

# DIE WISSENSCHAFT

Sammlung von Einzeldarstellungen aus den Gebieten der  
Naturwissenschaft und der Technik.

Herausgegeben von Prof. Dr. EILHARD WIEDEMANN

BAND 69

## DAS ELEKTRON

Von

**Robert Andrews Millikan**

Professor der Physik an der Universität Chicago  
[jetzt am California-Institute of Technology Pasadena]

---

Übersetzt von

**Prof. Dr. Karl Stöckl, Regensburg**



Braunschweig

1922

# DAS ELEKTRON

Seine Isolierung und Messung  
Bestimmung einiger seiner Eigenschaften

Von

**Robert Andrews Millikan**

Professor der Physik an der Universität Chicago  
[jetzt am California-Institute of Technology Pasadena]



Übersetzt von

**Prof. Dr. Karl Stöckl, Regensburg**

Mit 32 Abbildungen



**Braunschweig**

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

1 9 2 2

ISBN 978-3-663-06005-5      ISBN 978-3-663-06918-8 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-663-06918-8  
Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1922

---

Alle Rechte vorbehalten.

---

## Vorwort zur amerikanischen Ausgabe.

---

Vielleicht ist dieses Buch so glücklich, die Aufmerksamkeit des Fachmanns sowohl wie des Laien auf sich zu lenken.

Es schien mir wünschenswert, den Gang der Entwicklung im Hauptteil des Buches nicht durch Berechnungen, welche zu sehr ins einzelne gehen, zu stören; solche Berechnungen sind für Studierende, welche tiefer in die Probleme eindringen wollen, sicherlich sehr erwünscht; andere dagegen lassen sich nur allzuleicht dadurch abschrecken. Aus diesem Grunde sind alle mathematischen Beweise im Anhang zusammengestellt.

Wenn trotzdem mancher Leser einzelne Teile, wie Abschnitt VII oder VIII, schwer verständlich finden sollte, so wäre zu bemerken, daß es ohne dieselben kaum möglich ist, ein allgemeines Bild von den Fortschritten der allerneuesten Physik zu gewinnen.

18. Mai 1917.

**R. A. Millikan.**

## Vorwort zur deutschen Ausgabe.

---

Millikans Untersuchungen über das Elektron werden immer zu den größten Arbeiten zählen, welche auf dem Gebiete der Elektrizitätslehre, auf dem Gebiete der Physik durchgeführt wurden.

In einem reizvollen Werkchen hat er die Entstehungsgeschichte und den Werdegang seiner Untersuchung dargelegt. Die Verlagsbuchhandlung hat sich ein Verdienst erworben, daß sie die Veröffentlichung in deutscher Sprache ermöglichte.

Auf einen Punkt muß hier in der Einleitung nachdrücklich hingewiesen werden: **Das ist der Gebrauch des Wortes Elektron.** In der deutschen Fachliteratur wird das Wort Elektron vor allem für das negative Elementarquantum benutzt, wie es uns in den Kathodenstrahlen, den  $\beta$ -Strahlen entgegentritt. Der ursprüngliche Begriff, wie er zuerst von J. Stoney eingeführt wurde, ist weiter; dort bedeutet er lediglich das Elementarquantum der Elektrizität. Hierüber verbreitet sich Millikan ausführlich in der Einleitung zur zweiten Abhandlung (S. 24 f.).

In diesem allgemeinen Sinne ist das Wort Elektron in vorliegender Schrift gebraucht: hierauf möge der deutsche Leser besonders achten.

Herrn Universitätsprofessor Dr. Graetz-München danke ich für so manchen wertvollen Ratschlag.

**Dr. Stöckl.**

---

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Vorwort . . . . .	V
Inhaltsverzeichnis . . . . .	VII
Tabellenverzeichnis . . . . .	IX
Figurenverzeichnis . . . . .	X
Einleitung . . . . .	1
Abhandlung I. Frühere Anschauungen über die Elektrizität . . .	5
1. Entwicklung der atomistischen Theorie der Materie . . .	5
2. Entwicklung der elektrischen Theorien . . . . .	9
Abhandlung II. Die Ausdehnung der Gesetze der Elektrolyse auf die Leitung in Gasen . . . . .	24
1. Der Ursprung des Wortes „Elektron“ . . . . .	24
2. Die Bestimmung von $e/m$ und von $N_e$ auf Grund der elektro- lytischen Erscheinungen . . . . .	26
3. Wie leitet ein Gas die Elektrizität? . . . . .	30
4. Vergleich des Ions im Gas und des Ions bei einem elektro- lytischen Vorgang . . . . .	32
Abhandlung III. Frühere Versuche zur unmittelbaren Bestim- mung von $e$ . . . . .	40
1. Die Untersuchung von Townsend über $e$ . . . . .	40
2. Die Untersuchung von J. J. Thomson über $e$ . . . . .	44
3. Die Untersuchung von H. A. Wilson über $e$ . . . . .	48
4. Methode der schwebenden Tröpfchen . . . . .	52
Abhandlung IV. Allgemeiner Beweis, daß die Elektrizität ato- mistischer Natur ist . . . . .	61
1. Herausfangen von einzelnen Ionen und Messung ihrer relativen Ladungen . . . . .	62
2. Beweis dafür, daß alle statischen Ladungen auf Leitern und auf Nichtleitern sich aus Elektronen aufbauen . . .	67
3. Wie geht die Änderung der Ladung eines Tröpfchens vor sich?	72
4. Unmittelbare Beobachtung der kinetischen Energie der Be- wegung eines Moleküls . . . . .	75
5. Positive und negative Elektronen der Größe ihrer Ladung nach genau gleich . . . . .	77
6. Der Widerstand, den das Mittel der Bewegung der Tröpfchen entgegensetzt, ist der gleiche, wenn die Tröpfchen ge- laden und wenn sie nicht geladen sind . . . . .	79
7. Die Tröpfchen verhalten sich wie starre Kugeln . . . . .	81
Abhandlung V. Die genaue Bestimmung des Wertes von $e$ . . .	82
1. Entdeckung, daß das Gesetz von Stokes nicht strenge gültig ist . . . . .	82

	Seite
2. Der Zähigkeitskoeffizient $\eta$ der Luft . . . . .	86
3. Gültigkeitsgrenzen des Gesetzes von Stokes . . . . .	87
4. Änderung des Gesetzes von Stokes wegen der Inhomogenität des Mittels. . . . .	90
5. Die Gewichtsbestimmung der Tröpfchen . . . . .	94
6. Die Bestimmung des Wertes von $e$ und $A$ . . . . .	97
Abhandlung VI. Der Vorgang, wie Gase durch Röntgenstrahlen oder durch Radiumstrahlen ionisiert werden . . . . .	117
1. Frühere Anschauungen . . . . .	117
2. Versuche mit Öltröpfchen über die Wertigkeit der Ionen- ladungen bei der Ionisierung von Gasen . . . . .	119
3. Neuer Einblick in den Ionisierungsvorgang, welcher durch Ätherwellen hervorgerufen wird. . . . .	125
4. Ionisierung durch $\beta$ -Strahlen . . . . .	130
5. Ionisierung durch $\alpha$ -Strahlen . . . . .	131
6. Zusammenfassung . . . . .	134
Abhandlung VII. Die Brownsche Bewegung in Gasen . . . . .	135
1. Geschichtliche Übersicht . . . . .	135
2. Quantitative Messungen in Gasen . . . . .	137
Abhandlung VIII. Gibt es Subelektronen? . . . . .	146
1. Eine zweite Methode zur Bestimmung von $e$ . . . . .	147
2. Gibt es Erscheinungen, welche für das Vorhandensein eines Subelektrons sprechen? . . . . .	149
3. Ursachen der Unstimmigkeiten . . . . .	155
4. Die Bedeutung der Wiener Arbeiten für die Frage, ob es Subelektronen gibt. . . . .	163
5. Neue Untersuchung über die Unveränderlichkeit von $e$ . . . . .	164
Abhandlung IX. Der Aufbau des Atoms . . . . .	168
1. Die Größe der Atome . . . . .	169
2. Der Radius des Elektrons nach der elektromagnetischen Theorie vom Ursprung der Masse . . . . .	171
3. Unmittelbarer experimenteller Beweis dafür, daß die elek- tronischen Bestandteile der Atome über alle Maßen klein sind . . . . .	176
4. Die Zahl der Elektronen in einem Atom . . . . .	183
5. Die merkwürdige Entdeckung von Moseley . . . . .	184
6. Das Atommodell von Bohr . . . . .	198
Abhandlung X. Die Natur der strahlenden Energie . . . . .	207
1. Die Korpuskulartheorien und die Äthertheorien der Strahlung . . . . .	208
2. Schwierigkeiten gegen die Wellentheorie . . . . .	210
3. Die Quantentheorie der Strahlung von Einstein . . . . .	213
4. Die Prüfung der Gleichung von Einstein . . . . .	215
5. Einwürfe gegen eine „Ätherfaden“-Theorie . . . . .	219
6. Versuche einer Lösung . . . . .	221
Tabelle der wichtigsten Konstanten, die Millikan neu bestimmte . . . . .	229

**Anhang.**

A. Berechnung von $ne$ aus den Beweglichkeits- und Diffusionskoeffizienten . . . . .	230
B. Der erste Versuch von Townsend, $e$ zu bestimmen . . . . .	232
C. Die Gleichung für die Brownsche Bewegung . . . . .	234
D. Die Trägheit oder die Masse einer elektrischen Ladung auf einer Kugel vom Radius $a$ . . . . .	238
E. Querschnitt und mittlere freie Weglänge der Moleküle . . . . .	240
F. Die Zahl der freien positiven Elektronen in dem Kern eines Atoms nach der Methode von Rutherford . . . . .	241
G. Bohrs theoretische Ableitung des Wertes der Konstanten von Rydberg . . . . .	244
H. Die Elemente; ihre Atomzahlen (Ordnungszahlen), ihre Atomgewichte; ihre Stellung im periodischen System . . . . .	246
I. Nachtrag: Ionisierung durch hochgeschwinde $\alpha$ -Strahlen . . . . .	247
II. Nachtrag: Ionisierung durch langsame $\alpha$ -Strahlen . . . . .	250
III. Nachtrag: Entwicklung der Spektren der leichten Elemente mit der Ordnungszahl . . . . .	253
Namenverzeichnis . . . . .	257
Sachverzeichnis . . . . .	259

**Tabellenverzeichnis.**

		Seite
Tabelle	I. H. A. Wilson, Bestimmung von $e$ . . . . .	50
"	II. Schwebende Wassertröpfchen . . . . .	58, 59
"	III. " " " . . . . .	59
"	IV. Öltröpfchen . . . . .	64
"	V. " . . . . .	66
"	VI. " . . . . .	69
"	VII. " . . . . .	71
"	VIII. " . . . . .	78
"	IX. Zähigkeitskoeffizient der Luft . . . . .	86
"	X. Öltröpfchen . . . . .	102, 103
"	XI. " . . . . .	114
"	XII. " . . . . .	124
"	XIII. Quecksilbertröpfchen und ultraviolettes Licht . . . . .	128
"	XIV. Brownsche Bewegung . . . . .	143
"	XV. Röntgenspektren . . . . .	192
"	XVI. Konstanten . . . . .	229
"	XVII. Elemente, Ordnungszahlen, Atomgewichte . . . . .	246
"	XVIII. Wellenlängen im äußersten Ultraviolett . . . . .	256

## Figurenverzeichnis.

	Seite
Figur 1. J. J. Thomson, $e$ -Bestimmung . . . . .	45
" 2. Millikan, schwebende Öltröpfchen . . . . .	55
" 3. " " Öltröpfchen . . . . .	62
" 4. Beziehung zwischen Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen und scheinbarem Werte von $e_1$ . . . . .	91
" 5. Bestimmung des Wertes von $e$ . . . . .	99
" 6. " " " " " " " " . . . . .	101
" 7. Versuchsanordnung von Millikan . . . . .	104
" 8. " " " " " " " " . . . . .	110
" 9. " " " " " " " " . . . . .	111
" 10. Bestimmung des Wertes von $e$ . . . . .	112
" 11. Zu den Versuchen von Townsend über die Ionisierung von Gasen . . . . .	118
" 12. Versuchsanordnung von Millikan über die Ionisierung von Gasen . . . . .	121
" 13. Unveränderlichkeit von $e$ . . . . .	165
" 14. Bahnen der $\alpha$ -Teilchen . . . . .	176
" 15. " " " " " " " " . . . . .	176
" 16. Bahn eines $\beta$ -Teilchens . . . . .	177
" 17. Bahn eines langsamen negativen Elektrons . . . . .	178
" 18. { Bahnen von negativen Elektronen, welche durch {	179
" 19. { Röntgenstrahlen aus den Atomen losgelöst werden {	180
" 20. { } . . . . .	181
" 21 a. Charakterist. Röntgenspektren, $K$ -Reihe nach Siegbahn	186
" 21 b. " " " " " " " " " " " " " " " "	187
" 22. Absorptionsspektren von Röntgenstrahlen, $K$ -Reihe nach de Broglie . . . . .	188
" 23. Absorptionsspektren von Röntgenstrahlen, $L$ -Reihe nach de Broglie . . . . .	189
" 24. Beziehung zwischen den Ordnungszahlen und den zweiten Wurzeln aus den Schwingungszahlen . . . . .	190
" 25. $H$ -Spektrum, Sternspektrum, Wega . . . . .	199
" 26. Elektronenbahnen im Atom . . . . .	205
" 27. Millikans Versuchsanordnung zur Prüfung der Gleichung von Einstein $\frac{1}{2}mv^2 = Ve = h\nu - p$ . . . . .	216
" 28. Darstellung der Versuchsergebnisse der lichtelektrischen Messungen . . . . .	218
" 29. Zu den Versuchen von Townsend: Bestimmung von $ne$	230
" 30. " " " " " " " " " " " " " " " "	232
" 31. Trägheit oder Masse einer elektrischen Ladung auf einer Kugel vom Radius $a$ . . . . .	238
" 32. Zur Berechnung der Zahl der freien positiven Elektronen in dem Kern eines Atoms nach Rutherford . . . . .	241

## Einleitung.

---

Vor langer Zeit hat ein weiser Mann die Entdeckung gemacht, daß der Bernstein beim Reiben in einen neuen, merkwürdigen Zustand kommt, den man jetzt den elektrischen nennt. Und dieser nämliche Mann war es auch — vielleicht ist das nur Zufall —, welcher als erster der Überzeugung Ausdruck gab, daß es ein großes, einigendes Prinzip geben muß, welches alle Erscheinungen miteinander verkettet — ein Prinzip, welches uns befähigt, das ganze Naturgeschehen mit unserer Vernunft zu erfassen; daß aller scheinbaren Verschiedenheit und allem Wechsel der Dinge irgend ein Urelement zugrunde liegt, aus welchem alles besteht — ein Urelement, dessen Auffindung das letzte Ziel jeder Naturwissenschaft sein muß. Wenn das vielleicht auch nur ein zufälliges Zusammentreffen ist, auf jeden Fall gebührt dem alten Naturforscher Thales aus Milet eine zweifache Ehre. Denn er war der erste, welcher schon um 600 v. Chr. den Grundgedanken, der tatsächlich die Entwicklung der Physik aller Zeiten beherrschte, richtig erfaßte und richtig zum Ausdruck brachte; er war aber auch der erste, welcher — allerdings in einer rohen und unvollkommenen Weise — gerade jene Erscheinung beschrieb, deren Untersuchung in unseren Tagen bereits verschiedene Gebiete der Physik, welche ehedem ohne jeden inneren Zusammenhang zu sein schienen, aufs innigste miteinander verknüpft, so z. B. strahlende Wärme, Licht, Magnetismus, Elektrizität; und gerade durch diese Untersuchungen sind wir in jüngster Zeit dem Urelement näher gekommen, als es die Menschheit in früheren Zeiten jemals war.

Beständig trachtet der Mensch danach, die verwickelten Erscheinungen der Welt auf einfachere Vorgänge zurückzuführen; er will die außerordentlich große Mannigfaltigkeit der Dinge, die

sich seinen Sinnen darbietet, aus den verschiedenartigen Anordnungen und aus den Bewegungen einer möglichst geringen Anzahl von ursprünglichen Stoffen aufbauen. Müssen wir darin eine Erbschaft des griechischen Geistes erblicken, die noch in unseren Tagen sich auswirkt? Oder haben wir es hier mit einem natürlichen Instinkte des menschlichen Geistes zu tun? Der Philosoph, der Geschichtschreiber mag das entscheiden.

Sicher aber ist es auf jeden Fall, daß die Größten unter den Griechen nichts Geringeres anstrebten, als den Zufall vollkommen aus der Naturbetrachtung zu verbannen und alles Naturgeschehen in einem einheitlichen System zusammenzufassen, das wir mit unserer Vernunft begreifen können, — vollkommen, bis zu den letzten Folgerungen. Und sicher ist es auch, daß gerade jene Zeiten, in denen diese Bestrebungen besonders stark und erfolgreich hervortraten, auch die Tage des größten Fortschrittes in der Geschichte der Physik sind.

So ist ohne Zweifel die erste Hälfte des 19. Jahrhunderts eine Zeit von außerordentlicher Fruchtbarkeit gewesen. Damals konnten verschiedene Forscher unter Daltons Führung zum erstenmal durch unmittelbare Versuche den zahlenmäßigen Nachweis dafür erbringen, daß die Welt der Atome, welche uns die griechische Philosophie hinterließ, d. h. die Welt eines Leucippus, eines Demokritus, eines Lukretius, welche aus einer unendlichen Anzahl von verschiedenen Atomen bestehen soll, viel verwickelter aufgefaßt war, als es nötig ist.

Jenen Männern gelang es nachzuweisen, daß man die Zahl der notwendigen Elemente auf etwa 70 beschränken kann, wenn man den Begriff des Moleküls einführt, welches sich aus Atomen in verschiedenen Bindungen und Anordnungen aufbaut. Die Wichtigkeit dieses Gedankens wird durch die Tatsache bezeugt, daß aus ihm die ganze moderne Chemie in kurzer Zeit sich entwickelte.

Und jetzt hat unser zwanzigstes Jahrhundert, in der kurzen Zeit seines Bestehens, einen noch größeren und viel wichtigeren Schritt unternommen. Es hat zu der Welt der Atome und zu der Welt der Moleküle des 19. Jahrhunderts noch eine dritte Welt, die Welt der Elektronen, hinzugefügt; es hat versucht, die Zahl der Urelemente auf nur zwei zu beschränken, die negative und die positive elektrische Ladung. Aus diesen Bestrebungen

heraus entwickelte sich die gegenwärtige Periode größten Fortschrittes und höchster Fruchtbarkeit — eine Periode, in welcher neue Anschauungen und wirklich neue Erscheinungen einander auf der Bühne der Physik so rasch folgen, daß die Hauptmitspielenden kaum noch wissen, was denn vor sich geht — eine Periode überdies, in welcher die Welt des Handels und der Industrie die neuesten Forschungsergebnisse der physikalischen und chemischen Laboratorien für ihre eigenen Zwecke mit einer bis jetzt ganz einzig dastehenden Schnelligkeit aufgreift und umarbeitet. Und eine wunderbare Folge davon war diese: die Ergebnisse der Untersuchungen von gestern, die nur zu dem Zwecke unternommen waren, unsere Kenntnisse von dem innersten Aufbau der Materie etwas zu bereichern, werden heute schon von der Geschäftswelt aufgegriffen und dazu verwendet, um die Leistungsfähigkeit des Telephons um das Zehnfache zu erhöhen oder um aus einer gegebenen Menge elektrischer Energie sechsmal soviel Licht herauszuholen als früher.

Es hat demnach nicht bloß rein akademische Bedeutung, wenn bewiesen wurde, daß die Elektrizität einen atomistischen oder körnigen Aufbau besitzt, oder wenn die elektrische Elementarladung für sich dargestellt und genau gemessen werden konnte, oder wenn sich zeigen ließ, daß sie als wesentlicher Bestandteil beim Aufbau der bis jetzt bekannten Atome der Chemie eine Rolle spielt. Das sind wirklich Dinge von grundlegender, tiefster Bedeutung für den Forscher, der die innersten Geheimnisse der Natur ergründen will; sie sind aber auch ein Ereignis für den Kaufmann, für den Arbeiter in den Werkstätten. Denn wenn erst einmal das innere Wirken der Natur aufgedeckt ist, glückt es dem Menschen gewöhnlich, früher oder später, den ganzen Mechanismus mit seinem Geiste zu erfassen und ihn so zu steuern, wie er will. Wenn unsere Kenntnisse, wie die Natur wirkt, wachsen, dann nehmen jedesmal — wie die lange Entwicklung zeigt — um ebensoviel unsere Fähigkeiten zu, die Natur zu überwatchen und ihre geheimen Kräfte zu unserem Vorteil auszunutzen.

