ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 56.

1. *Die Photophorese;* *von Felix Ehrenhaft.*

(Subventioniert von der kais. Akademie der Wissenschaften in Wien
aus dem Legate Scholz.)

(Hierzu Tafel I–IV.)

Inhalt: § 1. Kräfte erster und Kräfte zweiter Art, p. 81. — § 2. Kurze Beschreibung der Versuchsanordnung, p. 84. — § 3. Qualitativer Teil: Grundversuche über die Photophorese, p. 88. — § 4. Quantitativer Teil, p. 97. — § 5. Silberkugeln im Lichtfelde, p. 101. — § 6. Untersuchung über die Natur der lichtpositiven und lichtnegativen Bewegungsursachen, p. 102. — § 7. Ist die lichtpositive Bewegung eine Wirkung des Maxwell'schen Strahlungsdruckes, p. 111. — § 8. Die Energie des einfallenden Strahles, p. 116. — § 9. Messung der Energiedichte des Strahles, p. 117. — § 10. Vergleich der aus der Geschwindigkeit im Lichtstrahle gemessenen photophoretischen Kraft mit der theoretisch aus dem Strahlungsdruckmaximum gefolgerten sowie Größenbestimmung der Kügelchen aus der lichtpositiven Photophorese, p. 123. — § 11. Noch einiges über die lichtnegativen Kräfte, p. 127.

§ 1. **Kräfte erster und Kräfte zweiter Art.**

Strahlung kann auf die Materie bewegende Kräfte ausüben; doch ist die direkte Beobachtung der durch die Strahlung verursachten progressiven Bewegung der ponderablen Materie bisher noch nicht ausgeführt worden.

Wenn solche Bewegungen einwandfrei nachgewiesen werden können, so muß durch die anzustellenden Versuche aufgeklärt werden, welcher Teil der beobachteten Bewegung in jedem Falle einestheils auf die direkte Wirkung der Strahlung zu zählen ist, welche beim Durchstrahlen des absolut leeren Raumes auf die ponderable Materie auftritt und wieviel von der Bewegung andererseits auf Rechnung indirekter Wirkung der Strahlung in gaserfüllten Räumen zu setzen ist. Unter dieser indirekten Wirkung würde man etwa durch die Strahlung eingeleitete Bewegung des um die Materie befindlichen Gases, radiometerartige Vorgänge, zu verstehen haben,

die ihrerseits wieder auf die Materie wirken können, und alle übrigen eventuellen Sekundäreffekte.

Beide vorerwähnten Arten von Ursachen der Bewegung sind möglich. Wir wollen diese Bewegungsursachen *Kräfte erster Art* und *Kräfte zweiter Art* nennen. Im absolut leeren Raume kann die Strahlung auf den Probekörper nur durch eine Kraft erster Art wirken, da die Kräfte zweiter Art verschwinden müssen.

Im absolut leeren Raume zu beobachten und auf diese Weise eventuelle Kräfte zweiter Art gänzlich zu unterdrücken, scheint aber aussichtslos, weil eine derartige Leerheit des Raumes praktisch nicht herstellbar ist. Sind doch im Bilde der kinetischen Gastheorie beim Drucke von 0,0001 mm Hg noch immer $4 \cdot 10^{12}$ Molekeln im Kubikzentimeter vorhanden.

Es sollen daher die Versuche so eingerichtet werden, daß beobachtete Bewegungen durch bindende Schlußweisen entweder auf Kräfte der ersten oder zweiten Art zurückgeführt werden können.

Zu diesem Ziele kann der Anteil jeder der beiden Ursachen der Bewegung aus den Änderungen der Wirkungen erschlossen werden, die zunächst im gaserfüllten und dann im immer weiter verdünnten Raume von der Strahlung auf die Materie übertragen werden.

Betrachten wir nun einen im Gase eingebetteten Probekörper, mit dem wir die Kräfte untersuchen wollen, welche die Strahlung auf ihn ausübt. In bezug auf diesen Körper ist die Dichte — der Verteilungszustand — des Gases ein relativer Begriff, wenn wir das Gas als atomistisch konstituiert ansehen. Denn bei demselben Zustande des Gases wird man dasselbe noch als dicht in bezug auf einen großen Probekörper betrachten müssen, in welchem es in bezug auf einen sehr kleinen Probekörper bereits als verdünnt gelten kann. Man erhält aus der kinetischen Theorie ein anschauliches Bild, indem man das Verhältnis der mittleren Weglänge der den Probekörper umgebenden Molekeln zu dessen mittlerer Dimension als Maß für die Dichte festsetzt.

Man wird daher, wenn man die von der Strahlung auf die Materie übertragenen Kräfte untersuchen will, auf *möglichst kleine*, jedoch einzeln immerhin *noch präzise wahrnehmbare und verfolgbare Probekörper* der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-6} cm ver-

wiesen, weil an solchen schon bei Gasdrucken von Bruchteilen der Atmosphäre Versuchsumstände eintreten, bei welchen die mittlere Weglänge groß ist gegen die Dimensionen des Probekörpers.

Aber auch noch von einem zweiten Standpunkte aus dürften solche Probekörper besonders geeignet sein, Einblick in die theoretisch zwar vielfach *durchdachte*, aber bisher experimentell noch so wenig *untersuchte* Wechselwirkung von Strahlung und Materie zu gewähren.

Denn die Kräfte der Strahlung — im allgemeinen sehr klein zu erwarten — sind jedenfalls der Oberfläche der bestrahlten Probekörper proportional, die andere stets auch einwirkende Kraft, die Schwerkraft, dem Volumen derselben.

Bei Probekörpern vorerwähnter Größenordnung wird nun das Verhältnis der Oberfläche zum Volumen bereits so groß, daß sie durch die vermuteten Kräfte der Strahlung in progressive, an einzelnen Probekörpern direkt beobachtbare Bewegung versetzt werden können.

Es sind also *zwei* relevante Gesichtspunkte, welche die *Beobachtung der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie an solch kleinen Probekörpern aussichtsreich erscheinen lassen*.

Schließlich war diese Art der Untersuchung außerordentlich nahegelegt, seitdem Svante Arrhenius die universelle Bedeutung der durch die Strahlung auf kleine Materieteilchen übertragenen Bewegungsgröße für die kosmische Physik erkannt und diese Gedanken zuerst in seinen Studien „Über die Ursachen des Nordlichtes“¹⁾ und im „Werden der Welten“ niedergelegt hatte. Vorliegende Untersuchung wird nun solche in kosmischen Vorgängen fortwährend ablaufende Prozesse in Laboratoriumsräumen wiederholen und damit in die direkte Untersuchung der Fragen eintreten.

Allerdings weicht der Weg, den ich im folgenden betrete, von den herkömmlichen Verfahren ab; aber er wird von solcher Empfindlichkeit sein, daß Kräfte von der Größe 10^{-11} Dyne und darunter, also viele Millionen Male kleinere Kräfte als jene, die jemals gemessen wurden, noch mit Exaktheit zur Messung gelangen werden.²⁾

1) *Physikal. Zeitschr.* 2. p. 81, 97. 1900.

2) Die Bewegung dieser Probekörper im Lichte habe ich zum ersten Male im Jahre 1910 angegeben (vgl. Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. 119 (IIa), p. 836. 1910). — Vgl. ferner *Physik. Zeitschr.* 15.

Der Probekörper befinde sich im Gasraume von Atmosphärendruck oder von Bruchteilen desselben; jede Bewegung erfolgt dann bekanntlich als Bewegung im widerstehenden Mittel gleichförmig (vgl. diese Annalen¹⁾), die Geschwindigkeit des Probekörpers ist der auf ihn wirkenden Kraft proportional. Die Proportionalitätskonstante ist die Beweglichkeit des Partikels, welche nach den verschiedenen von mir bereits l. c. erörterten mechanischen und optischen Verfahren bestimmt werden kann.

Gelingt es nun etwa, die auf einen geladenen Probekörper angreifende Gravitationskraft durch eine vertikal nach aufwärts gerichtete elektrostatische Kraft zu kompensieren, so daß derselbe nur unter Einwirkung jener Kräfte steht, welche die Strahlung auf ihn überträgt, dann ist die Messung letzterer Kräfte auf die einfachste physikalische Messung, auf die Messung einer gleichförmigen Geschwindigkeit des Probekörpers zurückgeführt.

Die Versuchsanordnung, welche dies ermöglicht, beschreibe ich im folgenden und gebe hierzu auf p. 85 u. 86 noch eine detaillierte Skizze sowie eine Photographie (Taf. I) derselben.

§ 2. Kurze Beschreibung der Versuchsanordnung.

Durch drei Apochromatobjektivlinsen werden die Strahlen einer Bogenlampe konvergent gemacht und schließlich durch ein Mikroskopobjektiv, Apertur 0,3, Äquivalentbrennweite 17 mm geleitet. Aus diesem Objektiv tritt in horizontaler Richtung der in Taf. IV erste Photogr. photographierte Doppelkegel der Strahlen aus. Dieser Strahlenkegel ist mit Mikrometerschrauben nach der Richtung von drei kartesischen Koordinaten verstellbar, und zwar in die Richtung seiner Fortpflanzung nach vor- und rückwärts, sich selbst parallel in die Höhe aufwärts und abwärts und ferner seitlich rechts und links.

Spiegelbildlich dazu wird ein gleich intensiver, ebenso verstellbarer Strahl einer zweiten Bogenlampe dem ersten

p. 608—610. 1914; Wiener Akademischer Anzeiger 11. 7. Mai 1914; Fußnote der Physik. Zeitschr. 15. p. 952. 1914; Wiener Akademischer Anzeiger Nr. 4, 3. Februar 1916.

1) F. Ehrenhaft, Über die Teilbarkeit der Elektrizität § 6. 1918.

Darstellung I. Anordnung zur Beobachtung und Messung der photophoretischen Kräfte.

- 1 Gleichstrombogenlampe, 20—25 Amp.
- 2 Röhrenförmige Blende
- 3 Plankonvexlinse, Durchm. 36 mm, Brennweite 50 mm
- 4 Projektionsobjektiv, 80 mm Brennweite
- 5 Flüssigkeitsstrahlenfilter
- 6 Sekundärmomentverschluss
- 7 Drahtauflöser
- 8 Projektionsobjektiv, 55 mm Brennweite
- 9 Ständer für Beleuchtungsobjektiv
- 10 Mikrometerschraube für horizontale Schlittenver-
schiebung in Richtung des Strahles
- 11 Mikrometerschraube für horizontale Schlittenver-
schiebung senkrecht zur Richtung des Strahles

Vorderansicht

- 12 Mikrometerschraube für Höhenverstellung des Strahles
- 13 Beleuchtungsobjektiv, Äquivalentbrennweite
17 mm num. Apert. 0,3
- 14 Beobachtungsmikroskop; Objektiv; Äquivalent-
brennweite 17 mm num. Apert. 0,3; Kompens-
okular 12 Zeiss
- 15 Kammer (Kondensator) vgl. Detailzeichnung p. 86
- 16 Zur Pumpe

- 17 } Barometer zur Druckmessung
- 18 } Barometer zur Zuführung und Ableitung des Gas-
stromes mit den Substanzen
- 19 Glasröhre zur Zuführung und Ableitung des Gas-
stromes mit den Substanzen
- 20 Schiene der optischen Bank.

Grundriß

Grundriß

Darstellung II. Detailzeichnung der Kammer (Kondensator) mit Einstellvorrichtung.

Vorderansicht des Kondensators mit einer auf horizontal gestelltem Mikroskopstativ anschraubbaren Einstellvorrichtung für die Kammer (Kondensator)

Seitenansicht von rechts

Seitenansicht von links

Maßstab 1 : 2,25

Draufsicht

- 1 Flügel zum Anschrauben
- 2 Mikrometerschraube zur horizontalen Verstellung des Schlittens (2a)
- 3 Mikrometerschraube zur vertikalen Verstellung des Schlittens (3a)
- 4 Stahlfeder
- 5 Schraube zur Neigung des Kondensators um eine zum Strahle parallele horizontale Achse
- 6 Schraube zur Neigung des Kondensators um eine zum Strahle senkrechte horizontale Achse
- 7 Ebonitgehäuse der Kammer (Kondensator)

- 8 Vergoldete Metallstifte, deren ebene Endflächen als Kondensatorplatten fein poliert und vergoldet sind
- 9 Drei Ausnehmungen des Ebonits für die drei Mikroskopobjektive
- 10 Glasfenster
- 11 Libelle
- 12 Ansatz für die Evakuationspumpe
- 13 Zwei Glashähne zur Zuführung und Ableitung des Gasstromes mit den Substanzen
- 14 Klemmschrauben für die Spannungszuleitung

Strahle entgegengerichtet. Durch die Verstellvorrichtungen ist es möglich, diese beiden Strahlenbündel einander so entgegenlaufen zu lassen, daß sie exakt coaxial werden und einander entgegenlaufend zur Deckung gebracht werden können. Eine einfache automatische Vorrichtung gestattet, zwei Momentverschlüsse b_1 und b_2 so zu schließen, daß zu jedem Zeitpunkte entweder nur Strahl 1 oder nur Strahl 2 wirkt, oder aber, daß die beiden entgegenlaufenden Strahlen gleichzeitig wirken.

Der Kreis K stellt den im Gesichtsfeld des Mikroskopes zur Abbildung gelangenden Raum dar.

Fig. 1.

Diese horizontal justierten Strahlen passieren ein homogenes, vertikales, elektrisches Feld, das durch die kreisförmigen Platten P_1 und P_2 (vgl. Fig. 1, p. 87) eines mit Libellen horizontal montierten Kondensators gebildet wird. Der Kondensatorraum selbst schließt luftdicht und hat drei Glasfenster für die zwei coaxialen Beleuchtungsstrahlen sowie zur Beobachtung durch das senkrecht zu ihnen justierte Objektiv des Beobachtungsmikroskopes. Zum Innenraum des Kondensators führt eine Zuführung und Abführung für die einzuleitenden Gase und schließlich eine Bohrung durch die obere Platte zur Evakuationspumpe.

Durch das senkrecht zur Richtung der beiden coaxialen Strahlen 1 und 2 montierte Mikroskop mit horizontaler Achse können die Vorgänge in jener Vertikalebene beobachtet werden, welche durch die Achse der beiden coaxialen Strahlen sowie durch die Achse des Kondensators gebildet wird; ein Verstellen des Mikroskopes in die Richtung seiner Achse gestattet die Beobachtung von Vorgängen in Ebenen, welche zu der vordefinierten parallel sind.

Da die Strahlen je eine 10 cm dicke Wasserschicht passieren müssen, gelangen alle ultraroten Strahlen mit Wellenlängen

$$\lambda > 12 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

nicht ins Beobachtungsfeld.

Die Glasbestandteile des Lichtweges absorbieren bekanntlich ultraviolettes Licht bis ca. $\lambda = 4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$.

