einer mittleren, oder, was auf dasselbe herauskommt, mit der theoretischen Curve, welche nach Fl. IVa mit einem mittleren Werthe von

α berechnet wurde, d. h. man berechnete aus mehreren Punkten des ansteigenden Astes aus $\log J$, $\log J_m$, $\log \lambda$ und α nach Fl. IVa $\log \lambda_m$. Z. B. berechnete man aus dem ansteigenden Aste der Curve 137° allein in folgender Weise einen Werth von $\log \lambda_m$. Mit dem Werthe $\alpha = 5{,}609$ berechnete man nach Fl. IVa für $\log \lambda/\lambda_m = -0{,}05$, $-0{,}10$ etc. die zugehörigen Werthe $\log J_m/J$, dann suchte man in der Curve dasjenige $\log \lambda$, für welches $\log J_m/J$ den berechneten Werth hat und verminderte dies $\log \lambda$ um $\log \lambda/\lambda_m$.

Tabelle Ia.

137° C.

$\log \lambda/\lambda_m$	−0,050	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35
$\log J_m/J$ ber.	0,0168	0,0698	0,1636	0,3030	0,4937	0,7417	1,0542
$\log \lambda$ abgel.	0,7425	0,6945	0,6432	0,5948	0,5439	0,4953	0,4440
$\log \lambda_m$	0,7925	0,7945	0,7932	0,7948	0,7939	0,7953	0,7940

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}7940$

Aus der früheren Berechnung folgte: $\log \lambda_m = 0{,}7949$

Mittel 0,7945

$\lambda_m = 6{,}230.$

Die folgende Tab. II enthält aus verschiedenen graphisch aufgetragenen Energiecurven für verschiedene Werthe von $\log \lambda/\lambda_m$ interpolirte Werthe von $\log J_m/J$ und die Werte von α, welche nach Fl. IVa daraus berechnet sind.

Fig. 1 sind die Beobachtungspunkte einiger Energiecurven von Kupferoxyd mit ausgelassenen Absorptionsstellen über einander gezeichnet: ähnlich wie in Fig. 2 der I. Mittheilung für Eisenoxyd. Die ausgezogene Curve ist die der Fl. IVa folgende für den Werth $\alpha = 5{,}609$, die gestrichelte für den Werth $\alpha = 5{,}000$. Mit Ausnahme des letzten Ende des ansteigenden Astes, der, wie p. 662 ausgeführt, infolge von diffusem Licht zu hoch liegen kann, folgen die Punkte der ausgezogenen Linie, und die noch vorhandenen Abweichungen können wohl auf Rechnung von Fehlern der Beobachtung oder von nicht corrigirten Störungen gesetzt werden, da sie in keinem Zusammenhange mit der Temperatur stehen. Dasselbe geht hervor aus der Zusammenstellung Tab. III der Werthe α, welche aus den einzelnen Energiecurven nach Gleichung IVa gewonnen sind. Tab. III enthält in jeder Horizontalreihe die Resultate, die

Tabelle II.

	137° C.		236°		454°		533°		711°		914°		$\log J_m/J$ theoretisch (Fl. IVa)	
$\log \lambda/\lambda_m$	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\alpha = 5{,}609$	$\alpha = 5{,}000$
+0,50									1,1325	5,58			1,1389	1,0153
0,45							0,985	5,80	0,9475	5,58	0,913	5,38	0,9524	0,8490
0,40							0,8035	5,80	0,7705	5,56	0,7505	5,41	0,7775	0,6930
0,35					0,634	5,78	0,6345	5,78	0,607	5,53	0,6000	5,47	0,6153	0,5485
0,30					0,485	5,82	0,4835	5,80	0,4605	5,52	0,458	5,49	0,4676	0,4169
0,25			0,3425	5,72	0,357	5,96	0,347	5,79	0,334	5,57	0,3315	5,53	0,3362	0,2997
0,20			0,230	5,79	0,242	6,09	0,2275	5,73	0,2255	5,68	0,2200	5,54	0,2229	0,1987
0,15	0,1275	5,50	0,136	5,87	0,141	6,08	0,1315	5,68	0,132	5,70	0,1330	5,74	0,1300	0,1159
0,10	0,0595	5,57	0,0625	5,85	0,061	5,71	0,057	5,34	0,058	5,43	0,063	5,90	0,0599	0,0534
+0,05	0,014	5,1	0,015	5,4	0,014	5,1	0,013	4,7	0,0155	5,6	0,015	5,4	0,0155	0,0139
−0,05	0,0155	5,2	0,016	5,3	0,019	6,3	0,019	6,3	0,0175	5,8	0,018	6,0	0,0168	0,0150
0,10	0,0695	5,58	0,072	5,78	0,074	5,95	0,068	5,46	0,0715	5,74	0,0735	5,90	0,0698	0,0623
0,15	0,160	5,49	0,1635	5,61	0,172	5,90	0,160	5,48	0,1610	5,52	0,1665	5,71	0,1636	0,1459
0,20	0,303	5,61	0,310	5,74	0,315	5,83	0,2985	5,53	0,2885	5,34	0,291	5,38	0,3030	0,2701
0,25	0,491	5,58	0,505	5,74	0,509	5,78	0,478	5,43	0,4490	5,10	0,457	5,19	0,4937	0,4401
0,30	0,745	5,63	0,750	5,67	0,731	5,53	0,699	5,29	0,6615	5,00	0,673	5,09	0,7417	0,6612
0,36	1,049	5,58	1,056	5,62	0,992	5,28	0,966	5,14	0,9195	5,00	0,9615	5,12	1,0542	0,9397
0,40	1,378	5,37	1,435	5,59	1,273	4,96	1,235	4,81	1,2165	4,74	1,311	5,11	1,4394	1,2831
−0,45					1,580	4,65	1,518	4,47	1,5445	4,55	1,7245	5,08	1,9055	1,6986
	Mittel	5,55		5,67		5,52		5,45		5,38		5,46		

aus einer Energiecurve folgen: die Temperatur in Celsiusgraden und Graden absoluter Temperatur, die Temperatur des Schirmes T_1, die Wellenlänge λ_m, das Product $\lambda_m \times$ absoluter Temperatur, dann Werthe von α, welche berechnet sind einmal mit Ausschluss des äussersten Endes des ansteigenden Astes und zweitens mit Berücksichtigung aller Punkte für diejenigen Curven, für welche die Beobachtungen über ein weites Gebiet der Wellenlängen ausgedehnt waren. Schliesslich ist die Intensität J_m des beobachteten Maximums der Energie aufgeführt und zwar reducirt für alle Curven auf gleiche Empfindlichkeit. Neben den beobachteten J_m stehen Werthe von J_m, welche nach Fl. III berechnet sind, mit den Constanten:

$$c' = 6{,}918 \times 10^{-16}, \quad \alpha = 5{,}5601.$$

Aus den Energiecurven folgt als Mittel der α, wenn das letzte Ende des ansteigenden Astes unberücksichtigt bleibt 5,618, mit Berücksichtigung desselben 5,552. Da die Genauigkeit, mit der dieser Werth α bestimmt ist, weit hinter der Genauigkeit zurücksteht, mit der der Werth durch die Intensitäten der Maxima nach Fl. III bestimmt ist, schliessen wir nur, dass der Werth von α aus den Energiecurven identisch ist mit dem nach Fl. III bestimmten und nehmen den letzteren zur Constantenbestimmung an.

Aus Tab. III ist ersichtlich, dass das Product $\lambda_m \times T$ sehr nahe constant ist. Die Annäherung an die Constanz ist jedenfalls bedeutend grösser als für Eisenoxyd. Für die höchsten Temperaturen scheint der Werth ein wenig grösser zu sein. Wir können für Kupferoxyd kein besseres Gesetz aufstellen als Fl. II und erhalten als Mittelwerth der einwandfreien Energiecurven

$$c = 2562.$$

Mit den angeführten Zahlenwerthen von c', α und c berechnet man nach den Fln. IIa und IIIa folgende Werthe der Constanten c_2 und c_1 der Fl. I:

$$c_2 = c \cdot \alpha = 2562 \times 5{,}5601 = 14\,245$$

$$c_1 = c' \times (c \times e)^{\alpha} = 6{,}918 \times 10^{-16} (2562 \times 2{,}7183)^{5{,}5601} = 1\,611\,000,$$

dazu tritt in die Fl. I als Werth für α 5,5601. Mit diesen

Tabelle III.

Resultate für Kupferoxyd.

°C.	abs. Temp.	T_1	λ_m beob.	$\lambda_m \cdot T$ abs.	Aus d. Energiecurve α	Aus d. Energiecurve berechnet von λ/λ_m	Aus d. Energiecurve berechnet bis λ/λ_m	Aus der Energiecurve α	Aus der Energiecurve berechnet von λ/λ_m	Aus der Energiecurve berechnet bis λ/λ_m	J_m beob.	J_m ber.
87	360	17,3	7,110	2560	5,77	1,42	0,50	5,77	1,42	0,50	0,108	0,113
127	400	15,3	6,436	2575	5,54	1,42	0,50	5,54	1,42	0,50	0,198	0,203
131	404	17,5	6,289	2541	5,62	1,26	0,45	5,62	1,26	0,45	0,211	0,215
137	410	16,0	6,230	2555	5,54	1,42	0,40	5,54	1,42	0,40	0,228	0,233
155	428	10,7	5,873	2513	5,57	1,12	0,56				0,286	0,296
164a	437	14,6	5,767	2521	5,28	1,13	0,40				0,321	0,332
164b	437	12,4	5,787	2530	5,47	1,13	0,63				0,326	0,332
164c	437	16,5	5,897	2578	5,58	1,12	0,45	5,58	1,12	0,45	0,329	0,332
175a	448	16,7	5,721	2564	5,74	1,58	0,40	5,74	1,58	0,40	0,387	0,381
175b	448	17,2	5,787	2593	5,52	1,13	0,56				0,376	0,381
174	447	10,4	5,635	2519	5,70	1,0	0,63				0,373	0,377
193	466	12,3	5,411	2522	5,68	1,0	0,63				0,469	0,475
202	475	17,2	5,311	2523	5,56	1,78	0,40	5,56	1,78	0,40	0,528	0,529
219	492	12,0	5,115	2516	5,55	1,00	0,63				0,644	0,643
236	509	17,5	5,020	2555	5,67	1,78	0,40	5,67	1,78	0,40	0,807	0,775
248	521	16,4	4,938	2572	5,67	1,26	0,63				0,904	0,883
253	526	12,6	4,784	2517	5,69	1,13	0,71				0,941	0,931
255	528	17,1	4,773	2520	5,72	1,26	0,45	5,55	1,26	0,32	0,964	0,951
286	559	16,9	4,668	2609	5,68	1,26	0,63				1,33	1,31
288	561	15,7	4,529	2535	5,63	1,00	0,70				1,35	1,33
317	590	12,6	4,305	2541	5,65	1,00	0,71				1,79	1,77
328	601	16,7	4,223	2538	5,93	1,58	0,45	5,74	1,58	0,32	2,02	1,96
338	611	15,7	4,194	2563	5,56	1,00	0,70				2,17	2,14
355	628	16,9	4,122	2589	5,79	2,24	0,45	5,61	2,24	0,32	2,55	2,50
364	637	15,4	3,950	2516	5,74	1,58	0,50				2,74	2,70
388a	661	15,1	3,873	2560	5,69	1,00	0,56				3,42	3,32
388b	661	10,9	3,894	2574	5,62	2,24	0,45	5,45	2,24	0,32	3,38	3,32
389	662	16,4	3,875	2565	5,80	1,78	0,45	5,62	1,78	0,32	3,47	3,34
397	670	12,1	3,819	2560							3,60	3,57
405a	678	15,6	3,777	2561	5,61	1,26	0,56				3,90	3,82
405b	678	14,9	3,776	2560							3,84	3,82
437	710	16,0	3,582	2543	5,68	1,12	0,63				4,95	4,94
454	727	16,9	3,532	2567	5,74	2,24	0,45	5,52	2,24	0,32	5,77	5,63
500	773	16,5	3,328	2573	5,69	1,12	0,71				7,91	7,91
533	806	17,0	3,215	2585	5,56	2,82	0,45	5,45	2,82	0,36	10,1	9,99
625	898	17,4	2,905	2610	5,68	1,41	0,63				17,9	18,2
711	984	17,3	2,642	2600	5,47	3,16	0,45	5,38	3,16	0,36	30,1	30,4
727	1000	10,7	2,553	2553	5,43	1,26	0,80				32,7	33,1
768	1041	17,4	2,512	2615	5,49	3,16	0,45	5,38	3,16	0,36	40,4	41,4
862	1135	11,9	2,303	2614	5,64	1,0	0,80				66,0	67,0
866	1139	11,1	2,273	2589	5,65	1,12	0,71				67,0	68,4
888	1161	17,7	2,265	2630	5,38	3,55	0,45	5,31	3,55	0,36	74,8	76,0
914	1187	16,5	2,205	2617	5,51	2,82	0,45	5,46	2,82	0,45	84,3	85,9
			Mittel:	2562	5,618			5,552				
Mit neu aufgetragenem und nicht vollständig in Oxyd verwandeltem Kupfer wurden gemessen:												
265	538	16,9	4,596	2473	5,57	1,12	0,71				1,07	1,06
323	596	17,1	4,198	2502	5,6	1	0,80				1,87	1,86
376	649		3,863	2507	5,77	2,51	0,45	5,68	2,51	0,36	3,07	2,99
Geschmolzen war das Kupferoxyd bei folgender Messung:												
1103	1376	16,9	1,942	2672	5,28	1,12	0,70				182	195

Constanten giebt Fl. I eine Annäherung an die Beobachtungen, welche wohl meistens innerhalb der zuzugebenden Fehler liegt.

Die Beobachtungen der isochromatischen Linien ergaben für Kupferoxyd die folgenden Resultate, bei deren Betrachtung das p. 665 Gesagte zu berücksichtigen ist. Erstens sind in Fig. 2 die Beobachtungspunkte der isochromatischen Curven wiedergegeben.[1]) Da diese Curven (nach V) gerade Linien sein sollten, ist durch die Punkte jeder Curve so gut wie möglich eine gerade Linie gezogen, wie aus der Zeichnung ersichtlich ist. Durch die Gleichungen dieser geraden Linien gewann man Werthe von γ_1 und γ_2 der Fl. V und aus ihnen nach den Fln. Va und Vb Werthe von c_2 und c_1), welche in folgender Tab. IV enthalten sind.

Tabelle IV.

Resultate der isochromatischen Curven des Kupferoyds.

$\lambda\,(\mu)$	$\log\lambda$	γ_1	γ_2	c_2	α	c_1
7,764	0,8901	1,2726	810,2	14 485	5,655	1 666 000
6,252	0,7960	1,8063	1006,7	14 492	5,657	1 707 000
4,586	0,6614	2,5458	1355,4	14 311	5,587	1 672 000
3,1175	0,4938	3,4163	1952,0	14 014	5,4709	1 453 000
2,241	0,3504	4,208	2713	14 000	5,465	1 435 000
1,122	0,0500	5,235	4646	12 000	4,686	325 800

Mit Ausnahme der letzten Curve $\lambda = 1{,}122\,\mu$ ergeben diese Curven Werthe von c_2 und c_1, welche mit den genaueren endgültigen Werthen ziemlich gut übereinstimmen. Es ergiebt sich ohne Berücksichtigung der Curve $\lambda = 1{,}122\,\mu$, welche sich auf das Gebiet des ansteigenden Astes bezieht (vgl. das p. 665 Gesagte): als Mittel der c_2 14 260, der c_1 1 587 000, während die genaueren Werthe sind: 14 245 und 1 611 000.

Aus jedem Werth von c_2 kann nach Fl. IIa unter Hinzunahme des Mittels von c ein Werth von α berechnet werden, der in der Tabelle mit aufgeführt ist. Das Mittel der α ist aus den fünf einwandfreien Curven 5,567, während der genaue Werth nach Obigem 5,560 beträgt. Dass diese Mittelwerthe

1) Für die Curven $\lambda = 1{,}122$, 2,241, 3,118, 4,586 μ entsprechen die verschieden bezeichneten Punkte verschiedenen Beobachtungsreihen, für die Curven 6,252 und 7,764 μ sind die Punkte aller Beobachtungsreihen innerhalb der Curve gleich bezeichnet.

2) Zur Berechnung von c_1 ist der Werth $\alpha = 5{,}560$ genommen.

der Resultate aus den fünf ersten isochromatischen Curven so gut mit den an den Energiecurven gewonnenen übereinstimmen, liegt zum Theil daran, dass die vier ersten isochromatischen Curven durch die Correction wegen der Breite des Spaltes und des Bolometerstreifens kaum merklich geändert werden, und die Aenderungen der fünften noch geringe sind. Diese Correction würde die sechste isochromatische Linie (1,122 μ) soweit ändern, dass γ_2 einen Werth von etwa 5300 erhielte, was zu $c_2 = 13\,700$ führte, in naher Uebereinstimmung mit den Resultaten der übrigen Curven. Die Abweichung dieser isochromatischen Linie dürfte daher zum grössten Theil verschwinden, wenn die Correction genau angebracht würde, und die dann etwa noch vorhandene Abweichung dürfte durch diffuses Licht grösserer Wellenlänge verursacht sein.

War das Kupfer der strahlenden Schicht nicht genügend oxydirt, wie bei den Energiecurven 265°, 323°, 376° C., welche der Tab. III angehängt sind, so erhielt man ein etwas kleineres λ_m und folglich einen etwas kleineren Werth von c. Das Resultat der Energiecurve 1103° C. mit flüssigem Kupferoxyd erlaubt keinen Schluss, weil das geschmolzene Oxyd während der Messungsreihe an dem senkrecht stehenden Platinblech herunterfloss und dadurch Störungen verursachte.

Resultate der Beobachtungen an Lampenruss.