Dieses Büchlein soll Einblick in den atomistischen Aufbau der Elektrizität geben; es soll einige der hervorstechendsten Eigenschaften der Grundeinheit der Elektrizität, nämlich des Elektrons, beschreiben; es soll uns erzählen, welche Rolle diese Eigenschaften

in den zwei wichtigsten Problemen der Physik unserer Tage spielen: nämlich im Aufbau des Atoms und in dem Vorgange der elektromagnetischen Strahlung. Bei dieser Darstellung will ich der Besprechung von genauen quantitativen Versuchen nicht aus dem Wege gehen; denn einzig und allein auf dieser Grundlage ist eine wirklich wissenschaftliche Behandlung von physikalischen Vorgängen möglich: darauf hat schon Pythagoras vor mehr als 2000 Jahren hingewiesen. Tatsächlich hat ja vom Standpunkte dieses alten Denkers aus alle Naturphilosophie die Aufgabe, qualitative Begriffe durch quantitative Beziehungen zu ersetzen. Und diese Auffassung wurde in der ganzen Geschichte der Physik bis auf unsere Tage von allen weitblickenden Geistern mit aller Deutlichkeit immer wieder betont. Einer der größten Physiker unserer Tage, Lord Kelvin, schreibt:

„Wenn Du das, womit Du Dich beschäftigst, messend verfolgen kannst; wenn Du darüber zahlenmäßige Beziehungen aufstellen kannst, dann weißt Du etwas von der Sache. Wenn Du nicht messen kannst; wenn Du keine zahlenmäßigen Beziehungen findest, dann ist Dein Wissen gering und wenig befriedigend. Es mag sich dann vielleicht um einen Anfang des Forschens handeln; aber in Deiner Gedankenwelt bist Du noch wenig weit bis zur Stufe wirklicher Erkenntnis vorwärtsgekommen.“

Wenn ich hier auch vor allem die Absicht habe, mich mit jenen Untersuchungen zu befassen, die ich durch meine eigenen Arbeiten unmittelbar und bis in alle ihre Einzelheiten überblicken kann, d. h. also mit jenen Untersuchungen, welche im Laufe des letzten Jahrzehnts<sup>1)</sup> im Ryerson-Laboratorium durchgeführt wurden, so glaube ich doch auch imstande zu sein, einen richtigen und genauen Überblick über die früheren Arbeiten geben zu können, aus welchen diese Untersuchungen sich herausentwickelten, ebensogut wie über jene Arbeiten, welche während dieser Zeit in anderen Laboratorien durchgeführt wurden. Will man für die Allgemeinheit schreiben, dann scheint es notwendig zu sein, jede bedeutende Entdeckung, jede neue Theorie, jedes wichtige Prinzip darzulegen — und zwar unter Anführung jeder einzelnen Arbeit. Fast immer hat sich die Entwicklung in der Physik auf vielen voneinander ganz verschiedenen Wegen vollzogen.

---

<sup>1)</sup> Das Buch ist 1916 geschrieben. (Der Übersetzer.)

Eine Wissenschaft wächst — wie ein Planet — der Hauptsache nach dadurch, daß immer wieder ein an und für sich recht kleiner Zuwachs erfolgt. Jede Untersuchung stellt für sich gewöhnlich eine Abänderung einer früheren dar; jede neue Theorie baut sich auf wie ein Dom, indem viele Baumeister Stein auf Stein hinzufügen. Das gilt ganz besonders von der Elektronentheorie. Es war ein allmähliches Wachsen; und ich will bestrebt sein, in jedem Fall den Stammbaum einer jeden Untersuchung zu entwerfen.

---

## 1. Abhandlung.

### Frühere Anschauungen über die Elektrizität.

#### 1. Entwicklung der atomistischen Theorie der Materie.

Wenn wir die Geschichte der atomistischen Auffassung der Materie und die Geschichte der atomistischen Theorie der Elektrizität miteinander vergleichen, so finden wir eine bemerkenswerte und lehrreiche Ähnlichkeit: in beiden Fällen gehen die Grundvorstellungen selbst weit zurück — bis in jene Zeit, wo das Denken und Forschen über diese Dinge überhaupt anfängt. In beiden Fällen blieben aber diese Grundvorstellungen vollständig unfruchtbar, bis die Entwicklung genauer Meßmethoden ihnen Leben und Fruchtbarkeit verlieh.

2000 Jahre dauerte es, bis die Theorie der Materie, 150 Jahre, bis die Theorie der Elektrizität so weit war. Und diese neue, große Zeit des Fortschritts trat in beiden Fällen erst ein, als der Zusammenhang zwischen jenen zwei Gebieten, welche früher als etwas ganz Verschiedenes angesehen worden waren, allmählich aufgedeckt wurde; dadurch aber reifte langsam die Erkenntnis heran, daß sich uns hier eine und dieselbe Grunderscheinung nur in zwei verschiedenen Bildern zeigt.

Damit kehrte man zu der alten Ansicht des Thales von der wesentlichen Einheit der Natur zurück. Wie dieser Einigungsversuch sich vollzog, kann am besten verstanden werden, wenn wir den geschichtlichen Werdegang der beiden Anschauungen an unserem geistigen Auge vorüberziehen lassen.

Die Auffassung, daß die Welt sich aus Atomen aufbaut, welche in beständiger Bewegung sind — eine Auffassung also, welche jener der modernen Physik ganz ähnlich ist —, finden wir zuerst bei griechischen Philosophen aus der Schule des Demokritus (420 v. Chr.) und Epikur (370 v. Chr.) und bei dem römischen Schriftsteller Lukretius (50 v. Chr.); bei diesen freilich hat die ganze Vorstellung ihre Wurzeln in einer rein spekulativen Philosophie; in der Physik des 20. Jahrhunderts dagegen ist sie durch unmittelbare, sorgfältige, zahlenmäßige Beobachtungen und Messungen wohl begründet. Freilich hat kein menschliches Auge jemals ein einzelnes Atom oder Molekül gesehen, und niemals werden wir so weit kommen. Das ist für immer unmöglich, und zwar aus dem einfachen Grunde, weil unserer Fähigkeit, kleine Gegenstände sehen zu können, Schranken gezogen sind — nicht etwa durch die Unvollkommenheit unserer Instrumente, sondern durch die Natur des Auges selbst und durch die Natur der Lichtwellen, für welche das Auge empfindlich ist. Wenn der Mensch jemals befähigt werden soll, Moleküle zu sehen, so muß er erst eine ganz neue Art von Augen haben: Augen, empfindlich für Schwingungen, deren Wellenlängen nur etwa den tausendsten Teil von jenen haben, welche unsere jetzigen Sehnerven reizen.

Übrigens mag wohl bemerkt werden, daß das, was wir mit unseren Augen sehen, uns so ziemlich die wenigst zuverlässige Art von Gewißheit schafft, die wir haben. Wir meinen ja beständig Dinge zu sehen, welche nicht existieren, und zwar auch dann, wenn unsere Sehvorrichtung vollkommen in Ordnung ist.

Im wesentlichen zuverlässig sind demgegenüber die Beziehungen, welche vom Auge des Geistes als die logischen Folgerungen aus genauen Messungen erkannt werden.

Für die atomistische Theorie der Materie wurden diese Beziehungen seit 1800 ermittelt; demnach sind die beiden Theorien der Materie, die atomistische und die kinetische — trotz ihrer langen Geschichte —, in gewissem Sinne weniger als 100 Jahre alt. Alle unsere genauen Kenntnisse über Atome und Moleküle stammen erst aus der Zeit seit 1851; damals machte Joule<sup>1)</sup> die erste absolute Bestimmung einer Größe aus der Welt der

---

<sup>1)</sup> Mem. Manchester Lit. and Phil. Soc. (II) 107 (1851). Phil. Mag. 14, 211 (1857).

Moleküle; er ermittelte nämlich die mittlere Geschwindigkeit, mit welcher die Moleküle eines Gases von einer bestimmten Art bei gewöhnlicher Temperatur hin und her fliegen. Sein Ergebnis war ebenso überraschend wie so manches andere, welches auf dem Gebiete der Molekularphysik in der Folgezeit gefunden wurde; es zeigte sich, daß diese Geschwindigkeit für das Wasserstoffmolekül den erstaunlich hohen Wert von ungefähr 1800 m in der Sekunde besitzt. Die nächste Größe der Molekularphysik, welche bestimmt wurde, war der Mittelwert der Strecke, welche ein Gasmolekül zwischen zwei Zusammenstößen durchschnittlich zurücklegt; diese Strecke wird die mittlere freie Weglänge des Moleküls genannt. Sie wurde zuerst von Clerk Maxwell<sup>1)</sup> im Jahre 1860 errechnet.

Vor 1860 ist es niemand geglückt, die Anzahl der Moleküle, welche ein Kubikzentimeter Gas enthält, auch nur schätzungsweise anzugeben. Jetzt aber können wir dieselbe mit einer Genauigkeit bestimmen, welche wahrscheinlich größer ist als die, mit welcher wir die Anzahl der Menschen, welche in New York leben, ermitteln können. Die Zahl der Moleküle in 1 ccm Gas ist ungeheuer groß:

$$27\,050\,000\,000\,000\,000\,000\,000 = 27,05 \times 10^{18} = \text{etwa } 27 \text{ Trillionen.}$$

Wenn wir das bedenken, so können wir uns eine kleine Vorstellung von der Größe unserer Fortschritte machen, die wir in der Beherrschung wenigstens einiger Geheimnisse aus der Welt der Moleküle und Atome erzielten. Merkwürdig ist nur, daß wir so spät dazu kamen.

Für den jungen Studenten, welcher zum ersten Male in den Geist der Probleme, welche die Wissenschaft unserer Tage beherrschen, eingeführt wird, ist nichts so überraschend wie die Tatsache, daß die verhältnismäßig verwickelten und schwierigen Erscheinungen des Lichts und des Elektromagnetismus in einfachen und befriedigenden Theorien zusammengefaßt werden konnten lange bevor die viel einfacheren Erscheinungen der Wärme und der Molekularphysik auch nur in ihren Anfangszügen richtig verstanden wurden. Und trotzdem waren alle qualitativen

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (4) **19**, 28 (1860). Clausius besprach einige Beziehungen dieser Größe bereits im Jahre 1858 [Pogg. Ann. **105**, 239, (1858)]. Aber erst Maxwells große Arbeit über die „Innere Reibung der Gase“ ermöglichte die Berechnung.

Begriffe der atomistischen und kinetischen Theorien schon seit ein paar tausend Jahren entwickelt.

Die Tiefe der Auffassung, welche der atomistischen Philosophie bereits um 400 v. Chr. eigen war, können wir aus folgenden Sätzen erkennen, in welche Tyndall die Lehren des Demokritus zusammenfaßte:

1. Aus nichts wird nichts. Nichts von dem, was ist, kann vernichtet werden. Alle Änderungen werden durch die Anlagerung und die Abtrennung kleinster Teilchen <sup>1)</sup> bedingt.
2. Nichts geschieht durch Zufall. Jedes Geschehen hat seine Ursache, aus welcher es sich mit zwingender Notwendigkeit entwickelt.
3. Ein wirkliches Sein kommt nur den Atomen und dem leeren Raume zu; alles andere ist nur Vorstellung.
4. Die Atome sind unendlich der Zahl nach; sie sind unendlich verschieden der Art nach. Sie stoßen beständig aufeinander; die seitlichen Bewegungen und Wirbel, welche auf diese Weise entstehen, sind die Anfänge der Welten.
5. Die Verschiedenheiten aller Dinge sind begründet durch die Verschiedenheiten ihrer Atome hinsichtlich ihrer Zahl, ihrer Größe, ihrer gegenseitigen Lagerung.

Von diesen Leitsätzen kann so manches mit geringen Änderungen und Streichungen auch in unseren Tagen noch gelten. Der große Fortschritt, der in der Jetztzeit gemacht wurde, betrifft nicht so sehr die Begriffe selbst, als vielmehr die Art der Begründung, auf welche sich diese Begriffe stützen. Die oben aufgezählten Leitsätze sind nichts anderes als Meinungen von einem einzigen Mann oder von dessen Schule. Daneben gab es aber auch so manche gegensätzliche Meinung; niemand konnte sagen, welche die bessere wäre. Heutzutage aber hat — wenigstens für den Physiker — nur mehr eine Philosophie Berechtigung, welche sich auf atomistische Grundlagen stützt. Ein wirklicher Beweis für diese Behauptung ist freilich erst seit ungefähr 15 Jahren möglich. Denn trotz aller Sätze von den ganzzahligen Beziehungen, nach welchen die Elemente zu chemischen Verbindungen zu-

---

<sup>1)</sup> Millikan gebraucht hier bereits das Wort „Molekül“. (Der Übersetzer.)

sammentreten, und trotz des tiefen Einblickes, den die Chemie und Physik des 19. Jahrhunderts brachte, verhielt sich eine Anzahl von sehr angesehenen Forschern bis in die neueste Zeit ablehnend gegen jene Theorien. Der angesehenste unter ihnen war der deutsche Chemiker und Philosoph Wilhelm Ostwald. In der Vorrede zur neuen (4.) Ausgabe seines Werkes „Grundriß der allgemeinen Chemie“ legt er jedoch folgendes klare und offene Bekenntnis seiner jetzigen Stellungnahme ab. Er sagt:

„Ich habe mich überzeugt, daß wir seit kurzer Zeit in den Besitz der experimentellen Nachweise für die diskrete oder körnige Struktur der Stoffe gelangt sind, welche die Atomhypothese seit Jahrhunderten, ja Jahrtausenden vergeblich gesucht hatte. Die Isolierung und Zählung der Gas-Ionen einerseits, welche die langen und ausgezeichneten Arbeiten von J. J. Thomson mit vollem Erfolg gekrönt haben, und die Übereinstimmung der Brownschen Bewegungen mit den Forderungen der kinetischen Hypothese andererseits, welche durch eine Reihe von Forschern, zuletzt am vollständigsten durch J. Perrin erwiesen worden ist, berechtigen jetzt auch den vorsichtigen Wissenschaftler, von einem experimentellen Beweise der atomistischen Beschaffenheit der raumerfüllenden Stoffe zu sprechen. Damit ist die bisherige atomistische Hypothese zum Range einer wissenschaftlich wohlbegründeten Theorie aufgestiegen.“

## 2. Entwicklung der elektrischen Theorien.

Die atomistische (körnige) Theorie der Elektrizität kann sich — im Gegensatze zur atomistischen und kinetischen Theorie der Materie — ganz und gar keines hohen Alters rühmen; freilich hat die geschichtliche Entwicklung der Erforschung der Elektrizität mit derjenigen der Erforschung der Materie darin eine Ähnlichkeit, daß auch hier bereits der erste Mann, welcher über die Natur der Elektrizität überhaupt nachdachte, einsah, daß sie einen atomistischen Aufbau hat. Die moderne Theorie des Elektrons freilich wurde erst in der allerneuesten Zeit entwickelt.

Aus der Zeit vor Benjamin Franklin (1750) haben wir überhaupt keine Theorie der Elektrizität. Wenn wir von der alten Entdeckung der Griechen absehen, daß geriebener Bernstein die Fähig-

keit erlangt, leichte Gegenstände anzuziehen, wußte man bis 1600 n. Chr. von der Elektrizität überhaupt nichts; erst um diese Zeit fand Gilbert, der Leibarzt der Königin Elisabeth — ein Forscher, ausgerüstet mit großem Scharfsinn und feiner Beobachtungsgabe —, daß ein Glasstab, der mit Seidenzeug gerieben wurde, ähnliche Wirkungen zeigt wie der geriebene Bernstein der Griechen; und das gleiche konnte er von einigen zwanzig anderen Körpern nachweisen. Um diese Erscheinung bezeichnen zu können, sagte er, der Glasstab sei elektrisiert [oder, da *electron* das griechische Wort für Bernstein ist, er sei in den Zustand des Bernsteins versetzt, er sei „gebernteint“<sup>1)</sup>]; wir sagen jetzt, er ist mit Elektrizität geladen. Im Jahre 1733 entdeckte der französische Physiker Dufay, daß Siegelack, mit Katzenpelz gerieben, ebenfalls den elektrischen Zustand annimmt; vom elektrisierten Glasstab aber unterschied sich die geriebene Siegelackstange dadurch, daß sie jeden elektrisierten Körper anzog, den der Glasstab abstieß, und daß sie jeden Körper abstieß, welchen der Glasstab anzog. So kam er zur Erkenntnis, daß es zwei Arten von Elektrizität gibt, welche er als Glaselektrizität und als Harzelektrizität bezeichnete. Um 1747 erkannte auch Benjamin Franklin, daß es zwei Arten von Elektrisierung gibt; er führte die Bezeichnung „positive“ und „negative“ Elektrizität ein, um die beiden Arten voneinander unterscheiden zu können. Er sagte: Wir wollen — allerdings willkürlich — jeden Körper positiv elektrisch nennen, wenn er von einem Glasstab, welcher mit Seide gerieben wurde, abgestoßen wird; wir wollen jeden Körper negativ elektrisch nennen, wenn er von einer mit Katzenpelz geriebenen Siegelackstange abgestoßen wird. So definieren wir bis auf den heutigen Tag positive und negative elektrische Ladungen. Man beachte wohl, daß durch Einführung dieser Bezeichnungen keinerlei Theorie über die Elektrizitätserregung selbst aufgestellt wird; wir begnügen uns einfach damit, die Erscheinungen zu beschreiben.

Im Verlaufe seiner weiteren Untersuchungen über die Vorgänge, welche in die Erscheinung treten, wenn ein Glasstab mit Seide gerieben wird, sprach Franklin bereits die Vermutung

---

<sup>1)</sup> Millikan gebraucht hier das Wort „amberized“ von *amber* = Bernstein. (Der Übersetzer.)

aus, daß das Seidenzeug selbst negativ geladen wird, und zwar genau ebenso stark, wie der Glasstab positiv geladen wird, d. h. daß allgemein positive und negative elektrische Ladungen immer gleichzeitig auftreten, und zwar in genau gleichen Beträgen. Er ging auch über derartige bloße Vermutungen hinaus und stellte tatsächlich gerade bei der Prägung der Ausdrücke „positiv“ und „negativ“ diese Behauptung auf; eine wirkliche, genaue Prüfung jener Ansicht konnte freilich erst 1837 durchgeführt werden, nachdem Faraday seine Eiseimer- versuche angestellt hatte.

Freilich ist das alles noch immer keine Theorie. Um nun aber von den bis jetzt betrachteten Erscheinungen, namentlich der eben erwähnten, eine zusagende Erklärung geben zu können, machte Franklin die Annahme, daß Etwas, wofür er die Bezeichnung „elektrisches Fluidum“ oder „elektrisches Feuer“ wählte, in einem bestimmten Betrage als Bestandteil aller Materie in dem neutralen oder unelektrischen Zustand bereits vorhanden ist; enthält der Körper mehr, so erscheint er uns als positiv geladen; enthält er aber weniger, so sprechen wir von einer negativen Ladung. Aepinus, Professor der Physik in St. Petersburg, ein Anhänger der Theorie von Franklin, wollte die Abstoßung von zwei negativ geladenen Körpern durch die Annahme erklären, daß Materie, welche dieses elektrischen Fluidums beraubt ist, sich von selbst abstößt, d. h. daß sie dann Eigenschaften besitzt, welche von denjenigen, die wir an der gewöhnlichen unelektrischen Materie wahrnehmen, vollständig verschieden sind. Um jedoch der Materie, deren selbständige Existenz sonst bedroht gewesen wäre, ihre alten, bekannten Eigenschaften zu lassen, und um alle elektrischen Erscheinungen in einem gesonderten Kapitel für sich unterbringen zu können, schlugen 1759 andere Physiker — an ihrer Spitze Symmer — folgende Annahme vor: Materie im neutralen Zustande zeigt deshalb keine elektrischen Eigenschaften, weil sie in sich bereits gleiche Beträge von zwei gewichtslosen Flüssigkeiten enthält; diese nannten sie positive und negative Elektrizität. Nach dieser Anschauung reden wir von einem positiv geladenen Körper dann, wenn er mehr von dem positiven als von dem negativen Fluidum enthält; negativ geladen aber nennen wir jene Körper, in welchen das negative Fluidum im Überschuß vorhanden ist.

