Die complicirten Erscheinungen bei den sogenannten electrischen Radiometern lassen sich, so weit sie in den höchsten Verdünnungen vor sich gehen, wohl nicht als analoge Wärmewirkungen auf die Luftmolecüle ansehen, sondern sind vielmehr bedingt durch die Gesetze der electrischen Erscheinungen in sehr verdünnten Räumen, sodass ihr Studium wohl für die Aufklärung dieser Gesetze, aber nicht für die der Radiometerbewegung von Wichtigkeit ist.

II. *Eine Wellenlängenmessung im ultrarothem Sonnenspectrum; von Ernst Pringsheim.*

(Hierzu Taf. I Fig. 1 u. 2.)

Für die Untersuchung des Sonnenspectrums ist es von besonderem Interesse, die Wellenlänge der äussersten von der Sonne ausgesandten Strahlen zu kennen und so die Ausdehnung des gesammten Spectrums festzustellen. Um die Wellenlänge der am wenigsten brechbaren Strahlen zu bestimmen, beobachtete Müller¹⁾ und später Lamansky²⁾ mit Hülfe einer Thermosäule den Brechungsexponenten der äussersten Strahlen eines von einem Crownglas-, resp. Steinsalzprisma entworfenen Spectrums und berechnete aus diesem Brechungsexponenten mittelst einer empirischen Formel, deren Richtigkeit nur innerhalb der Grenzen der sichtbaren Strahlen controlirbar war, die Grösse der Wellenlänge. Die Unzuverlässigkeit dieser Methode liegt auf der Hand, und so rechnete Müller auch aus derselben Beobachtung durch zwei verschiedene Formeln für die äusserste Wellenlänge die Werthe 0,00177 mm und 0,0048 mm aus.

Eine sichere Bestimmung der Wellenlänge ist nur mit Hülfe der Interferenz der Strahlen möglich, und diesen Weg schlug Abney³⁾ ein, dem es gelang, den ultrarothem Theil eines Diffractionsspectrums zu photographiren. Da dabei die

1) Müller, Pogg. Ann. 105. p. 352ff. 1853.

2) Lamansky, Pogg. Ann. 146. 1872.

3) Abney, Phil. Trans. 2. p. 653—667. 1880.

äussersten Strahlen des Spectrums erster Ordnung mit den Lichtstrahlen des Spectrums zweiter Ordnung zusammenfielen, so konnte er aus der bekannten Wellenlänge dieser Lichtstrahlen leicht auf die der äussersten Wärmestrahlen schliessen. Er fand dabei für diese die Zahl 0,001 075 mm.

Jedoch ist man keineswegs berechtigt, die so definirten Strahlen wirklich als die äussersten, von der Sonne zur Erde gelangenden Wärmestrahlen anzusehen, sondern die so gefundene Zahl hat lediglich eine individuelle, auf den bestimmten angestellten Versuch bezügliche Bedeutung und lehrt für die Sonnenstrahlung weiter nichts, als dass sich in derselben Strahlen bis zu einer Wellenlänge von 0,001 075 mm befinden. Daher ist die Untersuchung keineswegs abgeschlossen, sondern es ist wünschenswerth, durch neue Beobachtungen Strahlen von noch grösserer Wellenlänge in dem Sonnenspectrum nachzuweisen.

Eine solche Untersuchung habe ich im Laufe des Sommers 1882 im physikalischen Institute der Universität Berlin ausgeführt.

I. Apparat.

Da es darauf ankommt, das Vorhandensein von Strahlen nachzuweisen, deren Intensität eine sehr geringe zu sein scheint, so ist das Gelingen der Untersuchung wesentlich von zwei Hauptbedingungen abhängig. Man muss nämlich erstens dafür sorgen, dass die Intensität des beobachteten Spectrums eine möglichst bedeutende ist, und muss zweitens zum Nachweise der gesuchten äussersten Strahlen ein Instrument anwenden, welches eine möglichst grosse Empfindlichkeit für die betreffende Strahlengattung besitzt.