Ein 2facher oder 4facher[1]) blanker Platinstreif wurde auf der dem Spalte zugekehrten Fläche über einer Petroleumlampe möglichst gleichmässig berusst, sodass der bräunliche Schimmer, den schwach berusste Flächen im reflectirten Lichte zeigen, völlig verschwunden war, und die Schicht schwarz erschien. Bei einer der Energiecurven befand sich unter der Russschicht noch eine Schicht Kupferoxyd, bei einer anderen eine Schicht Eisenoxyd. Solche Umstände, sowie Verschiedenheiten in der Dicke der Russschicht, welche vor jedem Versuche frisch erzeugt wurde, liessen keine Verschiedenheiten in den Resultaten bemerken, solange die Russschicht nicht übermässig dick war. In diesem Falle war die Temperatur der strahlenden Oberfläche niedriger, als das ins Innere der Platinbleche ragende

1) F. Paschen, Wied. Ann. **49.** p. 57. 1893.

Thermoelement angab. Störungen traten ein, wenn die Russschicht sich lockerte und nicht mehr fest am Platin haftete. Dann erzeugten die Strahlungen keine constanten Galvanometerausschläge. Auch in diesem Falle entsprachen die Strahlungserscheinungen einer niederen Temperatur, als vom Thermoelemente angezeigt wurde. Bei Temperaturen über 400° C. brannte der Russ während der Messung allmählich fort. Dies zeigte sich dadurch, dass die Temperatur des Platinstreifens allmählich stieg, trotzdem aber die Strahlungsintensität einer grösseren Wellenlänge sank, weil Platin überall im Spectrum bei gleicher Temperatur eine erheblich geringere Intensität ausstrahlt als Russ, und weil für längere Wellenlängen das Platin erst bei ausserordentlich viel höheren Temperaturen dieselbe Intensität emittirt, wie Russ.[1]) Oft löste sich die Russschicht, während sie fortbrannte, theilweise vom Platin los. Bei den Messungen für Temperaturen über 400° C. suchte man diese Störungen durch schnelles Experimentiren zu verkleinern. Die Sicherheit der gewonnenen Resultate ist für die niederen Temperaturen eine grössere.

Tabelle V.

Bestimmungen von λ_m nach Fl. IVb.

Curve 296° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,6305	0,6221	0,6145	0,6075	0,6013	0,5705	0,5405	0,5177
$\log \lambda_2$	beob.	0,6990	0,7065	0,7165	0,7245	0,7310	0,7641	0,8015	0,8305
$\log \lambda_m$	ber.	0,6647	0,6633	0,6644	0,6644	0,6644	0,6638	0,6646	0,6648

$\log \lambda_1$	beob.	0,4983	0,4815	0,4385
$\log \lambda_2$	beob.	0,8560	0,8790	0,9378
$\log \lambda_m$	ber.	0,6649	0,6651	0,6645

Mittel aus den 7 ersten Bestimmung $\log \lambda_m = 0{,}6642$, $\lambda_m = 4{,}616\,\mu$.

Curve 171° C.

$\log \lambda_1$	beob.	0,7018	0,6779	0,6597	0,6438	0,6177	0,5977
$\log \lambda_2$	beob.	0,8320	0,8575	0,8792	0,8975	0,9292	0,9564
$\log \lambda_m$	ber.	0,7650	0,7645	0,7648	0,7643	0,7642	0,7647

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}7646$, $\lambda_m = 5{,}816\,\mu$.

Durch Vergleichung der Beobachtungspunkte des ansteigenden Astes mit der theoretischen Curve ($\alpha = 5{,}609$) ergab sich $\log \lambda_m = 0{,}7642$.

Das Mittel beider Bestimmungen ist $\log \lambda_m = 0{,}7644$, $\lambda_m = 5{,}813\,\mu$.

1) Vgl. Tab. XIX p. 706.

Curve 368a° C.

$\log \lambda_1$ beob.	0,5920	0,5820	0,5741	0,5688	0,5602	0,5442
$\log \lambda_2$ beob.	0,6430	0,6570	0,6670	0,6735	0,6815	0,6965
$\log \lambda_m$ ber.	0,6175	0,6185	0,6200	0,6197	0,6192	0,6185
$\log \lambda_1$ beob.	0,5240	0,4708	0,4322	0,4022	0,3758	0,3413
$\log \lambda_2$ beob.	0,7182	0,7870	0,8375	0,8805	0,9184	0,9687
$\log \lambda_m$ ber.	0,6175	0,6195	0,6193	0,6196	0,6193	0,6179

Mittel aus den ersten 7 Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}6187$, $\lambda_m = 4{,}157\,\mu$.

Curve 420° C.

$\log \lambda_1$ beob.	0,5598	0,5510	0,5435	0,5375	0,5210	0,5069
$\log \lambda_2$ beob.	0,6192	0,6310	0,6395	0,6465	0,6668	0,6802
$\log \lambda_m$ ber.	0,5891	0,5906	0,5905	0,5910	0,5919	0,5905
$\log \lambda_1$ beob.	0,4885	0,4595	0,4360	0,3982	0,3517	0,2962
$\log \lambda_2$ beob.	0,7003	0,7350	0,7617	0,8102	0,8717	0,9561
$\log \lambda_m$ ber.	0,5898	0,5900	0,5887	0,5880	0,5861	0,5851

Mittel aus den 7 ersten Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}5905$, $\lambda_m = 3{,}895\,\mu$.

Curve 127° C. Maximumbettimmung durch Vergleich mit der theoretischen Curve ($\alpha = 5{,}659$ vgl. p. 671).

$\log \lambda / \lambda_m$	+0,15	+0,10	+0,05	−0,05	−0,10	−0,15	−0,20
$\log J_m / J$ ber.	0,1300	0,0599	0,0155	0,0168	0,0698	0,1636	0,3030
$\log \lambda$ abgel.	0,9560	0,9065	0,8543	0,7578	0,7083	0,6585	0,6082
$\log \lambda_m$	0,8060	0,8065	0,8043	0,8078	0,8083	0,8085	0,8082

$\log \lambda / \lambda_m$	−0,25	−0,30	−0,35	−0,40	−0,45	−0,50
$\log J_m / J$ ber.	0,4937	0,7417	1,0542	1,4393	1,9055	2,4628
$\log \lambda$ abgel.	0,5537	0,5042	0,4605	0,4138	0,3624	0,3063
$\log \lambda_m$	0,8037	0,8042	0,8105	0,8138	0,8124	0,8063

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}8077$, $\lambda_m = 6{,}423\,\mu$.

Graphische Zeichnung der Beobachtungspunkte einiger übereinander gelegter Energiecurven des Russes Fig. 3. Die Zusammenstellung der Resultate in Tabelle VII ist genau so angeordnet wie in Tabelle III für CuO. Es folgt als Mittelwerth

$$c = 2623.$$

Für die Werthe J_m ber. gilt die Fl. III mit folgenden Constanten:

$$c' = 7{,}860 \times 10^{-16} \quad \alpha = 5{,}5279.$$

Tabelle VI.

	Curve 127°		171°		296°		368° α		420°		log J_m/J theoretisch	
$\log \lambda/\lambda_m$	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	α = 5,609	α = 5,000
+ 0,40											0,7775	0,6930
+ 0,35							0,6145	5,60	0,6280	5,73	0,6153	0,5485
+ 0,30							0,4640	5,57	0,4820	5,78	0,4676	0,4169
+ 0,25					0,3475	5,80	0,3350	5,59	0,3440	5,74	0,3362	0,2997
+ 0,20					0,2280	5,74	0,2255	5,68	0,2375	5,97	0,2229	0,1987
+ 0,15	0,1340	5,78	0,1285	5,55	0,1330	5,74	0,1340	5,78	0,136	5,87	0,1300	0,1159
+ 0,10	0,0610	5,71	0,0630	5,90	0,0620	5,81	0,064	5,99	0,063	5,90	0,0599	0,0534
+ 0,05	0,0175	6,3	0,0150	5,4	0,0155	5,6	0,015	5,4	0,0165	5,9	0,0155	0,0139
− 0,05	0,0175	5,8	0,0180	6,0	0,0165	5,5	0,017	5,7	0,018	6,0	0,0168	0,0150
− 0,10	0,0705	5,66	0,0725	5,82	0,0725	5,82	0,0715	5,74	0,073	5,86	0,0698	0,0623
− 0,15	0,1650	5,66	0,1620	5,55	0,1695	5,81	0,1685	5,78	0,164	5,62	0,1636	0,1459
− 0,20	0,3040	5,63	0,3025	5,60	0,3175	5,88	0,3065	5,67	0,299	5,53	0,3030	0,2701
− 0,25	0,4780	5,43	0.4905	5,57	0,5075	5,77	0,4930	5,60	0,4695	5,34	0,4937	0,4401
− 0,30	0,7225	5,46	0,7360	5,57	0,7535	5,70	0,7245	5,48	0,706	5,34	0,7417	0,6612
− 0,35	1,0775	5,73	1,0530	5,62	1,0485	5,58	1,0075	5,36	0,994	5,29	1,0542	0,9397
− 0,40	1,4925	5,82	1,4175	5,53	1,3870	5,41	1,3385	5,22	1,323	5,16	1,4394	1,2831
− 0,45	1,9485	5,74	1,8475	5,44	1,7335	5,10	1,7115	5,04	1,680	4,96	1,9055	1,6986
− 0,50	2,4455	5,57			2,080	4,74	2,0985	4,78	2,038	4,64	2,4628	2,1953
− 0,55											3,1222	2,7832
	Mittel	5,67		5,65		5,55		5,51		5,55		

Tabelle VII.

Resultate der Beobachtungen über die Strahlung des Russes.

					Aus d. Energiecurve ber. Werth α								Bemerkungen	
						λ/λ_m			λ/λ_m					
° C.	abs. T	T_1	λ_m beob.	$\lambda_m \times T$abs.	α	von	bis	α	von	bis	J_m beob.	J_m ber.	Platin	
83	356	21,7	7,287	2594	5,60	1,13	0,36	5,60	1,13	0,36	0,0972	0,0999	2 fach	λ_m durch Vgl. m. d. theor. Curve best.
127	400	23,7	6,423	2570	5,67	1,41	0,32	5,67	1,41	0,32	0,1887	0,1903	2 fach	ebenso
171	444	15,8	5,813	2581	5,65	1,41	0,36	5,65	1,41	0,36	0,3388	0,3392	4 fach	ebenso und Maximumbestimmung
186	459	23,7	5,515	2532	5,74	1,41	0,56				0,4075	0,4068	2 fach	Vgl. m. d. theor. Crv. u. Maximumbest.
235	508	15,0	5,099	2585	5,61	1,26	0,40	5,61	1,26	0,40	0,7198	0,7135	4 fach	Maximumbestimmung
279	552	23,3	4,684	2585	5,60	1,00	0,63				1,158	1,128	2 fach	Vgl. mit theor. Curve
296	569	16,0	4,616	2626	5,62	1,59	0,36	5,55	1,59	0,32	1,375	1,335	4 fach	Maximumbestimmung
335	608	22,3	4,276	2600	5,87	1,59	0,40	5,72	1,59	0,32	1,971	1,925	2 fach	ebenso [Maximumbestimmung
348	621	10,4	4,198	2607	5,73	2,00	0,50	5,61	2,00	0,35	2,179	2,164	2 fach	Kupferoxyd unter der Russschicht,
368a	641	23,5	4,157	2664	5,65	1,59	0,45	5,51	1,59	0,32	2,612	2,579	2 fach	Maximumbestimmung
368b	641	16,8	4,172	2674	5,66	1,59	0,50				2,563	2,579	4 fach	ebenso
370	643	14,8	3,994	2568	5,66	1,78	0,40	5,54	1,78	0,32	2,634	2,626	2 fach	ebenso [Maximumbestimmung
372	645	15,0	4,019	2593	5,36	1,26	0,79				2,702	2,676	2 fach	Eisenoxyd unter der Russschicht,
373	646	22,6	4,102	2650	5,52	1,0	0,71				2,737	2,694	2 fach	Vgl. mit theor. Curve
374	647	21,6	4,114	2661	5,38	1,0	0,50				2,740	2,712	2 fach	ebenso
377	650	14,7	4,021	2614	5,77	1,78	0,40	5,67	1,78	0,32	2,775	2,782	4 fach	Maximumbestimmung
400	673	14,1	3,865	2600	5,67	1,59	0,63	5,49	1,75	0,35	3,341	3,376	2 fach	ebenso
414	687	22,1	3,723	2558	5,58	1,78	0,36				3,742	3,788	2 fach	ebenso
420	693	13,9	3,895	2699	5,68	1,78	0,40	5,55	1,78	0,32	3,997	3,966	4 fach	ebenso
447	720	16,8	3,749	2699	5,61	1,78	0,80				4,860	4,902	4 fach	ebenso
485	758	15,3	3,529	2675	5,57	1,78	0,40	5,52	1,78	0,36	6,329	6,507	4 fach	ebenso
498	771	14,8	3,488	2689	5,62	2,00	1,00				7,278	7,168	4 fach	Vgl. mit theor. Curve
505	778	14,8	3,418	2659	5,60	2,00	1,00				7,252	7,523	4 fach	Maximumbestimmung
			Mittel	2623	5,627			5,591						

Dieser Werth von α ist identisch mit dem aus den Energiecurven berechneten und als der genauere für die Berechnung zu verwenden. Als Constanten c_2 und c_1 der Fl. berechnen sich dann folgende:

nach IIa $c_2 = 2623 \times 5{,}5279 = 14\,500$,
nach IIIa $c_1 = 7{,}860 \times 10^{-16}(2623 \times 2{,}7183)^{5.5279} = 1\,566\,000$,

dazu tritt $\alpha = 5{,}5279$.

Die beobachteten isochromatischen Curven finden sich mit den Beobachtungspunkten in Fig. 4a. Die durch die Beobachtungspunkte hindurchgelegten geraden Linien ergaben folgende Werthe von γ_1 und γ_2 der Fl. V, von c_2 nach Fl. Vb, von α nach Fl. IIa unter der Voraussetzung der berechneten c_2 und von $c = 2623$ und von c_1 nach Fl. Va unter der Voraussetzung von $\alpha = 5{,}528$.

Tabelle VIII.

λ_μ	$\log \lambda$	γ_1	γ_2	c_2	α	c_1
7,773	0,8906	1,2659	811,0	14 180	5,534	1 546 000
6,254	0,7962	1,7849	1007,8	14 510	5,534	1 536 000
4,586	0,6614	2,5372	1367,0	14 430	5,501	1 561 000
3,121	0,4943	3,3187	1924,7	13 830	5,273	1 206 000
2,262	0,3545	3,9054	2584,0	13 460	5,133	733 000

Für das Temperaturgebiet von 70° C. bis 500° C., innerhalb welchem diese Isochromatics untersucht sind, gehören die Wellenlängen 2,262 und auch 3,121 μ noch dem ansteigenden Ast der Energiecurven an, der durch die Correction wegen der Breite des Spaltes und des Bolometerstreifens erhebliche Aenderungen erfahren würde. Die Wellenlänge 2,262 μ verhält sich für dies Temperaturgebiet ungefähr so, wie diejenige 1,1 μ für die Temperaturgebiete, innerhalb deren Kupferoxyd und Eisenoxyd untersucht sind. Durch schätzende Bestimmung der Correctur sah man, dass diese Curve durch sie eine stärkere Neigung erhält und ein γ_2 und c_2 ergiebt, welches nicht mehr von den entsprechenden Werthen der anderen abweicht. Die isochromatische Curve 1,12 μ[1]) konnte nicht mehr unter-

1) Die drei bedobachteten Punkte der isochromatischen Curve 1,124 μ sind, wegen der Spaltbreite schätzungsweise corrigirt in der Fig. 4a mit aufgenommen. Unter der Voraussetzung von $\alpha = 5{,}133$ würde diese Linie die Neigung der dort gezeichneten Geraden haben.

sucht werden, da die Energie hier für die niederen Temperaturen zu gering war. Als Mittelwerthe aus den drei ersten isochromatischen Curven folgen die Werthe:

$$c_2 = 14\,370,\ \alpha = 5{,}523,\ c_1 = 1\,548\,000,$$

welche mit den genaueren, oben gefundenen genügend übereinstimmen.

Nach Fl. VIa muss die Gesammtstrahlung S des Russes proportional mit $T^{4.528}$ sein, da $\alpha - 1 = 4{,}528$ ist. Die von mir früher erlangten Resultate über die Gesammtstrahlung des Russes[1]) sind noch wegen der Gesammtstrahlung des Schirmes, die bei diesen Messungen als Nullpunkt der Strahlung galt, zu corrigiren. Da diese Messungen mit einem anderen Bolometer und an einer anderen Strahlungsmenge gemacht sind, für deren Reduction auf die analogen Verhältnisse bei den spectralen Messungen die experimentellen Daten fehlen, kann die Intensität der Gesammtstrahlung des Schirmes nicht durch Rechnung nach Fl. VIb gefunden werden, sondern es muss einer der zwei folgenden Wege zu ihrer Ermittelung eingeschlagen werden.

Erste Methode der Bestimmung der Gesammtstrahlung des Schirmes von 15° C. oder 288° abs. bei den früheren Messungen: die Gültigkeit der gefundenen Beziehungen vorausgesetzt, kommt es nach Fl. VI darauf an, denjenigen Factor B zu bestimmen, mit welchem das Product $J_m \times \lambda_m$ der aus den spectralen Messungen erlangten Werthe zu multipliciren ist, damit es gleich der früher beobachteten Gesammtstrahlung S wird. Diese Bestimmung kann mit Hülfe der bei höheren Temperaturen gemachten Messungen geschehen. Wie p. 708 gezeigt wird, können wir ferner für $T = 288^0$ absolut J_m und λ_m mit ausreichender Genauigkeit so bestimmen, dass wir diese aus den Gesetzen irgend eines der schwärzeren Körper extrapoliren. Es ergiebt sich dann mit Hülfe des Factors B die Gesammtstrahlung des Schirmes von 288° bezogen auf die Empfindlichkeit etc. der Gesammtstrahlungsmessungen.

$\log T$	$\log J_m$	$\log \lambda_m$	$\log J_m \times \lambda_m$	$\log S$ [2])	$\log B$
2,8839	0,836	0,5349	1,3709	2,7099	1,3390
2,8591	0,698	0,5597	1,2577	2,5973	1,3396
				Mittel	1,3393

1) F. Paschen, Wied. Ann. **49.** p. 66. 1893.

2) Diese Werthe sind bereits wegen S_{288^0} corrigirt.