Auf diese Weise entstand jene Theorie der Elektrizität, welche von zwei Fluida ausging; diesselbe brachte die Begriffe von Elektrizität und Materie wieder auseinander, nachdem es Franklin geglückt war, sie einander zu nähern. Trotz ihrer inneren Schwierigkeiten beherrschte diese Theorie die Entwicklung der Elektrizitätslehre länger als ein Jahrhundert. Der Grund hierfür war einfach: Wenn sich jemand nicht viel mit der zugrunde liegenden physikalischen Auffassung abquälte, so eignete sich diese Theorie für die Beschreibung von elektrischen Erscheinungen und auch für ihre mathematische Darstellung vorzüglich. Für die Zwecke der Einteilung des Stoffes erwies sie sich außerdem als sehr verwendungsfähig. Sie ermöglichte es, die elektrischen Erscheinungen vollständig für sich in einem Abschnitt zu behandeln, ohne daß sich irgendwie störende Fragen, wie z. B. nach den Beziehungen zwischen Elektrizität und Schwere oder zwischen elektrischer und Kohäsionsenergie aufgedrängt hätten. Aber trotz dieser Vorzüge war jene Theorie nur ein Notbehelf. Denn sie nahm zwei Fluida an, welche große Kräfte ausüben können und dabei durchaus ohne Gewicht sind; sie nahm zwei Fluida an, welche sonst gar keine physikalischen Eigenschaften zeigen, d. h. welche sich vollständig der Wahrnehmung entziehen, wenn sie zu gleichen Teilen miteinander gemischt sind: solche Vorstellungen aber sind in hohem Maße unphysikalisch. J. J. Thomson bemerkt hierüber in seinen Sillimanvorlesungen 1903 <sup>1)</sup> folgendes:

„Die Physiker und Mathematiker, welche die Theorie von den Fluida vor allem entwickelten, richteten ihr Augenmerk nur auf Fragen, welche sich lediglich auf das Kräftegesetz zwischen den elektrisierten Körpern und auf die gleichzeitige Erzeugung von gleichen Mengen von positiver und negativer Elektrizität bezogen. Sie verfeinerten und verklärten ihre Vorstellungen von den Fluida so lange, bis es schließlich eine heikle Sache war, auf die physikalischen Eigenschaften dieser Fluida irgendwie Bezug zu nehmen.“

Die Theorie von Franklin, welcher nur ein Fluidum zugrunde liegt, erwies sich namentlich in der von Aepinus abgeänderten Gestalt als besser, besonders hinsichtlich der geringeren

---

<sup>1)</sup> J. J. Thomson, *Elektrizität und Materie*, S. 4. Übersetzt von Siebert. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1904. (Der Übersetzer.)

Zahl von Hypothesen. Mathematisch betrachtet, sind die zwei Theorien identisch. Die Unterschiede lassen sich etwa folgendermaßen zusammenfassen: Die Theorie, welche nur ein Fluidum annimmt, verlangt in ihrer abgeänderten Gestalt, daß die Materie, welcher ihr elektrisches Fluidum genommen ist, genau die nämlichen Eigenschaften hat, wie sie die Zweifluida-Theorie der negativen Elektrizität zuschreibt, abgesehen natürlich von ihrer Eigenschaft als Fluidum. So liegt der wichtigste Unterschied zwischen den beiden Theorien darin, daß die Zweifluida-Theorie drei verschiedene Urdinge annehmen mußte: die positive Elektrizität, die negative Elektrizität, die Materie; die Einfluidum-Theorie dagegen kommt mit zwei Urdingen aus, welche Franklin Elektrizität und Materie benannte; man kann diese Urdinge aber ebensogut mit den Namen positive und negative Elektrizität belegen; in diesem Falle würde die nichtelektrisierte Materie als Vereinigung der beiden Elektrizitäten zu betrachten sein.

Die Vorstellung, daß die Elektrizität möglicherweise einen körnigen Aufbau besitzen könnte, war natürlich der Zweifluida-Theorie fremd; solange diese die Entwicklung der Elektrizitätslehre beherrschte, ist dort nur selten von einem elektrischen Atom die Rede; höchstens bei spekulativen Überlegungen wird davon gesprochen als von einer möglichen Einheit. Die Theorie von Franklin dagegen verhält sich anders. Sie faßt die Elektrizität im wesentlichen als etwas Materielles auf. Franklin glaubte ohne Zweifel an das Vorhandensein von einem elektrischen Grundteilchen oder Atom — denn er sagt:

„Die elektrische Materie besteht aus ganz feinen Teilchen; denn sie kann sich durch gewöhnliche Materie, sogar durch die dichteste hindurchbewegen — und zwar mit einer solchen Ungehemmtheit und Leichtigkeit, daß sie keinen nennenswerten Widerstand erfährt.“

Als Franklin das schrieb, dachte er wohl kaum im Traume daran, daß es jemals möglich sein könnte, eines von diesen kleinsten Teilchen des elektrischen Fluidums für sich ganz allein — frei von allem anderen — darzustellen und so seine Eigenschaften zu untersuchen. Die atomistische Theorie der Elektrizität war für ihn das, was für Demokritus die atomistische Theorie der Materie war — eine reine Spekulation.

Ein wirklich experimenteller Hinweis auf den atomistischen Aufbau der Elektrizität zeigte sich zum ersten Male im Jahre 1833: damals fand Faraday, daß beim Durchgang einer gegebenen Elektrizitätsmenge durch eine Lösung, welche z. B. eine Wasserstoffverbindung enthält, an der negativen Elektrode stets die gleiche Menge Wasserstoffgas auftritt — und zwar ganz unabhängig

1. von der Art der Wasserstoffverbindung, welche in Lösung ist;
2. von der Konzentration der Lösung.

Des weiteren ermittelte Faraday noch, daß die nämliche Elektrizitätsmenge, welche notwendig ist, um 1 g Wasserstoff zu entwickeln, aus einer Lösung, welche ein Silbersalz enthält, jedesmal 107,1 g Silber niederschlägt. Das will besagen: Weil das Atomgewicht des Silbers genau 107,1mal so groß wie das Atomgewicht des Wasserstoffs ist, so muß das Wasserstoffatom und das Silberatom in der Lösung mit ganz der gleichen Elektrizitätsmenge verbunden sein.

In Fortsetzung dieser Versuche wurde weiterhin ermittelt:

1. Alle Atome, welche in der Chemie einwertig sind, d. h. also alle Atome, welche ein Atom Wasserstoff ersetzen können, sind immer mit dieser nämlichen Elektrizitätsmenge behaftet.
2. Alle Atome, welche zweiwertig sind, führen gerade noch einmal soviel Elektrizität mit sich.
3. Die chemische Valenz ist immer der Elektrizitätsmenge, welche an dem fraglichen Atom haftet, genau proportional.

Daß durch diese Ergebnisse die atomistische Theorie der Elektrizität eine sehr wesentliche Stütze fand, ist ohne weiteres klar.

Diese Entdeckungen waren zwar außerordentlich wichtig und bedeutungsvoll; trotzdem aber kam damals niemand auf den Gedanken, daraus auf die atomistische Natur der Elektrizität zu schließen.

Jene Untersuchungen wurden gerade zu der Zeit angestellt, als man die Anschauung, die Elektrizität könnte vielleicht irgendwie Etwas wie eine Substanz sein, vollständig aufgab; und Faraday selbst ist — trotz seiner glänzenden Entdeckungen, von denen eben die Rede war — der Vater dieser zweiten Periode in der Entwicklung der Elektrizitätslehre, welche von 1840 bis etwa 1900 dauerte: die elektrischen Erscheinungen stellte man sich

nunmehr fast ausschließlich unter dem Bilde von Spannungen und Deformationen<sup>1)</sup> in dem Mittel vor, welches den elektrisierten Körper umgibt. Bis dahin nahm man von jenem mehr oder minder bestimmten Etwas, das man eine elektrische Ladung nannte, an, daß es **an** dem geladenen Körper ist; und die Kräfte, welche eine solche Ladung auf einen anderen geladenen, entfernten Körper ausübt, dachte man sich in ihrer Wirkungsweise ebenso, wie die Schwerkraft der Erde den Mond, oder wie die der Sonne die Erde beeinflußt. Gegen diese Vorstellung von einer Wirkung in die Ferne aber sträubte sich Faraday; seine Versuche gaben ihm Beweise an die Hand, daß dieser Begriff der Fernwirkung bei den elektrischen Kräften aufgegeben werden müsse; bei den Äußerungen der Schwerkraft ließen sich aber damals keine ähnlichen Anhaltspunkte finden; auch heute ist das noch nicht möglich. Diese Gründe lassen sich in folgendem Satze zusammenfassen: Die elektrische Kraft zwischen zwei geladenen Körpern erweist sich als abhängig von der Natur des Zwischenmittels; Störungen im Schwerefeld aber sind, soviel man weiß, von den zwischenliegenden Körpern unabhängig. Faraday dachte sich also, daß die Fortpflanzung einer elektrischen Kraft durch das Zwischenmittel gerade so vor sich geht, wie die einer elastischen Störung, welche an einem Edne eines Stabes erregt wird und durch den Stab fortschreitet. Da elektrische Kräfte auch durch den leeren Raum wirken, so mußte Faraday des weiteren annehmen, daß es der Äther ist, welcher diese elektrischen Spannungen und Deformationen weiterleitet.

Um ferner die Tatsache zu erklären, daß zwei gleiche Ladungen sich mit verschiedenen Kräften anziehen, je nachdem das Zwischenmittel z. B. Glas oder Ebonit oder Luft oder der reine Äther ist, wurde angenommen, daß die Eigenschaften des Äthers durch die Gegenwart von Materie eine Änderung erfahren. Diese Anschauungen nun — von Faraday ausgesprochen, von Maxwell in mathematische Formen gegossen — zogen die Aufmerksamkeit von den elektrischen Erscheinungen ab, welche sich in oder auf einem Leiter abspielen, welcher Elektrizität trägt; das ganze Denken wandte sich den Spannungen und Deformationen zu, die in dem Mittel auftreten, welches den Leiter umgibt. Als dann gar im Jahre 1886 Heinrich Hertz durch Versuche nach-

---

<sup>1)</sup> Im Urtexte: stresses and strains (der Übersetzer).

wies, daß sich elektrische Kräfte wirklich in Gestalt von elektrischen Wellen ausbreiten, welche durch den Raum mit der Geschwindigkeit des Lichts eilen — gerade so, wie es die Theorie von Faraday-Maxwell vorhergesagt hatte —, da war der Sieg jener Anschauungsweise, welche von den Spannungen im Äther ausgeht, ein vollkommener. So wurden nun von begeisterten, aber nicht allzu vorsichtigen Physikern Lehrbücher geschrieben, in denen wir die Versicherung finden, daß eine elektrische Ladung nichts anderes ist als ein „Spannungszustand im Äther“; daß ein elektrischer Strom lediglich einem kontinuierlichen „Hinschwinden von Deformationen“ in dem Mittel innerhalb des Drahtes entspricht; und nirgends finden wir in jenen Büchern einen Versuch, den elektrischen Strom dadurch zu erklären, daß etwas Bestimmtes längs des Drahtes wandert. O. Lodge hat durch sein Buch: „Neue Anschauungen über Elektrizität“ sehr viel zur Verbreitung dieser Anschauungen und zur Erläuterung der Begriffe beigetragen.

Durch jene Versuche war nun nicht bewiesen, daß die Elektrizität ein Spannungszustand ist; vielmehr war dadurch nur gezeigt, daß das Mittel, welches den Körper umgibt, auf welchem eine elektrische Ladung auftritt, wirklich der Sitz von neuen Kräften wird; dieselben breiten sich durch das Mittel hindurch mit einer bestimmten Geschwindigkeit aus, gerade so, wie es irgend eine elastische Kraft macht. Es ist demnach ganz richtig, wenn man sagt, daß das Mittel um den geladenen Körper sich in einem Zustande von Spannung befindet. Aber es ist durchaus nicht das gleiche, ob man sagt, daß die elektrische Ladung auf einem Körper in dem umgebenden Mittel einen Spannungszustand hervorbringt, oder ob man sagt, daß eine elektrische Ladung nichts anderes ist als ein Spannungszustand im umgebenden Mittel. Es ist ja auch durchaus nicht das gleiche, ob man sagt: Wenn ein Mensch auf einer Brücke steht, dann bringt er eine mechanische Spannung in den Balken der Brücke hervor; oder ob man sagt: der Mensch ist nichts anderes als eine mechanische Spannung in der Brücke. Der tatsächliche Unterschied zwischen den zwei Anschauungsweisen ist doch folgender: In dem einen Falle begnügen wir uns nicht mit der Fähigkeit des Menschen, in den Balken der Brücke einen Spannungszustand hervorzubringen; wir sehen uns vielmehr noch nach weiteren Kennzeichen und Eigenschaften von ihm um. In

dem zweiten Falle dagegen sehen wir uns nicht nach solchen Kennzeichen um. Obwohl nun die Spannungstheorie mit der atomistischen Auffassung durchaus nicht unvereinbar ist, so stand sie ihr in Wirklichkeit doch feindlich gegenüber; denn sie war schuld an der Vorstellung, daß die Spannung gleichmäßig rings um die Oberfläche des geladenen Körpers verteilt ist; man hätte aber doch auch an die Möglichkeit denken müssen, daß die Spannung von bestimmten Punkten oder Stellen, welche über die Oberfläche des Körpers verteilt sind, strahlenförmig ausgeht. Zwischen 1833 und 1900 befand sich der Physiker demnach in einer heiklen Lage: wenn er an den Durchgang der Elektrizität durch eine Lösung dachte, so stellte er sich mit Faraday meistens bestimmte Teilchen oder Atome der Elektrizität vor, wie sie durch die Lösung wandern, wobei jedes materielle Atom ein ganzes Vielfaches von einer bestimmten elektrischen Elementarladung mit sich führt — diese Zahl kann zwischen 1 und 8 schwanken. Wenn er aber an den Durchgang der Elektrizität durch einen metallischen Leiter dachte, so gab er jene atomistische Anschauungsweise ganz und gar auf; er suchte sich den Vorgang als ein kontinuierliches „Hinschwinden einer Deformation“ in dem Stoffe des Drahtes vorzustellen. Mit anderen Worten: er kannte zwei Arten von elektrischer Leitung, welche ihrem Wesen nach vollständig voneinander verschieden waren — die elektrolytische Leitung und die metallische Leitung. Da nun viel mehr Aufgaben der Physik sich mit der metallischen als mit der elektrolytischen Leitung beschäftigen, so hörte man von der atomistischen Auffassung als von einer allgemeinen Hypothese für gewöhnlich nicht viel. Man würde freilich den Forschern jener Tage unrecht tun, wollte man sagen, daß dieselben den gewaltigen Unterschied in den herrschenden Ansichten über die Natur der elektrolytischen und der metallischen Leitung nicht erkannt und begriffen hätten und daß sie die Schwierigkeit einfach unbeachtet ließen. Das taten sie durchaus nicht; sie bildeten sich vielmehr alle möglichen Meinungen über die Ursachen. Maxwell selbst hat in seinem Buche über „Elektrizität und Magnetismus“ (veröffentlicht 1873), und zwar in der Abhandlung über „Elektrolyse“<sup>1)</sup> die Bedeutung der Gesetze von Faraday anerkannt; ja, er geht sogar soweit, daß er sagt: „Aus Zweckmäßigkeitsgründen

---

<sup>1)</sup> I, S. 375—386.

für die Darstellung können wir diese konstante Molekularladung (welche durch die Versuche von Faraday zu unserer Kenntnis gebracht wurde) ein Molekül der Elektrizität nennen.“ Freilich, kurz darauf weist er die Vorstellung, jenem Ausdrucke könnte vielleicht irgendeine physikalische Bedeutung zukommen, mit folgenden Worten zurück: „Es ist außerordentlich unwahrscheinlich, daß die Theorie der Molekularladungen in irgendeiner Form beibehalten wird, wenn man erst die wahre Natur der Elektrolyse erfaßt hat; denn dann wird man eine sichere Grundlage gewonnen haben, welche die Aufstellung einer wahren Theorie der elektrischen Ströme ermöglicht; dadurch wird man dann von diesen Aushilfshypothesen wieder unabhängig.“

Die Versuche von Faraday haben — und das ist Tatsache — auch gar nicht gezeigt, daß elektrische Ladungen auf metallischen Leitern aus kleinsten Teilchen der Elektrizität bestehen; sie haben nur bewiesen, daß die Ladungen der Ionen in Lösungen bestimmte Werte besitzen, welche für einwertige Ionen immer ganz gleich sind. Es war durchaus folgerichtig, wenn Maxwell annahm, daß ein Ion eine bestimmte Elektrizitätsmenge in die Lösung hineinträgt, indem es sich infolge einer ihm zukommenden Eigenschaft an der geladenen Platte immer bis zu dem nämlichen Betrage auflädt. Es bestand aber gar kein Grund für die Annahme, daß die Ladung auf der Elektrode selbst aus einer bestimmten Anzahl von elektrischen Atomen besteht.

Im Gegensatz hierzu hat Wilhelm Weber<sup>1)</sup> in Abhandlungen aus dem Jahre 1871 seine ganze Theorie des Elektromagnetismus auf einer Grundlage entwickelt, welche im wesentlichen mit der abgeänderten Theorie von Franklin übereinstimmt; er erklärte alle elektrischen Erscheinungen, welche die Leiter zeigen — die thermoelektrischen Erscheinungen und die Peltierwirkungen mit inbegriffen —, auf Grund der Annahme, das es zwei Arten von elektrischen Bestandteilen der Atome gibt; und zwar soll die eine Art sehr viel beweglicher sein als die andere.

So stellte sich Weber tatsächlich vor, daß die hypothetischen Molekularströme Ampères darin bestehen, daß leichte positive Ladungen um schwere negative kreisen; von diesen Molekularströmen hatte Ampère 50 Jahre früher angenommen, daß sie

---

<sup>1)</sup> Ges. Werke IV., S. 281.

beständig im Innern der Moleküle fließen, wobei sie diese Moleküle zu kleinen Elektromagneten machen.

Webers Worte sind:

„Das Verhältnis beider Teilchen in Beziehung auf Teilnahme an der Bewegung hängt von dem Verhältnis ihrer Massen  $e$  und  $e'$  ab, wobei in den Werten von  $e$  und  $e'$  die Massen der an den elektrischen Atomen haftenden ponderablen Atome mit eingeschlossen werden müssen. Es sei  $e$  das positiv elektrische Teilchen; das negative sei demselben entgegengesetzt gleich und werde daher mit  $-e$  (statt mit  $e'$ ) bezeichnet. Nur an diesem letzteren haften ein ponderables Atom, wodurch seine Masse so vergrößert werde, daß die Masse des positiven Teilchens dagegen als verschwindend betrachtet werden dürfe. Das Teilchen  $-e$  wird dann als ruhend, und bloß das Teilchen  $+e$  als in Bewegung um das Teilchen  $-e$  herum befindlich betrachtet werden können.

Es stellen alsdann die beiden ungleichartigen, in dem beschriebenen molekularen Aggregatzustande befindlichen Teilchen einen Ampèreschen Molekularstrom dar; denn es läßt sich zeigen, daß sie den Annahmen ganz entsprechen, welche Ampère von den Molekularströmen gemacht hat.“

Gerade diese Anschauung hat Lorentz mit verschiedenen anderen Forschern im Laufe der jüngsten Entwicklung der modernen Theorie des Elektrons weiter ausgearbeitet und verallgemeinert; der einzige Unterschied besteht darin, daß wir jetzt den experimentellen Beweis dafür haben, daß es das negative Teilchen ist, dessen Masse oder Trägheit gegenüber dem positiven vernachlässigt werden kann und nicht umgekehrt. Weber <sup>1)</sup> konnte sogar so weit gehen, daß er die thermoelektrischen Wirkungen und den Peltiereffekt dadurch zu erklären vermochte, daß die elektrischen Teilchen in verschiedenen Leitern verschiedene kinetische Energien besitzen. Trotzdem stehen seine Erklärungen mit unseren heutigen Anschauungen von der Wärme stark in Widerspruch.