Wir haben es also bloß mit Lichtwellenlängen des Intervalles

$$4 \cdot 10^{-5} \text{ cm} < \lambda < 12 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

zu tun. Das Energiemaximum der Bogenlampenstrahlung liegt nach dem Wienschen Verschiebungsgesetze bei

$$\lambda_{\text{max.}} = 7,10^{-5} \text{ cm},$$

also zirka in der Mitte dieses Intervalles.¹⁾

In den §§ 8 und 9 werden wir genauere Angaben über die Energie der beleuchtenden Strahlen erhalten. Wir nehmen vorweg, daß die *mittlere* Energiedichte des Strahles 1 in der Zone engster Einschnürung (Brennfläche) ca. 327mal größer ist als die Energiedichte der unkonzentrierten Sonnenstrahlung über die Erdatmosphäre. Die Energiedichte nimmt natürlich gegen das Zentrum der Brennfläche hin zu. Die Methode zur Bestimmung des Gradienten der Energiedichte in der Brennfläche werden wir später erörtern.

Die Photographien des Strahles (Taf. IV) habe ich ausgeführt, indem ich durch den Kondensator Rauch fließen ließ; das von den Rauchpartikeln senkrecht zur Richtung der beleuchtenden Strahlen abgebeugte Licht schwärzte die photographische Platte eines an Stelle des beobachtenden Auges justierten photographischen Apparates nach ca. drei-viertel Stunden. Die so entstandene Photographie ist also ein Dunkelfeldbild.

§ 3. Qualitativer Teil.

Versuche über Photophoresis.

Die im folgenden beschriebenen Versuche sind durchaus an Materieteilchen von der Größenordnung $20 \cdot 10^{-5}$ bis $3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ Radius ausgeführt worden.

1) O. Lummer, Verh. d. D. Physik. Ges. 1. p. 235. 1899.

Grundversuch I.

Es sei nur Strahl 1 wirksam, der Strahl 2 durch den Sektorenmomentverschluß geschlossen.

Ein Probekörper von bestimmtem Materiale fällt im gaserfüllten Raume mit einer konstanten mittleren Geschwindigkeit herab, er gerät in den Kegel des intensiven Strahles und wird aus der lotrechten Fallrichtung *im Sinne* der Fortpflanzung der auffallenden Strahlung fortgeführt; nachdem

Fig. 2.

er den intensiven Teil der Strahlung verlassen hat, fällt er wieder lotrecht herab. Im intensivsten Teile, der Achse des Strahles, bewegt er sich oft geradezu in horizontaler Richtung. Dieses Verhalten zeigen z. B. Goldkugeln, Silberkugeln, Quecksilberkugeln, welche durch galvanische Zerstäubung in reinem, trockenstem Stickstoff erzeugt wurden, Terpentinarußteilchen, Kampferqualm in Luft usw. usw. der hier untersuchten Größenordnung.¹⁾ In Fig. 2 ist die Bahn eines solchen Probekörpers gezeichnet.

1) *Nachtrag bei der Korrektur:* Einer Fortsetzung vorliegender Untersuchungen, welche ich mit G. Laski ausführe und die an dieser Stelle erscheinen wird, sollen hier einige Ergänzungen vorläufig entnommen werden. Vom Lichte weggedrückt werden u. a. Kalium verdampft in N. Kadmium in N, ferner Natrium und Magnesium in N (die beiden letzten zeigen bloß schwache Wirkung). Vgl. ferner Fußnoten p. 90 und 92.

Grundversuch II.

Ein anderes Partikel derselben Größenordnung fällt im Gravitationsfelde vertikal nach abwärts, kommt in den Strahlenkegel und wird von diesem *der Fortpflanzungsrichtung der auffallenden Strahlung entgegengeführt*. Nach Verlassen des intensiven Teiles des Lichtkegels fällt es wieder lotrecht herab. Vertreter solcher Art von Materieteilchen sind Schwefelkugeln, Selenkugeln, erzeugt durch Verdampfung im reinsten Argongase (über die Selenkügelchen wird später noch einiges zu

Fig. 3.

berichten sein), Salpetersäuretröpfchen bzw. Zersetzungsprodukte derselben in atmosphärischer Luft, Nebeltröpfchen (erzeugt durch Durchleiten von Stickoxyden durch Wasser); ausgezeichnete Demonstrationsobjekte sind die Rauchpartikel einer Zigarre oder Zigarette, Verbrennungsprodukte des Holzes usw.¹⁾

Zu Grundversuch I und II.

Ohne über die Natur der Erscheinungen damit etwas aussagen zu wollen, bezeichnen wir die Probekörper dieser Größenordnung, welche Bewegungsimpulse *im Sinne* der Fortpflanzungsrichtung der Strahlung erhalten, als *lichtpositive*, solche, welche

1) *Nachtrag bei der Korrektur:* Zum Lichte werden ferner geführt Jodkügelchen verdampft in N, ebenso Wismut, Thallium, Phosphor, Blei, alle hergestellt durch Verdampfung der Substanz in reinstem trockenstem Stickstoff. Die Wirkung auf Blei ist sehr schwach. Bezüglich des Verhaltens von Tellur, Arsen, Antimon vgl. die Fußnote p. 92.

dieser Richtung *entgegenlaufen*, als *lichtnegative*. Die Figg. 2 und 3 stellen die Zeichnung solcher Bahnen dar. Der Pfeil gibt die Einfallsrichtung der Strahlung an.

Fig. 4.

Fig. 5.

Versuch III und IV.

Die beiden Strahlenkegel werden übereinander justiert. Die Figg. 4 und 5 zeigen die Bahnen eines lichtpositiven (z. B. Silber) bzw. eines lichtnegativen (z. B. Selen) Probekörpers. Diese fallen zunächst vertikal nach abwärts, geraten in den Kegel des Strahles 1 und werden in demselben je nach Materieart in seine Richtung oder entgegengesetzt getragen; nach Verlassen des Strahles 1 fallen sie im unerleuchteten Raume wieder vertikal nach abwärts, um im Bereiche des

Strahles 2, welcher sich der Richtung des Strahles 1 entgegengesetzt fortpflanzt, wieder von der Strahlung fortgeführt zu werden. Auf diese Weise beschreiben die Probekörper die in den Figuren reproduzierten U-förmigen Bahnen.

Grundversuch V.

Es gibt Materiepartikel, welche sich mit der mir bisher zur Verfügung gestandenen Strahlungsenergie und in der beobachteten Größenordnung weder im Sinne der einfallenden Strahlung noch dieser entgegengesetzt bewegen. Wir bezeichnen diese als *lichtneutral*. Vertreter dieser sind: Wassernebeltröpfchen im Sauerstoff, hergestellt durch Elektrolyse, ebenso solche Tröpfchen in Wasserstoff usw.

Grundversuch VI.

In einem Gemische lichtpositiver und lichtnegativer Materie werden durch den intensiven Strahl Partikel dieser beiden Materiearten *gleichzeitig einander entgegengeführt*. Solche Versuche habe ich mit Mischungen von Gold und Rauch, Silber und Schwefel ausgeführt.¹⁾

Ein eigentümlicher Spezialfall dieser Erscheinung liegt bei *Selen* vor. Durch Verdampfung in reinstem Argongase hergestellte Selenkügelchen verhalten sich außerordentlich stark lichtnegativ. Jedoch entsteht unter Umständen durch Verdampfung bei höherer Temperatur eine Selen-suspension, bei der sich einzelne Selenkügelchen mit für Selen typisch roter Farbe besonders intensiv lichtpositiv bewegen, während gleichzeitig die lichtnegative Bewegung der anderen Selenkügelchen anhält. Es scheint sich hier um eine allotrope Modifikation des Selen, die sich lichtpositiv verhält, zu handeln. Die Erscheinung ist zurzeit in näherer Untersuchung.²⁾

1) Ebenso kann leicht beobachtet werden, daß ein Partikel ein anderes von derselben Materialart wegen bedeutend größerer Geschwindigkeit in benachbarter Bahn überholt.

2) *Nachtrag bei der Korrektur*: Ähnliches Verhalten wie die Selenkügelchen zeigen Tellur-, Arsen-, Antimonkügelchen, erzeugt durch Verdampfen in kleinen Quarzsiederöhrchen in reinstem trockenstem Stickstoff oder Wasserstoffgas. Auch bei diesen Substanzen gibt es Modifikationen,

Es kann also das beobachtete Phänomen der lichtpositiven und lichtnegativen Bewegung ersichtlich nicht durch Strömungen des umgebenden Gases erklärt werden.

Nachfolgende Fig. 6 stellt die gleichzeitig erfolgende Bewegung eines lichtpositiven und eines lichtnegativen Teilchens dar.

Fig. 6.

Es werden also Substanzen durch das Licht geschieden.

Grundversuch VII.

Die beobachtete Erscheinung der *Fortbewegung der Materie im Lichte*, will ich der Kürze halber *Photophorese* nennen.

Wir legen uns nun die Frage vor, wovon die Photophorese abhängt bzw. welcher Natur die Kräfte sind, welche die Photophorese bewirken. Sind die *photophoretischen Kräfte* insbesondere solche *erster* oder *zweiter* Art?

Hängt die Erscheinung z. B. von der elektrischen Ladung der Probekörper ab oder nicht?

Durch Verdampfung hergestellte Probekörper (Schwefel, Quecksilber, Selen) sind beim Fehlen anderer ionisierender Wirkungen vollkommen ungeladen und bleiben es auch in

die sich lichtpositiv bzw. lichtnegativ verhalten. Sie zeichnen sich alle durch starke Effekte aus. Eine Detailuntersuchung über Selen und Schwefel durch I. Parankiewicz wird in kurzer Zeit hier veröffentlicht werden.

unserem Lichtstrahle vorbeschriebener Art. Es ließe sich jede Auf- oder Abladung bei jedem einzelnen Probekörper sofort konstatieren.

Die lichtpositive wie lichtnegative Photophorese ist auch bei vollkommen ungeladenen und auch so bleibenden Probekörpern vorhanden.

Die Probekörper werden nunmehr mit einem ionisierenden Präparate aufgeladen, so daß sie positive oder negative Ladung tragen. Die Erscheinung der Photophorese wird durch den Umstand, daß dieselben Probekörper nunmehr Ladungen tragen, weder qualitativ noch quantitativ geändert. Denn wird die Geschwindigkeit der Bewegung eines geladenen oder ungeladenen Probekörpers im Lichtstrahle bestimmt, sodann die elektrische Ladung desselben Probekörpers geändert und seine Geschwindigkeit im Lichtstrahle erneuert bestimmt, so zeigt sich, daß die Geschwindigkeit, mit der das Teilchen im Lichtfelde bewegt wird, von der elektrischen Ladung des Probekörpers unabhängig ist.

Fig. 7.

Die Photophorese hat also nichts zu tun mit der elektrischen Ladung der Probekörper bzw. mit deren Auf- und Abladung. Die Photophorese kann daher ebensogut an geladenen wie an ungeladenen Probekörpern untersucht werden.

Versuch VIII.

Ein geladener Probekörper kann durch ein vertikales elektrisches Feld beliebig oft gehoben werden und fällt bei ausge-

schaltetem Felde wieder im Schwerefelde herab. Konzentrieren wir das Licht auf einen so bewegten Probekörper derart, daß die photophoretischen Kräfte wirksam werden, dann stellen die in beifolgenden Figg. 7 und 8 abgebildeten Bahnen die Bewegung eines lichtpositiven bzw. eines lichtnegativen Probekörpers dar.

Fig. 8.

Versuch IX.

Man justiert beide einander entgegengerichtete Strahlen exakt in dieselbe Horizontale. Die Fallbewegung eines geladenen Partikels wird durch ein entsprechendes elektrisches Feld aufgehoben. Das Kügelchen wird im Raume gewissermaßen frei aufgehängt. Die Momentverschlüsse gestatten das gleichzeitige Abblenden des einen und das Öffnen des entgegengerichteten Strahles. Auf diese Weise kann ein lichtpositiver Probekörper in der Richtung der einfallenden Strahlen, ein lichtnegativer dagegen gegen die Richtung der einfallenden Strahlen oftmals hin- und hergeführt werden. Bei Probekörpern, bei welchen die photophoretischen Kräfte wesentlich größer sind als die vertikal wirkende Erdschwere, kann der Versuch auch bei ungeladenem Probekörper oder ohne daß die Erdschwere durch ein elektrisches Feld kompensiert wird, wiederholt durchgeführt werden. Denn er hat im Lichtstrahl eine große Strecke zurückgelegt, ehe er um ein merkbares Stück herabgefallen ist.

Versuch X.

Die Bewegung des Probekörpers wird durch den Strahl sofort eingeleitet. Sie wächst bzw. nimmt ab mit der Intensität des wirkenden Strahles. So wurden z. B. gleiche Wege von $11,8 \cdot 10^{-3}$ cm von einem lichtpositiven bzw. von einem lichtnegativen Körper in in nachfolgender Fig. 9 angeführten Sekunden zurückgelegt. Die kürzesten Zeiten beziehen sich auf die Zonen engster Einschnürung des Strahlenkegels, die Geschwindigkeiten nehmen

Fig. 9.

Brownsche Bewegung bedingen.

Versuch XI.

Die gleichen Erscheinungen sind auch in spektral zerlegtem Lichte oder in durch konzentrierte CuSO_4 -Lösung filtriertem oder in monochromatischem Lichte zu konstatieren. Allerdings wird bei geringerer Intensität der wirksamen Strahlen die Erscheinung entsprechend schwächer, doch lassen sich die Erscheinungen noch messend verfolgen.

Die Erscheinung hängt auch nicht von der schwachen Konvergenz des Doppelkegels des in Photographie 1, Taf. IV reproduzierten Strahles ab, denn sie tritt auch in dem in Photographie 2, Taf. IV reproduzierten Parallelstrahle auf.

Grundversuch XII.

Wir erniedrigen den Gasdruck stufenweise; es wurde dies vom Atmosphärendruck bis 14 mm Quecksilber ausgeführt. Die lichtpositiven Materieteilchen bleiben lichtpositiv, ebenso behalten die lichtnegativen Probekörper diese Eigenschaft bei. Die Geschwindigkeit der Photophorese im Felde des Lichtstrahles nimmt aber mit zunehmendem Grade der Verdünnung des umliegenden Gases wesentlich zu.

Die Erscheinung ist ferner unabhängig von der Art des den Probekörper umgebenden Gases. Die Photophorese in Wasserstoffgas ist z. B. dem geringeren Widerstande, den dieses Gas der Fortbewegung des Probekörpers entgegensetzt entsprechend, ersichtlicherweise bedeutend größer als die des gleichartigen Probekörpers in Stickstoff, in letzterem wieder größer als in Argon.

Wir gehen nunmehr zur quantitativen Bestimmung der Kräfte über, welche die Strahlung auf die Probekörper überträgt.