Nach den für Russ gültigen spectralen Gesetzen extrapolirt man für $T = 288^0$, $\log T = 2{,}4594$,

$$\log J_m = 0{,}4904 - 2$$
$$\log \lambda_m = 0{,}9594$$
$$\log J_m \times \lambda_m = \overline{0{,}4498 - 1}$$
$$\log B = 1{,}3393$$
$$\log S_{288} = \log J_m \times \lambda_m \times B = \overline{0{,}7891} \qquad S_{288} = 6{,}153.$$

Für $T = 288{,}3$, der genauen Schirmtemperatur der früheren Messungen, folgt: $S_{288,3} = 6{,}16$.

Zweite Methode der Bestimmung von $S_{288,3}$: wenn die Gleichung $S = c'' T^\varepsilon$ das Gesetz der Gesammtstrahlung ausdrückt, müssen die früher beobachteten Strahlungen s folgender Gleichung genügen:

$$s + S_{288,3} = c'' T^\varepsilon.$$

Es würden sich also aus drei Beobachtungspunkten die drei Unbekannten $S_{288,3}$, c'' und ε ermitteln lassen. Auf einem Wege, der im wesentlichen durch diesen Gedankengang vorgezeichnet wurde, fand ich allein aus den früheren Beobachtungen $S_{238,3} = 6{,}25$ als diejenige Intensität, welche zu s addirt werden muss, damit $\log(s + S_{288,3})$ als Function von $\log T$ betrachtet, möglichst geradlinig verläuft.

Die überraschende Uebereinstimmung der zwei auf verschiedene Weise bestimmten Zahlen beruht zum Theil auf Zufall. Als Mittel aus beiden Zahlen habe ich 6,21 angenommen. Es ergiebt sich dann aus meinen früheren Beobachtungen folgendes:

Gesammtstrahlung des Russes.

T abs.	351,3	373	423	473	523
s beob.	8,23	12,7	26,9	48,4	81,3
$s + S_{288,3}$ beob.	14,44	18,91	33,1	54,6	87,5
S ber.	14,49	19,01	33,6	55,6	88,1
T abs.	573	623	673	723	765,4
s beob.	126	186	269	389	506,2
$s + S_{288,3}$ beob.	132,2	192,2	275,2	395,2	512,4
S ber.	133,1	194,6	276,8	382,0	494,4

S ber. folgt der Fl. VIa mit den Constanten:

$$c'' = 4{,}208 \times 10^{-11} \quad a - 1 = 4{,}532.$$

Diese Constanten sind so berechnet, dass Fl. VIa sich möglichst an die beobachteten Werthe $s + S_{288,3}$ anschliesst. Der Werth $a - 1 = 4{,}532$ ist innerhalb der Beobachtungsfehler gleich dem Werth 4,528, der für $a - 1$ aus den Spectralmessungen folgt. Die Uebereinstimmung dieser zwei Werthe kann kaum einem Zufall zugeschrieben werden. In Fig. 4b finden sich erstens die beobachteten Werthe von $\log J_m$ als Function von $\log T$ aufgetragen, zweitens die wegen $S_{288,3}$ corrigirten beobachteten Werthe von $\log S$ als Function von $\log T$. Die geraden Linien entsprechen den Formeln.

Resultate der Beobachtungen an Kohlen, welche sich innerhalb oder ausserhalb einer Glashülle befanden.

Eine auf Platin niedergeschlagene Russschicht brennt in der Luft bei 400° C. langsam und bei 500° C. bereits ziemlich schnell fort. Setzt man sie ins Vacuum, so tritt ein neuer Uebelstand dadurch auf, dass sie bei höheren Temperaturen abblättert. Um die Strahlung der Kohle bei höherer Temperatur zu erzeugen, wandte ich darum eine Graphitschicht an, welche in freier Luft viel langsamer zerstört wird als Russ, und für deren vorzügliches Verhalten im Vacuum unsere Glühlampen zeugen. Die Versuchsanordnung war folgende (Fig. 5a und b p. 686). Durch einen Kork *K* wurden 2 dicke Kupferdrähte *C* geführt, welche in Platinblechhülsen *P* endigten. Bei *A* wurden zwei übereinander gelegte, ca. 6 mm breite Streifen von leitender Holzkohle mit Graphit und Theer eingekittet. In den Zwischenraum zwischen den Kohlestreifen war bei *a* die Schmelzstelle des Thermoelementes *Th* eingeführt, dessen Drähte ebenfalls den Kork *K* durchsetzten. Um die Kohlebänder zu präpariren, tauchte man sie sammt ihren Kittungen und dem zwischen ihnen eingeklemmten Thermoelement unter flüssiges Benzin und erhitzte sie in langsamer Steigerung zur Roth-, Gelb- und Weissgluth. Dabei setzte sich eine graue, graphitartige Kohlenstoffschicht auf den Bändern ab, welche die Ungleichmässigkeiten der Kohlen ausglich und die Drähte des Thermoelementes befestigte. Zugleich härteten sich die Kittstellen, indem die flüchtigen Bestandtheile des Theers ausgetrieben wurden. War die Schicht genügend dick und gleichmässig, so schob man die ganze, durch den Kork *K* gehaltene Vorrichtung durch die untere Oeffnung

in das Innere der Glaskugel G, sodass die Kohlebänder sich im Mittelpunkt der Kugel vor der Röhre R befanden, welche durch ein vorgekittetes Flussspathfenster F verschlossen war. Der Kork wurde mit Siegellack umgeben und verkittet. Durch f stand die Kugel mit der Quecksilberluftpumpe in Verbindung. Man evacuirte unter beständigem Glühen der Kohle, bis diese nur noch wenig Gas abgab, und schmolz dann ab. Die aus

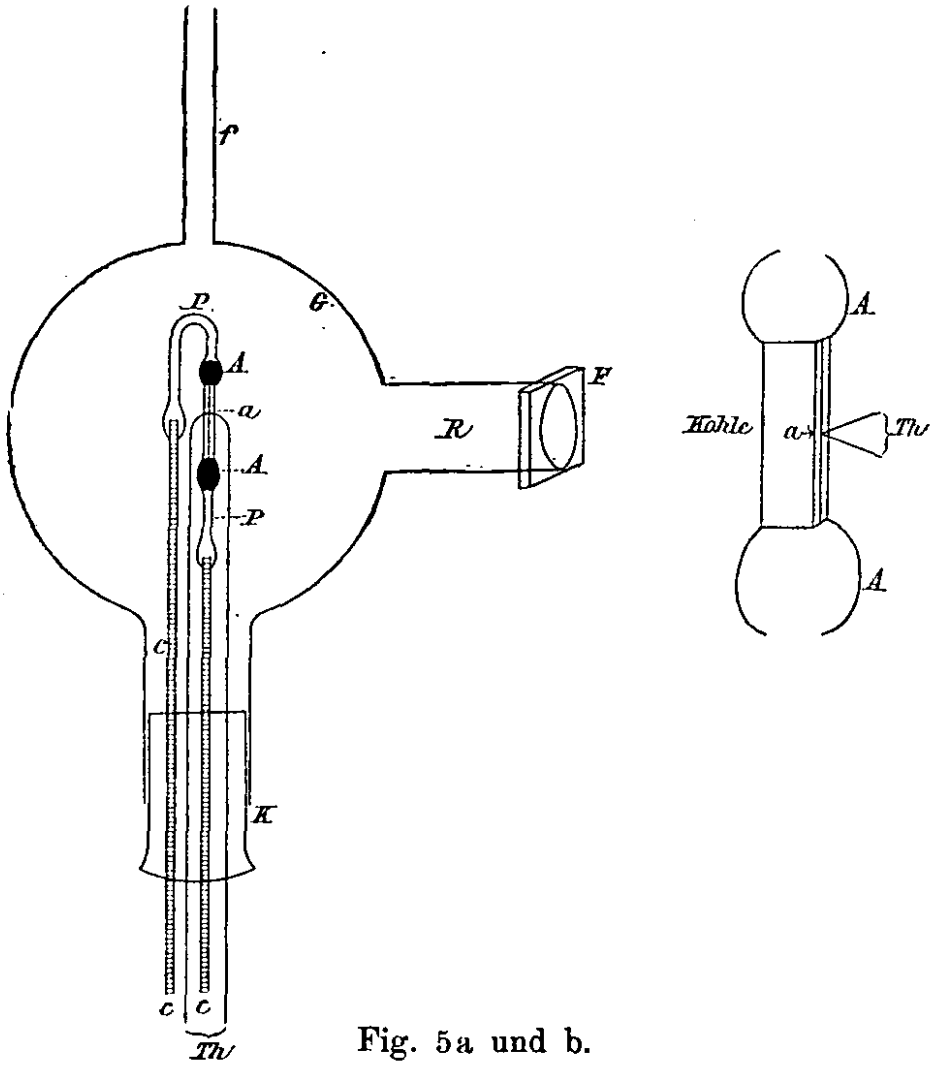

Fig. 5a und b.

dem Fenster austretende Strahlung wurde untersucht. Nach einigem Gebrauche musste die Glühlampe wieder von neuem evacuirt werden. Die Kohlen nutzten sich schneller durch längeres Weissglühen ab, als die Kohlen unserer Glühlampen; doch gelang es, sie so zu präpariren, dass eine Reihe von Messungen mit einer und derselben Kohle gemacht werden konnten, ehe sie abgenutzt war.

Die Drähte des Thermoelementes waren so fest eingebettet, dass der Erhitzungsstrom einen völlig konstanten Zweigstrom

durch den Kreis des Thermoelementes sandte, den man entweder durch Commutiren des Erhitzungstromes eliminirte, oder falls er zu beträchtlich war, durch ein besonderes Verfahren compensirte.

Sei K_1 (Fig. 6) der Kreis des Thermoelementes mit der Schmelzstelle S, und es entspreche der Zweigstrom in diesem Kreise einer Spannungsdifferenz p Volt zwischen den Punkten A und B, so bestand die Compensation darin, dass man mit einer Hülfskette E zwischen diesen Punkten denselben Spannungsunterschied mit umgekehrten Vorzeichen $-p$ herstellte. Die Hülfskette hatte 1—20 Volt Spannung und war durch zwei Widerstände ω_1 und ω_2 von zusammen 20 000 Ohm geschlossen. Von einem passenden Theile ω_1 dieses Widerstandes zweigte man zu den Punkten A und B ab und sorgte nur dafür, dass der Widerstand des Kreises K_2 gross war im Vergleich zu dem des Kreises K_1, der bei ω' und ω'' Widerstände enthielt, weil anderenfalls grosse Correctionen an den Ausschlägen des Galvanometers G nöthig gewesen wären. Man veränderte die Widerstände ω_2 und ω_1 solange, bis beim Commutiren des Erhitzungstromes und zugleich des von der Kette E herrührenden Stromes der Ausschlag im Galvanometer G ungeändert blieb. Dieser Ausschlag entsprach dann allein dem Thermostrome und ergab die Temperatur bei S.

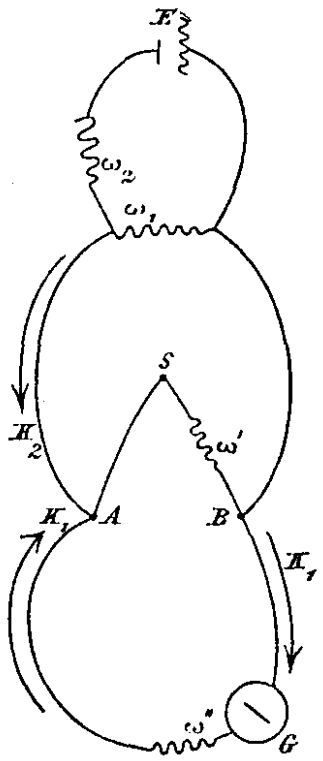

Fig. 6.

Wenn die Lampe längere Zeit mit Temperaturen von 1000° oder mehr glühte, schienen die Drähte sich zu lockern, sodass der Zweigstrom seine Constanz verlor, und die Temperaturmessungen mühsamer und ungenauer wurden. Zugleich begann dann auch die Zerstäubung der Graphitschicht.

Wenn man nicht sorgfältigst vermied, dass Benzindämpfe mit in die Glashülle gelangten, trat im Spectrum ein neuer Absorptionsstreifen auf, welcher so scharf wie der Kohlensäurestreifen bei 4,3 μ war und sein Maximum bei 3,45 μ hatte. Diese Absorption muss ausserordentlich stark sein, denn ich erhielt bei einem Gasdruck von höchstens 5 mm Hg

und einer Schichtdicke von ca. 10 cm eine Absorption von ca. 15 Proc. im Maximum.

Von 7 μ an musste ausser der Correction für die Absorption des Prismas noch eine besondere für die Absorption des Flussspathfensters vor der Glühlampe angebracht werden. Beide Correctionen wurden zusammen empirisch ermittelt in ähnlicher Weise, wie es in Anhang II gezeigt ist.

Messungen sind gemacht an vier verschiedenen Kohlestreifen in der Glühlampe, die als Kohle I, II, III, IV unterschieden sind. Von den Messungen an Kohle I theile ich nichts mit, da sie stark durch die Benzinabsorption gestört und noch mit einer mangelhaften Temperaturmessung ausgeführt waren. Mit Kohle II sind nur Energiecurven beobachtet, ebenso mit Kohle III. Die Intensitäten der verschiedenen Messungsreihen konnten mithin (vgl. I. Mittheilung p. 465 und hier p. 667) nur mittels der durch den Nebenschluss bestimmten Bolometerempfindlichkeit aufeinander bezogen werden. Bei Kohle II war die Temperaturmessung noch nicht befriedigend. Es wurde noch nicht darauf geachtet, dass im Kreise der Compensation K_2 ein sehr grosser Widerstand liege, sodass es möglich ist, dass die Temperaturen etwas zu niedrig gemessen sind. Erst von Kohle III an war auch hierfür Sorge getragen. Mit Kohle IV sind auch isochromatische Curven beobachtet; doch wurde es nöthig, zwischendurch die Kohle überzupräpariren. Demgemäss unterscheide ich Kohle IVa vor, und Kohle IVb nach der Präparirung. Die Isochromatics sind meist mit K IVb gemessen. Ihre Genauigkeit ist nicht gross. Sie können zur Reduction der Energiecurve von K IVa und IVb dienen. Schliesslich wurde der Kohlestreifen IVb aus der Glashülle herausgenommen und als Kohle IVc in freier Luft strahlend in Bezug auf seine Energiecurven untersucht.

Bei der Glühlampenanordnung benutzte ich keine Linse und keinen Hohlspiegel, um die Strahlung auf den Spalt zu werfen, sondern begnügte mich mit einem schmalen Lichtbündel. Infolge dessen war es schwierig, niedere Temperaturen als 300° zu untersuchen.

Wegen der häufigen Aenderungen der Glühlampenanordnung ist es nur möglich, einzelne Folgerungen der Emissionsformeln an diesen Beobachtungen genauer zu prüfen. Die

Endconstanten der Fl. I können nicht mit derselben Genauigkeit aus den Beobachtungen abgeleitet werden wie für die anderen Oberflächen.

Tabelle IX.

Bestimmungen von λ_m nach Fl. IVb.

Kohle IVb 343° C.

$\log \lambda_1$	0,5895	0,5555	0,5335	0,5003	0,4745	0,3637
$\log \lambda_2$	0,6695	0,7075	0,7324	0,7735	0,8064	0,9656
$\log \lambda_m$	0,6289	0,6292	0,6292	0,6297	0,6300	0,6305

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}6296$, $\lambda_m = 4{,}262\,\mu$.

Kohle II 528° C.

$\log \lambda_1$	0,4157	0,3973	0,3665	0,3432	0,3225	0,3064	0,2564
$\log \lambda_2$	0,5880	0,6110	0,6460	0,6762	0,7025	0,7270	0,8010
$\log \lambda_m$	0,4988	0,5000	0,4987	0,4992	0,4987	0,4997	0,5007

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}4994$, $\lambda_m = 3{,}158\,\mu$.

Kohle III 728° C.

$\log \lambda_1$	0,3543	0,3099	0,2822	0,2592	0,2225
$\log \lambda_2$	0,4863	0,5330	0,5693	0,6003	0,6508
$\log \lambda_m$	0,4187	0,4166	0,4182	0,4185	0,4191

$\log \lambda_1$	0,2064	0,1918	0,1783	0,1176
$\log \lambda_2$	0,6738	0,6948	0,7152	0,8057
$\log \lambda_m$	0,4192	0,4194	0,4194	0,4171

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}4185$, $\lambda_m = 2{,}621\,\mu$.

Kohle IVa 873° C.

$\log \lambda_1$	0,2836	0,2430	0,2142	0,2017	0,1902
$\log \lambda_2$	0,4280	0,4765	0,5134	0,5296	0,5442
$\log \lambda_m$	0,3537	0,3548	0,3552	0,3554	0,3553

$\log \lambda_1$	0,1796	0,1694	0,1598	0,1503
$\log \lambda_2$	0,5595	0,5724	0,5853	0,5976
$\log \lambda_m$	0,3557	0,3554	0,3553	0,3550

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}3551$, $\lambda_m = 2{,}265\,\mu$.

Kohle IVa 787° C.

$\log \lambda_1$	0,3127	0,2916	0,2736	0,2585	0,2456
$\log \lambda_2$	0,4726	0,4966	0,5168	0,5341	0,5507
$\log \lambda_m$	0,3899	0,3899	0,3895	0,3888	0,3890

$\log \lambda_1$	0,2333	0,2217	0,2116	0,2017	0,1925
$\log \lambda_2$	0,5665	0,5817	0,5956	0,6083	0,6210
$\log \lambda_m$	0,3891	0,3895	0,3895	0,3892	0,3894

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}3894$, $\lambda_m = 2{,}451\,\mu$.

Kohle III 960° C.

$\log \lambda_1$	0,3005	0,2715	0,2501	0,1495
$\log \lambda_2$	0,3970	0,4258	0,4478	0,5675
$\log \lambda_m$	0,3478	0,3474	0,3454	0,3419
$\log \lambda_1$	0,1317	0,0731	0,0392	0,9922—1
$\log \lambda_2$	0,5897	0,6693	0,7225	0,8040
$\log \lambda_m$	0,3407	0,3375	0,3371	0,3366

Mittel aus den 6 ersten Bestimmungen $\log \lambda_1 = 0{,}3435$, $\lambda_m = 2{,}205\,\mu$.

Kohle III 1206° C.