Zur Herstellung eines möglichst intensiven Spectrums benutzte ich einen vorzüglichen, von Chapman mit der Rutherford'schen Maschine verfertigten, planen, metallenen Gitterspiegel, der eine quadratische Apertur von 43,3 mm Seitenlänge besass und nach Angabe des Verfertigers 17296 Striche per Zoll hatte. Daraus ergibt sich der Abstand d zweier Theilstriche des Gitters gleich 0,001 468 52 mm.

Zur Controle dieser Angabe wurden mit dem Gitter Beobachtungen der Linien D und F vorgenommen, und aus

den bekannten Wellenlängen dieser Linien ergab sich im Mittel $d = 0,001\,484\,9$ mm, sodass wir mit hinreichender Sicherheit:

$$d = 0,001\,485 \text{ mm}$$

setzen können.

Um einen möglichst grossen Theil der Sonnenstrahlung zur Erzeugung des Spectrums zu benutzen, wurden alle von dem Metallspiegel eines Duboscq'schen Heliostaten reflectirten Sonnenstrahlen vermittelt eines kreisförmigen Silberspiegels von 90 mm Durchmesser und ca. 200 mm Brennweite auf die quadratische Oeffnung eines Spaltes von 1,3 mm Seitenlänge concentrirt, der im Brennpunkt des Spiegels aufgestellt war. Dieser Spalt diente als leuchtendes Object, und von ihm entwarf ein zweiter Silberspiegel von denselben Dimensionen in der Entfernung von etwa 1700 mm ein Bild. In den Gang der von diesem zweiten Spiegel ausgehenden Strahlen wurde der Gitterspiegel so eingeschaltet, dass der Lichtkegel gerade die ganze Apertur desselben bedeckte. Daher entwarf der Hohlspiegel nicht ein einfaches Bild des Spaltes, sondern das Gitter erzeugte zu beiden Seiten dieses Bildes noch eine Reihe von Diffractionsspectren. Eines der dabei auftretenden Spectren erster Ordnung wurde zu der Wellenlängenmessung benutzt.

Die oben erwähnten Silberspiegel waren durch Versilbern und Poliren der concaven Seite planconcaver Gläser hergestellt; der Spalt bestand aus zwei je 2 mm breiten, durch Querstreifen verbundenen Streifen von Metallblech.

Um die äussersten ultrarothten Strahlen bemerkbar zu machen, wurde nicht, wie bei Abney, ihre chemische Wirksamkeit benutzt, sondern ihre Wärmewirkung wurde durch einen von mir construirten radiometrischen Torsionsapparat sichtbar gemacht. Die Einrichtung dieses Apparats habe ich in einer früheren Arbeit des näheren beschrieben¹⁾, hier genüge die Angabe, dass die auf die Russseite eines im Vacuum aufgehängten, einseitig berussten Glimmerscheibchens fallenden Strahlen eine Bewegung dieses Scheibchens hervor-

1) Pringsheim, Ueber das Radiometer. Inaug.-Diss. p. 4 u. 5. Berlin 1882. Wied. Ann. 13. p. 1 ff. 1883.

riefen. Gleichzeitig mit dem Scheibchen drehte sich ein damit verbundenes Spiegelchen, mit dessen Hülfe ein Lichtreflex auf eine Scala geworfen wurde. Die Bewegung dieses Reflexes diente als Zeichen und Maass der Ablenkung des Flügels. Der Apparat stand mit einer Quecksilberluftpumpe in Verbindung; jedoch hätte es für die vorliegende Untersuchung genügt, denselben in etwas vereinfachter Form so herzustellen, dass er nach einmaliger Auspumpung zugeschmolzen werden konnte.

Den Gang der Strahlen bei der Versuchsanordnung verdeutlicht die beigegegebene schematische Zeichnung (Fig. 1):

Die von dem ausserhalb des Fensters aufgestellten Heliostaten H ausgehenden Strahlen gelangen zunächst durch einen Ausschnitt A des geschlossenen Fensterladens in das fast vollständig verdunkelte Zimmer, gehen dann durch eine an den Fensterladen direct anschliessende, etwa 500 mm lange Pappröhre P_1 und fallen in einer Entfernung von ca. 2510 mm vom Heliostaten auf den ersten Silberspiegel S_1 . Von diesem werden sie auf den Spalt s concentrirt, gelangen dann zu dem zweiten Silberspiegel S_2 , von dort auf das Gitter G und werden hier theilweise direct reflectirt, sodass ein Bild des Spaltes s in B entsteht, theilweise zerstreut. Die äussersten ultrarothenen Strahlen des einen Spectrums erster Ordnung mögen sich in T vereinigen, wo sie auf das Glimmerblättchen des Torsionsapparats fallen.