§ 4. Quantitativer Teil.

An einem solchen Probekörper konnte ich bisher nachfolgende Ortsänderungen erkennen: 1. Die gerichtete Bewegung infolge der Erdschwere. 2. Die gerichtete Bewegung der geladenen Probekörper infolge wirkender elektrostatischer Kräfte. 3. Die gerichtete Bewegung infolge der Einwirkung des Lichtstrahles (lichtpositive und lichtnegative Bewegung). 4. Die ungeordnete Brownsche Bewegung.

Zur Erforschung der sie hervorrufoenden Kräfte müssen die Versuche so geleitet werden, daß jede einzelne Kraft durch entsprechende Abstufung oder Kompensation der übrigen Kräfte bzw. der von ihnen hervorgerufenen Ortsänderungen untersucht werden kann; die Brownsche Bewegung kann allerdings erfahrungsgemäß nur in geringem Maße (Druckänderung, Temperaturänderung) beeinflusst werden.

Will man z. B. elektrische Ladungen der Partikel messen, so wird man alle Steig- und Fallbeobachtungen nicht im intensiven Teile des Lichtkegels, in welchem sich die bewegenden Kräfte des Lichtes bemerkbar machen, ausführen, sondern im breiten, verhältnismäßig lichtschwachen Teile des Kegels bzw. in diffusem Lichte. Dort ist die Einwirkung der dritten Bewegung vollkommen zu vernachlässigen.¹⁾

Wir schreiten nun zur Berechnung der Kräfte, welche von der Strahlung auf den Probekörper ausgeübt werden.

Beschränken wir uns für den Augenblick auf ein geladenes Partikel oder Kügelchen und kompensieren die auf dieses wirkende Schwerkraft durch eine von einem vertikal nach aufwärts gerichteten Felde herrührende elektrische Kraft. Der

1) F. Ehrenhaft, Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. 119. p. 336. 1910.

auf das Partikel wirkende Strahl ist horizontal gerichtet. Damit hätten wir jenen Fall experimentell realisiert, den Maxwell in § 793 seines Lehrbuches in dem Satze: „...konzentriertes elektrisches Licht werde wahrscheinlich einen noch größeren Druck ausüben als die Sonnenstrahlung, und es wäre nicht unmöglich, daß die Strahlen eines solchen Lichtes, wenn sie auf ein dünnes metallisches Blättchen, das im Vakuum fein aufgehängt ist, fallen, an diesem einen beobachtbaren mechanischen Effekt ausüben könnten“ aussprach.

Im Felde homogener Strahlung gerät dieses Kügelchen in gleichförmige, horizontale Bewegung und hat daher seine Endgeschwindigkeit im widerstehenden Mittel sofort erreicht.

Ein weiterer Spezialfall ist der, daß die von der Strahlung hervorgerufene Geschwindigkeit schon an und für sich so groß ist, daß die Fallgeschwindigkeit nur einen kleinen Bruchteil derselben beträgt oder gegen diese ganz verschwindet. Die Bewegung eines solchen Partikels erfolgt dann in horizontaler Bahn mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit v_L , welche der auf das Partikel wirkenden Kraft proportional und mit ihr durch die Gleichung

$$(1) \quad v_L = B \mathfrak{P}_L$$

verknüpft ist. Hier ist B die Beweglichkeit, die Geschwindigkeit der Bewegung des Probekörpers im Gase bei der treibenden Kraft Eins.

Da diese Beweglichkeit sich durch drei verschiedene Methoden aus der Fallgeschwindigkeit unter Zugrundelegung der Widerstandsgesetze, aus der Farbe des abgebeugten Lichtes und aus der Brownschen Bewegung bestimmen läßt, so ist zufolge der Beziehung

$$\mathfrak{P}_L = \frac{v_L}{B}$$

die Bestimmung der Größe der Kräfte $\mathfrak{P}$ lediglich auf die Messung der Geschwindigkeit zurückgeführt, mit der der Probekörper im homogenen Strahle bewegt wird und die Richtung der Kraft durch die Richtung der von ihr hervorgerufenen Geschwindigkeit gegeben.¹⁾

1) *Praktische Durchführung einer Messung.* — Bei dem durch Photographie I, Taf. IV gekennzeichneten Strahle ist die Wirkung der Strahlung in der engsten Zone groß, so daß bei vielen Partikeln die Kräfte

Damit ist die anscheinend komplizierte Aufgabe der Messung der von der Strahlung auf die Materie übertragenen bewegendenden Kräfte auf eine einfache physikalische Messung,

der Strahlung diejenigen der Schwerkraft übertreffen. Daher erscheint es am einfachsten, ein Partikel zunächst nicht im intensiven Strahle, sondern außerhalb desselben in der diffusen, schwachen Beleuchtung des obern oder untern Gesichtsfeldes ins Auge zu fassen und dort eine Serie von Fallzeiten und Steigzeiten im Schwere- bzw. im elektrischen Felde zu messen. Wird dann das Partikel durch das elektrische Feld in den intensivsten Strahl gezogen oder dieser mit den drei Mikrometerschrauben so eingestellt, daß das Partikel in die engste Zone des Strahles zu liegen kommt, so wird der Probekörper von den Reaktionskräften des Strahlungsfeldes je nach der Art des Materials des Partikels entweder vom Lichte oder zum Lichte horizontal getragen. Durch Kommutieren der Strahlrichtung, (Öffnen bzw. Schließen der Momentverschlüsse) (p. 85) kann das Partikel mehrmals hin- und hergeführt und jedesmal die Passagezeit über eine horizontale Strecke gemessen werden. Bei genügender Apertur des auf das Teilchen scharf einstellbaren Beobachtungsmikroskopes ist im intensiven Strahle die Kernfarbe des von dem Partikel abgebeugten Lichtes leicht zu konstatieren. Damit sind experimentell alle jene Daten gegeben, welche zur Berechnung der Beweglichkeit des Partikels nach drei Methoden nötig sind.

Ein Beispiel illustriere den Fall: Silberkügelchen in reinem, trockenstem Stickstoff gemessen mit Objektiv AA, Apertur 0,3, Äquivalentbrennweite 17 mm, ein pars des Okularrasters $s \approx 11,8 \cdot 10^{-3}$ cm, Farbe des Kügelchens gelb.

Das Partikel wird im Sinne der Fortpflanzung der Strahlung durch das Gesichtsfeld getragen und braucht zur Passage der $11,8 \cdot 10^{-3}$ cm voneinander entfernten, aufeinander folgenden Strichmarken des Okulars 0,67, 0,62, 0,66, 1,17, 1,70 Sek.; im homogenen intensiven Lichtfelde bewegt sich daher das Kügelchen mit einer Geschwindigkeit

$$v_L = \frac{11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}}{0,62 \text{ sec}} = \dots$$

Durch Kommutieren der Strahlenrichtung wurde das Partikel wieder in die entgegengesetzte Richtung zurückbefördert, hatte aber den intensiven Teil des Strahles bereits verlassen, so daß die Zeiten über die Rasterabschnitte im entgegengesetzten Strahle 3,00, 1,6, 2,1 Sek. betrugen. Sodann wurde das negativ geladene Partikel aus dem Bereiche intensiver Strahlung gezogen und überdies der intensive Teil des Strahles mittels der Mikrometerschraube aus dem Gesichtsfelde gebracht, so daß das Teilchen in diffusem Lichte sichtbar blieb; so wurde es dann von den Kräften der Strahlen nicht affiziert und konnte einer Serienmessung von Steig- und Fallzeiten unterzogen werden (vgl. Anhang: Messungsprotokoll Nr. 17, p. 130). In vielen Fällen wurde nach solchen Serienmessungen nochmals eine Strahlungsmessung ausgeführt, indem die beiden

auf die Messung der Geschwindigkeit, zurückgeführt, mit der sich ein Körperchen im mikroskopischen Gesichtsfelde bewegt.

Die Aufgabe wird aber nicht komplizierter, wenn die auf das Partikel wirkende Schwerkraft von der Größenordnung der von der Strahlung übertragenen Kraft ist.

Es setzt sich in diesem Falle die Geschwindigkeit v_f des Teilchens zufolge der Schwerkraft mit der Geschwindigkeit v_L als Wirkung der Lichtkräfte vektoriell zusammen.

Es gilt dann

$$(2) \quad \begin{cases} v_f = Bmg, \\ v_L = B\mathfrak{P}_L, \end{cases}$$

Fig. 10.

so daß durch Messung der Geschwindigkeit des Teilchens in der gegen den Horizont geneigten Bahn und durch Messung des Neigungswinkels α bei Kenntnis der Beweglichkeit sowohl das Gewicht als auch die Strahlungskraft ermittelbar ist.

Schließlich kann man z. B. auch ein Partikel vom Gewichte mg von einem vertikal nach aufwärts gerichteten Strahle treffen lassen.

Unter diesen Voraussetzungen lauten die Bewegungsgleichungen:

$$(3) \quad \begin{cases} mg = \frac{1}{B} v_f, \\ \mathfrak{P}_L - mg = \frac{1}{B} v, \end{cases}$$

worin v_f die Fallgeschwindigkeit bloß unter dem Einflusse der Erdschwere, v die Steiggeschwindigkeit bei dem durch die Schwerkraft teilweise kompensierten Lichtdrucke bedeutet. Hierin sind v_f und v meßbar, B nach einer erörterten Methode bekannt, so daß aus den beiden Gleichungen mg und $\mathfrak{P}_L$ berechenbar sind.

Dieser Versuch scheint darum von besonderem Interesse zu sein, weil er eine experimentelle Nachahmung der der Theorie der Kometenschweife zugrunde gelegten Vorgänge darstellt (vgl.

Strahlen durch die sechs Mikrometerschrauben wieder mit ihren intensivsten Teilen auf das Partikel eingestellt wurden. Die derart gemessenen Daten sind ausreichend, um nach allen drei eingangs erörterten Methoden die Beweglichkeit und damit die von der Strahlung übertragene Kraft und auch die Ladung des Probekörpers zu errechnen.

Svante Arrhenius, Bredechin). Da wir in dem Grundversuche auch Probekörper fanden, die sich zum Lichte bewegen, so werden nicht nur jene Kometenschweife erklärlich, die sich von der Sonne ab-, sondern auch solche, welche sich dieser zuwenden.

Es wären auf diesem Wege also auch Schlüsse über die chemische Beschaffenheit der Kometenschweife nicht ausgeschlossen.

§ 5. Silberkugeln im Lichtfelde.

Um aus den Versuchen, welche die Bewegung der Silberkugeln im Felde des Lichtstrahles aufklären, einen Anhaltspunkt über die Abhängigkeit der photophoretischen Kräfte von der Größe dieser Silberpartikel zu gewinnen, ordnen wir alle Messungen an solchen Kugeln nach steigenden Fallgeschwindigkeiten, d. h. nach steigender Kugelgröße.

Diese Reihenfolge der Partikeln wurde schon l. c.¹⁾ angegeben, als die Fallzeiten der Kügelchen mit den Farben des von ihnen ausgestrahlten Lichtes in Zusammenhang gebracht wurden. In nachfolgender Tabelle ist zu jedem Partikel noch die Geschwindigkeit v_L hinzugefügt, mit der es im Sinne des Lichtstrahles fortgeführt wurde.

Tabelle
der Farben, Fallgeschwindigkeiten v_f und Geschwindigkeiten
im Lichtstrahle v_L .

Silberkugel Nr.	1	22	15	14	16	17	19	18	21	4
Farbe des abgebeugten Lichtes	grün- gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelb	gelbm. Stich ins Orange	gelbm. Stich Orange	orange- gelb	orange
Fall- geschwindigkeit $v_f \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	1,23	1,47	1,57	1,69	1,99	2,32	2,33	2,39	3,32	3,86
Geschwindigkeit der Bewegung vom Lichte $v_L \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	2,11	4,67	4,82	11,24	11,23	18,15	11,68	12,55	7,33	7,08

1) F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. 56. p. 52. 1918.

Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit verschiebt sich die Farbe des von den Partikeln abgelenkten Lichtes zu längeren Wellenlängen. Langsam fallende Partikel erschienen gelbgrün, die nächst rascheren gelb, die folgenden orangegelb und schließlich die raschesten orange; kleinere Partikel können kurzwelligere Strahlen zerstreuen, während die langwelligeren Strahlen um das Partikel gleichsam noch herumwogen und in ihrer geradlinigen Ausbreitung durch das Hindernis nicht gestört werden.

Vergleicht man mit diesen Reihen der gemessenen Fallgeschwindigkeiten jene Geschwindigkeiten, mit welchen das Partikel im Sinne des Lichtstrahles fortgeführt wurden, dann erkennt man, daß *die Geschwindigkeiten im Lichtstrahle von dem den kleinsten Partikeln zugeordneten Werte $2 \cdot 10^{-3}$ cm/sec bei den Partikeln mittlerer Größe zu einem Maximum $18 \cdot 10^{-3}$ cm/sec anwachsen, um bei den größten Partikeln wieder auf einen Wert $7 \cdot 10^{-3}$ cm/sec herabzusinken.*

Wir kommen zu dem wichtigen Ergebnisse, daß ein deutlich ausgeprägtes Maximum der Fortführungsgeschwindigkeit im Lichtstrahle für bestimmte mittlere Fallgeschwindigkeiten oder für bestimmte mittlere Partikelgrößen vorhanden ist.

Damit ist die Frage der Abhängigkeit der Lichtkräfte von der Größe des affizierten Probekörpers an einem Materiale in einer Größenordnung erörtert.

Wir können nun die grundsätzliche Frage entscheiden, ob die lichtpositiven und lichtnegativen Kräfte solche erster oder zweiter Art im Sinne unserer einleitend erörterten Gesichtspunkte darstellen.

§ 6. Untersuchungen über die Natur der lichtpositiven und lichtnegativen Bewegungsursachen.

Den grundlegenden Anhaltspunkt in dieser Frage wird die Abhängigkeit der Erscheinungen vom Gasdrucke geben. Das qualitative Experiment XII zeigte, daß die durch die Strahlung hervorgerufenen Bewegungserscheinungen vom Druck des Gases insofern unabhängig sind, als sowohl lichtpositive wie lichtnegative Probekörperchen der bisher untersuchten Größenordnung bei Abnahme des Druckes des umgebenden Gases ihre Eigenschaft, sich je nach der Materialart lichtpositiv oder lichtnegativ zu verhalten, beibehalten. Diese

Tatsache wollen wir durch eine zahlenmäßige Untersuchung ergänzen und sehen, ob die vom Lichte herrührenden Erscheinungen von einer Kraft zweiter Art beeinflusst werden.