$\log \lambda_1$	0,2175	0,1593	0,0580	0,0252
$\log \lambda_2$	0,3135	0,3708	0,4921	0,5383
$\log \lambda_m$	0,2648	0,2610	0,2572	0,2568
$\log \lambda_1$	0,9862—1	0,9455—1	0,9208—1	0,8777—1
$\log \lambda_2$	0,5980	0,6696	0,7184	0,8084
$\log \lambda_m$	0,2568	0,2584	0,2601	0,2629

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}2597$, $\lambda_m = 1{,}818\,\mu$.

Tabelle X.

Zeichnung einiger Energiecurven der von der Glashülle umgebenen Kohle Fig. 7a, der Kohle ohne Glashülle Fig. 7b.

$\log \lambda/\lambda_m$	Kohle in der Glashülle											
	Kohle III 728°		Kohle III 1206°		Kohle IVb 342°		Kohle II 353°		Kohle II 528°		Kohle IVa 489°	
	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α
+0,55			1,1695	4,91								
+0,50			1,0005	4,93								
+0,45			0,8385	4,94								
+0,40	0,7135	5,15	0,6865	4,95								
+0,35	0,5725	5,22	0,5535	5,05					0,5725	5,22		
+0,30	0,4355	5,22	0,4160	4,99					0,4370	5,24		
+0,25	0,3150	5,26	0,3010	5,02			0,310	5,17	0,3155	5,26		
+0,20	0,2110	5,31	0,2050	5,16			0,2065	5,19	0,2105	5,30	0,1990	5,01
+0,15	0,1255	5,42	0,1195	5,16	0,117	5,05	0,1195	5,15	0,1220	5,27	0,1165	5,03
+0,10	0,0585	5,48	0,0535	5,01	0,056	5,24	0,0530	4,96	0,0530	4,96	0,0545	5,11
+0,05	0,0155	5,6	0,0115	4,2	0,014	5,1	0,0115	4,2	0,0130	4,7	0,0140	5,0
−0,05	0,0165	5,5	0,0180	6,0	0,015	5,0	0,0150	5,0	0,0125	4,2	0,0145	4,9
−0,10	0,0650	5,22	0,0650	5,22	0,064	5,14	0,0615	4,94	0,0630	5,06	0,0620	4,98
−0,15	0,1550	5,31	0,1470	5,04	0,155	5,31	0,1485	5,09	0,1515	5,19	0,1430	4,90
−0,20	0,2875	5,32	0,2615	4,84	0,284	5,26	0,2775	5,14	0,2895	5,36	0,2645	4,90
−0,25	0,4620	5,25	0,4250	4,83	0,454	5,16	0,4515	5,13	0,4665	5,30	0,4390	4,99
−0,30	0,6715	5,08	0,6400	4,84	0,663	5,01	0,6705	5,07	0,6805	5,14		
−0,35	0,9215	4,91	0,9305	4,95	0,915	4,87	0,9500	5,06	0,9465	5,04		
−0,40	1,2070	4,70	1,3075	5,10	1,209	4,71	1,2550	4,89	1,2365	4,82		
−0,45	1,5225	4,49	1,7255	5,08			1,5950	4,69	1,5315	4,49		
−0,50							1,9775	4,51				
		5,19		5,00		5,07		5,00		5,08		4,98

log λ/λ_m	log J_m/J theoretisch		Kohle ausserhalb der Glashülle							
			Kohle IVc 407°		Kohle IVc 365°		Kohle IVc 179°		Kohle IVc 246°	
	$\alpha = 5{,}000$	$\alpha = 5{,}609$	log J_m/J	α	log J_m/J	α	log J_m/J	α	log J_m/J	α
+0,55	1,1906	1,336								
+0,50	1,0153	1,1389								
+0,45	0,8490	0,9524								
+0,40	0,6930	0,7775								
+0,35	0,5485	0,6153								
+0,30	0,4169	0,4676								
+0,25	0,2997	0,3362			0,3370	5,62				
+0,20	0,1981	0,2229			0,2235	5,63				
+0,15	0,1159	0,1300	0,1280	5,52	0,1365					
+0,10	0,0534	0,0599	0,0585	5,48	0,0645	6,04	0,0595	5,57	0,0600	5,62
+0,05	0,0139	0,0155	0,0160	5,8	0,0180	6,5	0,0165	6,0	0,0155	5,6
−0,05	0,0150	0,0168	0,0170	5,7	0,0175	5,8	0,0170	5,7	0,0170	5,7
−0,10	0,0623	0,0698	0,0695	5,58	0,0680	5,46	0,072	5,70	0,0685	5,50
−0,15	0,1459	0,1636	0,1670	5,73	0,1655	5,67	0,162	5,52	0,1630	5,59
−0,20	0,2701	0,3030	0,3060	5,66	0,3120	5,78	0,299	5,53	0,3050	5,65
−0,25	0,4401	0,4937	0,5005	5,69	0,5060	5,75	0,487	5,53	0,4955	5,63
−0,30	0,6612	0,7417	0,7500	5,67	0,7485	5,66	0,7515	5,68	0,7400	5,60
−0,35	0,9397	1,0542	1,0405	5,54	1,0395	5,53	1,0665	5,68		
−0,40	1,2831	1,4394	1,3695	5,33						
−0,45	1,6986	1,9055	1,7325	5,10						
−0,50	2,1953	2,4628								
			Mittel	5,56		5,71		5,61		5,60

Die Fl. IVb zeigt sich für die Energiecurven der aus der Glashülle heraustretenden Strahlung besser erfüllt, als für diejenige irgend einer der anderen untersuchten Strahlungsquellen.

Ich habe für diejenigen Kohlen, für die sich erheblich verschiedene Werthe α aus den Energiecurven und der J_m-Beziehung ergaben, das Mittel der α genommen und damit einen Werth für c_2 abgeleitet. Einen Werth für c_1 kann man mit dem mittleren α und dem für die J_m-Beziehung gültigen c' nicht erhalten, da die Aenderungen im Werthe von α grosse Aenderungen im Werthe von c' nach sich ziehen. Einen Werth für c_1 berechne ich daher nur für diejenigen Kohlen, für welche beide Werthe von α genügend übereinstimmen. Die letzte Columne der Tab. XII giebt diejenigen Werthe von c_1, welche

erhalten würden, wenn die Anordnung der strahlenden Kohle vor dem Spalte genau so gewesen wäre, wie die Anordnung der Oxyde auf dem Platinblech bei den besprochenen Messungen an diesen (vgl. p. 705).

Tabelle XI.

Resultate der Beobachtungen über die Strahlung der Glühlampenkohle.

					Aus d. Energiecurven ber. Werthe von α							
						λ/λ_m			λ/λ_m			
°C	abs. T	T_1	λ_m beob.	$\lambda_m \times T$	α	von	bis	α	von	bis	J_m beob.	J_m ber.
Kohle II. $\lambda_m \times T = 2528$. $J_m = 9{,}956 \times 10^{-17}\, T^{5{,}574}$.												
316	589	15,7	4,290	2527	5,00	1,58	0,45				0,262	0,275
353	626	16,0	4,060	2542	5,06	1,78	0,40	5,00	1,78	0,32	0,374	0,386
410	683	16,0	3,723	2544	5,10	1,78	0,36	4,99	1,78	0,32	0,620	0,627
483	756	15,8	3,314	2505	4,98	2,00	0,40				1,054	1,048
528	801	16,3	3,158	2529	5,13	2,24	0,40	5,08	2,24	0,36	1,538	1,525
626	899	17,4	2,835	2549	5,00	2,51	0,50	4,95	2,51	0,40	2,913	2,905
672	945	15,7	2,644	2498	5,27	2,51	0,36				3,780	3,829
(834	1107	15,4	2,243	2409	5,39	3,55	0,40				10,62	9,25 [1])
			Mittel	2528	5,078			5,006				
Kohle III. $\lambda_m \times T = 2678$. $J_m = 6{,}210 \times 10^{-16}\, T^{5{,}285}$.												
640	913	17,1	2,855	2607	5,38	2,24	0,45	5,29	2,24	0,36	2,780	2,749
728	1001	16,2	2,621	2624	5,28	2,51	0,45	5,19	2,51	0,36	4,434	4,396
943	1216	17,4	2,229	2710	5,0	1,0	0,8				13,40	12,51
960	1233	16,7	2,205	2719	5,30	3,17	0,40	5,21	3,17	0,32	13,37	13,46
1078	1351	17,2	2,030	2739	4,8	1,13	0,8				21,57	21,78
1136	1409	14,5	1,898	2675	5,5	1,0	0,8				29,14 [3])	27,23
1167	1440	14,0	1,821	2622	5,5?	1,12	0,80				? [3])	
1206	1479	16,5	1,818	2689	5,00	3,55	0,36	5,00	3,55	0,36	35,34	35,24
1301	1574	14,0	1,728	2719	5,5?	1,12	0,8				42,41 [3])	48,88
			Mittel	2678	5,25			5,17				
Kohle IVa. $\lambda_m \times T = 2575$. $J_m = 2{,}383 \times 10^{-16}\, T^{5{,}400}$.												
489	762	14,8	3,347	2551	4,98	1,59	0,56				0,873	0,869
533	806	15,4	3,157	2544	4,96	1,42	0,63				1,161	1,178
670	943	14,9	2,740	2585	5,00	1,41	0,71				2,790	2,750
787	1060	14,9	2,451	2598	5,04	1,59	0,63				5,183	5,179
873	1146	15,8	2,265	2596	5,01	1,78	0,63				7,869	7,892
			Mittel	2575	4.995							

1) Temperatur unsicher, wahrscheinlich höher.

2) Empfindlichkeit des Bolometers nicht bestimmt.

3) Durch Auseinandernehmen der Lampe bewirkte Aenderungen machen den Vergleich dieses J_m mit den anderen unsicher.

° C.	abs. T	T_1	λ_m beob.	$\lambda_m \times T$	Aus d. Energiecurven ber. Werthe von α: α	λ/λ_m von	λ/λ_m bis	α	λ/λ_m von	λ/λ_m bis	J_m beob.	J_m ber.
Kohle IVb. $\lambda_m . T = 2645$. $J_m = 3{,}058 \times 10^{-16}\, T^{5{,}338}$.												
342	615	16,1	4,262	2621	5,07	1,41	0,40				0,234	0,236
445	718	14,9	3,676	2639	4,99	1,42	0,56				0,535	0,539
500	773	15,5	3,397	2626	4,98	1,26	0,50				0,789	0,801
611	884	15,9	3,006	2657	5,00	1,59	0,63				1,649	1,635
663	936	16,0	2,809	2629	5,00	1,42	0,71				2,237	2,220
707	980	14,8	2,685	2630	5,00	1,42	0,63				2,851	2,834
828	1101	15,5	2,411	2655	5,14	1,58	0,71				5,237	5,277
944	1217	15,8	2,189	2664	5,4?	1,1	0,8				9,110	9,024
1041	1314	15,6	2,041	2682	5,0	1	0,8				13,59	13,57
			Mittel	2645	5,026							
Kohle IVc in freier Luft. $\lambda_m \times T = 2505$. $J_m = 6{,}251 \times 10^{-16}\, T^{5{,}472}$.												
179	452	16,3	5,489	2481	5,61	1,26	0,45				0,214	0,212
244	517	16,3	4,824	2494	5,40	1,26	0,56				0,445	0,441
246	519	16,3	4,790	2486	5,61	1,26	0,50				0,461	0,451
310	583	16,1	4,338	2529	5,61	1,26	0,56				0,770	0,851
325	598	16,8	4,162	2489	5,51	1,26	0,40				1,022	0,977
361	634	16,9	3,955	2508	5,59	1,00	0,63				1,406	1,347
365	638	15,8	3,957	2525	5,71	1,78	0,45	5,71	1,78	0,45	1,234	1,393
405	678	16,0	3,728	2527	5,51	1,26	0,56				2,036	1,945
407	680	16,5	3,674	2509	5,63	1,41	0,45	5,56	1,41	0,36	2,068	1,977
			Mittel	2505	5,576							

Tabelle XII.

Resultate der Tabelle XI und Werthe von c_2 nach Fl. IIa, von c_1 nach Fl. IIIa.

	c	α: a. Energc.	α: a. J_m	α: Mittel	c'	c_2	c_1	c_1 red.
K. II	2528	5,078	5,574	5,326		13 470		
K. III	2678	5,250	5,285	5,267	$6{,}210 \times 10^{-17}$	14 110	136 200	1 009 000
K. IVa	2575	4,995	5,400	5,1975		13 380		
K. IVb	2645	5,026	5,338	5,182		13 710		
Mittel	2606	5,087	5,399	5,243		13 670		
K. IVc	2505	5,576	5,472	5,524	$6{,}251 \times 10^{-16}$	13 830	933 200	1 687 000

Die isochromatischen Curven, welche hauptsächlich mit Kohle IVb beobachtet sind, finden sich Fig. 8. Die geraden Linien, welche in der gezeichneten Weise hindurchgezogen sind, ergaben die folgenden Werthe der Constanten der Fln. V, Va, Vb, wenn man nur den Werth $c = 2645$, der für Kohle IVb gefunden ist, voraussetzt, c_1 aber mit dem aus jeder Curve berechneten α bestimmt:

Tabelle XIII.

Isochromatics K. IVb.

λ	$\log \lambda$	γ_1	γ_2	c_2	α	c_1	c_1 red.
6,254	0,7962	0,8117	972,5	14010	5,295	106 600	1 023 000
4,584	0,6615	0,5359	1325	14000	5,291	108 800	1 043 000
3,127	0,4951	2,4130	1942	13930	5,285	107 000	1 026 000
2,255	0.3531	3,1840	2702	14030	5,304	114 100	1 095 000
1,132	0,0539	4,272	4667	12160	4,599	331 20	318 000

Mit Ausschluss der Curve 1,132 μ, die sich auf den ansteigenden Ast bezieht, und durch die Correction wegen der Unreinheit des Spectrums verbessert würde, folgen die Mittelwerthe:

$$c_2 = 14\,005, \quad \alpha = 5{,}294, \quad c_1 = 109\,100, \quad c_1 \text{ red.} = 1\,046\,000.$$

Die isochromatischen Curven der Kohle fügen sich den geraden Linien nicht besser, als diejenigen des Kupferoxydes, aber die Genauigkeit der Messungen an der Kohle ist geringer. Die Constante c_1, welche u. a. abhängt von der Lichtmenge, welche der Messung unterworfen ist (Grösse des Lichtkegels vom Spalt aus gesehen), ist von Kohle zu Kohle verschieden, weil die Kohlen, die zu weit vom Spalt entfernt standen, um die Oeffnung des Prismas zu füllen, verschiedene Grösse hatten. Der Winkel des Lichtkegels ist nicht gemessen. Kohle IVc befand sich näher dem Spalt, war aber auch nicht breit genug, um die Prismenöffnung zu füllen. Die unter c_1 red. aufgeführten Werthe sind nach einer Vergleichung der J_m der Kohlen mit den J_m gleicher Temperatur der Oxyde und des Russes ermittelt und nur näherungsweise richtig (vgl. p. 705). Aus den Zahlenwerthen c_1 dürften Schlüsse nicht zu ziehen sein. Dagegen beanspruchen die Werthe für c_2, α und c Beachtung. Die in der Glashülle strahlenden Kohlen ergeben erheblich kleinere Werthe für α, als Kohle IVc, welche identisch ist mit Kohle IVb, aber ohne Glashülle strahlte.

Der Werth 5,0, der aus der Form der Energiecurve folgt, wird wieder etwas erhöht durch den Werth, der nach Fl. III resultirt. Für Kohle IVb ergiebt sich im Mittel $\alpha = 5{,}182$. Im Mittel folgt für die Kohlen in der Glashülle $\alpha = 5{,}24$, während Kohle IVc wie die anderen Körper $\alpha = 5{,}5$ zeigt. An den graphischen Energiecurven Fig. 7a und b und aus Tab. X ist dies Verhalten gut zu ersehen. Für diese Thatsache glaube ich darin einen Grund sehen zu dürfen, dass die Strahlung der Kohle in der Glashülle durch die Reflexion an den Glaswänden derjenigen des absolut schwarzen Körpers genähert ist (vgl. Anhang III, p. 722 und 706). Der Werth von c ist für die Kohle ausserhalb der Glashülle 2505 und für dieselbe Kohle in der Glashülle 2645 gefunden. Das Mittel der Messungen mit Glashülle ist 2606. Es scheint also c für diese Anordnung grösser zu sein. Die Werthe von c_2 sind innerhalb der Fehlergrenzen identisch, Kohle IVb giebt 13710, das Mittel der Kohlen in der Hülle ist 13670, Kohle IVc ergiebt 13830. Man beachte, dass für das Temperaturintervall 300—400° C. Messungen vorliegen, bei denen sich die Anordnungen nur durch das Vorhandensein oder Fehlen der Glashülle unterschieden. Die Erscheinung ist unabhängig von der Temperaturmessung constatirt, denn sie folgt aus der Form der Energiecurven, gleichgültig, ob deren Temperatur richtig bestimmt ist. Sie tritt sogar am klarsten hervor, wenn man von den Relationen absieht, in welche die Temperatur eingeht. Obwohl die Temperaturmessungen schwieriger waren, als beim Platinblech, halte ich sie doch für soweit sicher, dass die Relationen zu berücksichtigen sind, welche auf diese Temperaturmessungen gegründet sind.

Resultate der Beobachtungen am Platin.

Der Plan meiner Versuche liess mir auch die Untersuchung eines stark reflectirenden und deshalb dem absolut schwarzen Körper ferne stehenden Strahlers als wünschenswerth erscheinen. Gerade die Resultate dieser Strahlungen, über welche die Theorie allerdings keine Auskunft giebt, sind für die Schlüsse dieser Untersuchung wichtig. Den Resultaten vorgreifend bemerke ich, dass die Gesetze auch für Platin immer noch mit einiger Annäherung gelten, und dass ich die Resultate daher

mit Rücksicht auf diese Gesetze analog geordnet, wie bei den schwärzeren Körpern, mittheile.