Der Deutlichkeit wegen sind in der Figur die Einfallswinkel der Strahlen auf die Spiegel S_1 und S_2 viel zu gross gezeichnet. In Wirklichkeit wurden die Strahlen so nahe bei einander vorbeigeführt, als es die Breite der den Spalt s bildenden Metallstreifen gestattete.

Um den Torsionsapparat vor allen seitlichen Strahlungen und vor Luftströmungen zu schützen, war derselbe zunächst von einem mit Watte gefüllten Blechkasten K umgeben, der dem Glimmerscheibchen gegenüber einen Ausschnitt zum Einlassen der Strahlen besass. Vor diesem Ausschnitt wurde ein Papprohr P_2 aufgestellt, welches durch eine verticale Pappscheibe hindurchgesteckt war. Dem Spiegelchen des Torsionsapparates gegenüber befand sich in einer Entfernung

von ca. 1040 mm die Millimeterscala M , auf welcher die Lampe L mit Hülfe der Linse l und einer zweiten Oeffnung des Kastens K den Lichtreflex L' hervorbrachte.

Da die Wirkung der Strahlen auf unseren Apparat sich weit über den dunkeln Zwischenraum zwischen den Spectren erster und zweiter Ordnung hinaus erstreckte, und somit die Wirkung der leuchtenden Strahlen des zweiten Spectrums sich mit der der Wärmestrahlen des ersten vereinigte, so mussten diese beiden räumlich zusammenfallenden Spectren voneinander getrennt werden. Dazu wurde zunächst eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff benutzt, welche in den Gang der Strahlen bei J eingeschaltet wurde und alle sichtbaren Strahlen absorbirte, während sie die dunkeln Wärmestrahlen grösstentheils hindurchliess. Diese Lösung befand sich in einer Glasröhre, welche an beiden Enden abgeschliffen und mit Steinsalzplatten von 2 mm Dicke geschlossen war. Da es sehr unbequem und schwierig ist, die Steinsalzflächen auf längere Zeit rein und klar zu erhalten, so ist diese Art der Strahlenfiltration eine mühevollen und kostspielige. Ich benutzte daher später statt der Jodlösung eine dünne, 0,3 mm dicke, vollständig schwarze Ebonitplatte, da diese Substanz nach Abney und Festing¹⁾ für Strahlen von grosser Wellenlänge sehr diatherman sein soll. Diese Platte zeigte sich auch in der That sehr durchlässig für die äussersten ultrarothern Strahlen, und ihre Anwendung ist eine sehr bequeme.

Bei unserer Aufstellung fanden alle Reflexionen an Metallflächen statt, und ein Durchgang der Strahlen durch Glas war vollständig vermieden bis auf die sehr dünne Glaskugel des Torsionsapparats, durch welche die Strahlen hindurch mussten, ehe sie den Radiometerflügel trafen. Da jedoch eine Absorption von Strahlen in dieser Glashülle auf den Flügel im gleichen Sinne bewegend wirkt, wie die Absorption in der Russschicht²⁾, so kamen auch die in der Glashülle etwa absorbirten Strahlen zur Wirksamkeit.

1) Abney u. Festing, Chem. News. 43. p. 176—177. 1881.

2) Vgl. Pringsheim, Ueber das Radiometer. Inaug.-Diss. p. 6—17. Berlin 1882. Wied. Ann. 18. p. 7 ff. 1883.