In jedem Falle wird die Bewegung eines Kügelchens unter dem Einflusse der Lichtkraft durch die Gleichung

$$\mathfrak{P}_L = \frac{v_L}{B}$$

beschrieben werden; B ist eine der Reibung im Gase entsprechende Größe, die vom Radius des Kügelchens und infolge der auftretenden Gleitung vom Gasdrucke abhängig ist. Diese Abhängigkeit wird, wie bereits erwähnt, erst bei Drucken bemerkbar, bei welchen die sogenannte mittlere molekulare Weglänge des Gases mit dem Radius des Kügelchens vergleichbar wird.

Rührt die vom Kügelchen unter dem Einflusse des Lichtes erreichte Geschwindigkeit v_L nur von Kräften erster Art und nicht von Einwirkungen des umgebenden Gases (Kräften zweiter Art) her, so muß das Experiment die Unabhängigkeit der Größe dieser Kräfte $\mathfrak{P}_L$ vom Gasdrucke ergeben, wenn die Gleitung berücksichtigt wird.

Tritt aber eine Abhängigkeit der Kräfte $\mathfrak{P}_L$ vom Gasdrucke ein, dann sind die von der Strahlung übertragenen Kraftwirkungen zumindest zum Teil vom umgebenden Gase bzw. von Sekundärwirkungen herrührend. (Bewegung der Materie als Folgeerscheinung der Bewegung von Gasschichten um die Partikel, Crookes'sche Kräfte, Radiometerkräfte oder andere hypothetische Kräfte.)¹⁾

Die die Kräfte zweiter Art betreffende experimentelle Literatur ist zwar äußerst umfangreich²⁾, jedoch zu einer einheitlichen Behandlung im Hinblick auf theoretische Ausbeute wenig geeignet. Die experimentelle Literatur über die Kräfte erster Art beschränkt sich dagegen lediglich auf die Bestätigung des Maxwell'schen Strahlungsdruckes durch Lebedew³⁾ und ferner durch Nichols und Hull.⁴⁾ Um so be-

1) Solche Versuche wurden bis 16 mm Hg geführt. Zu noch kleineren Drucken überzugehen, ist bloß eine Frage der Geduld. Doch lohnt es sich kaum, da für Probekörper unserer Größenordnung das Gas bei diesen Drucken schon als hochvakuiert zu betrachten ist.

2) Vgl. u. a. nur Poggendorff, Beiblätter 1. p. 73. 1877.

3) P. Lebedew, Die Druckkräfte des Lichtes. Ann. d. Phys. 6. p. 433. 1901; 32. p. 411. 1910.

4) E. F. Nichols u. G. F. Hull, Ann. d. Phys. 12. p. 223. 1903.

stimmter sind aber die bisher über die Kräfte erster Art gemachten theoretischen Aussagen.

Wir wollen nun versuchen, die experimentellen Arbeiten über den Strahlungsdruck als Kräfte erster Art kurz von einem einheitlichen Standpunkte (Größe des durch Einstrahlung bewegten Körpers im Vergleich zur mittleren molekularen Weglänge des diesen umgebenden Gases) aus zu betrachten, ein Gesichtspunkt, der bisher unerörtert blieb, um uns zu vergegenwärtigen, was zur Scheidung der beiden obigen Kraftwirkungen bei den Versuchen Lebedews und Nichols u. Hulls beitragen könnte.

Lebedew hat eine alleinige Wirkung der Lichtkräfte (Kräfte erster Art) durch hohes bis 0,0001 mm Hg getriebenes Vakuum, dem eine mittlere Weglänge der Gasmolekeln von ca. 70 cm entspräche, zu erreichen gesucht. Die Flügel einer Torsionswaage, die er mit konzentriertem Lichte bestrahlte, hatten einen Durchmesser von 0,5 cm, eine Dicke von 10^{-1} bis 10^{-2} cm.¹⁾

Die Dimension des Körpers, den er durch Strahlung in Bewegung setzte, war demnach klein gegen die mittlere Weglänge der Molekeln des Gases, in welchem diese auf der Drehwaage in Bewegung gesetzt werden sollten.

Lebedew kam zu dem Schlusse, daß die auf Metallflügel einwirkenden Kräfte zweiter Art im Sinne unserer Definition innerhalb seiner Beobachtungsfehler gleich Null zu setzen seien.¹⁾

Bei den Versuchen von Nichols und Hull dagegen hatten die Flügel einen Durchmesser von 1,28 cm, eine Dicke von $1,7 \cdot 10^{-2}$ cm und ein Gewicht von 0,51 mg. Die Oberfläche der Flügel war versilbert, um ein möglichst hohes Reflexionsvermögen zu erreichen. Durch die geringe Absorption der Wärme wird ein Ansteigen der Temperatur auf der Flügeloberfläche vermieden.

Um unter den möglichen Kraftwirkungen, die bei der Aufhängung von solch großen Flügeln und ihrer einseitigen

1) Solche Kräfte waren der Temperaturdifferenz zwischen belichteter und unbelichteter Seite des Flügels proportional oder für zwei Flügel von gleichem Materiale und Oberfläche der Dicke der Flügel proportional. Eine Korrektur schien ihm nur bei platinieren (geschwärzten) Flügeln nötig. Bei Metallflügeln war die Radiometerwirkung gegen alle Erwartung verschwindend klein und gar nicht zu berücksichtigen.

Bestrahlung im gaserfüllten Raume in Betracht kommen, die Wirkung des „Strahlungsdruckes“, also die Kraftwirkung erster Art, abschätzen zu können, mußten die Autoren den nachfolgenden Umständen Rechnung tragen:

1. Da es unmöglich ist, ein solches Scheibchen absolut vertikal aufzuhängen, könnten aufsteigende Luftströmungen je nach der Stellung des Scheibchens eine saugende oder abstoßende Wirkung ausüben.

2. Es könnte die einseitige Erwärmung der Flügel eine sogenannte Radiometerwirkung zur Folge haben.

Die Autoren arbeiteten bei verschiedenen Gasdrucken und kamen zu dem Schlusse, daß bei 16 mm Hg Druck die Einwirkung des die Flügel umgebenden Gases ein Minimum sei.

Die Versuchsverhältnisse liegen hier aber anders als bei den Lebedewschen Versuchen, denn hier sind die Dimensionen der Flügel sehr groß gegen die mittlere Weglänge der Gasmolekeln, welche bei diesem Drucke noch $5 \cdot 10^{-4}$ cm beträgt.

Nichols und Hull schlossen ferner, daß der Strahlungsdruck (Kräfte erster Art) seinen vollen Wert sofort erreichen müsse, wogegen Kräfte zweiter Art (Einflüsse des umgebenden Gases) zuerst unmerklich klein sein müßten und sodann mit der Dauer der Bestrahlung anwachsen.

Sie suchten daher die konstante Kraftwirkung (Kraft erster Art) von diesen Kräften zweiter Art, die mit der Zeit ihre Intensität wechseln, zu trennen; nach ihren Ergebnissen wären die Kraftwirkungen zweiter Art bei 16 mm Hg ein Minimum.

Gegen alle diese Versuche scheint nun in der Messung von Kräften an Kugeln im Gase schon darin ein Fortschritt gelegen, daß die Kugel derjenige Körper ist, dessen Beweglichkeit im Gase von bestimmtem Drucke genau bekannt ist. Zudem fallen alle aus der Aufhängung resultierende und nur schwierig zu berücksichtigende Kräfte mit einem Schlage weg. Denn eventuelle durch Erwärmung der Kugel bewirkte nach aufwärts treibende Kräfte sind, wie G. Jäger berechnet hat, bei diesen Probekügelchen unmerkbar klein.¹⁾ Auch können

1) G. Jäger, Wiener Akademieberichte **123**, p. 867. 1914. Vgl. ferner Fußnote dieser Abhandlung p. 122. Experimentell wurde diese Tatsache von D. Konstantinowsky (vgl. hier Fußnote p. 123) erwiesen.

Radiometerkräfte bei so kleinen Probekörpern keine Rolle mehr spielen, weil erstens eine Temperaturdifferenz zwischen belichteter und unbelichteter Seite füglich nicht mehr angenommen werden kann und zweitens weil die Kügelchen schon bei Atmosphärendruck von der Größenordnung der mittleren Weglänge der sie umgebenden Gasmolekeln sind; schon bei geringen Evakuationsgraden sind diese Probekörper wesentlich kleiner als die mittleren Weglängen des sie umgebenden Gases. Das Maxwellsche Grundexperiment ist in vollkommenster Form gelungen; denn das Kügelchen, an dem der Lichtdruck beobachtet wird, wird gleichsam durch die elektrostatischen Kräfte im Raume „aufgehängt“.

Wir wollen den Druck des Gases stufenweise herabsetzen und dabei die durch die Wirkung der Strahlung hervorgerufene Geschwindigkeit der Kügelchen, v_L , messend verfolgen.

Es wäre wohl am besten, die an einem und demselben Kügelchen im Lichtfelde bei verschiedenen Drucken hervorgerufene Geschwindigkeit zu messen. Dieser Versuch ist jedoch zunächst schwer ausführbar, weil ein Kügelchen, das man bei einem Drucke der Messung unterzogen hat, durch die Veränderung des Druckes leicht aus dem Gesichtsfelde geführt wird. Es wurde aber bereits erwiesen, daß Probekörper des gleichen Materials und gleicher Resonanzfarbe gleiche Beweglichkeit haben. Man kann daher die Abhängigkeit der durch die Lichtwirkung hervorgerufenen Kräfte vom Gasdrucke des Mediums auch verfolgen, indem man die Geschwindigkeiten von vielen Partikeln gleichen optischen Verhaltens bei gleicher Intensität der wirksamen Strahlung und verschiedenen Gasdrucken bestimmt.

Zu diesen Versuchen wählte ich als Repräsentanten der lichtpositiven Probekörper *Silberkugeln* in Stickstoff von der Größenordnung Radius $a = 10^{-5}$ cm.

Als Repräsentanten von lichtnegativen Probekörpern sollen *Schwefelkugeln*¹⁾ in Argon verwendet werden, welche ich

1) Solche Schwefelpartikel habe ich auf einem Objektträger niedergeschlagen und mit Apertur 0,95 mikrophotographiert. Die photographischen Reproduktionen 2 u. 3 Taf. II beweisen die exakte Kugelgestalt. Läßt man solche kugelförmige Niederschläge auf der Glasplatte unberührt, dann springen erst nach 10—12 Stunden die aus Photographien 4 u. 5 Taf. III ersichtlichen Schwefelkristalle ein, die sich aus den Kugeln der Umgebung aufbauen. Diese Kristalle sind gleichzeitig das beste Test-

durch Verdampfen von Schwefel in einem kleinen Siederohr in reinstem trockenstem Argongase herstellte. Dabei wurden hierzu nur lichtorange bzw. weiße Kügelchen mit Radius $2 \cdot 10^{-5}$ cm verwendet, welche von den Strahlungskräften stark affiziert werden.

In Fig. 11 sind die Mittelwerte der Zeiten, welche die Probekörper zur Passage über dieselbe Strecke $11,4 \cdot 10^{-3}$ cm

objekt für die Kugelform der übrigen Partikel; man beachte die scharfen Spitzen und Kanten dieser kleinen Kristalle. Auch bei Selen ist die exakte Kugelform der Probekörper mit Apertur 1,3 bei Einbettung der auf Glas niedergelagerten Probekörper nachweisbar. Die Kugeln selbst zeigen bis zu den Wellenlängen des Lichtes herunter Karminfarbe (Radde Farbenskala Karmin *fgh*). Die kleinen Kügelchen zeigen im Dunkelfelde die bekannten Resonanzfarben.

Um den einheitlichen Zusammenhang zwischen Fallgeschwindigkeit der Schwefelkügelchen und der Farbe des von denselben im Dunkelfelde abgebeugten Lichtes zu erforschen, habe ich und G. Laski die Fallgeschwindigkeit vieler farbiger Schwefelkügelchen in reinstem trockensten Argongase im Dunkelfelde gemessen. Seither hat I. Parankiewicz (Physik. Zeitschr. 18. p. 567. 1917) sich der Aufgabe unterzogen, den Zusammenhang von Farbe und Fallgeschwindigkeit der Schwefel-, Selen- und Quecksilberkugeln in einer eigenen Spezialuntersuchung theoretisch und experimentell festzustellen, welche zu Resultaten führte, die mit meinen ursprünglichen in nachfolgender Tabelle wiedergegebenen übereinstimmen.

Schwefelkugeln in Argongas.
Fallstrecke $11,4 \cdot 10^{-3}$ cm.

Farbe des von den Kügelchen abgebeugten Lichtes	Fallgeschwindigkeit $v_f \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	Radius $\cdot 10^5$ cm berechnet nach Stokes-Cunningham
hellglänzend; Eigen- farbe des Schwefels	3,39	3,8
weiß	1,95	2,8
weiß; Stich ins Orange	1,32	2,2
tiefgelb	0,70	1,5
gelbgrün	0,56	1,3
grün	0,42	1,1
blau	0,32	0,9

Es folgt also, daß sich der abnehmenden Fallgeschwindigkeit der Schwefelkugeln die Farbe des von ihnen abgebeugten Lichtes in eindeutiger Reihe von längeren zu kürzeren Wellen zuordnet, so daß Schwefelkügelchen gleicher Farbe gleiche Beweglichkeit zukommt. Naturgemäß gestatten nur kleine Kugeln derartige Aussagen, weil alle größeren Schwefelkugeln die Farbe des Schwefels zeigen.

benötigten, als Funktion des Gasdruckes aufgetragen; der Verlauf zeigt, daß bei abnehmendem Gasdrucke die Passagezeiten sowohl der lichtpositiven (Silber) wie lichtnegativen (Schwefel) Probekörper stark abnehmen; man beachte, daß beide Kurven zum Koordinatenursprung gerichtet sind und daher darauf hinweisen, daß *solch kleine Probekörper bei sehr kleinen Drucken von der Strahlung mit sehr großer Geschwindigkeit in oder gegen die Richtung der Strahlung geführt werden.*

Passagezeiten in Sek. über die Strecke $11,8 \cdot 10^{-3}$ cm als Funktion des Gasdruckes.

Fig. 11.

Nunmehr können die Beweglichkeiten der Kügelchen für diese Drucke und infolgedessen auf Grund der Gleichung (1), p. 98, auch die Kräfte bestimmt werden, welche bei normalem und bei vermindertem Drucke von der Strahlung auf die Kügelchen übertragen werden.

Die nachfolgende Tabelle enthält für solche Silberpartikel die mittleren Geschwindigkeiten v_L im Lichtstrahle, die Beweglichkeit dieser Kügelchen für Stokes-Cunningham $f=0$, sowie die so auf Grund von

$$\mathfrak{P}_L = \frac{v_L}{B}$$

für verschiedene Drucke berechneten Kräfte in Kolonne 4.

Die auf Silberkugeln der Größenordnung $1 \cdot 10^{-5}$ cm ausgeübten Kräfte $\mathfrak{P}_L$ im Lichtdrucke sind durchaus von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-10}$ Dyne.