Dasselbe Platin, welches mit den Oxyden oder mit Russ bedeckt untersucht ist, wurde vorher mit blanker Oberfläche strahlend benutzt, und zwar entweder das 4fache (Pt. *A*) oder das 2fache Platinblech. Von letzterem wurden 2 Exemplare (Pt. *B* und Pt. *C*) mit verschiedenem Platin verwendet. Die Resultate scheinen aber für alle die gleichen zu sein, wenn man sorgfältigst weiter nichts an der Anordnung variirte, als die Oberfläche des Platines.

Tabelle XIV.

Berechnung von λ_m nach Fl. IVb.

Platin *B*. 509° C.

$\log \lambda_1$	0,4158	0,3870	0,3664	0,3490	0,3350	0,3224
$\log \lambda_2$	0,5295	0,5605	0,5845	0,6058	0,6230	0,6402
$\log \lambda_m$	0,4712	0,4709	0,4708	0,4710	0,4708	0,4717

$\log \lambda_1$	0,3111	0,3002	0,2920	0,2828	0,2217
$\log \lambda_2$	0,6552	0,6701	0,6837	0,6982	0,8043
$\log \lambda_m$	0,4718	0,4720	0,4732	0,4741	0,4809

Mittel aus den 6 ersten Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}4711$, $\lambda_m = 2{,}959$.

Platin *B*. 787° C.

$\log \lambda_1$	0,2840	0,2625	0,2455	0,2305	0,2169	0,2043	0,1930	0,1738
$\log \lambda_2$	0,3982	0,4238	0,4418	0,4588	0,4757	0,4906	0,5055	0,5314
$\log \lambda_m$	0,3394	0,3401	0,3399	0,3396	0,3401	0,3399	0,3400	0,3405

$\log \lambda_1$	0,1573	0,1416	0,0984	0,0857	0,0502	0,9995—1	0,9362—1
$\log \lambda_2$	0,5568	0,5807	0,6437	0,6617	0,7124	0,7985	0,9177
$\log \lambda_m$	0,3418	0,3428	0,3429	0,3423	0,3401	0,3394	0,3381

Mittel aus den ersten 7 Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}3399$, $\lambda_m = 2{,}188$.

Platin *B*. 1367° C.

$\log \lambda_1$	0,1423	0,1285	0,1016	0,0827	0,0668	0,0522	0,0401
$\log \lambda_2$	0,2374	0,2505	0,2780	0,2973	0,3153	0,3299	0,3453
$\log \lambda_m$	0,1886	0,1881	0,1872	0,1856	0,1850	0,1835	0,1838

$\log \lambda_1$	0,0287	0,9342—1	0,8697—1	0,8440—1	0,8204—1	0,7670—1
$\log \lambda_2$	0,3583	0,4912	0,6050	0,6544	0,7018	0,8083
$\log \lambda_m$	0,1828	0,1833	0,1867	0,1881	0,1890	0,1880

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}1861$, $\lambda_m = 1{,}535$.

Platin *B.* 633° C.

$\log \lambda_1$	0,3650	0,3358	0,3161	0,3000	0,2743	0,2524	0,2343
$\log \lambda_2$	0,4530	0,4845	0,5082	0,5288	0,5622	0,5907	0,6172
$\log \lambda_m$	0,4079	0,4079	0,4085	0,4093	0,4102	0,4107	0,4117

$\log \lambda_1$	0,2177	0,2023	0,1883	0,1756	0,1167	0,0579
$\log \lambda_2$	0,6428	0,6660	0,6886	0,7088	0,8016	0,8973
$\log \lambda_m$	0,4131	0,4137	0,4148	0,4152	0,4149	0,4121

Mittel aus den 4 ersten Bestimmungen $\lambda_m = 0{,}4083$, $\lambda_m = 2{,}561$.

Platin *B.* 346° C.

$\log \lambda_1$	0,5515	0,5290	0,5095	0,4838	0,4650	0,4350	0,4108	0,3561
$\log \lambda_2$	0,6185	0,6455	0,6720	0,7035	0,7295	0,7702	0,8076	0,9033
$\log \lambda_m$	0,5845	0,5861	0,5882	0,5891	0,5904	0,5917	0,5941	0,6011

Mittel der 3 ersten Bestimmungen $\log \lambda_m = 0{,}5863$, $\lambda_m = 3{,}857$.

Platin *B.* 1171° C.

$\log \lambda_1$	0,1703	0,1448	0,1247	0,1082	0,0923	0,0443	0,9970—1
$\log \lambda_2$	0,2935	0,3193	0,3388	0,3555	0,3703	0,4202	0,4840
$\log \lambda_m$	0,2309	0,2293	0,2279	0,2257	0,2239	0,2188	0,2178

$\log \lambda_1$	0,9838—1	0,9718—1	0,9229—1	0,8911—1	0,8197—1	0,7697—1
$\log \lambda_2$	0,5041	0,5228	0,6104	0,6705	0,8070	0,9097
$\log \lambda_m$	0,2182	0,2185	0,2223	0,2239	0,2235	0,2215

Mittel $\log \lambda_m = 0{,}2240$ [1]), $\lambda_m = 1{,}675$.

Unte der $\lambda_m \times T$-Columne ist in Tab. XVI der mittlere Werth 2336 notirt. Dieses Product ist aber nicht mehr constant. Will man die Abweichung von der Constanz formuliren, so kann dazu ähnlich wie beim Eisenoxyd, die Formel dienen:

VII) $$\lambda_m \times T^\beta = C.$$

Sie schmiegt sich mit folgenden Constanten den Beobachtungen an:

$$\beta = 0{,}8642, \quad C = 913{,}2.$$

Die berechneten Werthe J_m genügen Fl. III mit folgenden Werthen der Constanten:

$$c' = 2{,}300 \times 10^{-19}, \quad \alpha = 6{,}4233.$$

Als Mittel der aus der Form der Energiecurven nach Fl. IVa berechneten α, deren Werthe allerdings stärker schwan-

1) Das Mittel ist 0,2232. Ich habe den ersten Bestimmungen mehr Gewicht zugetheilt.

Tabelle XV.

Energiecurven Platin. Zeichnung der Beobachtungspunkte einiger Energiecurven in Fig. 9.

	Pt B 1367° C.		1171° C Pt B		Pt B 882° C		Pt B 700° C		Pt A 569° C		Pl A 371° C		Pl C 614° C		theoretisch	
	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\log J_m/J$	α	$\alpha = 5{,}609$	$\alpha = 5{,}000$
+ 0,700	1,954	5,55	1,8840	5,35											1,9764	1,7618
+ 0,65	1,738	5,56	1,6835	5,38											1,7553	1,5647
+ 0,60	1,532	5,57	1,4895	5,42	1.500	5,46									1,5414	1,3740
+ 0,55	1,329	5,58	1,302	5,47	1,3075	5,49	1,198	5,03							1,3356	1,1906
+ 0,50	1,141	5,62	1,1175	5,51	1,122	5,53	1,0335	5,11					0,993	4,89	1,1389	1,0153
+ 0,45	0,9575	5,64	0,9365	5,48	0,945	5,56	0,878	5,17					0,8485	5,00	0,9524	0,8490
+ 0,40	0,7895	5,69	0,7690	5,56	0,7755	5,60	0,732	5,28	0,6645	4,80			0,7075	5,10	0,7775	0,6930
+ 0,35	0,6310	5,75	0,6170	5,63	0,6205	5,66	0,591	5,39	0,5425	4,95			0,5755	5,25	0,6153	0,5485
+ 0,30	0,4820	5,78	0,4785	5,74	0,4815	5,78	0,4565	5,48	0,4250	5,10			0,4515	5,42	0,4676	0,4169
+ 0,25	0,3480	5,81	0,3510	5,86	0,357	5,96	0,338	5,64	0,3140	5,24			0,3355	5,60	0,3362	0,2997
+ 0,20	0,2300	5,79	0,2335	5,87	0,243	6,11	0,2285	5,75	0,2165	5,45			0,2315	5,83	0,2229	0,1987
+ 0,15	0,1340	5,78	0,1320	5,70	0,1445	6,24	0,1365	5,89	0,1320	5,70	0,1245	5,37	0,1410	6,08	0,1300	0,1159
+ 0,10	0,0585	5,48	0,0570	5,34	0,065	6,08	0,061	5,71	0,0620	5,81	0,059	5,52	0,068	6,37	0,060	0,0534
+ 0,05	0,0130	4,7	0,0120	4,4	0,0155	5,6	0,016	5,8	0,0160	5,8	0,0125	4,5	0,019	6,8	0,0155	0,0139
− 0,05	0,0185	6,2	0,022	7,3	0,021	7,0	0,015	5,0	0,0160	5,3	0,017	5,7	0,0145	4,8	0,0168	0,0150
− 0,10	0,0685	5,50	0,0765	6,14	0,080	6,42	0,072	5,78	0,0745	5,98	0,0655	5,26	0,074	5,94	0,0698	0,0623
− 0,15	0,156	5,35	0,1600	5,48	0,1755	6,02	0,176	6,03	0,181	6,21	0,1465	5,02	0,184	6,31	0,1636	0,1458
− 0,20	0,294	5,44	0,2825	5,23	0,308	5,70	0,328	6,07	0,347	6,42	0,2705	5,01	0,340	6,29	0,3030	0,2701
− 0,25	0,4895	5,56	0,4670	5,31	0,4875	5,54	0,511	5,81	0,557	6,33	0,4595	5,22	0,541	6,15	0,4937	0,4401
− 0,30	0,7455	5,64	0,7200	5,44	0,7025	5,31	0,732	5,54	0,804	6,08	0,7045	5,33	0,7895	5,97	0,7417	0,6612
− 0,35	1,0820	5,76	1,0340	5,50	0,969	5,16	0,974	5,18	1,075	5,85	0,986	5,25	1,0930	5,82	1,0542	0,9397
− 0,40	1,4645	5,71	1,3935	5,43	1,304	5,08	1,299	5,06	1,381	5,38			1,4610	5,69	1,4394	1,2831
− 0,45			1,7885	5,27	1,709	5,03	1,644	4,84	1,723	5,07			1,8930	5,57	1,9055	1,6986
	Mittel	5,63		5,52		5,66		5,46		5,59		5,43		5,61		

ken, als bei den schwärzeren Körpern, ergiebt sich $\alpha = 5{,}536$. Die Differenz der α ist grösser, als bei irgend einem anderen Körper. Um die sämmtlichen Gesetze durch ein Gesetz zusammen zu fassen, will ich erstens die Abweichungen von den allgemeinen Gesetzmässigkeiten unberücksichtigt lassen, z. B. die Differenz der zwei Werthe α vernachlässigend, den genauer bestimmten $\alpha = 6{,}4233$ annehmen und nach den allgemeinen Formeln Werthe von c_1 und c_2 bestimmen. Diese werden mit denen der anderen Körper vergleichbar. Zweitens soll die Formel abgeleitet werden, welche die Abweichungen von den Gesetzen darstellt, und deren Constanten berechnet werden.

Es ergiebt sich erstens aus $c' = 2{,}300 \times 10^{-19}$, $\alpha = 6{,}4233$ und $c = 2336$ nach den Fl. IIa und IIIa

$$c_2 = 2336 \times 6{,}4233 = 15\,000$$

$$c_1 = 2{,}300 \times 10^{-19}(2336 \times 2{,}7183)^{6{,}4231} = 614\,700.$$

Zweitens mit Berücksichtigung der Abweichungen folgt aus den Beziehungen:

(VII) $$\lambda_m \cdot T^{\beta} = C$$

(IV) $$\frac{J}{J_m} = \left\{\frac{\lambda_m}{\lambda}\, e^{\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda}}\right\}^{\alpha_1},$$

(III) $$J_m = c'\, T^{\alpha_2}$$

als zusammenfassende Formel:

(VIII) $$J = C_1 \frac{T^{(\alpha_2 - \beta\alpha_1)}}{\lambda^{\alpha_1}}\, e^{-\frac{C_2}{\lambda T^{\beta}}}$$

ähnlich der Fl. (E) im Anhang der ersten Mittheilung p. 489, welche die ähnlichen Abweichungen für Eisenoxyd berücksichtigen soll. Die Constanten C_1 und C_2 der Fl. VIII werden berechnet:

(VIIIa) $$C_1 = c'(e \cdot C)^{\alpha_1}, \quad C_2 = C \cdot \alpha_1.$$

Aus den Zahlenwerthen $C = 913{,}2$, $\alpha_1 = 5{,}536$, $c' = 2{,}300 \times 10^{-19}$, $\alpha_2 = 6{,}4233$ ergeben sich die Werthe von C_1 und C_2 der Fl. VIII $C_1 = 1{,}431$, $C_2 = 5056$ und es ist $\beta = 0{,}8642$.

Aus Fl. VIII lässt sich die Constante α_2 noch eliminiren. Es zeigt sich nämlich, dass der Zahlenwerth von $\alpha_1/\alpha_2 = 5{,}536/6{,}423 =$

Tabelle XVI.

Resultate der Beobachtungen an Platin.

					α auf die Energiecurve berechnet						J_m			
						λ/λ_m			λ/λ_m					
° C.	abs. T	T_1	λ_m	$\lambda_m \times T$	α	von	bis	α	von	bis	beob.	ber.	Pt	
321	594	14,5	3,716	2207	5,0	1,13	0,44				0,143	0,151	*A*	
346	619	15,4	3,857	2388	4,01	2,0	0,36	4,01	2,0	0,36	0,188	0,197	*B*	
371	644	14,7	3,517	2265	5,43	1,41	0,45	5,43	1,41	0,45	0,245	0,253	*A*	
381	654	14,7	3,549	2321	5,06	1,26	0,58				0,266	0,280	*A*	
391	664	16,3	3,468	2303	5,08	1,26	0,56				0,297	0,309	*B*	
434	707	13,6	3,027	2140	4,97	1,59	0,45	4,97	1,59	0,45	0,440	0,461	*A*	
473	746	14,7	3,051	2276	5,08	2,24	0,36	5,06	2,24	0,36	0,639	0,651	*B*	
498	771	13,6	2,911	2245	5,45	1,26	0,63				0,809	0,807	*B*	
500	773	13,8	2,905	2245	5,28	1,78	0,32	5,28	1,78	0,32	0,825	8,820	*A*	
509	782	15,8	2,959	2314	4,94	2,25	0,32				0,874	0,882	*B*	
510	783	15,9	2,796	2190	5,35	1,78	0,63				0,907	0,891	*C*	
562	835	16,1	2,734	2283	5,18	3,16	0,36				1,373	1,345	*B*	
569	842	14,2	2,686	2262	5,59	2,51	0,36	5,59	2,51	0,36	1,453	1,418	*A*	
570	843	13,6	2,650	2233	5,78	1,26	0,71				1,46	1,43	*B*	
581	852	10,6	2,640	2251	5,96	1,26	0,71				1,60	1,55	*B*	
595	868	16,3	2,571	2231	5,90	1,42	0,71				1,78	1,73	*C*	
614	887	14,8	2,513	2229	5,61	3,16	0,28	5,61	3,16	0,28	2,22	1,99	*C*	
633	906	15,4	2,561	2320	5,40	3,17	0,45	5,35	3,17	0,36	2,33	2,27	*B*	
648	921	16,2	2,488	2291	5,55	3,55	0,36	5,55	3,55	0,36	2,74	2,52	*B*	
656	929	13,9	2,479	2303	5,95	1,26	0,80				2,800	2,675	*B*	
674	947	14,8	2,399	2272	5,2 ungefähr						3,20	3,02	*B*	nur einzelne weit voneinander entfernte Punkte beobachtet
700	973	14,9	2,386	2322	5,53	3,6	0,45	5,46	3,6	0,36	3,74	3,59	*B*	
705	978	14,6	2,351	2299	5,57	3,16	0,45	5,46	3,16	0,32	3,97	3,71	*A*	
720	993	16,9	2,370	2353	5,42	3,6	0,45	5,36	3,6	0,36	4,17	4,09	*B*	
734	1007	15,6	2,249	2265	5,5 ungefähr						4,92	4,48	*C*	nur einzelne weit voneinander entfernte Punkte beobachtet
762	1035	15,5	2,250	2328	5,69	3,98	0,36	5,69	3,98	0,36	5,82	5,33	*A*	
787	1060	16,0	2,188	2318	5,66	3,99	0,36	5,66	3,99	0,36	6,67	6,23	*B*	
825	1098	14,7	2,155	2366	5,79	1,0	0,80				8,241	7,81	*B*	
882	1155	15,8	2,083	2351	5,66	3,99	0,36	5,66	3,99	0,36	11,55	10,81	*B*	
893	1166	14,1	2,043	2382	6,02	1,13	0,80				12,20	11,47	*B*	
952	1225	14,9	1,960	2401	6,43	1,13	0,80				16,5	15,8	*B*	
1171	1444	15,4	1,675	2419	5,52	5,0	0,36	5,52	5,0	0,36	44,1	45,4	*B*	
1268	1541	15,0	1,614	2486	7	1,1	0,89				62,9	68,8	*B*	
1290	1563	14,5	1,612	2519	5,83	1,4	0,89				68,4	75,3	*B*	
1367	1640	16,6	1,535	2517	5,63	5,01	0,40	5,63	5,01	0,40	91,7	102,7	*B*	
1378	1651	15,4	1,560	2576	6,8	1,1	0,9				93,8	107,3	*B*	
1427	1700	17,2	1,498	2546	5,77	5,01	0,36	5,77	5,01	0,36	113,6	129,3	*C*	
1433	1706	17,1	1,494	2549									*C*	nur die äusserste Spitze beob.
1438	1711	15,5	1,493	2555	5,6	1,08	0,93				114,1	135,1	*B*	
			Mittel	2336	5,536			5,480						

0,8620, also gleich β ist. Dann folgt für $\alpha_2 - \beta\alpha_1 = \alpha_2(1-\beta^2) = \alpha_1(1/\beta - \beta)$, sodass in Fl. VIII nur eine Constante mehr enthalten ist, als in Fl. I, ähnlich wie in Fl. (E) I. Mitth. p. 489. Fl. VIII geht für $\beta = 1$ wieder in Fl. I über, wie Fl. E l. c.

Die beobachteten Punkte der isochromatischen Curven sind in Fig. 10a eingetragen. Sie befolgen das Gesetz der geraden Linie (Fl. V) schlechter, als die Isochromatics der anderen Körper. Die in Fig. 10 gezogenen Geraden ergeben folgende Constanten: γ_1, γ_2, c_2 nach Vb, α mit Hülfe von $c = 2336$ nach IIa, c_1 mit Hülfe von $\alpha = 6{,}4233$ nach Va.