Obwohl das Uebereinanderfallen der leuchtenden Strahlen des zweiten und der dunkeln des ersten Spectrums ein bequemes Mittel gewährt, die Wellenlänge der an jeder Stelle auftretenden dunkeln Strahlen annähernd zu schätzen, so richtete ich die Aufstellung doch derart ein, dass eine exacte Messung der Wellenlängen möglich war. Zu diesem Zwecke stellte ich den Gitterspiegel G auf dem um eine verticale Axe drehbaren Tischchen eines Spectrometers auf, dessen Fernrohre entfernt wurden. An dem in Intervalle von fünf Bogenminuten eingetheilten Theilkreise liess sich die Stellung des Tischchens mittelst eines am letzteren durch einen Arm befestigten Mikroskopes ablesen, dessen Fadenkreuz mit Hülfe einer Mikrometerschraube seitlich verschoben werden konnte, sodass dadurch die Ablesung bis auf ganze Minuten direct ermöglicht wurde. Das Spectrometer hatte an seinem Fussgestell drei Stellschrauben, ferner stand das Tischchen gesondert auf drei Schrauben, und endlich war der Spiegel G in ein Gehäuse eingesetzt, welches wieder auf drei Stellschrauben ruhte, sodass man das Tischchen willkürlich gegen das Spectrometer, und die Ebene des Spiegels gegen die des Tischchens verstellen konnte.

II. Methode.

Da bei unserer Anordnung nur das Gitter drehbar, alle anderen Theile des Apparates aber fest aufgestellt waren, so musste eine etwas andere Art der Messung angewandt werden wie bei der Wellenlängenbestimmung im sichtbaren Spectrum, wo in der Regel das Gitter fest aufgestellt und das beobachtende Fernrohr drehbar ist.

Seien E und E' (Fig. 2) zwei als parallel angenommene einfallende Strahlen, die in O und O' auf zwei benachbarte Theilstriche des Gitters fallen, und seien A und A' die beiden ebenfalls parallel gedachten Strahlen, die bei der allgemeinen Interferenz in T (Fig. 1) übrig bleiben, und deren Wellenlänge gemessen werden soll. Sind N und N' die in O und O' auf der Gitterebene errichteten Normalen, so hatten wir bei unserer Aufstellung den in der Zeichnung ebenfalls berücksichtigten Fall, dass der einfallende und der

beobachtete Strahl auf derselben Seite der Gitternormale liegen. Ziehen wir OP senkrecht auf E , OQ senkrecht auf A , und setzen wir $OO' = d$, Winkel $(NOE) = (N'O'E') = \delta$, Winkel $(AOE) = (A'O'E') = \delta_1$, so ist die Wegdifferenz der Strahlen A und A' , wenn sie zur Interferenz gelangen, also die Wellenlänge λ der an dieser Stelle übrig bleibenden Strahlen des Spectrums erster Ordnung:

$$\lambda = PO + OQ$$

$$\lambda = d[\sin(PO'O) + \sin(QO'O)]$$

$$\lambda = d[\sin \delta + \sin(\delta + \delta_1)].$$

Die vollständige Theorie der Interferenz lehrt, dass diese Formel bestehen bleibt, wenn statt der beiden Strahlen E und E' eine noch so grosse Anzahl von Strahlen vorhanden ist, die auf mehrere Oeffnungen von der Weite d fallen. Da die Grösse d bekannt ist, genügt also zur Bestimmung von λ die Messung der Winkel δ und δ_1 .

Um den Einfallswinkel δ zu finden, wurde zunächst das Tischchen mit dem Gitter so eingestellt, dass die Gitternormale mit dem einfallenden Strahle zusammenfiel, und sodann wurde die Zahl der Scala notirt, auf welcher das Fadenkreuz des Mikroskopes in dieser Stellung stand. Diese Zahl wollen wir mit a bezeichnen. Dann wurde der Gitterspiegel so gestellt, dass das directe Bild des Spaltes unseren Torsionsapparat traf; die entsprechende Stellung des Fadenkreuzes sei b . Endlich wurde durch eine fernere Drehung des Tischchens dem Spiegel diejenige Lage gegeben, in welcher der Torsionsapparat gerade noch von den äussersten auf ihn wirksamen Strahlen getroffen wurde. Bei dieser Einstellung befinde sich das Fadenkreuz auf der Zahl c . Da das Fadenkreuz des Mikroskopes mit der Gitternormale einen constanten Winkel bildet, so können wir die Zahlen a , b und c auch direct auf die Stellung der Gitternormale in den drei verschiedenen Lagen beziehen. Die Zeichnung (Fig. 2) bezieht sich auf die dritte Stellung, wo die Gitternormale durch die Zahl c bestimmt ist, während dem einfallenden Strahl E , der in der ersten Stellung mit der Gitternormale zusammenfällt, immer die Zahl a zukommt. Daher ist der Einfallswinkel:

$$\delta = a - c,$$

wenn, wie es bei unserer Aufstellung der Fall war, der Spiegel von der ersten Stellung zur dritten im Sinne der abnehmenden Zahlen gedreht werden musste.