Die Konstanz dieser Kräfte bei Verminderung des Gasdruckes ist überraschend,

Nur die letzte Beobachtung bei 100 mm Hg-Druck weicht um 9 Proz. ab. Aber auch dieses Ergebnis liegt ganz im Sinne unserer Ausführungen; denn bei 100 mm Quecksilberdruck ist, im Bilde der kinetischen Theorie gesprochen, die

Tabelle.

Die Abhängigkeit der von der Strahlung auf Silberkugeln ausgeübten Kraft vom Drucke des Gases. ($T = 294^\circ$; $a = 8 \cdot 10^{-6}$ cm).

Druck in mm Hg	Geschwin- digkeiten $v_L \cdot 10^3$ im Lichtstrahle	Stokes-Cunningham $f = 0$		Abwei- chungen vom Mittel	Knudsen-Weber		Abwei- chungen vom Mittel
		Beweg- lichkeit $B_{f=0} \cdot 10^{-9}$	$\mathfrak{P}_L \cdot 10^{10}$ Dyne		Beweg- lichkeit $B \cdot 10^{-9}$	$\mathfrak{P}_L \cdot 10^{10}$ Dyne	
760	7,9	0,073	1,08	+2%	0,072	1,09	+14%
550	8,4	0,089	0,94	-5,2	0,090	0,95	-1
400	10,4	0,108	0,96	-5,6	0,111	0,94	-2
320	12,1	0,126	0,96	-5,8	0,134	0,90	-6
220	17,6	0,166	1,06	+4,4	0,184	0,96	+0,1
100	35,8	0,321	1,11	+9,8	0,392	0,91	-5,9

mittlere Weglänge $7,7 \cdot 10^{-5}$ cm schon *erheblich größer* als die Dimension des bewegten Kügelchens. Es muß in diesem Falle statt der nach Stokes-Cunningham mit $f = 0$ definierten Beweglichkeit die in diesen Annalen 55, p. 10, Formel (5), angeführte Definition der Beweglichkeit eintreten, wie sie von Knudsen-Weber auf Grund rein mechanischer Versuche festgestellt wurden.

Tatsächlich ist nach dieser Definition der Beweglichkeit die Konstanz der Kräfte $\mathfrak{P}_L$ auch für niedere Drucke genau erfüllt, wie die Werte in der Tabelle p. 109 in der vorletzten Kolonne zeigen.¹⁾

Zu ganz *denselben Ergebnissen* führte die Erfahrung an den *lichtnegativen* Schwefelkügelchen vom mittleren Radius $2 \cdot 10^{-5}$ cm in reinstem Argongase; die diesbezüglichen Resultate sind in nachfolgender Tabelle angeordnet, in welcher dem jeweiligen Drucke der Kolonne 1 die gemessene lichtnegative Geschwindigkeit in Kolonne 2 und die nach Stokes-Cunningham definierte Beweglichkeit in Kolonne 3 zugeordnet ist.

Auch hier folgt die Konstanz der photophoretischen Kräfte $\mathfrak{P} = v/B$ in geradezu erstaunlicher Weise. Die Kraft fällt an Schwefelkugeln vom Radius $2 \cdot 10^{-5}$ cm in die Größenordnung $1,3 \cdot 10^{-10}$ Dyne. Die vorangeführten Messungen waren die ersten diesbezüglich unternommenen.

1) Hier weicht nur der erste Wert bei normalem Drucke ab. Dies ist wieder verständlich, weil bei diesem Drucke die Voraussetzungen der Knudsen-Weberschen Beweglichkeitsdefinition (mittlere Weglänge groß gegen den Radius der Partikel) noch nicht erfüllt sind.

Tabelle

über Abhängigkeit der lichtnegativen photophoretischen Kraft der Schwefelkugeln vom Gasdrucke.

Druck in mm Hg	Geschwindigkeiten $v_L \cdot 10^8$ cm im Lichtstrahle	Beweglichkeit $B \cdot 10^{-9}$ nach Stokes-Cunningham	$\mathfrak{P}_L \cdot 10^{10}$ Dyne	Abweichung vom Mittel in %
743	2,39	0,0169	1,41	+ 9,4
500	2,62	0,0194	1,35	+ 4,7
338	2,72	0,0230	1,18	- 8,5
203	3,36	0,0304	1,10	- 14,7
103	6,27	0,0483	1,30	+ 0,8
68	9,37	0,0679	1,38	+ 7,0

Neuerdings hat I. Parankiewicz¹⁾ die Abhängigkeit der verschiedenfarbigen Schwefelkügelchen erneut in einer Spezialstudie bestimmt.

Ich gebe nach folgender Tabelle die Übersicht dieser Messungen an orange und blauen Kugeln, aus der die Konstanz der Kräfte $\mathfrak{P}_L$ erhellt.

Tabelle

über lichtnegative photophoretische Kraft an Schwefelkugeln bei verschiedenen Drucken.

Druck in mm Hg	Orange Partikel (Radius = $19 \cdot 10^{-6}$ cm)		
	$v_L \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	$B \cdot 10^{-7}$	$\mathfrak{P}_L = \frac{v_L}{B} \cdot 10^{10}$ Dyne
760	1,70	1,77	0,96
496	1,97	2,10	0,94
354	2,23	2,40	0,93
143	3,93	4,20	0,94
55	8,08	8,90	0,91
	Blaue Partikel (Radius = $9 \cdot 10^{-6}$ cm)		
	$v_L \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	$B \cdot 10^{-7}$	$\mathfrak{P}_L = \frac{v_L}{B} \cdot 10^{10}$ Dyne
760	0,60	4,79	0,13
496	0,80	6,48	0,12
354	0,98	7,98	0,12
143	1,57	13,27	0,12
55	4,09	34,25	0,12

1) Die diesbezügliche ausführliche Abhandlung wird in den Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. und in diesen Annalen erscheinen. Vgl. meinen Vortrag „Zur Physik des millionstel Zentimeters“. Physik. Zeitschr. 18. p. 352—368. 1917.

Es ergibt sich also daraus das wichtige und für unsere Schlüsse bedeutsame Resultat, daß sowohl die lichtpositiven wie die lichtnegativen photophoretischen Kräfte $\S$ vom Drucke des das Kügelchen umgebenden Gases nicht abhängen und bloß durch die Intensität der Einstrahlung und die physikalische Beschaffenheit des Kügelchens bestimmt werden.

Wir haben es in diesem Falle mit Kräften erster Art im Sinne unserer einleitenden Auseinandersetzungen zu tun.¹⁾

Es fragt sich nun, inwieweit die Erklärung der beobachteten Tatsachen aus dem Rahmen der heute formulierten Theorien geschöpft werden kann. Die lichtpositiven Bewegungen könnten ihre Erklärung wohl aus den herrschenden Theorien finden. Sowohl Emissionstheorien wie Undulationstheorien der Strahlung lassen solche lichtpositive Bewegungen erwarten. Natürlich folgt sie auch aus den Maxwell-Hertzschen Feldgleichungen sowie aus deren Erweiterungen im Sinne der Elektronentheorie von A. H. Lorentz.

Ganz anders ist es mit der aufgefundenen und in den Versuchen I—X und sodann in den §§ 3 und 6 besprochenen lichtnegativen Bewegung. Sie ist zunächst überraschend, stellt eine *neuartige* Erscheinung dar, die aber durch einfache Beobachtungen stets wieder reproduziert werden kann. Da sie bisher unbekannt war, kann sie in den Ansätzen der bisherigen Theorien auch noch nicht enthalten sein.

§ 7. Ist die lichtpositive Bewegung eine Wirkung des Maxwell'schen „Strahlungsdruckes“?

Wir gehen zur Erörterung der lichtpositiven Kräfte über.

Nach den Hypothesen, welche Bartoli und Boltzmann einführten, um die Gültigkeit des zweiten Hauptsatzes zu erhalten sowie nach der Maxwell'schen Theorie, übt ein auf

1) Sehr interessant scheint mir die Tatsache, daß bei lichtnegativen Selenkügelchen der lichtnegative Effekt zeitlich vollkommen konstant bleibt, dagegen bei gewissen lichtpositiven Selenkügelchen der lichtpositive Effekt in durch Messung verfolgbare Weise abnimmt. Es dürfte dies mit einer auch von anderen Seiten her bekannten Veränderungen der bezüglichen Selenmodifikation (Übergang in die stabilere Modifikation, Änderung der Eigenschaften des Selen durch Licht) zusammenhängen. (Vgl. darüber die demnächst erscheinende Spezialuntersuchung über den lichtpositiven und lichtnegativen Effekt von Schwefel und Selen von J. Parankiewicz.)

eine ebene Körperfläche auffallendes Bündel paralleler Strahlen einen Druck in der Richtung der Fortpflanzung der Strahlen aus. Die Theorie idealisiert die Beschaffenheit der Körperoberfläche und unterscheidet zunächst die absolut schwarze, die gesamte Strahlung absorbierende und die ideal spiegelnde, die gesamte Strahlung reflektierende Oberfläche des Körpers.

Auf einen ebenen kreisförmigen Teil der Oberfläche eines schwarzen Körpers vom Radius a wird ein Druck

$$\mathfrak{P}_{\text{schwarz}} = \pi a^2 \frac{S}{c} = \pi a^2 w$$

ausgeübt. Hierin bedeuten S die pro Sekunde einfallende und gänzlich absorbierte Energie, c die Lichtgeschwindigkeit und demgemäß w die Energiedichte der Strahlung.

Auf eine die Strahlung ideal reflektierende Fläche soll ein doppelt so großer Druck ausgeübt werden

$$\mathfrak{P}_{\text{reflekt.}} = 2\pi a^2 w.$$

Je nach dem Reflexionsvermögen des Körpers liege der Druck zwischen diesen beiden Grenzfällen.

Betrachten wir zunächst anstatt ebener Körperflächen Kugeln, deren Radius so groß gegen die Wellenlänge der auffallenden Strahlung sei, daß die Beugung der Wellen vollkommen zu vernachlässigen ist, dann erleidet die absolut schwarze Kugel vom Radius a im Sinne der Fortpflanzung der einfallenden Strahlung einen Druck von der Größe

$$\mathfrak{P}_{\text{schwarz}} = \pi a^2 w.$$

Auch eine absolut reflektierende Kugel erleidet *nur denselben* Druck

$$\mathfrak{P}_{\text{reflekt.}} = \pi a^2 w.$$

Denn wohl wird in diesem Falle an der Stelle, wo die reflektierende Kugel von der Strahlung zuerst getroffen wird, ein doppelt so starker Druck ausgeübt als auf eine vollkommen schwarze Kugel; nach den Seiten hin nimmt aber dieser Druck viel rascher ab, weil bei flachen Inzidenzen die Druckwirkung der reflektierten Welle die der einfallenden zum Teil wieder aufhebt, wie Schwarzschild schon auseinandersetzte.

Diese Kräfte $\mathfrak{P}$ sind identisch mit dem Maxwellschen „Lichtdruck“, und man kann den Ansatz über die Größe des auf große Kugeln ausgeübten Lichtdruckes, wenn unter W der Mittelwert der Energie, die in der Längeneinheit des die Kugel umschließenden Kreiszylinders enthalten ist, verstanden wird, gemäß der Gleichung

$$(4) \quad V = \frac{\mathfrak{P}_L}{\pi a^2 w} = \frac{\mathfrak{P}_L}{W} = 1$$

auch folgendermaßen aussprechen: Bei großen Kugeln ist das Verhältnis V des Lichtdruckes zur auf die Kugel auffallenden Energie W gleich Eins.

Wenn aber die Kugeln in ihren Dimensionen an die Lichtwellen heranreichen, dann spielt in diesem Probleme die Beugung eine entscheidende Rolle.

Über diesen Gegenstand schrieb Schwarzschild eine mathematische Studie „Über den Druck des Lichtes auf kleine (die Strahlung absolut reflektierende) Kugeln“, welche Debye später auf Kugeln beliebigen Materials erweiterte, und bemerkte einleitend: „Irgendwo in der Welt muß es ja vorkommen, daß ein kleines Teilchen im leeren Raume dem Drucke des Lichtes ausgesetzt ist, und daher ist dem Resultate der Rechnung in jedem Falle die physikalische Anwendbarkeit gewiß.“

Für vollkommen reflektierende Kugeln hat er dortselbst das Verhalten folgendermaßen gekennzeichnet:

„Das Verhältnis V des Lichtdruckes $\mathfrak{P}_L$ zur einfallenden Energiemenge $W = \pi a^2 w$ steigt von dem für große Kugeln gültigen und auch von Svante Arrhenius benutzten Werte 1 zunächst langsam an, wenn man den Kugelradius verkleinert. Ist der Kugelhalbmesser etwa auf ein Drittel der Wellenlänge herabgesunken, dann erfolgt ein merkwürdiges rapides Anwachsen, welches bei Kugeln von ca. $\frac{1}{6}$ Wellenlänge Halbmesser zu einem Maximum bei 2,5 führt. Bei weiterer Verkleinerung des Kugelhalbmessers sinkt das Verhältnis V noch plötzlich ab, als es vorher angestiegen ist. Für Kugelradien vom Zehntel der Wellenlänge ist es bereits wieder unter die Einheit zurückgegangen und nimmt alsbald wieder verschwindend kleine Werte an.“

Aus dieser Schwarzschild'schen Kurve folgt etwa bei der mittleren Wellenlänge $7 \cdot 10^{-5}$ cm für das Verhältnis

$$V = \frac{\mathfrak{P}_L}{W}$$

als Funktion des Kugelradius ein Maximum für Kugeln vom Radius um $10 \cdot 10^{-6}$ cm. In den Versuchen p. 101 wurde ohne jeden Hinblick auf diese Theorie das Vorhandensein eines Maximums der Geschwindigkeit der Silberkugeln bestimmter Größe im Lichtfelde beobachtet.

Auf Grund des Schwarzschild'schen Maximums läßt sich also, wie vorausgesehen, eine erneuerte Größenbestimmung der Silberkugeln durchführen, ohne daß die einfallende Lichtenergie bestimmt zu werden braucht.

Wohl kommt Silber dem Grenzfalle der Theorie absoluten Reflexionsvermögens am nächsten. Um aber noch dem Umstande Rechnung zu tragen, daß Silberkugeln das Licht nicht *vollkommen* reflektieren, wollen wir die optischen Konstanten des Silbers (seinen komplexen Brechungsexponenten) zur Berücksichtigung bringen.