G. Johnstone Stoney hielt auf dem Britischen Naturforschertag zu Belfast 1874 einen Vortrag, in welchem die atomistische Theorie der Elektrizität klar und deutlich zum Ausdruck kam; auch die Größenordnung der Elementarladung wurde bereits schätzungsweise bestimmt und der erhaltene Wert war nicht

<sup>1)</sup> Weber, Werke IV., S. 294.

schlechter als irgend ein anderer, der um jene Zeit oder etwas später, wenn wir von der allerneuesten Zeit absehen, gefunden wurde. Er erhielt, wie in der nächsten Abhandlung (s. S. 24) ausführlicher besprochen wird, den Wert:  $0,3 \times 10^{-10}$  abs. elektrost. Einheiten; bei seinen Rechnungen ging er von der Elektrizitätsmenge aus, welche notwendig ist, um 1 g Wasserstoff aus einer Lösung zu entwickeln; ferner stützte er sich dabei nach dem Vorgang der kinetischen Gastheorie auf Schätzungen über die Anzahl der Wasserstoffatome in zwei Gramm, d. h. in einer Grammmolekel jenes Elements. Die Abhandlung trug die Überschrift: „On the Physical Units of Nature“ („Über die physikalischen Einheiten der Natur“). Sie wurde zwar bereits 1874 zum Vortrag gebracht, aber erst 1881<sup>1)</sup> veröffentlicht. Hier zeigte er, daß alle physikalischen Messungen letzten Endes durch drei Grundeinheiten dargestellt werden können; sodann entwickelte er den Gedanken, daß man die jetzigen Grundeinheiten, welche rein willkürlich sind — das Zentimeter; das Gramm; die Sekunde — durch drei natürliche Einheiten ersetzen kann: die Geschwindigkeit des Lichtes, die Gravitationskonstante und die elementare elektrische Ladung. Zur letzteren Größe macht er folgende Bemerkung:

„Endlich haben wir in der Natur noch eine ganz bestimmte, genau festgelegte Elektrizitätsmenge, die von den besonderen Eigenschaften der Körper unabhängig ist, auf welche sie einwirkt. Um das klar zu machen, will ich das Gesetz von Faraday in folgender Fassung aussprechen — und es wird gezeigt werden, daß jener Wortlaut des Gesetzes streng gültig ist —: Für jede chemische Bindung, welche in einem Elektrolyten gesprengt wird, wandert eine ganz bestimmte Elektrizitätsmenge durch den Elektrolyten; diese Elektrizitätsmenge ist in allen Fällen die nämliche.

Diese ganz bestimmte Elektrizitätsmenge will ich  $E_1$  nennen. Wählen wir diese Größe zur Elektrizitätseinheit, so tun wir damit bei unseren Untersuchungen der Molekularerscheinungen wahrscheinlich einen sehr wichtigen Schritt nach vorwärts.

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (5) **11**, 384 (1881.)

Wir haben demnach wirklich sehr gute Gründe für die Annahme, daß wir in  $V_1$ ;  $G_1$ ;  $E_1$  systematische Grundeinheiten haben, welche in hervorragendem Sinne die Einheiten der Natur sind und welche zu den Vorgängen, die in jener größten Werkstätte sich abspielen, im allerinnigsten Zusammenhange stehen.“

Noch ein weiterer Ausspruch eines hervorragenden Forschers aus jener Zeit sei hier wiedergegeben; Helmholtz <sup>1)</sup> sagte in seinem Faradayvortrag vor der Royal Institution London 1881:

„Auf die elektrischen Vorgänge übertragen, führt diese Hypothese in Verbindung mit Faradays Gesetz allerdings auf eine etwas überraschende Folgerung. Wenn wir Atome der chemischen Elemente annehmen, so können wir nicht umhin, weiter zu schließen, daß auch die Elektrizität, positive sowohl wie negative, in bestimmte elementare Quanta geteilt ist, die sich wie Atome der Elektrizität verhalten.“

Das liest sich wie eine ganz scharfe und unzweideutige Feststellung, daß die Elektrizität atomistischen Aufbau besitzt; und trotzdem denkt sich Helmholtz offenbar die metallische Leitung ganz verschieden von der elektrolytischen, wenn er in dem nämlichen Vortrag <sup>2)</sup> sagt:

„Diese Tatsachen zeigen, daß elektrolytische Leitung durchaus nicht auf Salzlösungen und verdünnte Säuren beschränkt ist. Es wird jedoch noch manche mühsame Untersuchung durchgeführt werden müssen, ehe man mit Bestimmtheit angeben kann, wie weit diese Art der Leitung verbreitet ist, und welches die Ionen in den verschiedenen Substanzen sind; darauf kann ich Ihnen heute noch keine positive Antwort geben“.

Aus dem Zusammenhang können wir ersehen, daß er wohl an die Möglichkeit dachte, die Vorstellung der elektrolytischen Leitung auf sehr viele Isolatoren auszudehnen. Aber wir finden dort keine Anzeichen dafür, daß er es für möglich hielt, jene Vorstellung auf metallische Leiter auszudehnen; auch finden wir keinen Anhaltspunkt dafür, daß er bereits angenommen hätte,

<sup>1)</sup> Vorträge und Reden II, S. 296 (1884). Wissenschaftl. Abhandlungen III, S. 69.

<sup>2)</sup> Vorträge und Reden II, S. 300.

daß jene elektrischen Atome auf geladenen Metallen als diskrete selbständige Dinge vorkommen oder daß sie als solche durch einen Draht, welcher einen elektrischen Strom führt, wandern. Aber trotzdem gibt es bis zum Jahre 1899 kaum einen Satz, welcher die Vorstellung von der atomistischen Natur der Elektrizität klarer und eindeutiger zum Ausdruck bringt, als es der oben mitgeteilte Ausspruch von Helmholtz tut.

Die vorstehenden Erörterungen mögen genügen, um zu zeigen, daß die atomistische Theorie der Elektrizität und die atomistische Theorie der Materie durchaus nicht so neu ist, wenigstens soweit es sich um die Grundvorstellung allein handelt. In beiden Fällen gab es bereits früher einzelne Forscher, deren Anschauungen mit den unseren sehr große Ähnlichkeit haben. In beiden Fällen bestand überdies die weitere Hauptentwicklung darin, daß neue und genaue Versuche angestellt wurden, deren Ergebnisse die Angriffe auf diese Theorie zum Schweigen brachten und die Forscher allmählich zum Aufgeben der gegenteiligen Meinungen zwangen, welche bis 1900 neben der atomistischen Auffassung in Blüte waren und teilweise sogar in sehr hoher Blüte: manchmal selbst in größerem Ansehen, als die atomistische Vorstellung. Noch 1897 hat Lord Kelvin in voller Kenntnis aller neuen Arbeiten über Röntgenstrahlen und Kathodenstrahlen ganz ernsthaft die Frage erörtert, ob die Elektrizität nicht doch vielleicht so etwas wie eine „kontinuierliche homogene Flüssigkeit“ wäre. Er tat das in folgenden Worten <sup>1)</sup>:

„Die hochwichtige Entdeckung der Kathodenstrahlen, welche Varley <sup>2)</sup> machte — eine Entdeckung, welche von Crookes glänzend bestätigt und erweitert wurde —, zwingt nach meinem Dafürhalten zu dem Schlusse, daß die Harzelektrizität, nicht die Glaselektrizität, **das** elektrische Fluidum ist, wenn wir die Erscheinungen der Elektrizität auf Grund der Vorstellung erklären wollen, daß es nur **ein** elektrisches Fluidum gibt. Wenn die Harzelektrizität eine kontinuierliche, homogene Flüssigkeit ist, so muß sie — wie mathematische Gründe dartun — Kohäsions-

---

<sup>1)</sup> Kelvin, „Contact Electricity and Electrolysis“, Nature **56**, 84 (1897).

<sup>2)</sup> Hittorf, Pogg. Ann. **136**, 1, 197 (1869). (Der Übersetzer.)

eigenschaften besitzen, damit sie die Erscheinungen der Berührungselektrizität hervorrufen kann. Man kann es sich sehr wohl denken (wenngleich es mich im gegenwärtigen Augenblicke nicht sehr wahrscheinlich dünkt), daß diese Vorstellung eine besondere Berücksichtigung verdient. Ich will aber jetzt diese Betrachtungsweise verlassen und mich lieber jener zuwenden, welche sich auf eine atomistische Theorie der Elektrizität stützt — eine Anschauungsweise, welche Faraday und Maxwell als der Überlegung wert ansahen; welche Helmholtz in seinem letzten Vortrage vor der Royal Institution ganz deutlich auseinandersetzte; welche von vielen unserer Forscher und Lehrer bereits angenommen ist. Tatsächlich scheinen die elektrolytischen Gesetze Faradays irgend etwas Atomistisches in der Elektrizität zu fordern . . .“

Was war nun das für eine Experimentaluntersuchung, welche bereits im Jahre 1897 einen derartigen Umschwung in den Anschauungen herbeiführte? Vieles davon hatte im Anfang kaum mehr Überzeugungskraft, als das, was man seit den Tagen Faradays bereits wußte. Aber trotzdem machte es die Physiker stutzig, ob den Spannungen und Deformationen im Äther nicht doch vielleicht ein bißchen zu viel zugemutet worden wäre; dieselben sind ja sicher vorhanden; aber vielleicht ist die Elektrizität selbst doch etwas Bestimmteres, etwas mehr Materielles als es die alles beherrschende Theorie von Maxwell angenommen hat?

Die letzten 20 Jahre haben uns wieder sehr nahe an den Standpunkt zurückgeführt, welchen Franklin bereits im Jahre 1750 einnahm; nur mit dem einen Unterschiede, daß die Elektronentheorie unserer Tage sich ganz unmittelbar auf eine Reihe von Versuchen von hoher Beweiskraft stützt. Es soll die Aufgabe der nächsten Abhandlung sein, diese Entwicklung zu schildern.

---

## 2. Abhandlung.

## Die Ausdehnung der elektrolytischen Gesetze auf die Leitung in Gasen.

### 1. Der Ursprung des Wortes „Elektron“.

Das Wort „Elektron“ hat zum ersten Male Dr. G. Johnstone Stoney im Jahre 1891 gebraucht, und zwar als Bezeichnung für die „natürliche Einheit der Elektrizität“, d. h. für jene Elektrizitätsmenge, welche durch eine Lösung fließen muß, damit an der einen Elektrode ein Wasserstoffatom oder ein Atom irgendeines äquivalenten Stoffes frei wird.

In einer Abhandlung aus dem Jahre 1891 sagt er: „Beachten wir das elektrolytische Gesetz, wie es Faraday aufstellte; es hat dieselbe Bedeutung wie der Satz, daß bei der Elektrolyse für jede chemische Bindung, die gesprengt wird, eine bestimmte Elektrizitätsmenge durch die Lösung geht, und zwar die nämliche in allen Fällen.“ In dieser Form wurde das Gesetz zuerst in einem Vortrage auf der Britischen Naturforscherversammlung im Jahre 1874 (abgedruckt in *Scientific Proceedings of the Roy. Dublin Society*, Februar 1881 und in *Phil. Mag.* Mai 1881. S. 385) ausgesprochen (siehe S. 19). Dort ist gezeigt, daß diese Elektrizitätsmenge, welche unsere besondere Aufmerksamkeit verdient, ungefähr  $\frac{1}{10^{20}}$  der gewöhnlichen elektromagnetischen Elektrizitäts-

einheit ist. Das ist ungefähr das gleiche wie  $\frac{3}{10^{11}}$  von der viel kleineren elektrostatischen Einheit der Elektrizitätsmenge (im CGS-System). Eine Ladung von dieser Größe ist in dem chemischen Atom an jede Valenz geknüpft. In einem chemischen Atom können entsprechend mehrere solche Ladungen vorkommen; wenigstens zwei scheinen es in jedem Atom zu sein. Diese Ladungen mag man zweckmäßig „Elektronen“ nennen. Sie können von dem Atom nicht abgetrennt werden; wenn aber Atome in chemische Verbindung miteinander treten, so können sie sich der Wahrnehmung entziehen.

Wenn ein Elektron an dem Punkte  $P$  des Moleküls sitzt, welches die im letzten Kapitel <sup>1)</sup> beschriebene Bewegung ausführt, so ruft die drehende Bewegung dieser Ladung eine elektromagnetische Schwingung in dem umgebenden Äther hervor <sup>2)</sup>.

Das Wort „Elektron“ wurde also, wie man dieser Erörterung entnehmen kann, eingeführt, um einfach eine bestimmte Elementar- menge der Elektrizität zu bezeichnen. Über Masse oder Trägheit, welche allenfalls damit verbunden ist, soll durchaus noch nichts ausgesagt sein. Nach Stoneys Ansicht enthält jedes Atom wenigstens zwei Elektronen, ein positives und ein negatives; denn sonst wäre es unmöglich, daß das Atom als Ganzes elektrisch neutral sein könnte. Es ist jedenfalls eine bemerkenswerte Tatsache, daß man jetzt allgemein annimmt, daß das Wasserstoffatom wirklich gerade ein positives und ein negatives Elektron enthält <sup>3)</sup>.

Bedauerlicherweise ist in den neueren Abhandlungen die ursprüngliche Bedeutung des Wortes, wie sie Stoney einführte, nicht mehr beibehalten worden. Es ist ja klar, daß ein Wort nötig ist, welches lediglich die Elementarinheit der Elektrizität bezeichnet, ohne daß darüber etwas ausgesagt wird, wo diese Einheit sich findet; womit sie verbunden ist; welche Trägheit sie besitzt; ob sie positiv oder negativ ist. Daß gerade mit dem Wort „Elektron“ ganz folgerichtig sich jener allgemeine Begriff verknüpfen läßt, ist auch ohne weiteres einleuchtend.

Das Wort „Korpuskel“, welches J. J. Thomson <sup>4)</sup> einführte, ist sehr geeignet, um die sehr geringe Trägheit zu bezeichnen, welche das negative Elektron in den Kathodenstrahlen aufweist.

---

<sup>1)</sup> In der Abhandlung von Stoney. (Der Übersetzer.)

<sup>2)</sup> Scientific Transactions of the Roy. Dubl. Soc. (2) 4, 563 (1891).

<sup>3)</sup> In diesem Zusammenhange mag noch einmal (siehe Einleitung) ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß das Wort „Elektron“ hier im allgemeinsten Sinne gebraucht wird, um eine bestimmte Elementarladung der Elektrizität (gleichgültig ob positiv oder negativ) zu bezeichnen. Es weicht dieser Sprachgebrauch von dem sonst bei uns üblichen ab, wo mit dem Worte „Elektron“ immer das negative Elementarquantum gemeint ist. (Der Übersetzer.)

<sup>4)</sup> Führende Gelehrte, wie Thomson, Rutherford, Campbell, Richardson usw. haben tatsächlich die ursprüngliche Bedeutung des Wortes „Elektron“ in ihren Schriften beibehalten; sie gebrauchten es nicht, um damit ausschließlich das freie negative Elektron oder das

## 2. Die Bestimmung von $e/m$ und von $Ne$ auf Grund der elektrolytischen Erscheinungen.

Die Versuche von Faraday konnten natürlich noch keine Anhaltspunkte zur Bestimmung der Elektrizitätsmenge geben, welche einem Elektron in den Ausdrücken jener Grundeinheit entspricht, in der man im Laboratorium für gewöhnlich elektrische Ladungen mißt. Diese Einheit wird Coulomb genannt; sie stellt jene Elektrizitätsmenge dar, welche in 1 Sekunde bei der Stromstärke 1 Ampere durch den Querschnitt des Leiters fließt. Faraday konnte lediglich folgendes zeigen: wenn ein gegebener Strom der Reihe nach durch Lösungen fließt, welche verschiedene einwertige Elemente, wie Wasserstoff oder Silber oder Natrium oder Kalium enthalten, so fällt er aus diesen Lösungen solche Mengen aus, daß ihre Gewichte im genauen Verhältnisse ihrer Atomgewichte stehen. Auf Grund dieses Ergebnisses konnte er die Ansicht aussprechen, daß bei dem Vorgang der Elektrolyse stets die gleiche Elektrizitätsmenge an jedem Atom von diesen Stoffen haftet.

Er dachte sich das so, daß diese Ladung vom Atom — oder in einigen Fällen von einer Gruppe von Atomen — mitgeführt wird; das Ganze — den Träger mit seiner Ladung — nannte er ein „Ion“, d. i. etwas, was sich bewegt; was wandert. Aber gerade über die Art, wie in einer Lösung die Atome geladen werden, wußte Faraday nichts; und auch wir wissen hierüber durchaus nichts Bestimmtes. Wir wissen auch darüber nichts, wie viel von dem Lösungsmittel an ein Ion gebunden ist und mit ihm durch die Lösung wandert. Aber eines wissen wir: Wenn eine Substanz, wie z. B. gewöhnliches Kochsalz, in Wasser aufgelöst wird, so werden viele von den neutralen Na Cl-Molekeln in positiv geladene Natrium(Na)-Ionen und in negativ geladene Chlor(Cl)-Ionen durch irgendeine Wirkung des Wassers zerlegt. Ionen mit entgegengesetzter Ladung vereinigen sich zweifellos immer wieder, andere Ionen bilden sich; in jedem Zeitteilchen werden also viele

---

„Korpuskel“ von J. J. Thomson; dessen Masse  $\frac{1}{1845}$  von der des Wasserstoffatoms beträgt, zu bezeichnen. Ihre Bücher und Abhandlungen, die seit 1913 geschrieben sind, sprechen von positiven Elektronen ebensogut wie von negativen, obwohl die Masse des positiven Elektrons niemals geringer ist als die des Wasserstoffatoms.

freie Ionen vorhanden sein. Wenn wir Kupfersulfat in Wasser lösen, so werden viele neutrale  $\text{CuSO}_4$ -Moleküle in positiv geladene Cu-Ionen und in negativ geladene  $\text{SO}_4$ -Ionen zerlegt. Der gleiche Strom, welcher in einer bestimmten Zeit aus einer Silbersalzlösung gerade so viel Silber abscheidet, als sein Atomgewicht beträgt, schlägt aus der Kupfersulfatlösung genau so viel Kupfer nieder, als der Hälfte seines Atomgewichtes entspricht. Das sagt uns, daß das Kupfer-Ion in einer Lösung zweimal so viel Elektrizität mit sich führt wie das Silber-Ion d. h. es führt eine Ladung von zwei Elektronen mit sich. Obgleich wir demnach aus den Versuchen von Faraday nichts über die Elektrizitätsmenge  $e$  entnehmen können, welche einem Elektron entspricht, so können wir aus ihnen doch sehr genau das Verhältnis herleiten, in welchem die Ionenladung  $E$  zur Masse des Atoms steht, an welche sie in einer gegebenen Lösung gebunden ist.

Denn wenn der gesamte Strom, welcher durch eine Lösung fließt, von den Ionen übertragen wird — wäre das nicht der Fall, so könnten wir unmöglich finden, daß die Niederschläge stets genau den Atomgewichten proportional sind —, dann muß das Verhältnis zwischen der gesamten durchfließenden Elektrizitätsmenge und zwischen dem Gewichte des erzeugten Niederschlags genau ebenso groß sein, wie das Verhältnis, in welchem die Ladung  $E$  auf jedem Ion zu der Masse  $m$  dieses Ions steht. Durch internationale Übereinkunft ist nun als absolute Einheit der Elektrizitätsmenge im elektromagnetischen Maße diejenige Elektrizitätsmenge festgelegt worden, welche aus einer Silbersalzlösung 0,011 18 g metallisches Silber niederschlägt. Wenn also  $m$  die Masse und  $E$  die Ladung des Ions bedeutet, so haben wir für Silber  $\frac{E}{m} = \frac{1}{0,011\ 18} = 89,44$  elektromagnetische Einheiten; bezieht sich  $m$  auf das Wasserstoff-Ion, so erhalten wir, weil das Atomgewicht des Silbers  $\frac{107,88}{1,008}$  mal so groß ist als jenes von Wasserstoff,

$$\text{für Wasserstoff } \frac{E}{m} = \frac{1}{0,011\ 18} \cdot \frac{107,88}{1,008} = 9573;$$

das ist aber ungefähr gleich  $10^4$  elektromagnetische Einheiten.