Da in der zweiten Stellung der directe Reflex dieselbe Lage hat, wie der Strahl A in der Zeichnung, so ist der Winkel δ_1 zwischen A und E gleich dem Winkel zwischen dem directen Reflex in der zweiten Stellung und dem einfallenden Strahl E . Der Winkel zwischen der Spiegelnormale in der zweiten Stellung und dem Strahl E ist nun gleich $b - a$, da der Spiegel von der ersten zur zweiten Lage im Sinne der wachsenden Zahlen gedreht werden musste; also ist der Winkel δ_1 zwischen dem directen Reflex und E :

$$\delta_1 = 2(b - a).$$

Aus der Beobachtung der Grössen a , b und c können wir also δ und δ_1 , mithin auch λ berechnen.

III. Messung.

Damit die an dem Theilkreise des Spectrometers abgelesenen Grössen a , b , c mit den Winkeln δ und δ_1 wirklich in der oben angenommenen Weise zusammenhängen, ist es nöthig, dass die Einfallsebene der Strahlen bei allen Stellungen des Gitters dieselbe bleibt und parallel zu der Ebene des Theilkreises ist. Um dies zu bewirken, wurde zunächst das Spectrometer mit Hülfe der an seinen Füßen angebrachten Stellschrauben so aufgestellt, dass die Ebene des Theilkreises horizontal stand, was durch eine darauf gesetzte Libelle sichtbar war. Dann wurde das Tischchen mittelst seiner besonderen Schrauben so gestellt, dass es eine horizontale Lage hatte und bei der Drehung um 360° in jeder Stellung beibehielt. Darauf wurde das Gitter auf das Tischchen aufgesetzt, und zwar zunächst in der Stellung, in welcher die auffallenden Strahlen gegen die Gitterebene senkrecht waren.

Um diese Einstellung genauer machen zu können, wurde statt der Pappröhre P_1 (Fig. 1) vor die Oeffnung A im Fensterladen eine Pappscheibe vorgesetzt, welche in der Mitte einen rechtwinkligen Ausschnitt von 16 mm Höhe und 3 mm Breite besass. Dadurch wurde das einfallende Licht-

bündel ein weit schmaleres und daher eine genauere Einstellung ermöglicht. Ausserdem wurde in dem Spalte s ein Fadenkreuz von feinem Metalldraht angebracht und das Gitter so eingestellt, dass das Bild des Fadenkreuzes, welches von dem Spiegel G gegen den Spiegel S_2 zurückgeworfen wurde, durch den Spalt s hindurch auf den Spiegel S_1 fiel und von diesem reflectirt auf dem in A angebrachten Schirm in etwas vergrössertem Maassstabe erschien. Die Einstellung wurde dann so gemacht, dass die Abweichung in der Horizontalebene durch Drehung des Tischchens, worauf das Gitter stand, corrigirt wurde, während die Abweichung in der Verticalen zur Hälfte durch eine der am Fussgestell des Gitters angebrachten Stellschrauben, zur anderen Hälfte durch Veränderung der Höhenstellung des Spiegels S_2 beseitigt wurde. Auf diese Weise wurde die Aufstellung so regulirt, dass die Mitte des Fadenkreuzes gerade in die Mitte des rechteckigen Ausschnittes zu liegen kam. Um auch bei einer beliebigen anderen Stellung des Gitters die Einfallsebene unverändert zu erhalten, wurde die Lage des alle Spectren durchlaufenden horizontalen Striches, welcher von dem horizontalen Faden des Fadenkreuzes herrührte, auf der vor dem Torsionsapparat aufgestellten Pappscheibe durch einen Bleistiftstrich fixirt und dann die beiden anderen an dem Gestell des Gitterspiegels befindlichen Schrauben so gestellt, dass der horizontale Strich bei jeder beliebigen Drehung des Tischchens immer dieselbe Lage beibehielt. Darauf wurde der Spiegel wieder in die vorhergehende Lage zurückgedreht und dieselbe Manipulation so lange fortgesetzt, bis das Gitter in allen Lagen die richtige Stellung hatte.