Das Problem des Lichtdruckes an kleinen Kugeln hat denselben historischen Entwicklungsgang genommen wie das Problem der Beugung des Lichtes an kleinen Kugeln selbst. Bei letzterem wurde zunächst das elastische Beugungsproblem¹⁾ behandelt (Clebsch, Rayleigh — Blau des Himmels). Sodann wurde es für die absolut reflektierende Kugel berechnet (J. J. Thomson)²⁾ und angewendet (Ehrenhaft)³⁾ und schließlich für Kugeln von beliebiger Materialeigenschaft, speziell auch für Metalle vom komplexen Brechungsexponenten N durchgeführt (Mie).⁴⁾

Ganz ebenso fand Schwarzschild's Untersuchung des Lichtdruckes auf kleine absolut reflektierende Kugeln dieselbe Vervollkommnung durch P. Debye's⁵⁾ Berechnung des Lichtdruckes auf Kugeln von beliebigem Material. Für eine metallische Kugel mit dem komplexen Brechungsexponenten N ist nach diesem das Verhältnis V des Lichtdruckes $\mathfrak{P}_L$ zur auffallenden Energie $W = \pi a^2 w$ gegeben durch

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{P}_L = \frac{\lambda^2}{\pi a^2} R \left\{ \sum_1^{\infty} (2n+1) \frac{\alpha_n^1 + \alpha_n^2}{2} - \sum_1^{\infty} \frac{2n+1}{n(n-1)} \bar{\alpha}_n^2 \alpha_n^2 \right. \\ \left. - \sum_1^{\infty} \frac{n(n+2)}{n+1} (\bar{\alpha}_n^1 \alpha_{n+1}^1 + \bar{\alpha}_n^2 \alpha_{n+1}^2) \right\}, \end{aligned} \right.$$

1) A. Clebsch, Crelles Journal 61. p. 195. 1863. — Lord Rayleigh, Phil. Mag. 41, 42. 1871.

2) J. J. Thomson, Rec. res. p. 361.

3) F. Ehrenhaft, Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. 112. p. 232. 1903.

4) G. Mie, Ann. d. Phys. 25. p. 377. 1908.

5) P. Debye, Ann. d. Phys. 30. p. 57. 1909.

wobei auf der rechten Seite der Gleichung der reelle Teil des Klammerausdruckes zu nehmen ist. In diesem bedeuten α_n ¹ bereits definierte Brüche.¹⁾ Ferner ist

$$(6) \quad \alpha_n^2 = \frac{N\psi_n(q)\psi_n'(Nq) - \psi_n(q)\psi_n(Nq)}{N\zeta_n(q)\psi_n'(Nq) - \zeta_n'(q)\psi_n(Nq)}$$

zu setzen. Im übrigen sind die Bedeutungen der Größen schon in diesen Annalen¹⁾ festgelegt worden.

Von Interesse ist zunächst bloß die Lage des Lichtdruck-maximums, d. h. die Kenntnis jener Radiengröße metallischer Silberkugeln, welche vom Lichtdruck am stärksten affiziert wird, wenn diese Kugeln von Licht der mittleren Wellenlänge $7 \cdot 10^{-5}$ cm bestrahlt werden.

Diese habe ich zunächst auf dem Wege näherungsweiser Berechnungen erschlossen, welche ergaben, daß das Maximum der Funktion $\mathfrak{P}_L/W$ für Strahlung der Wellenlänge $650 \mu\mu$ bei Kugelradien $8,3 \cdot 10^{-6}$ cm, für Strahlung von der Wellenlänge $750 \mu\mu$ bei $10,6 \cdot 10^{-6}$ cm zu liegen kommt. Für die mittlere Wellenlänge $700 \mu\mu$ ist das Maximum von V bei Radien $9,5 \cdot 10^{-6}$ cm also, wie zu erwarten, nahezu bei derselben Kugelgröße gelegen wie für die ideal spiegelnde Kugel.

Bei diesen Kugelgrößen wäre also auch die maximale Photophorese zu gewärtigen.

Im speziellen hat Gerda Laski nach Formel (5) den Zusammenhang der Größe $\mathfrak{P}/\pi a^2 w$ als Funktion des Kugelradius für Silberkugeln vom komplexen Brechungsexponenten N für die bei den Versuchen verwendete mittlere Wellenlänge berechnet. Aus

Fig. 12.

diesen Rechnungen folgt, daß für die Strahlung der von mir verwendeten Wellenlänge die maximale Wirkung des Licht-

1) Der horizontale Strich bedeutet die konjugiert komplexe Größe. Vgl. F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. 56. p. 45. 1918.

druckes durch die Beugung des Lichtes an diesen Silberkugeln beim Kugelradius

$$a = 9,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

erfolgen muß, wie Fig. 12 beweist.

§ 8. Die Energie des einfallenden Strahles.

Über ein Bolometer.

Wir wollen von dem Resultate, daß nach der Theorie das Maximum von V bei Kugelradien

$$a = 9,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

liegt, nicht eher zur Anwendung übergehen und diese Tatsache zu einer neuerlichen, schon mehrmals erwähnten Grundlage der Größenbestimmung der Probekörper machen, bis die Frage behandelt ist, ob die aus der Bewegungsgeschwindigkeit v_L im Lichtfelde nach

$$(1) \quad (\mathfrak{P}_L)_{\text{gemessen}} = \frac{v_L}{B}$$

gemessene Kraft in die Größenordnung der auf Grund der Maxwell'schen Gleichungen berechneten Kräfte

$$(7) \quad (\mathfrak{P}_L)_{\text{berechnet}} = 3,3 \pi a^2 w$$

fällt.

Die Bestimmung der Kraft $\mathfrak{P}_L$ aus (1) erheischt lediglich die *Messung der Geschwindigkeit* v_L des Kügelchens im Lichtfelde und die Kenntnis der Beweglichkeit desselben.

Die Bestimmung von $\mathfrak{P}_L$ aus (7) erfordert die Kenntnis des Kugelhalbmessers a , also im Prinzip wieder der Beweglichkeit des Kügelchens, ferner der optischen Eigenschaften des Kügelchens und die Kenntnis der Energiedichte des auffallenden Strahles w .

Wenn also die Theorie den Zusammenhang zwischen Energiedichte der auffallenden Strahlen und der von diesen auf die Materie übertragenen ponderomotorischen Kräfte wiedergibt, dann ist damit eine empfindliche und einfache Methode angebahnt, um die Energiedichte der Strahlung selbst in bisher ungeahnt kleinen Bereichen ($a = 2 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$) zu messen.

Dies ergibt sich unmittelbar aus der gleichzeitigen Gültig-

keit der beiden Gleichungen (1) und (7) (p. 116), zufolge welcher

$$(8) \quad w = \frac{1}{k B \pi a^2} v_L$$

wird; hierin ist k , im speziellen hier behandelten Falle, zufolge Fig. 12 bei Silberkugeln vom komplexen Brechungsexponenten N für das Maximum 3,3 zu setzen; für andere Materialien wäre k zufolge Gleichung (5), p. 114, unter Zugrundelegung der bezüglichen optischen Konstanten berechenbar.

Die Größe

$$C = \frac{1}{k B \pi a^2}$$

ist eine bloß von der physikalischen Beschaffenheit eines solchen Probekörpers abhängige und für jeden bestimmbare Konstante, die „Bolometerkonstante“ des Kügelchens.

Die Kenntnis dieser Größe C ermöglicht, die Energiedichte der auffallenden Strahlen w nunmehr durch die Bewegungsgeschwindigkeit v_L der Partikel allein im Felde dieser auffallenden Strahlen zufolge

$$w = C v_L$$

zu messen.

Da es nun ohne weiteres gelingt, ein geeignetes Kügelchen im Sehfelde zu halten, ist damit eine Methode festgelegt, welche auf weite Bereiche in der Physik angewendet werden kann: so wird man z. B. diese Methode zu einer verhältnismäßig raschen quantitativen Festlegung der spektralen Energieverteilung irgend einer Lichtquelle verwenden können.

Hatte H. Rubens¹⁾ ein geladenes Metallteilchen im vertikalen elektrischen Kondensator als das empfindlichste *Elektrometer* bezeichnet, so wird man nicht fehlgehen, auf Grund der erörterten Methode der Energiemessung ein solches Kügelchen als empfindliches *Bolometer* zu bezeichnen.

§ 9. Messung der Energiedichte des Strahles.

Um die beiden Kräfte in den Gleichungen (1) und (7) (p. 116) auf Grund der Maxwell'schen Theorie zu vergleichen, ist einerseits v_L/B , andererseits $3,3 \pi a^2 w$ durch Messung festzulegen.

1) H. Rubens, Physik. Zeitschr. 13. p. 1034. 1914.

Hierin sind alle Größen bis auf die von dem in Photographie 1 Taf. IV reproduzierten Strahle transportierte Energiedichte w bereits bekannt.

Die Bestimmung der Energiedichte w teilen wir in zwei Teile:

1. In die Messung der mittleren Energiedichte des kreisförmigen Strahlquerschnittes vom Radius $b = 5,3 \cdot 10^{-3}$ cm (vgl. Photographie 1 Taf. IV).

2. In die Festlegung des Gradienten der Energiedichte vom zentralen Teile, dem „Brennpunkte“ nach dem Rande hin.

Die Feststellung des ersten Teiles, der absoluten Energiemessung der mittleren Energiedichte des Strahles, ist eine Aufgabe, die bereits in der mehrfach erwähnten Abhandlung von Lebedew ausgeführt wurde.¹⁾ Wir werden uns an dieses Verfahren anschließen, bemerken aber gleich, daß diese Messung an Sicherheit ihres Resultates mit den übrigen in dieser Schrift eingeschlagenen Methoden kaum in eine Reihe gestellt werden kann. Auch Lebedew²⁾ scheint sich dieses Umstandes bewußt gewesen zu sein.

Dieses Verfahren besteht im Prinzip in der Bestimmung der (mit bezug auf Verluste korrigierten) Temperaturerhöhung eines Körpers (Kupferwürfel und Thermometer bekannten Wasserwertes, in unserem Falle 1,29 g), welches dieser während der Bestrahlung unter möglichst vollkommener Absorption der auftretenden Strahlen pro Sekunde erfährt. Diese Temperaturerhöhung bestimmt sich für unsere Anordnung pro Minute zu 0,067 Grad.³⁾ Die der pro Sekunde eingestrahnten

1) l. c.

2) Er schreibt in einer Fußnote: Für Energiemessungen haben sich Siemens „A“-Kohlen der ausstrahlenden Bogenlampe gut bewährt. Mit minderwertigen Kohlen sind Energiemessungen kaum ausführbar.

3) Ann. d. Phys. 6. p. 433. 1901. Das von uns benutzte Kalorimeter bestand aus einem parallelepipedischen Kupferkörper (Kanten $9,1 \times 9,0 \times 27,0$ mm), in dessen vertikaler Bohrung sich das Gefäß eines in 0,1 Grad geteilten Thermometers befand. Der kleine Zwischenraum zwischen Kupfer und Thermometer war mit Quecksilber ausgefüllt.

Der empirisch ermittelte Gesamtwasserwert dieses Systems betrug 1,29 g (der berechnete 1,23 g). Die den Strahl absorbierende Fläche war vollkommen berußt.

Die Messungen selbst wurden wie bei Lebedew auf zweierlei Art ausgeführt.

Wärmemenge äquivalente Ergzahl ergibt die Energie der Strahlung. (Fig. 13).

An die Stelle der Kammer (Kondensator) Fig. 1, p. 87, in der unsere Lichtdruckmessungen vorgenommen worden waren, trat das ob erwähnte Kalorimetersystem; daneben war ein Vergleichsthermometer montiert. Das Kalorimeter wurde von dem vom Objektiv austretenden Strahle getroffen und der Temperaturanstieg des Kalorimeters sowie eines Vergleichsthermometers durch ca. 20—30 Minuten von Minute zu

Fig. 13.

Fig. 14.

Minute durch ein Fernrohr abgelesen; sodann wurde die Bestrahlung unterbrochen und der Rückgang des Thermometers von Minute zu Minute registriert. Man trägt hierauf auf Koordinatenpapier die durch Einstrahlung hervorgerufene Temperatur sowohl während der Erwärmungs- als Abkühlungsperiode des Systems als Funktion der Zeit auf, wie dies z. B. Fig. 14 darstellt. Für bestimmte mittlere Temperaturen des Kalorimeters ist dann die Erwärmungs- bzw. Abkühlungsgeschwindigkeit durch die Tangenten gegeben. Die Schnittpunkte solcher Tangenten mit den zwei ihren Berührungspunkten zugehörigen Ordinaten ergeben jene Temperaturdifferenz, die in der zu den zwei Ordinaten gehörenden Zeitdifferenz erreicht würde, wenn die beiden bezüglichen Geschwindigkeiten konstant wären. Vgl. diesbezüglich Lebedew.

Die Summe dieser beiden gibt sodann die gesamte auf Verluste korrigierte Temperaturerhöhung des Kalorimeters. Als solche erhielt ich beispielsweise

$$0,00^{\circ} + 0,13^{\circ} = 0,13^{\circ},$$

$$0,03^{\circ} + 0,08^{\circ} = 0,11^{\circ},$$

$$0,05^{\circ} + 0,06^{\circ} = 0,11^{\circ}$$

pro 2 Minuten, also im Mittel $0,12^{\circ}$ pro 2 Minuten.

So folgt die pro Sekunde auffallende Gesamtenergie S (vgl. p. 112) zu

$$S = \frac{0,067 \cdot 1,29 \cdot 4,2 \cdot 10^7}{60} = 6,07 \cdot 10^4 \frac{\text{Erg}}{\text{sec}}.$$

Aus dieser Gesamtenergie des Strahles findet man die mittlere Energiedichte $\bar{w}$ aus

$$\bar{w} = \frac{S}{\pi b^2 c},$$

worin c die Lichtgeschwindigkeit und $b = 5,3 \cdot 10^{-3}$ cm der der Photographie 1 Taf. IV entnommene Radius des Strahles in seiner engen Zone bedeutet.

So folgt

$$\bar{w} = 2,29 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Erg}}{\text{cm}^3},$$

eine ca. 300mal größere Energiedichte als die der unkonzentrierten Sonnenstrahlen, welche sich über der Erdatmosphäre, wie bekannt, zu $7 \cdot 10^{-5}$ Erg/cm³ ergibt.¹⁾

Aus allen analogen Messungen ergab sich die auf Verluste korrigierte Temperaturerhöhung pro Minute zu

$$0,072^\circ, 0,076^\circ, 0,058^\circ, 0,058^\circ, 0,080^\circ, 0,060^\circ,$$

also eine mittlere Temperaturerhöhung von $0,067^\circ$ pro Minute.

Die selbst bei konstanter Lichtbogenstromstärke ca. 10 Proz. betragenden Schwankungen sind vor allem auf die nie vollkommen gleichartige Einstrahlung durch den Kohlenlichtbogen zurückzuführen. Wesentlich einfacher und vor allem viel weniger zeitraubend erwies sich die zweite Methode zur Bestimmung der absoluten Energie des Strahles.

Das ganze Kalorimeter wurde in ein mit ca. $\frac{3}{4}$ Liter Wasser auf Zimmertemperatur gefülltes Messinggefäß der in Fig. 7 bei Lebedew, l. c. p. 445, skizzierten Form, also in einen Raum konstanter Temperatur gebracht. Das Kalorimeter im Innern des Gehäuses wurde mit einem Tropfen Äther befeuchtet und durch einen Luftstrom unter die Temperatur seiner Umgebung abgekühlt und hierauf sofort bestrahlt.