So ändert sich bei der Elektrolyse  $E/m$  von Ion zu Ion; für einwertige Ionen, für welche  $E$  stets gleich groß ist, und zwar

gleich einem Elektron  $e$ , ist jenes Verhältnis umgekehrt proportional dem Atomgewicht des Ions. Für mehrwertige Ionen kann  $E$  2; 3; 4 oder 5 Elektronen ausmachen; da aber Wasserstoff mindestens siebenmal leichter ist als irgendein anderes Ion, das sich in Lösung findet, und da seine Ladung nur 1 Elektron beträgt, so sieht man, daß der größte Wert, den  $\frac{E}{m}$  bei der Elektrolyse überhaupt annehmen kann, jener für Wasserstoff ist, d. h. ungefähr gleich  $10^4$  elektromagnetische Einheiten.

Wenn sich nun auch das Verhältnis  $\frac{E}{m}$  mit der Natur des Ions ändert, so kann man doch aus ihm eine Größe ableiten, welche eine allgemeine Konstante darstellt. Diese Größe wird mit  $N \cdot e$  bezeichnet; hier bedeutet  $e$  wie oben die Ladung von einem Elektron und  $N$  die Zahl von Avogadro, d. h. die Zahl der Moleküle in 16 g Sauerstoff, d. h. die Zahl der Moleküle in einer Grammmolekel. Den Wert von  $N \cdot e$  können wir sofort aus dem Betrage von  $\frac{E}{m}$  ableiten, indem wir mit  $m$  die Masse jenes fiktiven einwertigen Atoms bezeichnen, welches die Einheit für unser Atomgewichtssystem sein soll, d. i. die Masse jenes Atoms, welches genau  $\frac{1}{16}$  mal so schwer ist wie Sauerstoff oder  $\frac{1}{107,88}$  mal so schwer ist wie Silber.

Für ein solches Atom haben wir:

$$\frac{E}{m} = \frac{e}{m} = \frac{107,88}{0,01118} = 9650^1).$$

Wir vermehren Nenner und Zähler mit  $N$ ; bedenken wir, daß für dieses Gas eine Grammmolekel die Bedeutung 1 g hat, d. h.  $N \cdot m = 1$ , dann ist

$$N e = 9650 \text{ absolute elektromagnetische Einheiten} \quad . \quad (1)$$

Eine elektromagnetische Einheit ist aber gleichwertig mit  $3 \cdot 10^{10}$  elektrostatischen Einheiten; deshalb findet man

$$N e = 28950 \cdot 10^{10} \text{ absolute elektrostatische Einheiten.}$$

---

<sup>1)</sup> Genauer  $\frac{107,88}{0,01118} = 9649$ . (Der Übersetzer.)

Da ferner eine Grammolekel eines idealen Gases bei  $0^{\circ}$  C und 76 cm Druck 22412 ccm einnimmt, so hat man, wenn  $n_1$  die Molekelzahl eines solches Gases in 1 ccm bei  $0^{\circ}$  C und 76 cm Druck bedeutet:

$$n_1 e = \frac{28950 \cdot 10^{10}}{22412} = 1,292 \cdot 10^{10} \text{ elektrostatische Einheiten.}$$

Oder wenn  $n$  die Molekelzahl in 1 ccm bei  $15^{\circ}$  C. und 76 cm Druck bedeutet, dann müssen wir die letztere Zahl noch mit dem Verhältnis der absoluten Temperaturen vermehren, d. h. mit  $\frac{273}{288}$ ; dadurch erhalten wir:

$$n \cdot e = 1,225 \cdot 10^{10} \quad . . . . . (2)$$

Ogleich wir demnach aus den Tatsachen der Elektrolyse in keiner Weise die Ladung  $e$  eines Elektrons ableiten können, so können wir aus ihnen doch den Satz ableiten — und zwar streng —, daß wir genau 9650 absolute elektromagnetische Einheiten der Elektrizität bekommen, wenn wir  $e$  gerade so oft nehmen, als Moleküle in einer Grammolekel enthalten sind. Das ist die Elektrizitätsmenge, die ein Strom von 1 Ampere in 10 Sekunden befördert. Die Molekelzahl in einer Grammolekel konnte bis in die allerneueste Zeit nur roh geschätzt werden; mit Hilfe dieser Werte, welche der kinetischen Gastheorie entnommen waren, konnten dann unter Zugrundelegung der Gleichung (1) schätzungsweise Werte von  $e$  ermittelt werden, deren Zuverlässigkeit der Genauigkeit der zugrundegelegten Molekelzahl entsprach. Alle diese mutmaßlichen Bestimmungen, welche sich meistens auf ganz unsichere Berechnungen über den Mittelwert des Halbmessers der Luftmoleküle stützten, ergaben für  $N$  irgendeinen Wert zwischen  $2 \cdot 10^{23}$  und  $20 \cdot 10^{23}$ . Auf diesem Wege erhielt G. Johnstone Stoney im Jahre 1874 für  $e$  einen Wert von  $0,3 \cdot 10^{-10}$  elektrost. Einheiten.

O. E. Meyer gibt in seiner „Kinetischen Theorie der Gase“ (S. 335; 1899) für  $n$  — die Molekelzahl in 1 ccm — den Wert von  $6 \cdot 10^{19}$  an; diese Größe liefert für  $e$  den Wert  $2 \cdot 10^{-10}$ . Hier ist  $e$  immer die Ladung, welche ein einwertiges Ion in Lösung trägt;  $N$  oder  $n$  ist eine reine Zahl, welche eine charakteristische Gaskonstante darstellt; die ganze bisherige Betrachtung hat jedoch mit der Frage, wie ein Gas die Elektrizität leitet, noch nichts zu tun.

### 3. Wie leitet ein Gas die Elektrizität?

Leiten die Gase die Elektrizität überhaupt? Ist eine etwa vorhandene Leitung elektrolytischer oder metallischer Natur? Oder geschieht die Leitung sonst irgendwie? Diese Fragen wurden bis 1895 wenig in Angriff genommen.

Im Jahre 1785 untersuchte Coulomb die Tatsache, daß ein elektrisch geladener Leiter allmählich seine Ladung verliert. Das ist teilweise durch die Eigenschaften der Stützen jenes Körpers bedingt; einen Teil der Schuld an diesem Elektrizitätsverluste aber schrieb er der Luft selbst zu — er nahm an, daß die Luftmoleküle eine gewisse Ladung annehmen, indem sie mit dem Leiter in Berührung kommen, und daß sie dann abgestoßen werden. Das ist aber eine ganz unhaltbare Schlußfolgerung; denn wenn sie richtig wäre, könnte kein Leiter in Luft seine Ladung längere Zeit behalten, — auch nicht bei niedriger Spannung. Und es könnte nicht eintreten, daß ein stark geladener Körper seine Ladung sehr rasch verliert, wenn seine Spannung über ein gewisses Maß hinausgeht; daß aber der Ladungsverlust beinahe vollständig aufhört, wenn die Spannung unter einen bestimmten kritischen Wert herabsinkt. Das aber geschieht tatsächlich. Aber trotzdem diese Vorstellung falsch ist, konnte sie sich in Lehrbüchern bis 1900 halten.

1872 stellte Warburg von neuem Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft an, welche er vor allem der Wirkung der Staubteilchen zuschrieb. Aber erst nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen im Jahre 1895 gelang die Erklärung, wie ein Gas leitet. Die entscheidenden Versuche hierüber wurden im Cavendish-Laboratorium zu Cambridge von J. J. Thomson und von seiner Schule angestellt. Diese Untersuchungen gingen von der Tatsache aus, daß die Röntgen- und die Radiumstrahlen ein Elektroskop entladen, d. h. einem Gase ein Leitvermögen erteilen. Andere Wirkungen aber, welche gestattet hätten, das elektrische Leitvermögen eines Gases nach Belieben zu ändern, waren unbekannt.

Thomson und seine Schüler fanden, daß die Leitfähigkeit, welche die Röntgenstrahlen einem Gase erteilen, verschwindet,

wenn das Gas durch Glaswolle gesaugt wird<sup>1)</sup>. Ebenso wurde gefunden, daß das Leitvermögen verkleinert wird, wenn die Luft durch enge Metallröhren streichen mußte. Wenn das leitende Gas zwischen zwei Platten, welche gegeneinander einen hinlänglich großen Spannungsunterschied besaßen, hindurchströmte, so verlor es sein Leitvermögen vollständig. Der erste Versuch zeigt, daß dieses Leitvermögen des Gases durch irgend etwas bedingt sein muß, was aus dem Gase durch Filtrieren entfernt werden kann. Der zweite Versuch zeigt, daß dieses Etwas dadurch verschwindet, daß es sich durch Diffusion an den Wänden einer Metallröhre niederschlägt; der dritte Versuch beweist, daß dieses Etwas elektrisch geladen ist.

Dieser elektrische Strom, den man erhält, wenn die Luft zwischen den Platten eines Kondensators von Röntgenstrahlen durchsetzt wird, zeigte des weiteren eine sehr merkwürdige Eigenschaft: er erreichte nämlich bei Erhöhung des Spannungsunterschiedes zwischen den Platten des Kondensators einen Höchstwert; derselbe wurde dann beibehalten, auch wenn dieser Spannungsunterschied an den Platten noch weiterhin vergrößert wurde; er erwies sich dann unabhängig von jenem Spannungsunterschiede. Ferner ergaben die Versuche, daß dieses Leitvermögen der Luft einige Sekunden, nachdem die Röntgenstrahlen aufgehört hatten, langsam verschwand. Damit aber war offenbar der vollständige Beweis — wenigstens in qualitativer Hinsicht — dafür erbracht,

1. daß das Leitvermögen eines Gases von geladenen Teilchen herrührt, welche eine konstante Quelle von Röntgenstrahlen in ganz bestimmter Menge in jenem Gas erzeugt,

2. daß diese geladenen Teilchen, welche ohne Zweifel teils positiv, teils negativ sind, wieder verschwinden, und zwar dadurch, daß sich Teilchen entgegengesetzten Zeichens miteinander vereinigen (durch Rekombination also), wenn die erzeugenden Strahlen nicht mehr wirken.

Es war nun durchaus nicht schwer, das Auftreten von Sättigungsströmen zu erklären, d. h. die Tatsache, daß der Strom zwischen zwei Kondensatorplatten einem Höchstwerte zustrebt,

---

<sup>1)</sup> J. J. Thomson und E. Rutherford, Phil. Mag. **42**, 392 (1896). Siehe auch J. J. Thomson, Die Entladung der Elektrizität durch Gase. (Deutsch von Ewers. Barth, Leipzig 1900. S. 20 ff.) (Der Übersetzer.)

wenn die Luft zwischen ihnen von einer gegebenen Ionisierungsquelle bestrahlt wird und wenn der Spannungsunterschied an den Platten entsprechend geändert werden kann; wenn nämlich das elektrische Feld zwischen den Platten stark genug gemacht wird, daß alle Ionen nach ihrem Entstehen sofort an die Platten getrieben werden, dann kann keines von ihnen durch Diffusion oder durch Wiedervereinigung verloren gehen und die Stärke des Stromes, den die bewegten Ionen darstellen, kann dann natürlicherweise durch weitere Erhöhung der Feldstärke keine Steigerung mehr erfahren. So wurde etwa um 1896 endgültig gezeigt, daß die Stromleitung in Gasen elektrolytischer Natur ist.

#### 4. Vergleich des Ions im Gas und des Ions bei einem elektrolytischen Vorgang.

Welcher Art sind nun die Ionen, welche auf die geschilderte Weise sich bilden? Wir kennen den absoluten Wert der Ladung eines einwertigen Ions in der Elektrolyse nicht; aber genau kennen wir den Wert  $ne$ . Ist es möglich, diesen Wert auch für Ionen zu ermitteln, welche die Leitung in Gasen bewerkstelligen? Wenn diese Frage heute mit einem „Ja“ beantwortet werden kann, so danken wir das dem großen Scharfsinn und der experimentellen Gewandtheit J. J. Thomson's und seiner Schüler im Cavendish-Laboratorium zu Cambridge; sie entwickelten neue theoretische Beziehungen und schufen neue Versuchsanordnungen, welche es ermöglichten, unsere Aufgabe zu lösen. Diese Forscher fanden zuerst eine Methode, den Ausdruck  $ne$  durch zwei meßbare Größen auszudrücken, nämlich

1. durch die Beweglichkeit von Gas-Ionen,
2. durch den Diffusionskoeffizienten dieser Ionen.

Sie ersannen sodann neue Versuchsanordnungen, um diese zwei Größen zu messen — Größen, welche bis dahin niemals bestimmt worden waren. Im Anhang A ist diese Beziehung, welche zwischen jenen Größen und zwischen dem Ausdruck  $ne$  besteht, entwickelt: dort ist die Gleichung abgeleitet:

$$ne = \frac{v_0}{D} P \dots \dots \dots (3)$$

$P$  = Druck des Gases,  
 $v_0$  = Beweglichkeitskoeffizient }  
 $D$  = Diffusionskoeffizient } der Ionen bei diesem Drucke.

Wenn man nun die Beweglichkeiten  $v_0$  und die Diffusionskoeffizienten  $D$  von Luft-Ionen messen kann, so erhält man die Größe  $ne$ ; hier ist  $n$  eine reine Zahl, d. h. die Anzahl der Luftmoleküle in 1 ccm bei  $15^\circ$  C und 76 cm Druck;  $e$  ist der Mittelwert der Ladung eines Luft-Ions. Dann aber sind wir auch in der Lage, diesen Wert mit dem Produkte zu vergleichen, welches wir in Gleichung (2) S. 29 fanden, wo  $n$  genau die gleiche Bedeutung hat, wie hier, während  $e$  dort den Mittelwert der Ladung bezeichnete, welche ein einwertiges Ion bei der Elektrolyse trägt.

Auf die Versuchsanordnungen, welche im Cavendish-Laboratorium zwischen 1897 und 1903 zur Messung der Beweglichkeits- und der Diffusionskoeffizienten von Gas-Ionen ersonnen wurden, stützen sich alle späteren Arbeiten über jene Größen. Die Geschwindigkeit wurde zuerst von Rutherford 1897<sup>1)</sup> gemessen; 1898<sup>2)</sup> bestimmte er diese Größe nach einer anderen Methode noch genauer. Eine ganz andere Versuchsanordnung gab Zeleny<sup>3)</sup> 1900, eine weitere Langevin<sup>4)</sup> im Jahre 1903. Alle diese Forscher finden den Mittelwert der Beweglichkeit (Geschwindigkeit im Einheitsfelde) des negativen Ions in trockener Luft übereinstimmend zu ungefähr 1,83 cm in der Sekunde und die des positiven Ions zu 1,35 cm. In Wasserstoff betragen diese Beweglichkeiten ungefähr 7,8 cm, bzw. 6,1 cm in der Zeiteinheit. Allgemein scheinen die Beweglichkeiten in verschiedenen Gasen (aber nicht in Dämpfen) wenigstens in roher Annäherung den Quadratwurzeln aus den Molekulargewichten umgekehrt proportional zu sein.

Die Diffusionskoeffizienten von Ionen wurden zuerst von Townsend<sup>5)</sup> im Jahre 1900 nach einer von ihm angegebenen Versuchsanordnung gemessen, welche seitdem vielfach von anderen Forschern bei derartigen Messungen angewendet wurde.

$D_+$  sei der Diffusionskoeffizient des positiven Ions.

$D_-$  " " " " " negativen "

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **44**, 422 (1897).

<sup>2)</sup> Proc. Cambr. Phil. Soc. **9**, 401 (1898).

<sup>3)</sup> Phil. Trans. (A.) **195**, 193 (1901); Proc. Roy. Soc. London **66**, 238 (1900).

<sup>4)</sup> Ann. d. Chim. et de Phys. **28**, 289 (1903).

<sup>5)</sup> Phil. Trans. (A.) **193**, 129 (1900).

Townsend fand für trockene Luft:

$$D_+ = 0,028.$$

$$D_- = 0,043.$$

Diese Ergebnisse verdienen unsere Aufmerksamkeit in zweifacher Richtung. In erster Linie scheinen sie zu zeigen, daß aus irgend einem Grunde das positive Ion in Luft langsamer ist als das negative; denn es bewegt sich in einem gegebenen elektrischen Felde nur 0,7 mal  $\left(= \frac{1,35}{1,81}\right)$  so rasch und es diffundiert durch Luft nur 0,7 mal  $\left(= \frac{28}{43}\right)$  so geschwind. Zweitens zeigen die Versuche von Townsend, daß ein Ion sehr viel langsamer ist als ein Luftmolekül; denn der Diffusionskoeffizient von Sauerstoff in Luft ist 0,178; diese Zahl ist aber viermal so groß wie der Diffusionskoeffizient des negativen Ions in Luft und fünfmal so groß wie jener des positiven Ions. Diese Trägheit der Ionen im Vergleich mit jener von Molekülen wurde zuerst allgemein so gedeutet, daß das Gas-Ion nicht ein einzelnes Molekül — behaftet mit einer elektrischen Ladung — ist, sondern ein Schwarm von etwa 3 bis 20 Molekeln, welche durch eine solche Ladung zusammengehalten werden. Wenn das die richtige Erklärung ist, dann ist wohl aus mancherlei Gründen das positive Ion in Luft ein größerer Schwarm als das negative Ion.

Von vielen Beobachtern wurde späterhin festgestellt, daß das Verhältnis, in welchem die Beweglichkeiten der positiven und der negativen Ionen zu einander stehen, in anderen Gasen durchaus nicht das gleiche ist wie in Luft. In Kohlensäure haben beide Beweglichkeiten nahezu den nämlichen Wert; in Chlor, Wasserdampf und Alkoholdampf dagegen besitzt das positive Ion anscheinend eine etwas größere Beweglichkeit als das negative. Mancherlei deutet darauf hin, daß in solchen Gasen, welche elektropositiv sind, das negative Ion die größere Beweglichkeit besitzt, und daß in solchen Gasen, welche stark elektronegativ sind, das positive Ion das beweglichere ist. Diese Abhängigkeit, welche das Verhältnis der Beweglichkeiten von der elektropositiven oder elektronegativen Natur des Gases zeigt, wurde gewöhnlich als ein deutlicher Beweis zugunsten dieser Theorie angesehen, welche das Ion als einen Molekülhaufen betrachtet.

Ganz neuerdings arbeitete Loeb<sup>1)</sup> im Ryerson-Laboratorium über die Beweglichkeit der Ionen in sehr starken elektrischen Feldern; Wellish<sup>2)</sup> maß im Yale-Laboratorium die Beweglichkeiten bei sehr niedrigen Drucken; beide Forscher fanden nun, daß ihre Ergebnisse mit der Vorstellung, daß ein Ion ein Molekülhaufen ist, nicht in Einklang zu bringen sind. Es muß vielmehr zur Erklärung die Theorie vom Atom-Ion herangezogen werden. Diese Theorie sucht die verhältnismäßig große Trägheit, welche die Ionen gegenüber den Molekülen zeigen, dadurch zu erklären, daß das gasförmige Mittel einem elektrisch geladenen Molekül, welches sich in ihm bewegt, einen größeren Widerstand entgegensetzt. Nach dieser Annahme ist das Ion einfach ein elektrisch geladenes Molekül.

Glücklicherweise hängt nun die quantitative Erforschung der elektrolytischen Natur der Gasleitung in keiner Weise davon ab, welche von den beiden Theorien über die Natur des Ions die richtige ist. Wir brauchen ja bloß den Wert von  $ne$ , welchen die elektrolytischen Messungen liefern, mit jenem zu vergleichen, welchen man aus Gleichung 3 erhält, wenn man dort die für die Gas-Ionen gemessenen Werte von  $v_0$  und  $D$  einsetzt.