Auch bei der zweiten Einstellung, wo der direct reflectirte Strahl auf den Torsionsapparat fiel, wurde nicht die ganze Oeffnung A , sondern nur der kleine Ausschnitt benutzt, um eine genauere Einstellung möglich zu machen. Dabei war es natürlich erforderlich, darauf zu achten, dass das Bild des Ausschnittes gerade auf die Mitte aller Spiegel fiel.

Damit die direct reflectirten Strahlen in dieser Stellung auch wirklich dieselbe Lage einnahmen, wie die äussersten

wirksamen Strahlen bei der dritten Stellung des Gitters, war es nöthig, diejenige Stelle des Radiometerflügels zu fixiren, welche bei der dritten Stellung von den äussersten ultrarothten Strahlen getroffen wird. Da die Intensität der dunkeln Wärmestrahlen mit ihrer Entfernung vom rothen Ende des Spectrums abnimmt, und da die Wirksamkeit der auf den Radiometerflügel fallenden Strahlen mit der Entfernung von der Drehungsaxe des Flügels wächst, so wurde der Torsionsapparat so aufgestellt, dass die äusserste, empfindlichste Kante des Flügels dem rothen Ende des untersuchten Spectrums zugekehrt war. Wenn dann die auf den Flügel fallenden Strahlen überhaupt eine Bewegung hervorriefen, so konnte man sicher sein, dass auch auf die äusserste Kante des Flügels wirksame Strahlen fielen. Deshalb wurde bei der zweiten Stellung des Gitters das direct reflectirte Bild des Spaltes so eingestellt, dass der verticale Faden des Fadenkreuzes mit der Kante des Flügels zusammenfiel. Die Bestrahlung des dem sichtbaren Spectrum näheren Theiles der Glaswand des Torsionsapparates, die möglicherweise eine Bewegung hätte hervorbringen können, wurde durch den den Apparat umgebenden Blechkasten abgeschnitten.

Die dritte Einstellung des Gitters wurde in der Art vorgenommen, dass dasselbe zunächst in eine solche Stellung gebracht wurde, bei der die Bewegung des Torsionsapparates eine sehr geringe war. Dann wurde die feinere Einstellung mittelst der an dem Dreharm des Tischchens angebrachten Mikrometerschraube gemacht. Sehr kleine Ablenkungen des Radiometerflügels konnten durch tactmässiges Unterbrechen und Wiederherstellen der Bestrahlung sehr leicht und schnell multiplicirt werden. In der ersten Lage des Gitters, in der sich keine Wirkung mehr zeigte, konnte man mit Gewissheit behaupten, dass die äussersten wirksamen Strahlen auf die Grenzkante des Flügels fielen. In dieser Stellung wurde die Ablesung *c* gemacht.

IV. Resultate.

Leider konnte wegen ungünstiger Witterung nur eine geringe Zahl von Messungen ausgeführt werden. Dabei er-

gab sich, wenn man von dem rothen Ende des ersten Spectrums aus stetig bis zu der Stelle vordrang, wo die Wirkung auf den Apparat aufhörte:

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	λ
am 25. Juli mit Jodlösung	139° 40' 0,0''	159° 0' 0,0''	130° 21' 55,5''	0,001 328 1 mm
„ 7. Aug. „ „	167 30 0,0	183 57 47,0	154 57 19,4	0,001 365 8 mm
„ Ebonit	165 46 39,9	184 27 45,8	154 38 56,6	0,001 383 4 mm

Die Lage der äussersten ultrarothten Strahlen fiel hier überall noch in das Roth des zweiten Spectrums hinein, wie man sich durch eine eingeschaltete rothe Glasplatte leicht überzeugen konnte, da diese das blaue Ende des dritten Spectrums, welches mit dem rothen Ende des zweiten zusammenfiel, absorbirte.