Tabelle XVII.

λ	$\log\lambda$	γ_1	γ_2	c_2	α [1])	c_1 [2])
7,772	0,8905	0,4316	895,4	16020	6,858	1 421 000
6,253	0,7961	1,0007	1165	16780	7,183	1 303 000
4,589	0,6617	1,7552	1527	16140	6,907	1 015 000
3,121	0,4943	2,7405	2169	15590	6,673	823 200
2,249	0,3521	3,5223	2844	14730	6,306	608 600
1,124	0,0508	4,9114	5075	13140	5,624	172 900

Mit Vernachlässigung der letzten Curve folgt als Mittel:

$$c_2 = 15\,850,\ \alpha = 6{,}785,$$

während oben gefunden wurden:

$$c_2 = 15\,000,\ \alpha = 6{,}423.$$

Die Werthe von c_1, welche nach Fl. Va sehr von dem Werthe α beeinflusst werden, sind so wenig constant, dass aus ihnen nichts zu schliessen ist. Gemäss Fl. VIII wäre das Gesetz der isochromatischen Linien nicht das hier vorausgesetzte der Fl. V, sondern ein ähnliches, wie es I. Mitth. p. 490 für Eisenoxyd abgeleitet ist. Es müsste nämlich $\log J - (\alpha_2 - \beta\alpha_1)\log T$ als Function von $1/T^\beta$ eine gerade Linie sein, deren Ermittelung zu den Constanten C_1 und C_2 der Fl. VIII führen würde. Da die Isochromatics nicht zu Constantenberechnungen heranzuziehen sind, will ich nur bemerken, dass diese Formulirung den Beobachtungen bedeutend besser entspricht.

1) $c = 2336$ vorausgesetzt.
2) $\alpha = 6{,}4233$ vorausgesetzt.

Die Gesammtstrahlung des Platins ist proportional mit $J_m \times \lambda_m$ (vgl. I. Mitth. p. 478 u. hier p. 666 u. 705). Sie müsste mithin, wenn die allgemeinen Gesetze gültig wären, proportional mit $T^{\alpha-1}$ sein, und unter der Voraussetzung der Fln. VII und VIII proportional mit $T^{\alpha_2-\beta}$.

Meine früheren Messungen über die Gesammtstrahlung des Platins[1]) sind noch wegen der Gesammtstrahlung des Schirmes von 17° C. zu corrigiren. Nach der p. 683 auseinander gesetzten ersten Methode der Vergleichung von $J_m \times \lambda_m$ aus den spectralen Messungen mit der früher gemessenen Gesammtstrahlung ergab sich als Intensität der Schirmstrahlung, bezogen auf die Empfindlichkeit[2]) etc. der früheren Gesammtstrahlungsmessungen: $S_{290} = 5{,}0$. Wie p. 684 die entsprechenden Messungen für Russ, seien hier mit den gleichen Bezeichnungen ($s =$ die beobachtete uncorrigirte Strahlung, S die corrigirte Strahlung $= s + S_{290}$ oder $s + 5{,}0$) die früheren Beobachtungen für Platin angeführt.

Tabelle XVIII.

Gesammtstrahlung des Platin.

T beob.	523	573	623	673	723	773	823
s beob.	3,954	6,696	11,07	17,52	26,45	38,95	56,62
S beob., corr.	8,95	11,70	16,07	22,52	31,45	43,95	61,62
S ber.	5,415	8,884	13,98	21,21	31,31	45,04	63,33
T beob.	873	923	973	1023	1073	1123	1173
s beob.	80,25	110,7	150,8	201,1	265,0	340,8	431,3
S beob., corr.	85,25	115,7	155,8	206,1	270,0	345,8	436,3
S ber.	87,22	117,9	156,9	206,3	267,1	342,5	432,1
T beob.	1223	1273	1323	1373	1423	1473	1523
s beob.	538,0	682,0	839,8	1031	1241	1485	1769
S beob., corr.	543	687	844,8	1036	1246	1490	1774
S ber.	544,0	674,7	833,0	1020	1235	1491	1785

T beob.	1573	1623	1673	1723
s beob.	2108	2516	2968	3451
S beob., corr.	2113	2521	2973	3456
S ber.	2126	2521	2974	3590

1) Wied. Ann. **49.** p. 63. 1893.

2) Die Empfindlichkeit des Bolometers war früher nicht bestimmt. Diese, sowie die Grösse der strahlenden Fläche war für die frühere Messung am Russ eine andere, als für die Messung am Platin.

In Fig. 10b sind die Beobachtungspunkte der $\log J_m$ und der $\log S$ als Function von $\log T$ gezeichnet. Die geraden Linien entsprechen den Fln. III bez. VIa mit den angeführten Constantenwerthen.

Die Zahlen unter S ber. folgen der Formel

$$S = c'' T^{\varepsilon}$$

mit den Constanten:

$$c'' = 9{,}608 \times 10^{-15}, \quad \varepsilon = 5{,}425.$$

Die Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist von 350° C. oder 623° abs. an, also für das Temperaturgebiet der spectralen Messungen eine genügende. Für niedere Temperaturen berechnen sich zu niedere Werthe von S. Hier sind aber die beobachteten s kleiner, als die nicht sehr genaue Schirmstrahlung S_{290}, sodass diese Abweichung nicht sehr in Betracht kommt.

Der Werth von ε stimmt überein mit $\alpha - 1 = 5{,}423$, wo α der aus dem J_m-Gesetze Fl. III für Platin gefundene Werth 6,423 ist. $\alpha_2 - \beta$ würde gleich 6,423 − 0,864, also gleich 5,559 sein. Auch dieser würde noch den Schluss rechtfertigen, dass die spectralen Beobachtungen mit den früheren Gesammtstrahlungsmessungen im allgemeinen in dem durch die Formeln geforderten Zusammenhange stehen, wobei bemerkenswerth ist, dass bei den früheren Messungen ein anderes Bolometer benutzt war.

Schlussbetrachtungen.

Unter verschiedenen infolge ihrer Temperatur strahlenden festen Körpern steht derjenige dem absolut schwarzen Körper am nächsten, welcher überall im Spectrum am meisten Energie ausstrahlt. Denn eine Abweichung von der absoluten Schwärze kann nur dadurch möglich sein, dass der Körper entweder für alle Wellenlängen oder für ein begrenztes Spectralgebiet ein Reflexionsvermögen hat, infolge dessen er dort weniger emittirt, als der absolut schwarze Körper. Die untersuchten Strahler können demnach in eine Reihe wachsender Schwärze geordnet werden, wenn man die Intensität bei möglichst vielen Wellenlängen und Temperaturen für jeden Körper nach den Formeln berechnet und diese vergleicht. Fast dasselbe erreicht

man, wenn man aus den Resultaten der spectralen Beobachtungen für jeden Körper nach Fl. VI die Gesammtstrahlung für verschiedene Temperaturen berechnet und diese untereinander vergleicht. Die Endresultate der verschiedenen Körper sind mit Ausnahme der Kohlen auf die gleiche theoretische Bolometerempfindlichkeit und durch das Ausgleichsverfahren auch mit einiger Annäherung auf die gleiche Strahlungsempfindlichkeit reducirt. Um auch die Beobachtungen an den Kohlen heranzuziehen, habe ich für verschiedene Temperaturen die Werthe von J_m für die Kohlen mit den für die Oxyde und Russ gültigen verglichen und die Factoren berechnet, welche die J_m der Kohle möglichst gleich den J_m der Oxyde und des Russes machen. Durch Multiplication mit diesen Factoren werden die für die Kohlen gemessenen Intensitäten angenähert vergleichbar mit den Intensitäten der anderen Körper. Die Factoren sind:

für Kohle II	III	IVa	IVb	IVb
6,083	7,410	8,204	9,592	1,810

In die Werthe A des Integrals Fl. VI, p. 666 geht der allein aus den Energiecurven berechnete Werth α ein. Die folgende Zusammenstellung enthält diese Werthe α und die zugehörigen Werthe des Integrals A.

	Eisenoxyd	Kupferoxyd	Russ	Platin
α	5,560	5,618	5,627	5,536
A	1,315	1,305	1,303	1,320

K. II	K. III	IVa	IVa	IVc
5,078	5,250	4,995	5,026	5,576
1,408	1,372	1,426	1,419	1,313

Die folgende Tab. XIX enthält für verschiedene Temperaturen die Werthe $J_m \times \lambda_m \times A$. J_m und λ_m sind für jeden Körper aus den besprochenen, den Beobachtungen am besten folgenden Gesetzen berechnet.

Platin strahlt bei weitem am wenigsten und unterscheidet sich bei niederen Temperaturen von den anderen Körpern mehr als bei höheren Temperaturen. Die übrigen Körper weisen wenig Verschiedenheiten untereinander auf. Für niedere Temperaturen sind die Körper nach steigender Energie von

Tabelle XIX.

T °C.	15	100	200	300	400	500	700	900	1100	1300
T abs.	288 [1])	373	473	573	673	773	973	1173	1373	1573
Pt	0,0133			0,603	1,47	3,19	11,4	32,2	77,6	166
Eisenoxyd	0,333	1,11	3,37	8,31	17,67	34,0	101	241	526	
Russ	0,367	1,18	3,47	8,29	17,2	32,7	90,9			
Kupferoxyd	0,379	1,23	3,62	8,71	18,1	34,1	97,5	228	467	
K. IVc	0,371		3,41	8,06	16,6					
K. II	0,383			8,84	18,6	35,0	100	234	483	
K. IVa	0,476			9,79	19,9	36,6	101	228	455	
K. IVb	0,513			10,2	20,5	37,3	102	228	450	
K. III	0,584			11,1	22,3	40,5	109	240	474	
Mittel K II, III, IVa u. b	0,489			9,98	20,3	37,4	103	233	466	

oben nach unten geordnet, sodass also für diese Temperaturen Platin der am stärksten reflectirende und Kohle III der schwärzeste Körper ist. Nur Kohle IVc müsste zwischen die Oxyde gesetzt werden. Für die höchsten Temperaturen scheint Eisenoxyd der energiereichste und daher schwärzeste Körper zu sein. Die Unterschiede der Oxyde unter sich und gegen Eisenoxyd sind aber bei höheren Temperaturen nicht beträchtlich. Ueberschlägt man das Verhalten für das gesammte Temperaturbereich, so stehen die Oxyde und Kohle IVc nahe gleich, während die Mittel der von der Glashülle umgebenen Kohlen grössere Energie aufweisen. Hiernach ist Platin von dem absolut schwarzen Körper am weitesten entfernt. Näher müssen die Oxyde und die in freier Luft strahlende Kohle IVc stehen, und am nächsten kommen ihm die von der Glashülle umgebenen Kohlen. Betrachtet man unter der Voraussetzung dieses Ergebnisses die Uebersicht über die Werthe der allgemeinen Constanten der Spectralformeln der verschiedenen Körper in Tab. XX, so ergiebt sich das folgende.

Die genaueren Formeln für die Strahlung des Platins (p. 701) weichen entsprechend $\beta = 0{,}864$ am meisten von Fl. I und ihren Folgerungen ab. Die genauere Formel der Strahlung des Eisenoxyds (I. Mitth. p. 489) erfordert ebenfalls die Ein-

1) Die Zahlen unter 288° (Zimmertemperatur) sind durch Extrapolation der Gesetze berechnet.

führung einer Complication in Fl. I. Die Abweichung von Fl. I ist aber gemäss $\beta = 0{,}95$ geringer, als beim Platin. Die Ursache der Abweichung des Eisenoxydes scheint nach den Resultaten von Tab. XIX darin zu liegen, dass Eisenoxyd bei niederen Temperaturen dem absolut schwarzen Körper ferner zu stehen scheint als bei höheren. In Tab. XX sind die Constanten dieser beiden Strahler angeführt, welche nach Fl. I berechnet werden, wenn man die erwähnten Abweichungen vernachlässigt.

Tabelle XX.

Endconstanten der verschiedenen strahlenden Körper.

	c	α			c'	c_2	c_1
		Energ.-Curve	J_m	in Fl. I			
Pt	2336	5,536	6,423	6,423	$2{,}300 \times 10^{-19}$	15 000	614 700
Eisenoxyd	2609	5,560	5,658	5,609	$3{,}519 \times 10^{-16}$	14 630	1 946 000
Russ	2623	5,627	5,528	5,528	$7{,}860 \times 10^{-16}$	14 500	1 566 000
Kupferoxyd	2562	5,618	5,560	5,560	$6{,}918 \times 10^{-16}$	14 245	1 611 000
K. IVc	2505	5,576	5,472	5,524	$1{,}132 \times 10^{-15}$ [1]	13 830	1 687 000 [1]
K. II	2528	5,078	5,574	5,326	$6{,}057 \times 10^{-16}$ [1]	13 470	
K. IVa	2575	4,995	5,400	5,198	$1{,}955 \times 10^{-15}$ [1]	13 380	
K. IVb	2645	5,026	5,338	5,182	$2{,}933 \times 10^{-15}$ [1]	13 710	
K. III	2678	5,250	5,285	5,267	$4{,}601 \times 10^{-15}$ [1]	14 110	1 009 000 [1]
Mittel K II, III, IVa u. b	2606	5,087	5,399	5,243		13670	

Die Constante c ist am kleinsten für Platin (2336) und am grössten für den schwärzesten Körper [2]) Kohle III (2678). Das Mittel für die Kohlen II—IVb ist 2606. Die Unterschiede der Werthe von c sind für die schwärzeren Körper nicht mehr beträchtlich. Der aus der Form der Energiecurven berechnete Werth für α ist für alle Körper nahe gleich (5,58). Nur für die von der Glashülle umgebene Kohle ist er erheblich kleiner (5,09). Der aus dem J_m-Gesetze (Fl. III) berechnete Werth von α ist am grössten für Platin (6,42) und am kleinsten für den schwärzesten Körper Kohle III (5,285), für das Mittel aus

1) Reducirt auf Vergleichbarkeit mit den Oxyden und Russ.

2) Eisenoxyd, welches für die höheren Temperaturen die grösste Energie zu haben scheint, hat dann auch die grösste Constante c (ca. 2700).

Kohle II – IV b folgt 5,40. Der Werth für die Oxyde und Kohle IV c ist im Mittel 5,55. Die hiernach für die Endformel I annommenen Werthe von α verhalten sich ähnlich. Die Werthe von c_2 schwanken nur wenig und liegen zwischen 15 000 (Platin) und 13 670 (Mittel der Kohlen in der Glashülle). Die Werthe von c' und c_1 sind zu sehr durch die Werthe von α beeinflusst, sodass ich aus ihnen nichts schliessen will.

Sind die vorstehenden Ueberlegungen richtig, und ist die Strahlung der schwärzeren Körper nicht mehr sehr stark von der Strahlung des absolut schwarzen Körpers entfernt, so wird Fl. I auch das Emissionsgesetz des absolut schwarzen Körpers sein, und für diesen würde α höchstens den Werth 5,24 haben (Mittel der Kohlen II – IV b)[1]), die Constante c würde mindestens 2600 und die Constante c_2 etwa 14 000 sein, vielleicht etwas niedriger.

Für 15° C. oder 288° absoluter Temperatur berechnet man aus den Gesetzen folgende Werthe von J_m und λ_m.

Tabelle XXI.

	J_m	λ_m
Platin	0,001 441	7,002
Eisenoxyd	0,028 91	8,750
Russ	0,030 93	9,108
K. IV c	0,032 48	8,698
Kupferoxyd	0,032 66	8,896
K. II	0,030 98	8,778
K. III	0,045 8	9,298
K. IV a	0,037 34	8,942
K. IV b	0,039 38	9,184

Aus Eisenoxyd, Russ, Kohle IV c und Kupferoxyd ergiebt sich im Mittel $J_m = 0{,}03124$, $\lambda_m = 8{,}863$. Mit diesen Werthen würde die Correction der Strahlungen auf den absoluten Nullpunkt (vgl. I. Mitth. p. 462 und p. 484) zu vollziehen sein, wenn man annimmt, dass bei herabgelassenem Schirm eine ähnliche

1) Nehmen wir an, dass die J_m-Beziehung für die Kohlen nicht sicher genug sei, so würde der Gang der Werthe α, welche aus den Energiecurven allein resultiren, 5,09 als obere Grenze ergeben. Es ist dann aber auffällig, dass Platin, welches in den anderen Beziehungen den Oxyden und den Kohlen so ferne steht, keinen abweichenden Werth von α aus der Form der Energiecurven ergeben hat.

Strahlung zum Bolometer gelangte, wie Oxyde und ähnliche Körper aussenden. Der Schirm bestand aus oxydirtem Kupfer oder berusstem Zink, sodass diese Annahme wohl gerechtfertigt ist. Ich habe an sämmtlichen in dieser Mittheilung publicirten Messungen diese Correction angebracht mittels der folgenden Werthe: $J_m = 0{,}0299$, $\lambda_m = 8{,}750$. Die Resultate würden nicht merklich geändert, wenn statt dieser die obigen Mittelwerthe verwendet wären. Unterschied sich die Temperatur des Schirms von 15° C., so berechnete man nach den Formeln die dadurch herbeigeführte Aenderung in den Werthen von J_m und benutzte den geänderten Werth von J_m der Strahlung des Schirmes für die Correction. Die Aenderungen in dem Werth von λ_m berücksichtigte ich nicht, da sie nicht in Betracht kommen.