1908 stellten Frank und Westphal<sup>3)</sup> in Berlin weitere Untersuchungen über die Diffusionskoeffizienten und die Beweglichkeitskoeffizienten an. Ihre Ergebnisse stimmen bis auf 4 oder 5 Proz. mit jenen von Townsend aus dem Jahre 1900 überein. Für die negativen Ionen, welche in Gasen durch Röntgenstrahlen, Radiumstrahlen oder durch ultraviolettes Licht entstehen, hat nach allen diesen Beobachtern die Größe  $ne$  den nämlichen Wert, welcher sich für einwertige Ionen in Lösungen ergibt, nämlich  $1,23 \cdot 10^{10}$  absolute elektrostatische Einheiten. (Die Abweichungen bei den verschiedenen Bestimmungen liegen innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen, welche vermutlich 5 bis 6 Proz. ausmachen.) Dieses Ergebnis scheint mit einer sehr großen Zuverlässigkeit darauf hinzuweisen, daß die negativen Ionen in Gasen, wenn Röntgenstrahlen oder ähnliche Quellen als Ionisatoren wirken, durchschnittlich die nämliche Ladung tragen, wie das einwertige

---

<sup>1)</sup> Leonard B. Loeb, Proc. Nat. Acad. **2**, 345 (1916); Phys. Rev. **8**, 633 (1916).

<sup>2)</sup> Am. Journ. of Science **39**, 583 (1915).

<sup>3)</sup> Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 146, 276 (1909).

Ion bei der Elektrolyse. Wenn man aber die Arbeiten über das positive Ion betrachtet, so wird unser Vertrauen, daß die Schlußfolgerungen, zu welchen jene Arbeiten führen, durchaus zwingend seien, einigermaßen erschüttert. Denn Townsend fand, daß für das positive Ion sich ein Wert von  $n.e$  ergibt, der ungefähr 14 Proz. größer ist als jener, welcher für das einwertige Ion bei der Elektrolyse ermittelt wurde; zuerst scheint er der Ansicht gewesen zu sein, daß jenes Ergebnis auf Grund der experimentellen Ungenauigkeiten seiner Versuchsanordnung erklärt werden könnte. Im Jahre 1908<sup>1)</sup> aber arbeitete er eine weitere Versuchsanordnung aus, um das Verhältnis des Beweglichkeits- und des Diffusionskoeffizienten zu messen; für das negative Ion erhielt er diesmal wie früher  $ne = 1,23 \cdot 10^{10}$ , für das positive Ion jedoch einen zweimal so großen Wert, nämlich  $2,46 \cdot 10^{10}$ .

Aus diesen letzteren Versuchen schloß er, daß die positiven Ionen in Gasen bei Ionisierung mit Röntgenstrahlen im Durchschnitt eine zweimal so große Ladung als die einwertigen Ionen bei der Elektrolyse haben. Frank und Westphal aber fanden bei ihrer Untersuchung, daß der ursprüngliche  $n.e$  — Wert von Townsend für die positiven Ionen annähernd richtig ist; sie schlossen, daß nur ungefähr 9 Proz. der positiven Ionen eine Ladung im Betrage von  $2e$  mit sich führen. Eine Untersuchung, welche ich weiter unten beschreiben werde, zeigt aber, daß weder Townsend noch Frank und Westphal in ihren Schlußfolgerungen ganz glücklich waren; irgend etwas muß also an diesen beiden Versuchsanordnungen nicht in Ordnung sein. Aber bei allen diesen Unvollkommenheiten, welche den Untersuchungen über die positiven Ionen anhaften, müssen wir doch betonen, daß Townsend der erste war, welcher den strengen zahlenmäßigen Nachweis dafür erbrachte:

1. daß die negativen Ionen in ionisierten Gasen und die einwertigen Ionen in Lösungen im Mittelwert die nämliche Ladung tragen;
2. daß die Ladungen der positiven Ionen in Gasen sich in ihrem Mittelwerte von jenem Betrage nicht viel unterscheiden.

Die Untersuchung der Eigenschaften, welche die von Röntgenstrahlen ionisierten Gase besitzen, zeitigte noch einen weiteren

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. 80, 207 (1908).

Fortschritt von grundlegender Bedeutung. Bis dahin kannte man nämlich nur eine Art von Ionisierung und das war diejenige, welche beim Lösungsvorgang beobachtet wurde: hier handelt es sich immer um eine Molekülverbindung wie Natriumchlorid ( $\text{NaCl}$ ), welche von selbst in das positiv geladene Natrium-Ion und das negativ geladene Chlor-Ion zerfällt. Der Ionisierungsvorgang, welchen die Röntgenstrahlen in Gasen hervorrufen, ist jedoch von einer ganz anderen Art: denn derselbe kann auch in reinen Gasen wie Stickstoff und Sauerstoff und sogar in einatomigen Gasen wie Argon und Helium beobachtet werden. Es muß also offenbar schon das neutrale Atom — und zwar auch von einatomigen Stoffen — winzige elektrische Ladungen als Bestandteile enthalten.

Damit hat man also den ersten unmittelbaren Beweis dafür:

1. daß ein Atom ein zusammengesetztes Gebilde ist;
2. daß elektrische Ladungen an seinem Aufbau beteiligt sind.

Mit dieser Entdeckung, welche wir den Röntgenstrahlen unmittelbar verdanken, war die Auffassung, daß das Atom das letzte, unteilbare Etwas ist, endgültig erledigt; die neue Zeit, welche nach den Bausteinen des Atoms forscht, war angebrochen. Und mit einer Geschwindigkeit, welche unser Staunen und unsere Bewunderung erregt, wurden innerhalb der verflossenen 20 Jahre die Eigenschaften der Subatomwelt enthüllt.

Die Physiker begannen nun auf einmal angelegentlich nach Antworten auf Fragen, wie sie die nachstehenden sind, zu suchen; und es glückte auch bereits, hierauf wenigstens teilweise Antworten zu finden:

1. Welcher Art sind die Massen der Bestandteile, welche bei der Zertrümmerung der Atome durch die Röntgenstrahlen oder ähnliche Ursachen entstehen?
2. Welche Werte haben die Ladungen jener Bestandteile?
3. Wie viele solche Bestandteile gibt es?
4. Wie groß sind sie, d. h. welches Volumen nehmen sie ein?
5. In welchen Beziehungen stehen sie zur Aussendung und zur Absorption des Lichtes und der Wärmewellen, d. h. der elektromagnetischen Strahlung?
6. Bauen sich alle Atome aus ähnlichen Bestandteilen auf? Mit anderen Worten: „Gibt es ein Ur-Subatom, das den Baustein der Atome darstellt?“

Eine teilweise Antwort auf die erste Frage ergab die Untersuchung, wie sich verdünnte Gase in sogenannten Vakuumröhren verhalten. J. J. Thomson<sup>1)</sup> und Wiechert<sup>2)</sup> zeigten 1897 unabhängig von einander, daß der Wert von  $\frac{e}{m}$  für das negative Ion in derartigen Röhren ungefähr gleich  $1,8 \cdot 10^7$  elektromagnetischen Einheiten ist, das ist 1800 mal so groß wie der Wert von  $\frac{e}{m}$  für das Wasserstoff-Ion in Lösungen.

Da nun die Tatsache, daß  $ne$  in Gasen und in Lösungen ungefähr den gleichen Wert hat, darauf hinzuweisen scheint, daß  $e$  in beiden Fällen wenigstens von der nämlichen Größenordnung ist, so kann aus obigem Ergebnis nur der eine Schluß gezogen werden: das negative Ion, welches bei den Entladungen in gasverdünnten Röhren auftritt, hat eine Masse — das ist eine Trägheit — welche dem 1800. Teile der Masse des Wasserstoffatoms, d. h. des leichtesten der bekannten Atome entspricht.

Diese und andere Forscher zeigt überdies, daß  $\frac{e}{m}$  für den negativen Träger immer den gleichen Wert aufweist; unabhängig von der Natur der Gasreste, welche die Entladungsröhre enthält. Dies schien darauf hinzuweisen, daß die Frage 6 bejaht werden darf; dafür ergab sich im Jahre 1897 eine weitere Stütze durch die Entdeckung von Zeeman, der zeigte, daß in einem Magnetfelde eine Spektrallinie sich in zwei oder drei Linien spaltet. Denn die weitere zahlenmäßige Durchforschung jener Entdeckung deutete auf das Vorhandensein eines negativ geladenen Teilchens innerhalb des Atoms hin, für welches  $\frac{e}{m}$  ungefähr den nämlichen Wert besitzt.

Als erster bestimmte W. Wien<sup>3)</sup> die Werte von  $\frac{e}{m}$  für die positiven Ionen in gasverdünnten Röhren. Nachher beschäftigte sich J. J. Thomson<sup>4)</sup> sehr erfolgreich mit dieser Aufgabe. Aus allen Arbeiten, welche bis zur Stunde vorliegen, können

1) Phil. Mag. **44**, 298 (1897).

2) Sitz.-Ber. phys. ökonom. Ges. zu Königsberg, 7. Jan. 1897.

3) Wied. Ann. **65**, 440 (1898).

4) Rays of Positive Electricity, London, Longmans. 1913.

wir — wie es scheint, mit voller Sicherheit — folgende Sätze ableiten :

1. Für  $\frac{e}{m}$  ergab sich bei einem positiven Ion in Gasen niemals ein Wert, der größer war als der  $\frac{e}{m}$ -Wert für das Wasserstoff-Ion bei den elektrolytischen Vorgängen.
2. Mit den verschiedenen Arten der Gasreste ändern sich die  $\frac{e}{m}$ -Werte der positiven Ionen gerade so, wie man es in der Elektrolyse fand.

Der Ionisierungsvorgang in Gasen scheint demnach darin zu bestehen, daß ein negativ geladenes Teilchen oder auch mehrere solche Teilchen, welche Thomson Korpuskeln nennt, aus einem neutralen Atom losgelöst werden. Der Rest des Atoms erscheint natürlich positiv geladen; in ihm findet sich immer der wesentliche Teil dessen, was wir die Masse des Atoms nennen. In einem Gas von gewöhnlichem Druck muß sich das abgesprengte Teilchen bald wieder an ein neutrales Molekül anlagern; denn sonst ließe sich die Tatsache nicht erklären, daß die Beweglichkeits- und die Diffusionskoeffizienten der negativen Ionen für gewöhnlich von der gleichen Größenordnung sind wie jene der positiven Ionen. Gerade deswegen, weil die Teile eines dissoziierten Atoms das Bestreben haben, in Gasen von gewöhnlichem Druck sich an andere Teilchen anzulagern, mußte die Trägheit dieser Teile in den verdünnten Gasen sorgfältig untersucht werden.

Die vorstehenden Sätze über die Massen der positiven und negativen Bestandteile der Atome wurden alle vor 1900 abgeleitet; viele dieser Arbeiten stammen aus dem Cavendish-Laboratorium; und keine der späteren Untersuchungen zeitigte ein Ergebnis, welches eine Abänderung jener Schlußfolgerungen in irgend einem wesentlichen Punkte notwendig gemacht hätte.

Wie unsere jetzigen Kenntnisse über die Ladungen, welche an diesen Bestandteilen haften, sich allmählich entwickelten, soll in den folgenden Abschnitten geschildert werden.

---

## 3. Abhandlung.

**Frühere Versuche zur unmittelbaren Bestimmung von  $e$ .**

Mit den bisher beschriebenen Methoden konnte zwar gezeigt werden, daß die Ladungen, welche die Gas-Ionen tragen, den gleichen oder nahezu den gleichen Mittelwert besitzen wie jene Ladungen, welche einwertige Ionen in Lösungen mit sich führen; aber es war uns in keinem Falle möglich gewesen, diesen Mittelwert der Ladung seiner absoluten Größe nach zu bestimmen; und ebensowenig hatten wir irgend einen Beweis dafür, daß alle Ionen von bestimmter Art, z. B. alle Silber-Ionen oder alle Wasserstoff-Ionen die gleiche Ladung tragen. Der absolute Wert von  $e$  könnte natürlich aus dem gemessenen Wert von  $ne$  sofort ermittelt werden, wenn wir wissen, wie viele Molekeln  $n$  unter normalen Bedingungen in 1 ccm Gas sind. Diese Zahl aber konnte nur roh geschätzt werden und die Werte hierfür schwankten in weiten Grenzen, etwa im Verhältnis 1:10; keiner von ihnen gründete sich auf Betrachtungen, deren Genauigkeit oder Gültigkeit allgemein anerkannt gewesen wäre.

**1. Die Untersuchung von Townsend über  $e$ .**

Den ersten Versuch,  $e$  unmittelbar zu bestimmen, veröffentlichte Townsend in einer Abhandlung, welche am 8. Februar 1897 der Philosophical Society zu Cambridge vorgetragen wurde<sup>1)</sup>. Seine Methode zeigte viel Neues und verriet nicht wenig Scharfsinn. Sie verdient unsere besondere Aufmerksamkeit auch deswegen, weil sie bereits alle wesentlichen Grundzüge von einigen der späteren Bestimmungen enthält.

Schon Laplace und Lavoisier hatten vor etwa 100 Jahren entdeckt, daß Wasserstoffgas, welches sich bei der Auflösung eines Metalls in einer Säure entwickelt, eine elektrische Ladung trägt. Diese „natürliche Methode“, einem Gase eine Ladung zu erteilen, wurde jedoch nur wenig beachtet; erst Röntgens Entdeckung im Jahre 1896, daß seine Strahlen den Gasen künst-

---

<sup>1)</sup> Proc. Cambr. Phil. Soc. **9**, 244 (1897).

lich elektrische Eigenschaften erteilen, gaben den Anstoß dazu, die elektrischen Eigenschaften der Gase weiter zu untersuchen. Seit dieser Entdeckung war noch nicht ein Jahr verflossen, als schon die Abhandlung von Townsend erschien.

Enright<sup>1)</sup> hatte bereits früher gefunden, daß sich bei der Auflösung von Eisen in Schwefelsäure Wasserstoff entwickelt, der positiv geladen ist; Oliver Lodge<sup>2)</sup> aber machte dagegen geltend, daß nicht das Gas als solches die Ladung trägt, sondern vielmehr nur der bei dieser Auflösung entstehende Sprühregen; denn das war ja eine wohlbekannte Tatsache, daß verspritzte Teilchen durch Reibung elektrisiert werden. Nun war ja immer angenommen worden, daß die Gasmoleküle selbst, welche bei der Elektrolyse an den Elektroden aufsteigen, neutral sind. Townsend jedoch zeigte als erster, daß einige von diesen Molekülen eine Ladung tragen, obwohl daneben viele Millionen neutraler Moleküle sind. Sowohl der Sauerstoff wie der Wasserstoff, welche bei der Elektrolyse von Schwefelsäure an den zwei entgegengesetzten Elektroden auftreten, sind nach seiner Untersuchung positiv geladen; wird jedoch Kalilauge als elektrolytische Flüssigkeit benutzt, so ist sowohl der Sauerstoff, wie der Wasserstoff, der dabei entwickelt wird, negativ. Townsend benutzte bei der Elektrolyse Stromstärken zwischen 12 und 14 Amp. Er erhielt dabei viel mehr Ionen auf 1 ccm, als er mit Röntgenstrahlen hätte erzeugen können: die Gesamtladung auf 1 ccm war etwa gleich  $5 \times 10^{-3}$  elektrostatischen Einheiten.

Ließ man diese geladenen Gase durch Wasser perlen, so bildeten sie eine Wolke. Diese Wolke konnte vollständig zum Verschwinden gebracht werden, wenn man sie durch konzentrierte Schwefelsäure oder durch ein anderes Trockenmittel streichen ließ; wenn das Gas aber nachher wieder in die Luft des Versuchsraumes austrat, so wurde der Wasserdampf in der Atmosphäre wieder zur Kondensation gebracht und es bildete sich von neuem eine Wolke, welche eine große Neigung zur Beständigkeit zeigte.

Townsend sagt: „Der Vorgang der Wolkenbildung in positivem oder negativem Sauerstoff, der durch Wasser perlt, und der Vorgang der Wolkenauflösung beim Hindurchstreichen durch

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (5) **29**, 56 (1890).

<sup>2)</sup> Ebenda (5) **29**, 292 (1890); Nature **36**, 412 (1890).

Schwefelsäure kann durchgeführt werden, ohne daß mehr als 20 oder 25 Proz. der ursprünglichen Ladung des Gases verloren gehen“. Das will einfach folgendes besagen: Die Ionen verdichten das Wasser an ihrer Oberfläche, wenn die Luft sehr reich an Wasserdampf ist; gelangt aber die Wolke in eine vollkommen trockene Atmosphäre, wie sie es in einer Gasblase ist, welche auf allen Seiten von konzentrierter Schwefelsäure umgeben wird, so verdampfen die Wassertröpfchen wieder und lassen die Ladung auf einem Luftmolekül, wie es ursprünglich war. Der Ladungsverlust von 20 bis 25 Proz. stellt den Bruchteil der Tröpfchen mit ihren Ladungen dar, welche wirklich mit der Flüssigkeit in Berührung kommen und in ihr beim Durchperlen zurückblieben.

Die wesentlichsten Züge der Versuchsanordnung von Townsend bei seiner Arbeit, die Ladung eines jeden Ions zu bestimmen, lassen sich in folgenden fünf Punkten zusammenfassen:

1. Er nimmt an, daß in gesättigtem Wasserdampf jedes Ion Feuchtigkeit an seiner Oberfläche verdichtet; die Anzahl der vorher vorhandenen Ionen ist demnach die gleiche wie die Anzahl der gezählten Tröpfchen.
2. Er bestimmt mit einem Quadrantelektrometer die Gesamtladung, welche 1 ccm Gas mit sich führt.
3. Das Gesamtgewicht des Nebels ermittelt er dadurch, daß er ihn durch Trockenröhren streichen läßt und die Gewichtszunahme dieser Röhren bestimmt.
4. Den Mittelwert des Gewichtes der Wassertröpfchen, welche den Nebel bilden, fand er durch Beobachtung der Geschwindigkeit, mit welcher dieselben unter dem Einflusse der Schwere niedersinken; daraus berechnet er auf Grundlage des rein theoretischen Gesetzes von Stokes den Mittelwert ihres Halbmessers.
5. Das Gewicht des Nebels teilt er durch den Mittelwert des Gewichtes der Wassertröpfchen; dadurch erhält er die Zahl der Tröpfchen. Diese ist gleich der Anzahl der Ionen, wenn die Annahme 1 richtig ist. Wenn sodann die Gesamtladung von 1 ccm Gas durch die Ionenzahl geteilt wird, so erhält man den Mittelwert der Ladung, welche jedes Ion trägt, d. h.  $e$ .

Im Anhang B (siehe S. 232) ist kurz beschrieben, wie diese Versuche angestellt wurden.

Hierbei konnte Townsend noch folgende Beobachtung machen, die besonders beachtenswert ist: Wolken, die durch negativen Sauerstoff sich bildeten, fallen rascher als solche, die durch positiven Sauerstoff entstanden. Das zeigt uns aber, daß die negativen Ionen in Sauerstoff als Kondensationskerne für Wasserdampf rascher wirken als die positiven.

C. T. R. Wilson <sup>1)</sup>, der ebenfalls im Cavendish-Laboratorium arbeitete, machte ungefähr zur nämlichen Zeit eine ähnliche Beobachtung; dabei mag berücksichtigt werden, daß dessen Versuchsanordnung eine andere war. Diese Beobachtung spielte bei den späteren Untersuchungen eine ziemlich große Rolle. Wilson entdeckte nämlich folgendes: Er ionisierte Luft, welche mit Wasserdampf gesättigt war, durch Röntgenstrahlen oder durch die Strahlen radioaktiver Substanzen; indem er das Gas sich plötzlich ausdehnen ließ, erzeugte er eine Temperaturerniedrigung in demselben; dabei entstand ein Nebel um die negativen Ionen schon bei geringerer Luftverdünnung als um die positiven Ionen. Nahm bei solchen Ausdehnungen der Gasraum in einem Verhältnis zwischen 1,25 und 1,3 zu, so wirkten nur negative Ionen als Kerne bei der Nebelbildung. War dagegen der Gasraum nach der Ausdehnung mehr als 1,3 mal so groß als vorher, so wirkten beide Ionenarten.