Die Temperatur des im Kupferwürfel befindlichen Thermometers wurde als Funktion der Zeit in einer Kurve festgelegt. Die an diese Kurve in jenem Punkte angelegte Tangente, in welchem die Temperatur des Bades und des Kalorimeters gleich werden, gibt die wahre Erwärmungsgeschwindigkeit des Kalorimeters. Solche Messungen ergeben Temperaturerhöhungen $0,06^\circ, 0,06^\circ, 0,08^\circ$ pro Minute, also Werte, die mit den vorhergehenden ausreichend übereinstimmen.

1) Vgl. E. Riecke, Experimentalphysik. 5. Auflage. 2. Bd. p. 737. 1912. — Vergleichen wir ferner das Zitat aus Maxwells Lehrbuch hier Bd. 2. p. 402.

Nun gehen wir zum zweiten Teile der absoluten Energiemessung über und bestimmen das Gefälle der Energiedichte im Strahle.

Zu diesem Zwecke denken wir uns die kreisförmige Brennofläche des Strahles (Photographie 1 Taf. IV) in acht konzentrische Zonen geteilt, deren erste ein Kreis vom Radius $r_1 = 0,66 \cdot 10^{-3}$ cm, jeder folgende eine Kreisringzone von der Breite $r_2 - r_1 = 0,66 \cdot 10^{-3}$ cm usw. bis $r_8 - r_7 = 0,66 \cdot 10^{-3}$ cm ist. Innerhalb jeder dieser Zonen wollen wir die Strahlungsdichte als homogen betrachten. Nun ist die Energiedichte in den acht Zonen, also $w_1, w_2 \dots w_8$, zu bestimmen.

Zu diesem Zwecke verwenden wir die Silberkugel *selbst* als Bolometer; denn bei Kügelchen annähernd gleicher Größe und gleicher optischer Beschaffenheit ist nach den erörterten Grundsätzen die Energiedichte der Geschwindigkeit der Kügelchen im Lichtfelde proportional, also

$$w = C v$$

zu setzen.

Daher verhalten sich die Energiedichten in den acht Zonen wie die mittleren Geschwindigkeiten der gleichartigen Kügelchen im Lichtstrahle in diesen Zonen, also wie

$$w_1 : w_2 : w_3 \dots w_8 = v_1 : v_2 : \dots v_8.$$

Bei vergleichenden Messungen mit Teilchen *gleicher* Beweglichkeit können an Stelle der Kräfte die diesen proportionalen Geschwindigkeiten treten. Nun bewegt sich ein Teilchen bei horizontal wirkendem Lichtstrahle auf einer Bahn,

Fig. 15.

deren Richtung jeweils durch die Resultierende der zwei auf das Partikel angreifenden Kräfte, der vertikalen Schwerkraft und der horizontalen photophoretischen Kraft, festgelegt ist.

Nun lassen sich graphisch aus den Bahnen solcher Teilchen die zu gleichen Fallstrecken in den verschiedenen Zonen gehörenden v_L , welch letztere gegen den zentralen Teil des Strahles erheblich zunehmen, festlegen. (Fig. 15).

Eine solche Bestimmung ergab für die Verhältnisse der Geschwindigkeiten im Lichtstrahle in den acht Zonen

$$v_1 : v_2 : v_3 \dots v_8 = 15,0 : 3,7 : 2,1 : 1,5 : 1,0 : 0,7 : 0,6 : 0,5;$$

eine andere beobachtete Reihe ergab für diese Zahlen wie:

$$14,8 : 2,0 : 2,0 : 1,7 : 1,1 : 0,9 : 0,7 : 0,4.$$

Aus diesen folgen, da die gesamte einstrahlende Energiedichte bekannt ist, die Werte der Energiedichtevertelung in den acht Zonen¹⁾, wie sie nachfolgende Tabelle enthält.

Tabelle.

Zone	w_1	w_2	w_3	w_4	w_5	w_6	w_7	w_8
Energiedichte $10^3 \frac{\text{Erg}}{\text{cm}^3}$	279	52	39	30	19	15	11	9

1) Es muß

$$r_1^2 \pi w_1 + (r_2 - r_1)^2 \pi w_2 + \dots = \bar{w} \pi b^2$$

sein. Da nunmehr die Energiedichte des Strahles bekannt ist, kann man auf eine interessante von G. Jäger (Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. **123**, p. 867. 1914) aufgeworfene Frage eingehen.

Von der Erwägung ausgehend, daß ein fester Körper, dessen Temperatur höher ist als jene der umgebenden Luft, die anliegenden Luftschichten durch Leitung erwärmt und ausdehnt, so daß eine aufsteigende Strömung entsteht, welche auf den Körper eine Kraft nach oben ausübt und so einen scheinbaren Gewichtsverlust desselben bewirkt, gelangt Jäger zur Berechnung des scheinbaren Gewichtsverlustes einer in der Luft suspendierten, bestrahlten Kugel.

Unter Zugrundelegung der Gleichung (6) der zitierten Abhandlung, an welcher wir noch die dortselbst nicht angebrachte Korrektur Stokes-Cunningham $f = 0$ einführen, erhalten wir für eine Silberkugel vom Radius $1 \cdot 10^{-5}$ cm, welche mit der mittleren Energiedichte $\bar{w}$ bestrahlt wird, für das Verhältnis des scheinbaren, durch aufströmende Luft hervorgerufenen Gewichtsverlustes zum Gewichte der Kugel einen Wert 0,009. Vgl. diese Abhandlung p. 25.

Man sieht die erhebliche Zunahme der Energiedichte gegen die Achse des Strahles, den Brennstrahl. In der innersten Zone beträgt die Energiedichte

$$w_1 = 279 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Erg}}{\text{cm}^3},$$

also ist sie hier ca. 4000mal größer als die Energiedichte der unkonzentrierten Sonnenstrahlung über der Erdatmosphäre.

§ 10. Vergleich des aus der Geschwindigkeit im Lichtstrahle gemessenen Lichtdruckes mit dem theoretisch aus dem Strahlungsdruckmaximum gefolgerten, sowie Größenbestimmung der Kügelchen aus der lichtpositiven Photophorese.

Wir berechnen nunmehr die auf die Silberkügelchen von der Strahlung übertragenen ponderomotorischen Kräfte unter Zugrundelegung der im Lichtstrahle gemessenen Geschwindigkeit v_L (vgl. Tabelle p. 101) und der Beweglichkeit des Kügelchens, wie sie aus der Fallgeschwindigkeit bzw. aus dem optischen Bilde nach den erörterten Methoden sich ergibt auf Grund der Beziehung

$$\mathfrak{B}_L = \frac{v_L}{B}.$$

Zur leichteren Übersicht seien nochmals die nötigen Daten in einer Tabelle vereinigt; die Werte für die Kräfte sind in Kolonne 12 der Tabelle p. 124 angeführt.

Aus der Schwarzschild-Debyeschen Kurve war zu entnehmen (vgl. p. 115), daß das Verhältnis V des Licht-

Es folgt also auch theoretisch die Tatsache, daß selbst im intensiven Teile des Strahles solche durch hypothetische Temperaturdifferenz zwischen Kugel und Gas angenommene Strömungen *keinen* beobachtbaren Effekt bewirken können, wie dies auch experimentell auf einfache Weise gezeigt wurde (vgl. D. Konstantinowsky, Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. 123. p. 1706. 1914).

Hinsichtlich der von uns dieser Berechnung zugrunde gelegten Energiedichte $\bar{w}$ sei noch bemerkt, daß für die Beobachtungsreihen der Fall- bzw. Steigbewegung (Größen- bzw. Ladungsbestimmungen) kaum der 30.—50. Teil dieser Energiedichte zu nehmen ist, da solche Serien im diffusen Lichte ausgeführt werden (vgl. p. 99).

Wir kommen selbst unter Zugrundelegung der Energiedichte $\bar{w}$ mit der von G. Jäger gezogenen Folgerung, daß der von ihm gekennzeichnete Effekt viel zu klein ist, als daß man ihn berücksichtigen müßte, in Übereinstimmung.

Tabelle.

Nr. des Part.	Beobachtete Farbe	Mittlere Fallgeschwindigkeit $v_f \cdot 10^8$ cm/sec.	Geschwindigkeit im Lichtstrahle $v_L \cdot 10^8$ cm/sec.	Radius $a \cdot 10^6$ cm			Beweglichkeit $B \cdot 10^{-9}$		Lichtdruck $\beta = \frac{p}{B} = 10^{11}$ Dyne		$V = \frac{\beta}{\pi a^2 w_1}$		Ladungen	
				aus der Farbe	aus dem Widerstandsgesetz von Stokes-Cunningham	aus der Brownischen Bewegung	aus dem Widerstandsgesetz von Stokes-Cunningham	aus der Brownischen Bewegung	aus dem Widerstandsgesetz von Stokes-Cunningham	aus der Brownischen Bewegung	aus dem Widerstandsgesetz von Stokes-Cunningham	aus der Brownischen Bewegung	$f = 0$ aus dem Gesetz $e \cdot 10^{10}$ el. st. E.	$f = 1$ von Stokes-Cunningham $Ne \cdot 10^{-12}$ el. st. E. aus den Brownischen Bewegung
1	grün-gelb	1,23	2,11	6	6,4	4,5	0,106	0,312	2,0	0,7	0,5	0,4	+ 3,3	+ 1,3
22	gelb	1,47	4,67	7,3	5,2	13	0,088	0,241	5,3	1,9	1,1	0,8	2,0	1083
15	gelb	1,57	4,82	7	7,6	5,5	0,083	0,219	5,8	2,2	1,2	0,8	+ 6,8	+ 2,8
14	gelb	1,69	11,24	9	8,0	5,8	0,077	0,199	14,7	5,8	2,6	1,9	+ 3,4	+ 2,8
16	gelb	1,99	11,23	9	8,9	6,6	0,065	0,159	17,2	7,5	2,5	2,0	— 1,1	0,5
17	gelb	2,32	18,15	9,9	7,5	15	0,056	0,130	32,3	14,0	3,3	2,9	+ 1,1	0,5
19	gelb mit Süch ins Orange	2,33	11,68	9	10,0	7,6	0,055	0,125	21,4	9,3	2,4	2,1	+ 3,6	+ 0,5
18	gelb mit Süch ins Orange	2,39	12,55	10	10,0	7,6	0,055	0,125	23,0	10,0	2,6	2,0	— 14,5	6,3
21	orange-gelb	3,32	7,33	10	12,4	9,7	0,041	0,083	18,1	8,8	1,3	1,1		
4	orange	3,86	7,08	13	13,6	10,9	0,036	0,070	19,8	10,1	1,2	0,8		

druckes $\mathfrak{P}_L$ zur auf die Silberkugel auffallenden Energie $\pi a^2 w$ ein Maximum bei Kügelchen vom Radius

$$a = 9,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

haben muß.

Bildet man nun diese Werte unter Zugrundelegung der gemessenen Daten aus

$$V = \frac{\mathfrak{P}_L}{W} = \frac{v_L}{B} \cdot \frac{1}{\pi a^2 w_1},$$

indem rechter Hand alle gemessenen Größen (v_L die gemessene Geschwindigkeit im Lichtstrahl, a der Radius aus der Fallgeschwindigkeit oder aus der Farbe des gebeugten Lichtes, schließlich $w_1 = 279 \cdot 10^{-3} \text{ Erg/cm}^3$, die Energiedichte in der Achse des Strahles) verwendet werden, so ist ersichtlich, daß diese Werte V in der nach zunehmender Fallgeschwindigkeit geordneten Partikelreihe ansteigen, bei den Kügelchen Nr. 16, 17, 19, 18 ein deutliches Maximum erreichen und dann bei größeren Kugeln wieder abfallen.

Dieses Maximum muß nun nach der Beugungstheorie der Strahlung seinen Höchstwert bei Kugeln vom Radius

$$a = 9,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

erreichen.

Damit gelangen wir zu dem für uns wichtigen Schluß, zur Größenbestimmung submikroskopischer Gebilde aus dem photophoretischen Maximum. Von den bisher durchgeführten Größenbestimmungen (nach Widerstandsgesetz Stokes-Cunningham $f = 0$ und Farbe des abgebeugten Lichtes aus Widerstandsgesetz $f = 1$, und schließlich aus der Brownschen Bewegung) ist *jene* erneuert gestützt, welche für das Kügelchen, bei dem das Verhältnis des Lichtdruckes zur auffallenden Energie ein Maximum erreicht (Partikel 17), den Radius $9,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ ergibt (vgl. Tabelle p. 124, Kolonne 15).

Das trifft zu bei den Resultaten, die auf Grund der *oberen* Grenze der Stokes-Cunninghamschen Widerstandsgesetze *und* der beobachteten Farben übereinstimmend ermittelt wurden, wie nachfolgende Tabelle zeigt.

Tabelle

über Radienbestimmung des Kügelchens Nr. 17, Radius $\cdot 10^6$ cm

aus der Farbe	aus dem Widerstandsgesetze		aus der Brownschen Bewegung ($N = 60 \cdot 10^{32}$)	aus dem Strahlungsdruck- maximum
	$f = 0$	$f = 1$		
9	9,9	7,5	15	9,8

Wir ersehen das wichtige Resultat, daß die Größenbestimmung nach der oberen Grenze des Stokes-Cunninghamschen Widerstandsgesetzes ($f = 0$) mit der Größenbestimmung aus der Farbe und aus dem Strahlungsdruckmaximum übereinstimmen; die Brownsche Bewegung gibt unter Zugrundelegung obiger Loschmidtscher Zahl einen zu großen, die untere Grenze des Widerstandsgesetzes einen zu kleinen Radius.

Dieselben Verhältnisse finden sich bei allen übrigen Metallkügelchen vor, so daß dieses Kügelchen als typisches Beispiel zu betrachten ist.

Damit sind aber drei voneinander unabhängige Wege zur Größenbestimmung submikroskopischer Partikel gewiesen, der mechanische, dessen Verlässlichkeit schon durch rein mechanische Versuche nahegelegt war, der optische, und der strahlungstheoretische, welch letzterer neu betreten wurde. In ihren Grundlagen und in der Art ihrer experimentellen Erforschung voneinander unabhängig, stimmen sie überein und stützen einander deshalb wechselseitig.

Wir können nun auch zum Vergleich der Beziehung der auf die Silberkügelchen ausgeübten Strahlungskräfte übergehen, welche sich erstens aus

$$\mathfrak{P}_L = \frac{v_L}{B}$$

und zweitens für Silberkügelchen nahe dem Lichtdruckmaximum zu $\mathfrak{P}_L = 3,3 \pi a^2 w_1$ bestimmen lassen.