Wenn man bedenkt, dass die verschiedene Gestalt der normalen Energiecurven und die complicirt erscheinende Abhängigkeit der Intensitäten bei verschiedenen Spectralstellen von der Temperatur durch eine Formel mit nur drei Constanten dargestellt werden, von denen zwei (c_2 und α) von Körper zu Körper nur wenig variiren, so könnte man wohl die Vermuthung wagen, dass diese Formel, wenn sie auch nur empirisch gefunden ist, eine weitergehende Bedeutung besitzt, als sie empirischen Formeln zuzukommen pflegt. Es dürfte wohl sehr schwierig sein, irgend eine andere Function der zwei Variabelen λ und T zu finden, welche mit ebenso wenigen Constanten die Beobachtungen darstellt. In der Meinung, dass die Formel entweder das Gesetz der Kirchhoff'schen Function „e" selber sei, oder diesem Gesetze doch sehr nahe komme, bin ich bestärkt durch die kürzlich erschienene Arbeit des Hrn. W. Wien.[1]) In dieser Abhandlung leitet Wien das Gesetz der Vertheilung der Energie auf die einzelnen Wellenlängen ab und braucht dazu im wesentlichen zwei Voraussetzungen, welche zu denjenigen seiner früheren[2]) Abhandlung hinzukommen. Die eine ist die Gültigkeit des Maxwell'schen Vertheilungsgesetzes für die Geschwindigkeiten der Gastheilchen und die zweite ist die Annahme, dass die Wellenlänge, deren Emission durch die Be-

1) W. Wien, Wied. Ann. **58.** p. 662. 1896.
2) W. Wien, Berl. Sitzungsber. **6.** p. 55. 1893.

wegung eines Gasmolecüls verursacht wird, nur eine Funktion der Geschwindigkeit der translatorischen Bewegung dieses Molecüls sei. Wenn man mit der ersten Voraussetzung einverstanden sein kann, so weiss man nichts über die Berechtigung der zweiten, welche Wien daher als Hypothese hinstellt. Sobald man diese Hypothese gelten lässt, folgt die Proportionalität der ausgesandten Wellenlänge λ mit $1/v^2$, wo v die Geschwindigkeit des Molecüls bedeutet, oder die Proportionalität der Schwingungszahl $(1/\lambda)$ mit dem Quadrat der Geschwindigkeit.

Einen Fall kennen wir nun, für den etwas Aehnliches bereits erwiesen ist, nämlich denjenigen einer Mischung von Gasen, welche alle nur infolge ihrer Temperatur strahlen, und welche so zusammengestellt sind, dass sie überall im Spectrum eine wenn auch nur geringe Absorption zeigen. Eine unendlich dicke Schicht dieser Mischung strahlt wie ein absolut schwarzer Körper der gleichen Temperatur. Es ist mithin hierfür das in Wien's erster Abhandlung bewiesene Gesetz $\lambda_m \times T =$ const. gültig. Dies besagt aber, dass die am stärksten emittirte Wellenlänge umgekehrt proportional der Temperatur, also dem Quadrat der mittleren und folglich auch der am stärksten vertretenen Geschwindigkeit ist. Von weiteren Umständen ist λ_m in diesem Falle nicht mehr abhängig.

Diese Beziehung zwischen der emittirten Wellenlänge und der Molecülgeschwindigkeit müsste auch für den Fall als gültig angesehen werden, dass nur solche Molecüle betrachtet werden, welche alle die gleiche Geschwindigkeit haben.

Das Resultat der zweiten Arbeit von Wien ist die Emissionsfunction des absolut schwarzen Körpers:

$$J = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

welche genau die gleiche Form hat, wie Fl. I, und in welcher nur statt der Constanten α der Zahlenwerth 5 auftritt. Meine Versuche lassen es als durchaus möglich erscheinen, dass α für den absolut schwarzen Körper den Werth 5 hat. Es lässt sich leicht übersehen, was durch Wien's Theorie oder die Beobachtungen oder durch beides erwiesen scheint:

1. Fl. (II) $\lambda_m \times T =$ const. folgt aus Wien's erster Abhandlung und meinen Beobachtungen.

2. Fl. (III) $J_m = c' T^\alpha$. Wien zeigt in der ersten Abhandlung, dass diese Beziehung für $\alpha = 5$ gilt, während meine Versuche zwar diesen Werth von α nicht ergeben, vermuthlich, da sie nicht mit einem absolut schwarzen Körper angestellt sind. Aber sie widersprechen der Theorie andererseits nicht, da die allgemeine Form der Fl. III sich gültig zeigt, und da der Zahlenwerth von α von 6,42 bis 5,24 rückt, wenn man vom reflectirenden zum schwärzesten Körper geht. Die Versuche rechtfertigen nur den Schluss, dass α für den absolut schwarzen Körper höchstens 5,24 sein kann.

Statt der Fl. IV, welche mit dem Werth $\alpha = 5$ als das Resultat der zweiten Abhandlung von Wien angesehen werden kann, war aus Wien's erster Abhandlung nur zu schliessen[1]), dass J/J_m für alle Temperaturen die gleiche Function von λ/λ_m sein müsse. Dies ist durch die Beobachtungen bestätigt. Die Form des Gesetzes IV resultirt aber nach Wien's zweiter Abhandlung erst unter der Voraussetzung der neuen Hypothese. Hier könnten nun meine Versuche eingreifen. In dieser Meinung habe ich das Beweismaterial zur Stütze der Fl. IV so sehr angehäuft, wie es nur zulässig erschien. Diese Formel konnte ich allein aus einer Discussion der Eigenschaften der in logarithmischen Maassen dargestellten Energiecurven ableiten, bevor ich von Wien's Ableitung Kenntniss hatte. Zwar führen meine Formeln nicht den Zahlenwerth 5, sondern $\alpha = 5{,}55$ bis $5{,}09$; doch ist dieselbe Discrepanz auch für die J_m-Beziehung (Fl. III) vorhanden, wo die Theorie für den Werth 5 entscheidet. Meine Versuche scheinen zu ergeben, dass im allgemeinen für schwärzere Körper die Fl. IV mit demjenigen Werthe α gilt, der auch aus der J_m-Beziehung folgt. Nimmt man das als richtig an, so würde folgen, dass auch die Fl. IV mit dem Zahlenwerthe 5 statt α für den absolut schwarzen Körper gelten muss, und es wäre das Resultat von Wien's zweiter Abhandlung bestätigt. Damit nun auch die erwähnte Hypothese über die Erregung der Lichtschwingungen bestätigt wird, müsste bewiesen werden, dass diese Hypothese die einzige ist, welche die Endformel ergiebt.

---

1) Vgl. I. Mitth. p. 458.

Nach der Ausführung der besprochenen Messungen sind Methoden wenigstens im Principe bekannt geworden, um die Strahlung des absolut schwarzen Körpers selber herzustellen. Ebenso sind inzwischen durch eine Reihe von Arbeiten die Messungen hoher Temperaturen verfeinert. Es dürfte möglich sein, mit diesen Hülfsmitteln die hervorgehobenen Unsicherheiten in den gewonnenen Gesetzen zu beseitigen und, falls α den Zahlenwerth 5 erhält, die Constante c_2 der Fl. I, welche dann allein die Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der Temperatur und der Wellenlänge regelt, genau zu bestimmen. Die Constante c_1 würde wohl am besten durch die Messung von Gesammtstrahlungen in absolutem Maasse zu bestimmen sein.

Anhang I.

Ueber die Correction der Energiecurven wegen der Unreinheit des Spectrums.

In einem reinen Spectrum bedeute $f(x)$ die Intensität an einer Stelle (Wellenlänge oder Minimalablenkung eines Prismas oder dergl.) x, sodass $f(x) \,.\, dx$ die Energiemenge bedeutet, welche in einem bei x beginnenden Spectralgebiete dx enthalten ist. Die Energie in einem Spectralgebiet von der Breite a ist

$$\int_{x-a/2}^{x+a/2} f(x)\, dx\,,$$

wenn die Mitte des Gebietes x ist. Ein Bolometerstreif von der Breite a erwärmt sich um einen dieser Grösse proportionalen Betrag, wenn seine Mitte bei x liegt. Es werde nun der Spalt so weit geöffnet, dass das Bild einer Linie die Breite a habe, so haben wir die Anordnung unserer Versuche. Die Intensität $f(x)$ bleibt nicht mehr auf einen unendlich schmalen Spectralbezirk beschränkt, sondern ist auf einer Strecke von der Breite a vorhanden. Bei continuirlichen Spectren greifen die Bilder von den Intensitäten $f(x)$ benachbarter x übereinander, und die Energiemenge, welche dann den Bolometerstreifen erwärmt, berechnet sich folgendermaassen, wenn man von constanten Factoren absieht.

Das Bild von der Intensität $f(x)$ bedeckt den Streif vollständig, wirkt also mit seiner vollen Intensität erwärmend.

Das Bild von der Intensität $f(x+v)$, welches herrührt von der Stelle $x+v$, fällt nur theilweise auf den Streifen. Von seiner Intensität wirkt erwärmend ein Bruchtheil, der gleich ist dem Bruchtheil der Bildfläche, welche den Streif bedeckt. Der erwärmende Bruchtheil der Intensität beträgt:

$$\frac{a-v}{a}(fx+v),$$

Alle Stellen v auf einer Seite von x geben zusammen als erwärmende Energiemenge:

$$\int_0^a \frac{a-v}{a} f(x+v)\,dv,$$

alle Stellen v auf der anderen Seite:

$$\int_0^a \frac{a-v}{a} f(x-v)\,dv.$$

Insgesammt beträgt die den Streifen erwärmende Energiemenge $F_{(x)}$:

$$F_{(x)} = \int_0^a \frac{a-v}{a}\left\{f(x+v)+f(x-v\right\}dv.$$

Dieser Grösse ist der Galvanometerausschlag proportional, den wir mit unserer Anordnung beobachten.

Es entsteht nun die Aufgabe, $f(x)$ so durch $F_{(x)}$ und a auszudrücken, dass es leicht möglich ist, aus dem beobachteten $F_{(x)}$ $f(x)$ zu berechnen. Diese Aufgabe hat Hr. Prof. C. Runge gelöst und folgende Reihe zur Darstellung von $f(x)$ abgeleitet.

$$a\,.\,f(x) = 2\left\{\frac{F_{(x)}}{2!} - \frac{1}{4!}\Delta^2 F_{(x)} + \frac{(2!)^2}{6!}\Delta^4 F_{(x)} - \frac{(3!)^2}{8!}\Delta^6 F_{(x)}\right.$$
$$\left. + \frac{(4!)^2}{10!}\Delta^8 F_{(x)} - + \ldots (-1)^n \frac{(n!)^2}{(2n+2)!}\Delta^{2n} F_{(x)} \ldots\right\}$$

Hier bedeuten:

$$\Delta^2 F_{(x)} = \left\{F_{(x+a)} - F_{(x)}\right\} - \left\{F_{(x)} - F_{(x-a)}\right\}$$
$$\Delta^4 F_{(x)} = \left\{\Delta^2 F_{(x+a)} - \Delta^2 F_{(x)}\right\} - \left\{\Delta^2 F_{(x)} - \Delta^2 F_{(x-a)}\right\}$$
. . . . . .
$$\Delta^{2n} F_{(x)} = \left\{\Delta^{2(n-1)} F_{(x+a)} - \Delta^{2(n-1)} F_{(x)}\right\} - \left\{\Delta^{2(n-1)} F_{(x)} - \Delta^{2(n-1)} F_{(x-a)}\right\}$$

Sind die beobachteten $F_{(x)}$ so tabellarisch gegeben, dass das Tabellen-Intervall der x gleich a ist, so kann man durch successive Differenzbildung $\Delta^2 F_{(x)}$ etc. berechnen. Ist $F_{(x)}$ dagegen, wie in unserem Falle, in Form einer Curve gegeben, so ist folgende Form der Reihe zweckmässig:

$$a f(x) = F_{(x)} - \frac{1}{6} F_{1(x)} + \frac{2}{45} F_{2(x)} - + \cdots$$

wo

$$F_{1(x)} = \frac{F_{(x+a)} + F_{(x-a)}}{2} - F_{(x)}$$

$$F_{2(x)} = \frac{F_{1(x+a)} + F_{1(x-a)}}{2} - F_{1(x)}$$

. . . . . .

bedeuten.

In Fig. 11 stellt die in B endigende Ordinate $F_{(x)}$ dar, die in C endigende $F_{(x+a)}$ und die in D endigende $F_{(x-a)}$. Dann ist $AB = F_{1(x)}$, wo A der Schnittpunkt der Ordinate $F_{(x)}$ mit der Sehne AC ist. Ebenso folgt $F_{2(x)}$ aus $F_{1(x)}$, wenn man letzteres in Form einer Curve darstellt. Erforderlichenfalls vermehrt man die Reihe um weitere Glieder, deren Functionen $F_{3(x)}$ etc. analog aus $F_{2(x)}$ etc. berechnet werden, wie $F_{2(x)}$ aus $F_{1(x)}$ und $F_{1(x)}$ aus $F_{(x)}$.

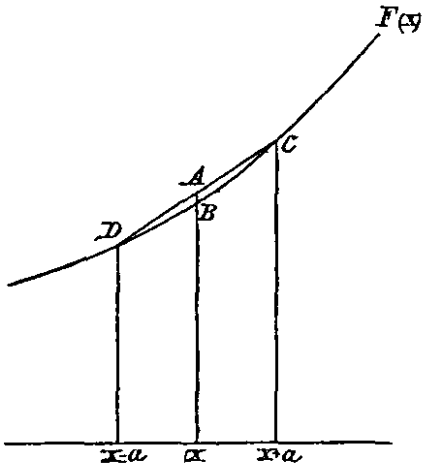

Fig. 11.

Beispiel: Reduction der Beobachtungen an der Energiecurve 1001° C., Eisenoxyd; vgl. Tabelle XXII.

Die beobachteten Intensitäten $F(\delta)$ wurden als Function der beobachteten Minimalablenkungen δ graphisch dargestellt. Aus dieser Curve berechnete man, wie gezeigt, für jeden Beobachtungspunkt $F_1(\delta)$. Dann wurde $F_1(\delta)$ graphisch aufgetragen und aus dieser Curve in gleicher Weise $F_2(\delta)$ berechnet, a betrug 7′.

Man sieht, wie der ansteigende Ast der Curve (grosse Werthe von δ) erheblich durch die Correction heruntergedrückt wird. Da das Glied $\frac{2}{45} F_2(\delta)$ nur sehr wenig im Vergleich zum ersten ausmacht, sind die Beobachtungen der meisten anderen Energiecurven nur durch das Glied $-\frac{1}{6} F_1(\delta)$ corrigirt.

Tabelle XXII.

δ beob.	27° 24,0′	28° 39,4′	49,4	59,4	29° 9,4′	39,4
$F(\delta)$ beob.	28,9	65,5	76,7	87,9	101,8	171,1
$\frac{F(\delta+a)+F(\delta-a)}{2}$	24,0	66,8	76,6	88,8	102,6	165,3
$F_1(\delta)$	−4,9	+1,3	−0,1	+0,9	+0,8	−5,6
$-\frac{1}{6}F_1(\delta)$	+0,8	−0,2	0,0	−0,1	−0,1	+0,9
$\frac{F_1(\delta+a)+F_1(\delta-a)}{2}$	−1,0	+2,0			+4,5	−0,4
$F_2(\delta)$	+3,9	+0,7			+3,7	+5,2
$+\frac{2}{45}F_2(\delta)$	+0,2	+0,0			+0,2	+0,2
$a\,f(\delta)$	29,9	65,3	76,7	87,8	101,9	172,2

δ beob.	49,4	59,4	30° 9,4′	14,3	19,3	22,3	25,3
$F(\delta)$ beob.	207,2	254,9	314,8	350,9	385,8	398,0	413,0
$\frac{F(\delta+a)+F(\delta-a)}{2}$	210,0	257,8	319,2	348,5	378,8	409,0	450,0
$F_1(\delta)$	+2,8	+2,9	+4,4	+2,4	−7,0	+11,0	+37,0
$-\frac{1}{6}F_1(\delta)$	−0,4	−0,5	−0,7	+0,4	+1,2	−1,8	−6,2
$\frac{F_1(\delta+a)+F_1(\delta-a)}{2}$	+1,5	+3,9	+1,7	+3,9	+21,8	+18	+22
$F_2(\delta)$	−1,3	+1,0	−2,7	+1,5	+28,8	+7	−34,8
$+\frac{2}{45}F_2(\delta)$	−0,1	+0,1	−0,1	+0,1	+1,5	+0,3	−1,5
$a\,f(\delta)$	206,7	254,5	314,0	351,4	388,5	396,5	405,3

δ beob.	28,3	31,3	34,3	37,3	40,3	43,3	46,3
$F(\delta)$ beob.	441,2	500,5	553,5	604,4	647,9	676,6	693,8
$\frac{F(\delta+a)+F(\delta-a)}{2}$	482,5	518	546,0	583,0	615,8	637,5	644,8
$F_1(\delta)$	+41,3	+17,5	−7,5	−21,4	−12,1	−39,1	−49,0
$-\frac{1}{6}F_1(\delta)$	−6,9	−3,1	+1,3	+3,6	+5,3	+6,5	+8,2
$\frac{F_1(\delta+a)+F_1(\delta-a)}{2}$	−5,5	+1,9	+3,0	−7,3	−26,3	−46,5	−55,3
$F_2(\delta)$	−46,8	−15,6	+10,5	+14,1	+5,8	−7,4	−6,3
$+\frac{2}{45}F_2(\delta)$	−2,0	−0,6	+0,4	+0,6	+0,2	−0,3	−0,3
$a\,f(\delta)$	432,3	496,8	555,2	608,6	653,4	682,8	701,7

δ beob.	49,3	52,3	55,3	58,3	31° 1,3′	4,3
$F(\delta)$ beob.)	692,6	669,5	614,5	524,5	410,3	309,1
$\frac{F(\delta+a)+F(\delta-a)}{2}$	624,3	589,0	532,0	474	403,3	326,1
$F_1(\delta)$	−68,3	−80,5	−82,5	−50,5	−7,0	+17,0
$-\frac{1}{6}F_1(\delta)$	+11,4	+13,4	+13,8	+8,4	+1,2	−2,8
$\frac{F_1(\delta+a)+F_1(\delta-a)}{2}$	−57,7	−37	−28,9	−23,1	−12,9	−1,0
$F_2(\delta)$	+10,6	+43,5	+53,6	+27,4	−5,9	−18,0
$+\frac{2}{45}F_2(\delta)$	+0,4	+2,0	+2,4	+1,2	−0,2	−0,8
$af(\delta)$	704,4	684,9	630,7	534,1	411,3	305,5

δ beob.	7,3	10,3	13,3	16,3	19,3
$F(\delta)$ beob.	196,6	114,4	59,2	29,4	16,1
$\frac{F(\delta+a)+F(\delta-a)}{2}$	246,0	180,0	121,6	77,4	42,9
$F_1(\delta)$	+49,6	+65,6	+62,4	+48,0	+26,8
$-\frac{1}{6}F_1(\delta)$	−8,3	−11,0	−10,4	−8,0	−4,5
$\frac{F_1(\delta+a)+F_1(\delta-a)}{2}$	+20,5	+26,1	+32,0	+35,2	+32,0
$F_2(\delta)$	−28,9	−39,5	−30,4	−12,8	+5,2
$+\frac{2}{45}F_2(\delta)$	−1,3	−1,7	−1,6	−0,5	+0,2
$af(\delta)$	187,0	101,7	47,2	20,9	11,8

Es ist lehrreich, die Wirkung dieser Correction an den Absorptionsstreifen des Wasserdampfes und der Kohlensäure zu verfolgen. Um dies recht anschaulich vorzuführen, habe ich in Fig. 12 eine Beobachtung reproducirt, durch welche ich die Absorption einer ca. 30 cm[1]) dicken Schicht Kohlensäure kennen lernen wollte. Es sind erstens die uncorrigirten Beobachtungspunkte $F(\delta)$ eingetragen ⊙——⊙——⊙, zweitens die hieraus berechneten Werthe $F_1(\delta)$ ⊡——⊡——◇ und schliesslich die mit den Gliedern $-\frac{1}{6}F_1(\delta)+\frac{2}{45}F_2(\delta)$ corrigirten Beobachtungspunkte $af(\delta)$ ×——×——×; die Absorptionslücke wird durch die Correction auf Null herabgedrückt,

1) Vgl. F. Paschen, Wied. Ann. 51. p. 9 und Fig. 2, Curve 2, 1894.

sodass als Absorptionsbetrag im Maximum der Absorption 100 Procent folgt, während aus der uncorrigirten Curve sich nur ein Absorptionsbetrag von ca. 90 Procent [1]) ergiebt.