Townsend fand mit seiner Methode bei den Untersuchungen mit positivem Sauerstoff für  $e$  den Wert

$$e = 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ elektrostatische Einheiten;}$$

mit negativem Sauerstoff dagegen erhielt er für  $e$  den Wert

$$e = 3,1 \cdot 10^{-10} \text{ elektrostatische Einheiten.}$$

Bei späteren Versuchen <sup>2)</sup> erhielt er die Werte 2,4 bzw. 2,9 an Stelle der obigen Zahlen. In Anbetracht der unvermeidlichen Fehler jedoch schloß er, daß die beiden Ladungen als gleich groß anzusehen sind und daß ihr Wert angenähert  $3 \cdot 10^{-10}$  elektro-

<sup>1)</sup> Proc. Cambr. Phil. Soc. **9**, 333 (1897); **9**, 392 (1898); Proc. Roy. Soc. **61**, 240 (1897).

<sup>2)</sup> Proc. Cambr. Phil. Soc. **9**, 244, 345 (1897); Phil. Mag. **45**, 125, 469 (1898).

statische Einheiten ist. Er kam damit zu ungefähr dem gleichen Werte für  $e$ , der damals allgemein angenommen wurde — und zwar auf Grund der Schätzungen von  $n$  (Zahl der Moleküle in einem Kubikzentimeter Gas), welche mit Hilfe der kinetischen Gastheorie angestellt waren.

Dieser erste Versuch,  $e$  unmittelbar zu bestimmen, hat aber noch seine schwachen Punkte:

1. die Annahme, daß die Zahl der Ionen gleich ist der Zahl der Tröpfchen;
2. die Anwendung des Fallgesetzes von Stokes, welches (bis dahin) niemals durch Versuche geprüft war; überdies läßt die Theorie erwarten, daß jenes Gesetz nicht gilt, wenn die Tröpfchen sehr klein werden;
3. die Annahme, daß alle Tröpfchen einander gleich sind und ganz gleichmäßig fallen, ohne daß die Verdampfung oder andere Ursachen sich irgendwie geltend machen;
4. die Annahme, daß während der Messung des Niedersinkens des Nebels im Gase keine Konvektionsströme auftreten.

## 2. Die Untersuchung von J. J. Thomson über $e$ .

Dieser erste Versuch,  $e$  zu messen, wurde im Laboratorium von J. J. Thomson ausgeführt. Den zweiten Versuch machte Thomson selbst<sup>1)</sup>, und zwar nach einer Methode, welche derjenigen von Townsend in allen ihren wesentlichen Einzelheiten sehr nahe verwandt ist. Die Anordnung von Thomson können wir durch die nämlichen fünf Leitsätze in ihren Hauptzügen darstellen, wie oben S. 42 die Anordnung von Townsend. Die Unterschiede liegen vor allem in Punkt 2, d. h. in der Art, wie die elektrische Ladung bestimmt wurde, welche 1 ccm Gas mit sich führt; ferner in Punkt 3, d. h. in der Ermittlung des Gesamtgewichtes des Nebels. Thomson erzeugte die Ionen in dem Raume  $A$  (Fig. 1) durch Röntgenstrahlen, deren Stärke auf möglichst gleichem Betrage gehalten wurde. An die zwei horizontalen Begrenzungsflächen des Raumes  $A$  (Wasseroberfläche unten und Aluminiumplatte oben; diese letztere bildete gleichzeitig den Deckel des Gefäßes  $A$ ) wurde eine sehr geringe Spannung  $E$  an-

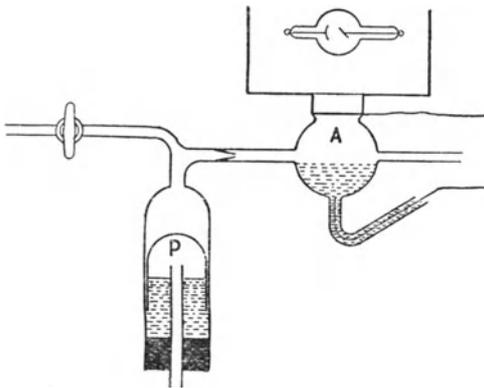
<sup>1)</sup> Phil. Mag. **46**, 528 (1898).

gelegt. Thomson maß nun zuerst den Strom, der unter dem Einflusse dieser Spannung durch das Gas im Raume  $A$  fließt, wenn Röntgenstrahlen dasselbe durchsetzen.

- $n'$  sei die Gesamtzahl der Ionen eines Zeichens in 1 cm;
- $u$  „ „ Geschwindigkeit des positiven Ions;
- $v$  „ „ „ „ „ negativen „ ;

und zwar dann, wenn die elektromotorische Kraft 1 wirkt, d. h.  $u$  und  $v$  sind die Beweglichkeiten der positiven bzw. der negativen Ionen.

Fig. 1.



Dann ist der Strom  $I$ , welcher durch die Flächeneinheit fließt, gegeben durch die Gleichung:

$$I = n'e(u + v)E \dots \dots \dots (4)$$

$I$  und  $E$  können leicht gemessen werden.

$u + v$  war bereits aus den früheren Arbeiten von Rutherford bekannt; es konnte demnach der Wert von  $n'.e$  (d. h. die Ladung des einen Vorzeichens, welche 1 cm Gas unter der ionisierenden Wirkung einer konstanten Quelle von Röntgenstrahlen mit sich führt) aus Gleichung (4) sofort berechnet werden. Das ersetzt in einfacher Weise die Methode, durch welche Townsend die Ladung von 1 cm Gas erhielt. Der Hauptsache nach sind die beiden Methoden ganz gleich; der Unterschied in der Versuchsanordnung besteht lediglich darin, daß Townsend nur Ionen eines Zeichens hat; bei dem Versuche von Thomson dagegen sind sowohl positive wie negative Ionen vorhanden.

Gleichung (4) lieferte also den Wert für  $n'.e$ ; Thomson brauchte alsdann nur  $n'$  zu finden, um die Gleichung nach  $e$  auflösen zu können. Die Ermittlung von  $n'$  geschah dadurch, daß er — genau wie Townsend — die Ionen als Kondensationskerne für Wasserdampf wirken ließ und dann das Gewicht des Nebels bestimmte. Zur Bildung der Wolke benutzte Thomson die Entdeckung von C. T. R. Wilson, von welcher oben bereits die Rede war: Wird nämlich die Luft in  $A$  plötzlich verdünnt, wobei sie sich abkühlt, so wirken die Ionen in  $A$  als Kerne bei der Bildung der Nebeltröpfchen. Die Ausdehnung wird dadurch hervorgebracht, daß der Kolben  $P$  plötzlich zurückgezogen wird; dadurch wird der darüber befindliche Rauminhalt vergrößert. Um die Ionen in  $A$  bilden sich dabei die Nebeltröpfchen. Thomson ermittelte das Gewicht des Nebels nicht — wie es Townsend tat — unmittelbar, sondern er berechnete dasselbe aus dem Betrage der Abkühlung, welche durch die Ausdehnung hervorgerufen wurde, und aus dem bekannten Unterschiede zwischen der Dichte des gesättigten Wasserdampfes einerseits bei Zimmertemperatur, andererseits bei der tieferen Temperatur, welche durch die Ausdehnung erzeugt wurde. Diese Methode zur Bestimmung des Gewichtes des Nebels ist nicht so unmittelbar und nicht so zuverlässig wie die von Townsend; sie ist aber die einzige, welche sich mit der Anordnung verträgt, nach welcher Thomson das ionisierte Gas herstellte und die Ladung von 1 ccm dieses Gases maß. Der Mittelwert der Tröpfchengröße wurde hier genau ebenso bestimmt wie bei Townsend, und zwar dadurch, daß das Gesetz von Stokes auf die Bewegung des oberen Endes des Nebels in dem Gefäße  $A$  angewendet wurde.

Wenn man sich die Versuchsanordnung von Thomson genau ansieht, so erkennt man, daß ihr alle theoretischen Unvollkommenheiten anhaften, welche die Untersuchung von Townsend aufweist; dazu kommt aber, daß sie die experimentellen Ungenauigkeiten beträchtlich vermehrt. Diejenigen theoretischen Bedenken, welche am meisten ins Gewicht fallen, entspringen

1. der Benutzung des Gesetzes von Stokes;
2. der Annahme, daß die Zahl der Ionen gleich der Zahl der Tröpfchen ist.

Beide Forscher suchten die zweite Annahme, welche die bedenklichere ist, durch Versuche zu begründen; spätere Untersuchungen von H. A. Wilson, von Quincke, von mir selbst

haben aber gezeigt, daß Nebel, welche sich nach der Versuchsanordnung von C. T. R. Wilson bilden, im allgemeinen aus Tröpfchen bestehen, von denen einige nur eine Ladung tragen, andere zwei Ladungen, wieder andere deren zehn oder irgendeine beliebige Anzahl von Einheitsladungen. Trotzdem ich bei meinen Versuchen immer die größte Sorgfalt anwandte, war ich niemals imstande, Bedingungen ausfindig zu machen, bei denen die Vorstellung auch nur annähernd richtig gewesen wäre, daß jedes Tröpfchen nur eine einzige Elementarladung trägt. Quincke<sup>1)</sup> kam durch seine neuesten Versuche zu den nämlichen Schlußfolgerungen.

Wir wollen nun weiterhin die experimentellen Ungenauigkeiten in den Arbeiten von Townsend und Thomson vergleichen. Da ist es von vornherein klar, daß die Annahme, die Nebel verdampfen nicht, während die Geschwindigkeit ihres Niedersinkens gemessen wird, bei der Anordnung von Thomson sogar noch bedenklicher sein muß als bei der Anordnung von Townsend; denn bei Thomson bilden sich die Nebel durch die Temperaturerniedrigung infolge plötzlicher Druckverminderung. Es kann nun kein Zweifel darüber bestehen, daß die Tröpfchen wieder teilweise verdampfen, während die Temperatur auf ihren Anfangswert zurückkehrt. Diese plötzliche Druckverminderung macht überdies das Auftreten von Konvektionsströmen sehr wahrscheinlich; wenn nun der Halbmesser der Tröpfchen aus der Strecke, um welche der Nebel sinkt, berechnet wird, so müssen diese Konvektionsströme das Ergebnis der Rechnung fälschen, und zwar bei der Anordnung von Thomson mehr als bei jener von Townsend. Thomson erhielt bei seinen verschiedenen Versuchen Werte zwischen  $5,5 \cdot 10^{-10}$  und  $8,4 \cdot 10^{-10}$ ; als endgültigen Wert gab er  $6,5 \cdot 10^{-10}$  an.

Im Jahre 1903<sup>2)</sup> veröffentlichte er eine neue Arbeit über  $e$ , in welcher er die Messungen wiederholte; als Ionisator benutzte er aber jetzt die Strahlung des Radiums und nicht mehr Röntgenstrahlen. Für  $e$  fand er den Wert  $3,4 \cdot 10^{-10}$ . Den Unterschied erklärt er durch die Annahme, daß bei seiner früheren Untersuchung die wirksameren negativen Ionen den vorhandenen Wasser-

---

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 422 (1914).

2) Phil. Mag. (6) **5**, 354 (1903).

dampf vollkommen an sich rissen und daß die positiven Ionen sich nicht in dem sinkenden Nebel befanden, wie er früher geglaubt hatte. Er ließ jetzt die Druckverminderungen viel plötzlich ablaufen als früher und schloß, daß die Voraussetzung, welche er bei seinen Versuchen im Jahre 1898 gemacht hatte, daß nämlich die Zahl der Ionen gleich ist der Zahl der Tröpfchen, für den früheren Fall zwar unrichtig ist; dagegen sollte diese nämliche Voraussetzung für die zweite Versuchsanordnung zulässig sein. Wenn nun bei den ersten Versuchen nur die halbe Anzahl der Ionen als Kondensationskerne wirkte, bei der zweiten Versuchsanordnung dagegen die ganze Anzahl, dann mußte man erwarten, daß das zweite Ergebnis ungefähr  $\frac{1}{2}$ mal so groß ist wie das erste. Das ist nun aber auch wirklich der Fall.

Die Versuchsanordnung von Thomson stellt demnach zwar eine beachtenswerte und wichtige Abänderung derjenigen von Townsend dar; man kann jedoch kaum sagen, daß sie unsere Kenntnis von  $e$  wesentlich erweitert hätte.

Einen weiteren Fortschritt in der Bestimmung von  $e$  machte im Jahre 1903 H. A. Wilson<sup>1)</sup>; diese Versuche wurden ebenfalls im Cavendish-Laboratorium ausgeführt.

### 3. Die Versuchsanordnung von H. A. Wilson.

Wilson änderte die Anordnung von Thomson etwas ab: innerhalb des Raumes  $A$ , Fig. 1, brachte er zwei horizontale kreisförmige Kupferplatten (Durchmesser  $3\frac{1}{2}$  cm) an; ihr gegenseitiger Abstand war 4 bis 10 mm. Sie wurden mit den Polen einer Batterie von 2000 Volt verbunden. Er rief nun einen negativ geladenen Nebel hervor, indem er den Gasdruck plötzlich herabsetzte (Expansionsverhältnis 1,25 bis 1,3); er beobachtete sodann, wie schnell das obere Ende dieses Nebels zwischen den Platten niedersank, wenn kein elektrisches Feld angelegt war. Dann wiederholte er die Entspannung und beobachtete das Niedersinken der Wolke, wenn das elektrische Feld und die Schwere auf die Tröpfchen gleichsinnig nach abwärts wirkten.

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (6) 5, 429 (1903).

$mg$  stelle die Schwerkraft dar, welche auf die Tröpfchen der oberen Endfläche des Nebels wirkt.

$mg + Fe$  sei die Summe aus Schwerkraft + elektrischer Kraft; letztere rührt von der Wirkung des Feldes  $F$  auf die Ladung  $e$  her.

$v_1$  = Fallgeschwindigkeit unter der Wirkung der Schwerkraft allein.

$v_2$  = Fallgeschwindigkeit, wenn Schwerkraft und elektrisches Feld wirkt.

Wenn nun das Verhältnis zwischen der wirkenden Kraft und der erzeugten Geschwindigkeit das nämliche ist, gleichgültig ob das Teilchen geladen oder ob es ungeladen ist, dann hat man:

$$\frac{mg}{mg + Fe} = \frac{v_1}{v_2} \dots \dots \dots (5)$$

Diese Gleichung wird mit der Gleichung für das Gesetz von Stokes vereinigt:

$$v_1 = \frac{2}{9} \cdot \frac{g \cdot a^2 \sigma}{\eta} \dots \dots \dots (6)$$

Hier ist:

- $a$  = Halbmesser des Tröpfchens,
- $\sigma$  = Dichte des Tröpfchens,
- $v_1$  = Geschwindigkeit des Tröpfchens unter dem Einflusse der Schwere  $g$ ,
- $\eta$  = innere Reibung der Luft.

Indem Wilson  $m$  mit Hilfe der Gleichung

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \sigma \dots \dots \dots (7)$$

eliminierte, erhielt er, nachdem für  $\eta$  und  $\sigma$  die entsprechenden Werte eingesetzt waren (allerdings kennt man diese Werte für die gesättigte Luft bei der Temperatur, welche unmittelbar nach der Expansion herrscht, nicht genau)

$$e = 3,1 \cdot 10^{-9} \frac{g}{F} (v_2 - v_1) v_1^2 \dots \dots \dots (8)$$

Wilson's Methode bedeutet einen wirklichen Fortschritt insofern, als bei ihr die sehr mißliche Annahme wegfällt, daß die Zahl

der Tröpfchen gleich der Zahl der negativen Ionen ist: er beobachtet ja nur den Betrag, um welchen die obere Begrenzungsfläche des Nebels sinkt; nun werden die Tröpfchen, welche stärker geladen sind, infolge des Feldes rascher nach abwärts sinken als die weniger stark geladenen Teilchen: So kommt es, daß er seine eigentlichen Messungen immer an den Tröpfchen machte, welche am wenigsten stark geladen waren. Alle anderen Schwierigkeiten und alle anderen Annahmen, welche wir bei den Versuchen von Townsend und von Thomson fanden, treffen wir auch bei Wilson wieder; dazu kommt aber noch eine neue und recht bedenkliche Annahme, nämlich die, daß die Nebel, welche durch die aufeinanderfolgenden Expansionen entstehen, hinsichtlich der Größe der Tröpfchen ganz gleichartig sind. Denn beim Anschreiben der ersten Gleichung für die Methode von Wilson setzten wir stillschweigend voraus, daß die Größen  $v_1$  und  $v_2$  am nämlichen Tröpfchen gemessen sind; in Wirklichkeit aber werden diese Messungen an ganz verschiedenen Tröpfchen gemacht. Ich selbst fand, daß es eine recht unsichere Sache ist, wenn man bei aufeinanderfolgenden Expansionen immer die nämlichen Verhältnisse im Nebel herstellen möchte. Überdies setzt die Methode von Wilson Gleichartigkeit im Felde zwischen den Platten voraus — eine Annahme, welche von der Wirklichkeit recht weit entfernt sein mag.

Die Beseitigung der Annahme, daß die Zahl der Tröpfchen und die Zahl der Ionen einander gleich sind, läßt zwar die  $e$ -Bestimmung Wilsons im Vergleich mit den Arbeiten seiner Vorgänger zuverlässiger erscheinen; aber die tatsächlich erreichte Genauigkeit war nicht groß; das sieht man am besten aus seiner Zusammenstellung der Ergebnisse. Er machte 11 verschiedene Bestimmungen, welche Werte zwischen  $e = 2 \cdot 10^{-10}$  und  $e = 4,4 \cdot 10^{-10}$  lieferten. Seine 11 Ergebnisse sind:

Tabelle I.

$e$	$e$	$e$	$e$
2,3 · 10 <sup>-10</sup>	2,7 · 10 <sup>-10</sup>	3,8 · 10 <sup>-10</sup>	2,0 · 10 <sup>-10</sup>
2,6 . "	3,4 . "	3,0 . "	2,3 . "
4,4 . "	3,8 . "	3,5 . "	Mittelwert: 3,1 · 10 <sup>-10</sup>

Da mich diese Ergebnisse wegen ihrer geringen Genauigkeit nicht befriedigten, so wiederholte ich im Jahre 1906 die Versuche von Wilson; jedoch gelang es auch mir nicht, eine größere Übereinstimmung zwischen den einzelnen Werten zu erreichen. Die Unbeständigkeit, die Verzerrung, die Unbestimmtheit der oberen Grenze des Nebels gaben wenig Hoffnung, bessere Zahlen zu finden. Und meine Ergebnisse schienen mir einer Veröffentlichung gar nicht wert.

Aus meinen Beobachtungen schloß ich aber, daß die Genauigkeit durch folgende Änderungen erhöht werden könnte:

1. Als Ionisator wird Radium statt der Röntgenstrahlen benutzt.
2. Es werden stärkere elektrische Felder in Anwendung gebracht; dadurch wird der Unterschied zwischen  $v_1$  und  $v_2$  vergrößert, der bei den Versuchen von Wilson ganz gering war.
3. Das Sinken des Nebels wird auf geringere Strecken und während kürzerer Zeiten beobachtet, um die Fehler zu verkleinern, welche durch die Verdunstung des Nebels während der Beobachtungszeit verursacht werden.

Deshalb wurde eine Hochspannungsbatterie von 4000 Volt gebaut; im Sommer 1908 wiederholte sodann Begeman und ich die Versuche noch einmal, wobei Radium als Ionisator angewandt wurde. Diese Versuche, welche etwas übereinstimmendere Zahlen lieferten als die Versuche von Wilson, wurden teilweise veröffentlicht<sup>1)</sup>. Als Mittelwert aus zehn Beobachtungsreihen gaben wir den Wert  $e = 4,06 \cdot 10^{-10}$  an; die einzelnen Werte lagen zwischen den Grenzen 3,66 und 4,37. Wir bemerkten damals, daß wir den Fehler, der durch die Verdampfung bedingt wird, verhältnismäßig unschädlich gemacht hätten, wenn wir ihn auch nicht gänzlich beseitigen konnten; ferner wiesen wir darauf hin, daß unser Schlüßergebnis, welches beträchtlich größer war als das von Wilson oder Thomson (3,1 bzw. 3,4) wenigstens als eine weitere Annäherung an den richtigen Wert betrachtet werden müsse.

---

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **26**, 198 (1908).