Bei Partikel Nr. 17 im Maximum der Photophorese ergibt sich ersterer Wert

$$\mathfrak{P}_L = \frac{v}{B} = 323 \cdot 10^{-12} \text{ Dyne.}$$

Der Wert $3,3 \cdot \pi a^2 w_1 = 278 \cdot 10^{-12} \text{ Dyne.}$

Auch die übrigen Werte der Kurve stimmen der Größenordnung nach überein. Um in dieser Frage ein Urteil abgeben zu können, will ich die Bogenlampe durch eine konstante Strahlungsquelle ersetzen und monochromatische Strahlen verwenden.

Erst nach Ausführung derartiger Versuche sollen auch aus diesen Resultaten weitere Schlüsse gezogen werden, von welchen die hier durchgeführte Größenbestimmung der Kügelchen, sowie die Nachweise über die Art der lichtpositiven und lichtnegativen Kräfte, wie schon erörtert, unabhängig sind.

§ 11. Noch einiges über lichtnegative Kräfte.

Es erübrigt nunmehr, noch einige Bemerkungen über die lichtnegative Bewegung zu machen. Auch hier ist sofort ersichtlich, daß Kugeln bestimmter Größe selektiv beeinflusst werden. Auch bei Schwefel- und Selenkügelchen erreicht der lichtnegative Effekt bei Kügelchen bestimmter Größe ein Maximum.

Aus meinen Beobachtungen führe ich noch an, daß ich auch an sehr kleinen Schwefelkugeln deutliche lichtnegative Photophorese beobachten konnte. Ein blaues Kügelchen — sein Radius betrug ca. $8 \cdot 10^{-6}$ cm — wanderte beispielsweise in 70,9 Sekunden die Strecke $3.11,4 \cdot 10^{-3}$ cm zum Lichte, ein grünes Schwefelkügelchen die Strecke $3,5.11,4 \cdot 10^{-3}$ cm in 29,9 Sekunden. Es waren dies Beobachtungen im reinsten trockensten Argongase bei normalem Drucke.

Die größeren Schwefelkügelchen, bei welchen man noch lichtnegative Photophorese messen konnte, hatten einen Durchmesser von der Größenordnung $1-2 \cdot 10^{-4}$ cm. Bei diesen dürfte der Beugung keine ausschlaggebende Rolle mehr zukommen.

Es wäre daher die Frage zu entscheiden, ob die lichtnegative Bewegung auch noch an Probekörpern konstatiert werden kann, deren Dimensionen so hohe Vielfache der Wellenlänge des Lichtes betragen, daß die Beugung der Strahlen überhaupt keine Rolle mehr spielt.

Daraus ergibt sich die weitere Problemstellung, ob es nicht etwa große Flächen bestimmter chemischer Zusammensetzung gibt, die, vom Lichte bestrahlt, entweder gar nicht

affiziert oder angezogen, aber nicht abgestoßen werden, wie dies letzteres allein nach den Hypothesen von Bartoli und Boltzmann, welche sie zur Aufrechterhaltung des zweiten Hauptsatzes der Wärmelehre in die Grundlagen der physikalischen Wissenschaft einführen, zu erwarten wäre.

Vorliegende Untersuchungen weisen darauf hin, daß die Kraftwirkungen zwischen Materie und Strahlung viel komplizierterer und mannigfacherer Art sind als jene Druckwirkung des Lichtes, welche allein bisher vorausgesetzt wurde.

Hier habe ich versucht einen Weg anzubahnen, der zur Erforschung der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie dienen könnte. —

Im Anhange gebe ich einen Auszug aus meinen Messungsprotokollen wieder, soweit diese vorgehenden Erörterungen zur Basis dienten und nicht anderwärts publiziert werden.

Anhang.

Ag in N Nr. 1.

Farbe: grüngelb	$s_{\text{Lichtdr.}} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$
Ladung: negativ	$s_{\text{Fall}} = 11,80 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$
Beleuchtungsoptik: Objektiv AA	$d = 0,392 \text{ cm}$
Beobachtungsoptik: Objektiv AA,	$V = 122 \text{ Volt}$
Okular 12 m Rastrum	

Lichtdruckmessung.

Strahl rechts: 4,9* 5,4* 4,0* 5,3* 6,2* 8,3* 5,3* 3,9*.

Fallzeit: 9,55 Sek.

Steigzeiten: 0,76 Sek., 0,70 Sek.

Ag in N Nr. 4.

Farbe: orange	$d = 3,92 \text{ mm}$
Ladung: negativ	$V = 126 \text{ Volt}$
$s_{\text{Lichtdr.}} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	
$s_{\text{Fall}} = 11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$	

Lichtdruckmessung.

Strahl rechts: 1,90*, 1,65*, 1,70*, 1,70*, 1,20*, 1,70*, 1,30*, 1,50*, 1,80*.

Fallzeiten: 3,75 3,40 3,30 1,80 Sek.

Steigzeiten: 1,40 1,55 1,80 Sek.

Ag in N Nr. 14.

Farbe: gelb

 $d = 0,392 \text{ cm}$

Ladung: negativ

 $V = 23 \text{ Volt}$ $^s\text{Lichtdr.} = 11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ $^s\text{Fall} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$

Lichtdruckmessung.

Strahl rechts: 0,9*, 1,2*.

Fallzeiten.

5,3

6,2

6,3

9,2

Steigzeiten.

1,9

2,4

Ag in N Nr. 15.

Farbe: gelb

 $d = 0,392 \text{ cm}$

Ladung: positiv

 $V = 23 \text{ Volt}$ $^s\text{Lichtdr.} = 11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ $^s\text{Fall} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$

Lichtdruckmessung.

Strahl rechts: 1,95* 2,95*.

Fallzeiten.

5,90

8,80

8,65

7,40

7,50

4,50

4,80

7,40

11,80

6,85

5,90

5,70

4,30

7,10

8,30

11,35

Steigzeiten.

4,20

2,70

3,10

2,45

3,15

2,80

8,55¹⁾

3,35

3,30

Ag in N Nr. 16.

Farbe: gelb

 $d = 0,392 \text{ cm}$

Ladung: positiv

 $V = 16,8 \text{ Volt}$ $^s\text{Lichtdr.} = 11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ $^s\text{Fall} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$

Lichtdruckmessung.

Strahl links: 1,4, 1,85, 0,63

,, rechts: 1,10, 1,05*, 1,20.

Fallzeiten.

5,20

7,90

4,00

4,00

8,05

3,20

7,17

4,00

6,35

7,40

7,45

4,20

4,00

5,90

8,00

5,00

4,30

6,60

6,40

5,85

Steigzeiten.

3,20

2,75

1,95

2,10

2,65

2,60

2,00

1,80

3,50

2,75

3,00

3,40

1,90

2,80

2,90

1) Über drei Fallstrecken.

Ag in N Nr. 17.

Farbe: gelb

 $d = 0,392 \text{ cm}$

Ladung: negativ

 $V = 117 \text{ Volt}$ $s_{\text{Lichtdr.}} = 11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ $s_{\text{Fall}} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ **Lichtdruckmessung.**

Strahl rechts: 1,70 1,17 0,66* 0,62* 0,67*.

Fallzeiten.

4,55	5,70	7,74	4,09	5,45
5,40	7,08	4,08	4,31	4,60
5,57	4,62	5,09	3,90	3,89
3,46	3,39	4,32	7,23	4,15
4,91	5,80	5,77	4,64	5,00
4,02	4,68	4,17		

Steigzeiten.

2,73	2,16	2,53	2,30	2,68
2,90	3,00	2,62	2,32	3,21
2,73	2,54	2,63	3,05	4,31
2,66	1,98	2,95	2,80	3,68
4,28	2,97	2,73	3,75	3,07
2,92	2,97			

Ag in N Nr. 18.

Farbe: orange

 $d = 0,392 \text{ cm}$

Ladung: negativ

 $V = 18 \text{ Volt}$ $s_{\text{Lichtdr.}} = 11,80 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ $s_{\text{Fall}} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ **Lichtdruckmessung.**

Strahl rechts: 0,83* 1,00* 1,00*.

Fallzeiten.

7,06	3,99	3,22	4,65
3,70	5,00	4,04	4,05
3,06	5,73	6,46	6,44

Steigzeiten.

1,07	1,26	1,30	1,33
1,14	1,04	1,10	1,40
1,00			

Ag in N Nr. 19.

Farbe: gelb

 $d = 0,392 \text{ cm}$

Ladung: positiv

 $V = 77 \text{ Volt}$ $s_{\text{Lichtdr.}} = 11,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ $s_{\text{Fall}} = 11,44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ **Lichtdruckmessung.**

Strahl links: 0,62, 1,33, 0,85

,, rechts: 1,18*, 0,85*, 1,00*

Fallzeiten.				
4,26	7,05	5,85	5,00	3,50
5,15	4,91	7,00	4,77	4,65
4,56	3,94	3,36	5,71	4,65
4,50	4,61			
Steigzeiten.				
5,90	6,83	5,95	3,77	6,96
11,62	4,93	7,83	6,10	6,10
5,95	7,75	6,60	5,10	

Ag in N Nr. 21.

Farbe: orangegelb

 $d = 0,375$ cm

Ladung: positiv

 $V = 35,6$ Volt $s_{\text{Lichtdr.}} = 11,8 \cdot 10^{-3}$ cm $s_{\text{Fall}} = 11,44 \cdot 10^{-3}$ cm

Lichtdruckmessung.

Strahl rechts: 1,90* 2,02* 1,59* 2,14* 0,77* 1,22*.

Fallzeiten.		
2,06	3,94	4,35
Steigzeiten.		
0,79	0,87	

Ag in N Nr. 22.

Farbe: gelb

 $d = 0,375$ cm

Ladung: positiv

 $V = 34,5$ Volt $s_{\text{Lichtdr.}} = 11,8 \cdot 10^{-3}$ cm $s_{\text{Fall}} = 11,44 \cdot 10^{-3}$ cm

Lichtdruckmessung.

Strahl rechts: 1,79* 3,27*.

Fallzeiten.		
8,45	8,35	8,92
		5,37
Steigzeiten.		
7,40		

Lichtpositive photophoretische Passagezeiten der Silber-
kugeln bei verschiedenen Stickstoffgasdrucken.

(Passagezeiten auf eine im Lichtstrahle zurückgelegte Strecke von
 $s = 11,8 \cdot 10^{-3}$ cm reduziert.)

Normaler Druck 760 mm Hg.

Passagezeit in Sek.:		2,20	1,60	0,50	3,35
		0,80	1,70	1,20	1,30
		1,25	1,50	0,90	1,50

550 mm Hg.

0,6	2,0	1,2	0,8	0,8	3,0
1,8	2,0	1,5	0,8	1,9	1,0
1,0	1,2	1,8	2,8	0,4	1,5
0,6	1,5				

400 mm Hg.

2,80	0,40	2,40	0,30	1,40	0,80
1,10	1,00	1,00	0,80	0,40	

320 mm Hg.					
0,40	0,60	0,80	0,60	2,80	0,40
1,20	0,80	0,40	0,80	0,40	2,40
1,40	1,00	0,80			
220 mm Hg.					
0,20	0,40	0,50	1,00	0,50	1,30
0,80	0,70	0,90	0,50	1,00	0,50
0,40					
100 mm Hg.					
0,20	0,20	0,50	0,50	0,70	0,40
0,30	0,30	0,20	0,20	0,30	0,10
0,30	0,30	0,40	0,40		

Lichtnegative photophoretische Passagezeiten der Schwefelkugeln bei verschiedenen Argongasdrucken.

(Passagezeit in Sekunden auf eine gegen das Licht zurückgelegte Strecke von $s = 11,8 \cdot 10^{-3}$ cm reduziert.)

743 mm Hg.									
9,80,	7,60,	6,70,	6,60,	6,80,	6,60,	5,90,	5,30,	6,00,	4,70,
4,88,	5,40,	5,50,	3,04,	4,50,	4,18,	3,83,	5,12,	3,45,	4,70,
2,80,	3,30,	4,02,	3,10,	3,70,	6,08,	3,30,	5,10,	4,58,	4,42,
6,32,	4,93,	6,70,	4,30.						
500 mm Hg.									
5,70,	3,66,	4,90,	6,60,	4,48,	3,64,	6,08,	4,18,	3,64,	4,38,
5,50,	3,70,	4,13,	4,18,	2,10,	5,80,	4,20,	4,85,	5,10,	4,80,
5,16,	5,00,	3,80,	3,68,	4,91,	3,17,	4,83,	3,00,	7,28,	3,72,
4,52,	2,92,								
338 mm Hg.									
3,50,	2,30,	4,56,	5,25,	3,36,	2,20,	3,06,	3,66,	3,50,	3,30,
3,52,	2,40,	3,52,	4,80,	6,18,	3,40,	3,76,	4,90,	6,00,	5,80,
2,40,	4,76,	4,40,	6,30,	4,20,	4,10,	2,90,	3,52,	4,70,	5,55,
8,80,	5,40,	7,00.							
203 mm Hg.									
3,78,	2,18,	3,96,	3,54,	4,30,	2,48,	3,64,	2,81,	3,08,	3,00,
1,04,	3,34,	3,78,	3,76,	2,80,	3,41,	4,68,	4,08,	5,00,	3,38,
3,30,	4,22,	5,95,	5,30,	3,22,	3,24,	3,56,	2,15,	3,20,	2,70,
2,38,	4,32,	2,40,	3,10,	4,35,	3,24,	3,44,	2,72,	2,58,	5,10,
2,32,	4,86,	3,80,	3,00,	3,60,	3,00,	3,60,	2,50,	3,11,	3,00,
3,20,	7,20,	2,90,	2,70,	3,16,	4,30,	3,60,	2,76,	4,10,	3,93,
3,18,	4,50,	2,70,	4,00,	2,24,	2,70,	2,25,	3,50,	3,30,	3,46,
6,30,	3,00,	2,95,	3,00,	5,50,	3,00,	3,56,	3,00,	4,20,	3,60.
103 mm Hg.									
2,08,	1,90,	1,86,	2,00,	1,88,	2,40,	1,00,	1,50,	1,70,	1,84,
1,60,	1,40,	1,50,	1,86,	2,00,	1,70,	2,18,	2,30,	3,50,	1,60,
2,60,	1,76,	1,98,	1,85,	1,70,	2,12.				
68 mm Hg.									
1,50,	1,60,	2,08,	1,20,	1,75,	0,95,	1,50,	0,80,	0,70,	1,06,
1,14,	1,25,	0,96,	1,40,	1,40,	1,12,	1,32,	1,40,	1,28,	1,16,
1,24,	1,36,	1,08,	1,16,	1,32,	1,40,	1,00,	1,20,	1,20,	1,70,
0,90,	0,96,	1,40,	1,20,	1,30.					

Wien; Universität, Juli 1917.

(Eingegangen 14. Januar 1918.)