Diese Correction ist demnaeh unentbehrlich, wenn man die Beträge der Absorption in schmaleren Absorptionsstreifen genau zu bestimmen wünscht. Ihre Wirkung wird noch beträchtlicher, wenn der Bolometerstreif im Vergleich zur Dispersion des Spectrums breiter ist, wie es bei den Messungen im Steinsalzspectrum für dieses Spectralgebiet der Fall ist.[2])

Lehrreich ist an der Fig. 12, wie die Ränder der Absorptionslücke in die Höhe gebracht werden. Bei Intensitätsschwankungen im Energiespectrum, welche sich über ein im Vergleich zur Bolometerstreifenbreite so enges Spectralgebiet erstrecken, wie im angezogenen Falle, ist das Glied $+ \frac{2}{45} F_1(\delta)$ noch nothwendig; das nächstfolgende würde aber nur noch Beträge liefern, welche kleiner als die Beobachtungsfehler sind.

Anhang II.

Ueber die Correction zur Eliminirung der Absorption des Prismas und einer etwaigen Absorption des Wasserdampfes der Luft bei Wellenlängen zwischen 7,8 μ und 9,6 μ.

Zeichnet man über die beobachtete und logarithmisch dargestellte Energiecurve die theoretische, d. h. die der Fl. IVa

---

1) Der maximale Absorptionsbetrag an dieser Stelle für eine ca. 7 cm dicke Schicht CO_2, der für meine Anordnung ohne Correction ca. 87 Proc. beträgt, wird durch die Correction auf ca. 97 Proc. gebracht.

2) Ich bedaure, dass Hr. F. W. Very, welcher Astrophys. Journ. 4 p. 37—49, 1896 Langley's Beobachtungen über einige Energiespectra fester Körper ausführlicher publicirt hat, nicht die zu jeder Cnrve gehörigen Bolometerstreifen- und Spaltbreiten mitgetheilt hat. Da Langley's Beobachtungen nach seinen Angaben mit einem im Verhältniss zur Bolometerstreifenbreite bedeutend schwächer dispergirten Spectrum gemacht sind, würde die Correction vermuthlich bedeutende Aenderungen bewirken. Ich möchte hervorheben, dass die Schlüsse, welche Very l. c. zieht, sich auf die von ihm corrigirten λ_m beziehen, welche von den beobachteten um Beträge von 1 μ oder mehr abweichen, und dass diese Correction zur Eliminirung der Störung durch die starken Wasserdampfabsorptionen entweder ganz willkürlich oder unter der Voraussetzung des Gesetzes $\lambda_m \sqrt{T} =$ const. gemacht zu sein scheint, welches Very beweisen will. Aus demjenigen, welches bisher über Langley's Messungen bez. der Strahlung fester Körper publicirt ist, vermag ich nichts weiteres zu schliessen, als was ich Astrophys. Journ. 3 p. 150, 1896 gesagt habe.

mit einem geeigneten Werth α folgende, so muss die Differenz der Ordinaten an den Absorptionsstellen für alle Energiecurven constant sein, wenn anders die Absorption constant ist. Die folgende Tabelle XXIII enthält für verschiedene Energiecurven diese Differenzen für das Gebiet der längsten Wellenlängen. Da die Galvanometerausschläge in diesem Gebiete nicht gross waren, ist die Genauigkeit gering. Betrachtet man demgemäss die angeführten Beträge als constant, so wird das Mittel aus ihnen der angenäherte Werth des Betrages sein, den man zum Logarithmus der Intensität irgend einer anderen Curve hinzufügen muss, um diese zu corrigiren. Mit den angeführten Mittelwerthen sind viele Curven der vorstehenden Abhandlung in diesem Gebiete corrigirt. Die Correction beruht nur auf der Voraussetzung, dass die logarithmisch dargestellten Energiecurven congruent sind. Denn die theoretische Curve IVb könnte mit gleichem Erfolge ersetzt werden durch das Mittel einiger Energiecurven höherer Temperatur, deren λ_m bei so kleinen Wellenlängen liegt, dass das zur Correction benutzte Ende dieser Curven Beobachtungspunkte enthält, welche nicht in Absorptionsstellen fallen (vgl. I. Mitth. p. 472).

Tabelle XXIII.

$\log J_{\text{theor.}} - \log J_{\text{beob.}}$

$\log \lambda \rightarrow$		0,890	0,900	0,910	0,920	0,930	0,940	0,950	0,960	0,970	0,980
Russ	348°	0,044	0,076	0,108	0,155	0,206	0,263	0,340	0,516		
„	400	0,045	0,077	0,115	0,164	0,233	0,305	0,376	0,439	0,602	0,754
„	370	0,052	0,086	0,117	0,176	0,239	0,322	0,366	0,469	0,647	
Eisenoxyd	693	0,046	0,070	0,100	0,133	0,186	0,238	0,333	0,419	0,543	0,682
„	528	0,045	0,054	0,066	0,090	0,130	0,223	0,314	0,427	0,542	0,660
„	703	0,048	0,064	0,092	0,130	0,180	0,231	0,313	0,398	0,495	0,657
Russ	368	0,062	0,091	0,117	0,159	0,210	0,293	0,370	0,451	0,534	0,666
„	498	0,053	0,076	0,110	0,151	0,215	0,284	0,372	0,474	0,591	0,713
„	505	0,044	0,071	0,112	0,154	0,215	0,293	0,380	0,465	0,569	0,704
„	447	0,039	0,065	0,101	0,134	0,179	0,246	0,329	0,416	0,526	0,643
„	420	0,045	0,068	0,098	0,140	0,196	0,269	0,349	0,424	0,566	0,783
„	377	0,030	0,060	0,099	0,152	0,209	0,275	0,348	0,437	0,546	0,661
„	368	0,017	0,030	0,063	0,108	0,177	0,253	0,333	0,421	0,529	0,652
„	335	0,059	0,087	0,126	0,175	0,236	0,293	0,383	0,480	0,597	0,730
„	296	0,049	0,085	0,125	0,176	0,246	0,325	0,411	0,503	0,610	0,713
	Mittel	0,045	0,071	0,104	0,147	0,199	0,274	0,354	0,449	0,566	0,695

Anhang III.

Zur Verwirklichung des „absolut schwarzen Körpers".

Nach Kirchhoff befindet sich im Inneren eines von gleichtemperirten Wänden umschlossenen Raumes die Strahlung des „absolut schwarzen Körpers" der Temperatur der Wände. Die Herren W. Wien und O. Lummer[1]) haben neuerdings vorgeschlagen, dies zu verwirklichen und Strahlung durch eine kleine Oeffnung aus dem Hohlraum herauszuleiten. Bis auf Correctionen, welche empirisch, oder durch Rechnung zu finden sind, müsste die austretende Strahlung diejenige des „absolut schwarzen Körpers" sein. Die Verwirklichung dieses Planes dürfte für niedere Temperaturen ausführbar sein, wofür auch schon einige von F. Kurlbaum angestellte Messungen zu sprechen scheinen. Für höhere Temperaturen dürften aber die zur Ausführung erforderlichen Mittel bedeutend werden. Für viele Zwecke, beispielsweise für die Herstellung einer einfach definirten Lichteinheit, würde aber die Herstellung der Strahlung des „absolut schwarzen Körpers" sehr hoher Temperatur Interesse haben. Ich möchte daher eine dazu geeignete Methode mittheilen, bei welcher die Schwierigkeiten und Kosten der Ausführung geringer sein dürften.

Es befinde sich ein beliebiger fester und nur infolge seiner Temperatur strahlender Körper im Inneren eines Hohlraumes, dessen Wände jegliche Strahlung reflectiren, im übrigen aber eine beliebige Temperatur haben mögen. Dann geht von dem beliebigen strahlenden Körper die Strahlung des „absolut schwarzen Körpers" aus, wie leicht einzusehen ist. Dieser Fall wird nämlich auf den Kirchhoff'schen Fall des Hohlraumes mit den hochtemperirten Wänden durch die Ueberlegung zurückgeführt, dass durch die Spiegelung eine virtuelle Wand von überall dem gleichen Glühzustande geschaffen wird, welchen der Körper hat. Wenn die spiegelnde Wand continuirlich ist, muss auch diese virtuelle Wand continuirlich sein. Infolge der Spiegelung strahlt von den reflectirenden Wänden dieselbe Strahlung zurück, welche vorhanden wäre, wenn man den Spiegel beseitigte und dafür die virtuelle Wand realisirte.

---

1) W. Wien u. O. Lummer, Wied. Ann. **56.** p. 451. 1895.

Es mögen bedeuten:

J die Intensität, welche der beliebige Körper für seine Temperatur und für irgend eine Wellenlänge λ emittirt.

A den Bruchtheil der Lichtmenge von der gleichen Wellenlänge λ, welche der Körper bei seiner Temperatur absorbirt. Er reflectirt dann den Bruchtheil $1-A$, wenn er undurchlässig ist, was vorausgesetzt werden möge. Diese Reflexion ist wie bei rauhen Oberflächen als diffus anzunehmen.

E die Intensität, welche der absolut schwarze Körper für die gleiche Wellenlänge λ und die gleiche Temperatur emittirt.

Es besteht dann nach Kirchhoff die Relation

$$J = E \times A. \tag{I}$$

Es mögen nun die Wände von der senkrecht auf sie treffenden Lichtmenge der Wellenlänge λ reflectiren den Bruchtheil q. Es sei ferner die Gestalt des reflectirenden Hohlraumes und die Anordnung des strahlenden Körpers so getroffen, dass die von den Wänden reflectirte Strahlung nach einmaliger Reflexion auf den Körper zurückgelangt (kleiner Körper im Mittelpunkt einer Kugel). Die Incidenz der Strahlung bei der Reflexion ist dann überall senkrecht, sodass überall der $q$te Theil reflectirt wird.

Von der vom Körper emittirten Lichtmenge J gelangt nach der Reflexion an den Wänden die Menge $J \times q$ auf den Körper zurück. Von ihr reflectirt der strahlende Körper $Jq(1-A)$. Diese Menge wird wieder von den Wänden reflectirt, sodass $Jq^2(1-A)$ auf den Körper zurückgelangt und $Jq^2(1-A)^2$ von ihm reflectirt wird. Insgesammt geht also von dem Körper aus die Menge:

$$i = J + Jq(1-A) + Jq^2(1=A)^2 + \ldots Jq^\infty(1-A)^\infty, \tag{II}$$

da $(1-A)^\infty$ gleich Null ist,

$$i = J\frac{1}{1-q(1-A)}$$

oder mit Berücksichtigung von (I) gleich

$$E\frac{1}{\frac{1}{A}-\frac{q}{A}+q}.$$

Setzen wir $q = 1 - \nu$ und $A = 1 - \mu$, wo ν und μ kleine Bruchtheile von Eins sind, wenn q und A der Eins nahekommen, so wird der Factor von E

$$\frac{1}{\frac{1}{A} - \frac{q}{A} + q} = \frac{1}{\frac{\nu}{1-\mu} + 1 - \nu} = \frac{1}{1 + \nu\mu + \nu\mu^2 + \nu\mu^3 + \ldots \nu\mu^\infty}.$$

Der Factor von E ist mithin um einen Betrag kleiner als Eins, der im wesentlichen durch das Produkt $\nu . \mu$ gegeben ist.

Für Silber ist q nach den Messungen von Hrn. H. Rubens[1]) für $\lambda = 0{,}6\,\mu$ gleich 0,93. Nehmen wir für Kohle als Absorptionsvermögen $A = 0{,}9$ an, so wird $\nu = 0{,}07$ und $\mu = 0{,}1$ und der Factor von E bis auf 0,007 gleich der Einheit. Die im Inneren befindliche Strahlung ist bei $0{,}6\,\mu$ also nur noch um 0,7 Proc. kleiner als diejenige des absolut schwarzen Körpers. Rückt eine der Zahlen q oder A der Einheit näher, wie z. B. q für Silber mit wachsender Wellenlänge, so nähert sich in gleichem Maasse die Strahlung derjenigen des absolut schwarzen Körpers. Für $\lambda = 2{,}5\,\mu$ ist $q = 0{,}978$, ν also 0,022, und E nur noch um 0,2 Proc. kleiner als beim absolut schwarzen Körper. Für $q = 1$, $\nu = 0$ wird $i = E$.

Ist q nicht gleich Eins, und ist die Anordnung der reflectirenden Wände derartig, dass die Strahlung erst nach wiederholten Reflexionen auf den Körper zurückgelangt, so wird der Factor von E kleiner, als im berechneten Falle. Es würde aber q^n oder näherungsweise $1 - n . \nu$ bei n-maliger Reflexion eine untere Grenze des reflectirten Bruchtheils darstellen, da die Incidenz dann nicht mehr normal sein kann, und bei nicht normaler Incidenz mehr reflectirt wird, als bei normaler. Ist $q = 1$, so ist die Anordnung der Wände und des Körpers zwischen ihnen gleichgültig.

Zur Verwirklichung des besprochenen Planes möchte ich vorschlagen, die kugelförmige Glashülle einer Glühlampe innen zu versilbern und einen kleinen Kohlestreifen in den Mittelpunkt der Kugel zu setzen. Durch ein kleines Fensterchen aus gut durchlässigem Materiale tritt dann die Strahlung des absolut schwarzen Körpers der Temperatur des Kohlestreifs

1) H. Rubens, Wied. Ann. **37.** p. 249. 1889.

aus bis auf Correctionsbeträge, die einerseits von der Lage und Grösse des Fensters abhängen, und in ähnlicher Weise wie bei der Methode von Wien und Lummer bestimmt werden können, und die andererseits von der Reflexionsfähigkeit der spiegelnden Schicht und der ohne Spiegelwände bereits vorhandenen Annäherung des strahlenden Körpers an den absolut schwarzen Körper abhängen und ebenfalls ermittelt werden können. Der im Mittelpunkt glühende Körper muss diffus reflectiren. Andernfalls könnte das ihm gegenüberliegende Fenster dem Erfolge verderblich werden. Die Kohle einer Glühlampe lässt sich so präpariren, dass sie eine rauhe Oberfläche hat und dieser Forderung zu genügen scheint. Dieselbe Eigenschaft müssen ja auch die Wände des Hohlraumes bei dem Plane von Wien und Lummer haben.

Schliesslich liesse sich die Temperatur des Kohlestreifs in ähnlicher Weise bestimmen, wie es oben p. 686 und 687 ausführlich beschrieben ist.

Wir haben p. 695 gesehen, dass die Strahlung der Kohle dadurch der Strahlung des absolut schwarzen Körpers näher gerückt erscheint, dass die Kohle mit einer Glashülle umgeben wird. Da Glas bei längeren Wellenlängen stark absorbirt, wird es dort auch stark reflectiren. Dazu kommt, dass die innere Glasoberfläche infolge längeren Gebrauches mit verschiedenen Kohlen einen glänzenden Kohleniederschlag an den Wänden hatte, der die Reflexionsfähigkeit des Glases erhöht haben kann. Jedenfalls scheint mir, dass die Wirkung der wenn auch nur unvollkommen spiegelnden Hülle als mögliche Ursache des Verhaltens der untersuchten Kohlen angesehen werden kann.

Derselbe Plan, der zur Construction eines strahlenden absolut schwarzen Körpers führt, ist anwendbar zur Herstellung eines absolut schwarzen Strahlungsempfängers. Ein Streifchen aus beliebigem Materiale im Inneren eines absolut spiegelnden Hohlraumes ist ein solcher. Hat der Hohlraum eine Oeffnung zum Einlass der Strahlung, so kann man die dadurch bedingte Abweichung von der absoluten Schwärze durch die Anwendung eines gut absorbirenden Streifchens und einer kleinen Oeffnung sehr gering machen und im übrigen berechnen. Die Temperatur der Wände ist um so weniger von

Belang, je besser sie spiegeln. Ist das Streifchen ein Bolometerstreif, so wird derselbe wegen der hohen Lichtgeschwindigkeit die der Strahlung entsprechende Temperaturveränderung in der spiegelnden Hülle ebenso schnell annehmen, wie ohne dieselbe.

Ich darf nicht schliessen, ohne der ausserordentlichen Förderung zu gedenken, welche die Discussion der Beobachtungsresultate der vorstehenden Arbeit durch das Interesse erfahren hat, mit welchem Hr. Prof. C. Runge ihren Fortschritt verfolgt hat, und durch die Anregungen, welche ich dadurch erhielt. Auf Runge's Rath ging ich zu der logarithmischen Darstellung der Energiecurven über, ohne welche das Entwirren der complicirten Curven wohl sehr schwer gewesen wäre.

Hannover, Januar 1897.