Drehte man das Gitter noch weiter, so kam zunächst ein schmaler Streifen der Unempfindlichkeit, sehr bald jedoch zeigte sich wieder eine Wirkung der dunklen Strahlen auf den Torsionsapparat. Dieselbe begann noch innerhalb des Lichtspectrums zweiter Ordnung und dehnte sich bis an das äusserste Ende dieses Spectrums aus, wo der Uebergang in den dunklen Theil des Spectrums zweiter Ordnung eine Trennung beider Spectren nicht mehr zuließ.

Somit ist erwiesen, dass noch Strahlen im Sonnenspectrum vorkommen, deren Wellenlänge doppelt so gross ist, wie die der äussersten sichtbaren rothen Strahlen, also ungefähr:

$$\lambda = 0,00152 \text{ mm.}$$

Um die Breite des unwirksamen Streifens festzustellen, wurde die Wellenlänge der ersten wieder wirksamen Strahlen gemessen. Dabei ergab sich:

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	λ
am 7. Aug. mit Jodlösung	165° 3' 32,0''	183° 31' 21,4''	153° 34' 21,5''	0,001 390 8 mm
„ Ebonit	166 25 14,3	182 41 9,3	153 13 51,5	0,001 386 4 mm

Der unempfindliche Streifen erstreckte sich also bei Benutzung der Jodlösung von $\lambda = 0,001 365 8 \text{ mm}$ bis $\lambda =$

0,001 390 8 mm, bei der Ebonitplatte $\lambda = 0,001\,383\,4$ mm bis $\lambda = 0,001\,386\,4$ mm. Ueber den Grund dieser Unempfindlichkeit lässt sich vorläufig nichts genaues angeben. Doch sind drei Möglichkeiten vorhanden: Entweder befindet sich an dieser Stelle ein Complex von Fraunhofer'schen Linien, oder sowohl Ebonitplatte wie Jodlösung sind für Strahlen dieser bestimmten Brechbarkeit adiatherman, oder der Russ absorbiert diese Strahlen nicht mehr. Dass der Streifen bei Anwendung der Jodlösung viel breiter ist als bei der Ebonitplatte, würde bei allen drei Erklärungsweisen seinen Grund darin finden, dass die Jodlösung überhaupt an dieser Stelle des Spectrums weniger durchsichtig ist als der Ebonit.

V. Praktische und theoretische Grenzen.

Wir sind bei unserer Untersuchung auf die praktische Schwierigkeit gestossen, dass die dunklen Strahlen des Spectrums erster Ordnung mit denen zweiter Ordnung zusammenfielen. Wenn uns auch vorläufig noch die Mittel fehlen, diese beiden Strahlengattungen zu trennen, so ist es doch sehr wahrscheinlich, dass es gelingen wird, durch sorgfältige Untersuchung der Diathermansie verschiedener Stoffe eine solche Substanz aufzufinden, die für die ersten ultrarothten Strahlen undurchdringlich ist und erst von einer gewissen sehr grossen Wellenlänge an die Strahlen durchlässt.

Zur Untersuchung der Diathermansie beliebiger Körper ist nun unsere oben beschriebene Aufstellung sehr bequem, da man die betreffende Substanz nur vor den Torsionsapparat zu bringen hat, um bei Drehung des Gitters alle Stellen des Spectrums mit Leichtigkeit zu constatiren, an denen der Körper die Strahlen hindurchlässt. Ja selbst eine quantitative Bestimmung der Diathermansie würde sich aus der Stärke des hervorgebrachten Ausschlages wenigstens annähernd herleiten lassen.

Wenn wir auf diese Weise einen Körper von der verlangten Eigenschaft gefunden hätten und denselben bei unserer Aufstellung in den Gang der Strahlen einschalteten, so würde er uns die Wärmespectren erster und zweiter Ord-

nung ebenso trennen, wie die Ebonitplatte das leuchtende Spectrum von dem dunklen schied.

Ein zweiter Umstand, welcher der ferneren Untersuchung der äussersten ultrarothten Strahlen nach der von uns gewählten Methode eine Grenze setzen könnte, wäre der, dass der Russ des Radiometerflügels für Strahlen von so grosser Wellenlänge nicht mehr die nöthige Absorptionsfähigkeit besässe. Sollte sich dies herausstellen, so müsste man als radiometrische Substanz statt des Russes einen anderen Körper wählen, der eine grössere Empfindlichkeit für die betreffenden Strahlen besässe. So sind diese praktischen Grenzen der Untersuchung wohl nicht allzuschwer immer weiter hinauszurücken.

Anders steht es jedoch mit einer aus der Theorie folgenden Beschränkung, welche direct aus der Formel (p. 38) hervorgeht. Da nämlich:

$$\lambda = d[\sin \delta + \sin(\delta + \delta_1)]$$

ist, so kann, da $\sin \delta + \sin(\delta + \delta_1)$ allerhöchstens gleich 2 werden kann — eine Grenze, die praktisch übrigens nie zu erreichen ist —, λ niemals grösser werden als $2d$. Wenn noch grössere Wellenlängen in der Sonnenstrahlung vorkämen, so würden die betreffenden Strahlen im Interferenzspectrum gar nicht zur Erscheinung kommen, und ihre Constatirung nach unserer Methode wäre unmöglich. Da nun die Breite des Spectrums immer geringer wird, je grösser man d macht, so ist diese Beschränkung der Methode eine sehr bedeutende, weil die Genauigkeit der Bestimmung wesentlich von der Breite des Spectrums abhängt. Bei dem von uns angewandten Gitterspiegel würde dieser theoretische Maximalwerth von λ :

$$\lambda_m = 0,002\,970$$

betragen, also durchaus von derselben Grössenordnung sein, wie der aus der Beobachtung gefundenen Werthe von λ .

Wenn also in der That in der Sonne Strahlen von so hoher Wellenlänge vorkämen, so würde diese Methode, wie jede andere auf der Untersuchung eines Diffractionsspectrums beruhende, nicht im Stande sein, dieselben zu consta-

tiren. Vorläufig jedoch wird es noch möglich sein, durch die Vervollkommnung der Mittel auf dem oben bezeichneten Wege mittelst unserer Methode Strahlen von noch grösserer Wellenlänge, als die von uns gefundenen, im Sonnenspectrum nachzuweisen.

III. *Fluorescenz nach Stokes' Gesetz; von Ed. Hagenbach.*

Eine Erwiderung von Hrn. Lommel¹⁾ auf meine kleine Abhandlung „das Stokes'sche Gesetz“²⁾, sowie eine Arbeit von Hrn. Lubarsch³⁾ über den gleichen Gegenstand veranlassen mich zu einer Replik, um anzugeben, welche Stellung ich zu den gemachten Einwendungen einnehme.

Leider haben anderweitige Arbeiten die definitive Redaction dieser Bemerkungen verzögert, die schon vor mehr als einem Jahre zum Abschluss bereit lagen.

Die Frage, ob die schiefe Stellung des Spectralapparates zur Oberfläche der fluorescirenden Flüssigkeit im Vergleich zu der senkrechten Stellung eine Steigerung der Lichtstärke im Apparate nach sich ziehe, habe ich in meiner Abhandlung unter Zuziehung des Lambert'schen Cosinusgesetzes für die Ausstrahlung verneinend beantwortet. Dabei hielt ich mich zu der Annahme des Cosinusgesetzes berechtigt durch die Analogie der fluorescirenden Oberfläche mit einem glühenden festen Körper und einige darauf bezügliche Versuche.

Hr. Lommel tritt nun vorerst theoretisch auf die Frage der Abhängigkeit der Ausstrahlung von dem Ausstrahlungswinkel näher ein. Er wendet dabei die von Fourier für

1) Lommel, Wied. Ann. 10. p. 449. u. 631. 1880.

2) Hagenbach, Wied. Ann. 8. p. 369. 1879.

3) Lubarsch, Wied. Ann. 9. p. 665; 11. p. 46. 1880.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 10.

Fig. 6.

Fig. 5.

Fig. 7.

Fig. 11.

Fig. 8.

Fig. 12.
Flüssigkeit.
Metall.

Fig. 12.
Flüssigkeit.
Metall.

Fig. 9.