#### 4. Die Methode der schwebenden Tröpfchen.

Aus dem Gefühle heraus, daß wir doch eigentlich gar nichts darüber wissen, in welchem Maße die Wiederverdunstung des Nebels vor sich geht, war ich nun zunächst bestrebt, eine Versuchsmöglichkeit auszuarbeiten, welche den Einfluß einer allenfallsigen Verdunstung ganz ausschließt. Zu dem Zwecke wollte ich das elektrische Feld so stark machen, daß es — je nach seiner Richtung — nicht bloß die Geschwindigkeit ein wenig vergrößert oder verkleinert, mit welcher das obere Ende des Nebels unter dem Einfluß der Schwere sinkt (und so war es ja bei allen früheren Versuchen gemacht worden); das elektrische Feld sollte vielmehr in stande sein, das obere Ende des Nebels schwebend zu erhalten, damit genau beobachtet werden konnte, in welchem Maße der Nebel verschwindet; auf diese Weise glaubte ich, jene Fehlergröße bei der Berechnung berücksichtigen zu können.

Dieser Versuch war zwar in der Art, in welcher er geplant war, nicht von Erfolg gekrönt; er führte aber zu einer Abänderung der Nebelmethode, welche damals von einer weittragenden Wichtigkeit zu sein schien, und die neue Anordnung hat sich seither auch wirklich bewährt. Dadurch wurde es zum erstenmal ermöglicht, alle Messungen an **einzelnen** Tröpfchen zu machen. Auf diese Weise konnten endlich alle unsicheren Annahmen und alle ungenauen Versuchsbedingungen beseitigt werden, welche der Bestimmung von  $e$  durch die Nebelmethode anhafteten. Die neue Versuchsanordnung leistete aber noch viel wichtigeres: sie ermöglichte es, die Eigenschaften von einzelnen Elektronen <sup>1)</sup> für sich ganz allein zu untersuchen; es konnte auch die Frage entschieden werden, ob verschiedene Ionen wirklich eine und dieselbe Ladung tragen. Erst jetzt wurde die Entscheidung zwischen folgenden grundlegenden Fragen möglich — und darauf mag besonders hingewiesen werden —: Baut sich die Elektrizität in Gasen und in Lösungen wirklich aus elektrischen Atomen auf, von denen jedes genau den nämlichen Wert hat? Oder ist das Elektron <sup>1)</sup>, welches zum erstenmal bei den elektrolytischen Versuchen von Faraday und bei den Versuchen von Townsend und

---

<sup>1)</sup> Siehe Bemerkung in der Einleitung S. VI, ferner Anmerkung 3, S. 25.

Thomson an Gasen in die Erscheinung trat, bei alledem doch nur ein **statistischer Mittelwert** von Ladungen, welche sich in den Einzelwerten voneinander noch stark unterscheiden? Diese letztere Ansicht fand bis zum Erscheinen der Arbeit, welche wir jetzt betrachten wollen — und auch später noch — vielfach zahlreiche, warme Vertreter.

Im Frühjahr 1909 wurde die erste Bestimmung an Ladungen, welche an einzelnen Tröpfchen haften, ausgeführt. Eine Mitteilung hierüber erfolgte in den Berichten der Britischen Naturforscherversammlung zu Winnipeg, August 1909, als Nachtrag; Physical Review, Dezember 1909, enthielt einen kurzen Bericht; die vollständige Arbeit erschien im Philosophical Magazine, Februar 1910<sup>1)</sup>, unter dem Titel:

„A New Modification of the Cloud Method of Determining the Elementary Electrical Charge and the Most Probable Value of That Charge“. „Eine Abänderung der Nebelmethode zur Bestimmung der elektrischen Elementarladung. Der wahrscheinlichste Wert dieser Ladung“.

Die folgenden Auszüge aus jener Abhandlung werden deutlich zeigen, was durch diese erste Bestimmung der Ladungen, welche die einzelnen Tröpfchen mit sich führen, erreicht wurde.

### Wie kann man einzelne geladene Tröpfchen durch ein elektrostatisches Feld schwebend machen?

Um die Fehler, welche die Verdunstung bedingt, zu beseitigen, wollte ich ein elektrisches Feld herstellen, welches stark genug ist, um der Anziehungskraft, welche die Schwere auf den Nebel ausübt, gerade das Gleichgewicht zu halten; dann sollte mit Hilfe eines Gleitkontaktes die Stärke dieses Feldes so geändert werden, daß der Nebel während der ganzen Zeit seines Bestehens schwebend gehalten wird. Auf diese Weise hoffte ich ein genaues Bild darüber zu bekommen, wie die ganze Verdunstung des Nebels sich vollzieht; aus den Beobachtungen über die Fallgeschwindigkeit wollte ich dann geeignete Beziehungen ableiten, um die durch die Verdunstung bedingten Fehler ganz wegzubringen. Es war mir nun nicht möglich, den ganzen Nebel schwebend zu erhalten, wie es ursprünglich geplant war; dafür jedoch bemerkte ich bald, daß meine neue Versuchsanordnung eine viel wichtigere Aufgabe zu lösen erlaubte: Es konnten einzelne geladene Tröpfchen durch das Feld in Schwebelage gehalten werden, und zwar 30 bis 60 Sekunden lang. Ich habe zwar niemals den zeitlichen Verlauf von Tröpfchen unter-

<sup>1)</sup> Phil. Mag. 19, 209 (1910).

suchen können, welche länger als 45 Sekunden blieben; aber ich habe einige Male Tröpfchen beobachtet, welche nach meinem Empfinden beträchtlich länger anhielten. Die Tröpfchen, welche durch ein elektrisches Feld schwebend gehalten werden konnten, trugen immer mehrfache Ladungen. Die Schwierigkeit bei den Versuchen, solche Tröpfchen zum Schweben zu bringen, war geringer, als man von vornherein hätte annehmen sollen.

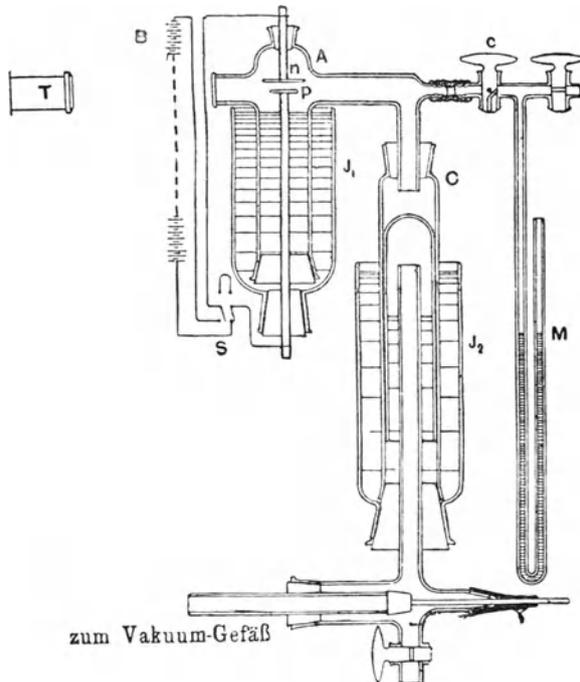
Das Verfahren, den Nebel zu bilden und unmittelbar darauf das Feld aufzuladen, ist einfach. Diejenigen Tröpfchen, deren Ladungen das gleiche Vorzeichen haben wie die obere Platte, oder deren Ladungen zwar das entgegengesetzte Zeichen haben, aber zu schwach sind, fallen rasch; diejenigen Tröpfchen dagegen, welche eine genügende Anzahl von Vielfachen der Ladungseinheit vom entgegengesetzten Vorzeichen wie die obere Platte tragen, werden entgegen der Schwere von dieser Platte angezogen; dieselben bewegen sich nach aufwärts. Man wird also folgende Wirkung haben: nach Verlauf von 7 bis 8 Sekunden wird das Gesichtsfeld vollkommen klar; nur eine geringe Anzahl von Tröpfchen wird man dort noch finden, und zwar jene, für welche das Verhältnis von Ladung und Masse gerade den richtigen Wert hat, damit sie durch das elektrische Feld schwebend gehalten werden. Diese erscheinen als vollkommen deutliche, glänzende Pünktchen. Manchmal hatte ich nur ein einziges solches „Sternchen“ im ganzen Gesichtsfelde und hielt es dort beinahe 1 Minute fest. Für gewöhnlich aber war bei den Beobachtungen eine große Anzahl von solchen Pünktchen im Gesichtsfelde. Dünne, flockige Nebel, deren Herstellung dadurch erleichtert wird, daß die Wasserbehälter  $J_1$  und  $J_2$  (Fig. 2) ein paar Grade über Zimmertemperatur gehalten werden, eigneten sich zu Beobachtungen dieser Art besonders.

Es erwies sich außerdem als möglich, die Masse eines Tröpfchens durch Veränderung der Ionisierung so zu verändern, daß Tröpfchen, welche in einigen Fällen zwei, in anderen Fällen drei oder vier oder fünf oder sechs Vielfache der Ladungseinheit trugen, durch beinahe das nämliche Feld in Schweben gehalten werden konnten. Die Vorrichtungen, welche zur allmählichen Veränderung des Feldes dienen sollten, waren deshalb nicht weiter notwendig. Wenn ein bestimmtes Feld keine Tröpfchen in sich schwebend halten konnte, so wurde es stufenweise um 100 oder 200 Volt geändert, bis die Tröpfchen ganz oder nahezu schwebend blieben. Wenn die Spannung abgeschaltet wurde, konnte man oftmals sehen, wie verschiedene Tröpfchen sich mit sehr verschiedenen Geschwindigkeiten unter dem Einfluß der Schwere rasch abwärts bewegen; dadurch verraten sie uns, daß sie verschiedene Massen hatten und entsprechend verschiedene Ladungen trugen.

Die Geschichte des Daseins dieser Tröpfchen ist folgende: Wenn sie ein bißchen zu schwer sind und deshalb durch das Feld nicht ganz schwebend gehalten werden können, so fangen sie an, unter dem Einfluß der Schwere langsam zu sinken. Dabei verdunsten sie etwas und

ihre Abwärtsbewegung hört bald auf; sie bleiben für eine beträchtliche Spanne Zeit an der nämlichen Stelle in Ruhe. Dann gewinnt das elektrische Feld die Oberhand über die Schwere und sie bewegen sich langsam aufwärts. Diese Aufwärtsbewegung wird sehr bald beschleunigt und sie werden dann mit beträchtlicher Geschwindigkeit an die obere Platte herangezogen: das bedeutet das Ende ihres Daseins in dem Raume zwischen den Platten. In Verbindung mit der Tatsache, daß

Fig. 2.



das ganze Dasein derselben zwischen den Platten, welche bloß 4 bis 5 mm voneinander entfernt sind, nur etwa 35 bis 60 Sekunden dauert, erkennen wir daraus ganz klar und deutlich, daß ihre Bewegung während eines sehr beträchtlichen Teiles dieser Zeit außerordentlich langsam sein muß. Ich habe Tröpfchen oftmals 10 bis 15 Sekunden lang verfolgt, ohne eine Spur von Bewegung an ihnen wahrnehmen zu können. Kurz nach einer Druckverminderung des Gases sah ich vielfach Tröpfchen, welche zuerst scheinbar stillstanden; dann aber fingen sie an, sich langsam abwärts zu bewegen, der Richtung der Schwere folgend; dann standen

sie wieder still und schließlich bewegten sie sich langsam aufwärts. Das rührt vermutlich davon her, daß große Tröpfchen, welche vielfach geladen sind, mit kleineren Tröpfchen in ihrer Nähe, welche nur eine einzige Ladung tragen, nicht im Gleichgewicht sind; dieselben verdunsten nicht, im Gegenteil, sie wachsen eine Zeitlang auf Kosten ihrer kleinen Nachbarn. Wie dem aber auch sein mag, auf jeden Fall gibt uns die Ausnutzung dieser experimentellen Tatsache, daß die Tröpfchen während einer beträchtlichen Zeitdauer im wesentlichen stationär sind, die Möglichkeit, Messungen über ihre Fallgeschwindigkeit anzustellen, bei denen die Fehler, welche durch die Verdunstung bedingt sind, gegenüber den anderen Versuchsfehlern vollständig vernachlässigt werden können. Überdies ist der Beobachter, welcher derartige Messungen ausführt, wohl imstande, den zeitlichen Verlauf der Bewegung bei einem Tröpfchen, welches die Lage, wo es in Ruhe bleibt, noch nicht ganz erreicht hat, oder bei einem anderen, welches diese Lage gerade hinter sich hat, zu ermitteln: der Mittelwert aus einer beträchtlichen Anzahl von solchen Beobachtungen wird — auch vom theoretischen Standpunkte aus — von Fehlern, welche von der Verdunstung herrühren, vollkommen frei sein.

### Die Beobachtungsmethode.

Die Beobachtungen über die Fallgeschwindigkeit wurden mit einem Fernrohr  $T$  von kurzer Brennweite angestellt; seine Entfernung von den Platten des Kondensators betrug etwa 60 cm. Im Okular waren drei Querfäden in gleichem Abstand voneinander gespannt; der Abstand zwischen den beiden äußersten Fäden war ungefähr der dritte Teil des Abstandes der Kondensatorplatten. Ein kleiner Teil des Raumes zwischen den Platten wurde durch ein schmales Lichtbündel einer Bogenlampe beleuchtet; die Wärme des Bogens wurde durch drei Wassertröge hintereinander aufgenommen. Die Luft zwischen den Platten wurde durch 200 mg Radium von der Aktivität 20000 ionisiert; das Radium befand sich in einer Entfernung von 3 bis 10 cm von den Platten. Ungefähr eine Sekunde nach der Druckverminderung des Gases wurde das Radium entfernt oder es wurde seine Strahlung mit Hilfe eines Bleischirmes abgeblendet; sodann wurde das Feld mit Hilfe eines geeigneten Doppelumschalters angelegt. Wenn sich keine Tröpfchen fanden, welche durch das Feld schwebend gehalten wurden, so wurde der Spannungsunterschied oder der Gasdruck geändert, bis schwebende Teilchen beobachtet werden konnten. Das Fernrohr wurde so verschoben, daß die Querfäden nahe an der unteren Platte erschienen; sobald ein stationäres Tröpfchen etwas über dem oberen Querfaden sich zeigte, wurde einige Sekunden lang gewartet, um sicher zu sein, daß es sich nicht bewegte. Dann wurde das Feld abgeschaltet, und die Platten wurden mit Hilfe des Doppelumschalters kurz geschlossen, damit auf denselben gewiß keine Ladung zurückblieb. Mit Hilfe von genauen besonderen Springuhren wurden die Zeitpunkte des Durchgangs der Tröpfchen durch die drei Querfäden gemessen; der eine der beiden

Zeiger der Uhr wurde in dem Augenblick, wo das Teilchen durch den mittleren Querfaden ging, der andere Zeiger im Augenblick des Durchgangs durch den unteren Querfaden angehalten. Diese Beobachtungsmethode läßt die Verdunstung auf doppelte Weise überwachen; denn wenn das Tröpfchen zuerst stationär ist, so ist die Verdunstung auf jeden Fall so gering, daß die Bestimmung der Fallgeschwindigkeit nicht beeinflußt wird; wenn es aber anfängt, in merklichem Betrage zu verdunsten, bevor die Ablesung beendet ist, so wird die Zeit, welche zur Zurücklegung der Strecke zwischen dem zweiten und dritten Querfaden nötig ist, größer sein, als die Zeit, welche zur Zurücklegung der Strecke zwischen dem ersten und zweiten Querfaden erforderlich ist. Aus den nachstehenden Beobachtungen ersieht man, daß dies im allgemeinen nicht der Fall war.

Es ist ein außerordentlich lehrreicher und fesselnder Versuch, eines von diesen Tröpfchen zu beobachten, wie es sich in Bewegung setzt und zur Ruhe kommt oder sogar seine Bewegungsrichtung umkehrt, je nachdem das Feld angelegt oder abgeschaltet wird. Ich konnte oft ein Teilchen verfolgen, welches nur ein bißchen zu leicht war und deshalb nicht stationär blieb; es bewegte sich zwischen den nämlichen Querfäden vier- oder fünfmal hin und her: ich sah es zuerst unter der Einwirkung der Schwere fallen, wenn das Feld abgeschaltet war, und dann wieder — entgegen der Schwere — steigen, wenn das Feld angelegt wurde. Die Genauigkeit und die Sicherheit, mit welcher der Augenblick des Durchgangs der Tröpfchen durch die Querfäden ermittelt werden kann, ist ebenso groß, wie bei der Zeitbestimmung des Durchgangs eines Sternes durch das Fadensystem eines Passage-Instrumentes.

Sämtliche Größen, welche in Gleichung (8), S. 49, auftreten, werden am nämlichen Tröpfchen beobachtet und gemessen; deshalb kommen hier alle Ungenauigkeiten, welche mit der Frage zusammenhängen, ob die Versuchsbedingungen bei der Bildung von neuen weiteren Nebeln immer wieder ganz genau hergestellt werden können, gar nicht in Betracht. Für die theoretische Begründung der Methode bleibt nur die eine Unsicherheit bestehen, ob das Gesetz von Stokes sich auf die Geschwindigkeit, womit diese Tröpfchen unter dem Einflusse der Schwere fallen, anwenden läßt. Die Meßgenauigkeit ist bei meiner Versuchsanordnung vor allem davon abhängig, mit welcher Sicherheit sich Zeitbestimmungen im Betrage von 3 bis 5 Sekunden ausführen lassen, wenn der Gegenstand, dessen zeitlicher Verlauf verfolgt werden soll, ein einzelnes glänzendes Pünktchen ist, das sich bewegt. Das will folgendes besagen: Wenn der Zeitunterschied z. B. 5 Sekunden beträgt — ein Fall, wie er in einigen unten angegebenen Beobachtungen vorliegt<sup>1)</sup> — dann wird der Fehler, den ein erfahrener Beobachter macht, wenn er mit einer genauen Springuhr arbeitet, bei irgend einer be-

---

<sup>1)</sup> Diese Worte beziehen sich vor allem auf die in Phil. Mag. 19, 209, 1910 veröffentlichte Arbeit. (Der Übersetzer.)

stimmten Beobachtung niemals 4 Proz. überschreiten. Der mittlere Fehler bei einer großen Anzahl von gleichartigen Beobachtungen wird natürlich viel kleiner sein.

Da bei dieser Versuchsanordnung die Größe  $v_3$  der Gleichung (8) S. 49 gleich Null ist, und da  $F$  seinem Zeichen nach negativ ist, so nimmt die Gleichung die einfache Gestalt an:

$$e = 3,422 \times 10^{-9} \times \frac{g}{F} v_1^{3/2} \dots \dots \dots (6)^1$$

Ich will hier zwei Tabellen aus jener<sup>2)</sup> Abhandlung folgen lassen, um zu zeigen, wie genau jene früheren Messungen über die Ladungen, welche von den einzelnen Teilchen getragen werden, bereits sind.

Tabelle II.

Reihe 1. Schwebendes positives Wassertröpfchen.  
 Entfernung der Kondensatorplatten . . . 0,545 cm.  
 Gemessene Fallstrecke . . . . . 0,155 „

Volt	Fallzeit für Strecke zwischen	
	Faden 1 und 2 Sek.	Faden 1 und 3 Sek.
2285	2,4	4,8
2285	2,4	4,8
2275	2,4	4,8
2325	2,4	4,8
2325	2,6	4,8
2325	2,2	4,8
2365	2,4	4,8
2312	2,4	4,8

Durchschnittszeit für 0,155 cm = 4,8 Sekunden

$$e_3 = 3,422 \cdot 10^{-9} \frac{980,3}{14,14} \cdot \left(\frac{0,155}{4,8}\right)^{3/2} = 13,77 \cdot 10^{-10}.$$

Deshalb  $e = (13,77 \cdot 10^{-10}) \cdot \frac{1}{3} = 4,59 \cdot 10^{-10}$ .

<sup>1)</sup> Die Konstante in der Gleichung von Wilson ist von dem Werte 3,1 in 3,422 umgeändert:

1. in Hinsicht auf genaue Messungen der Temperatur, die in der Nebelkammer ungefähr 10 Sekunden nach der Druckverminderung herrscht;
2. in Hinsicht auf neue Messungen über die innere Reibung  $\eta$  der gesättigten Luft.

(6) bezieht sich auf die Veröffentlichung in Phil. Mag. **19**, 209 (1910).

<sup>2)</sup> Phil. Mag. **19**, 209 (1910).

Reihe 2. Schwebendes positives Wassertröpfchen.  
 Entfernung zwischen den Platten . . . . . 0,545 cm.  
 Gemessene Fallstrecke . . . . . 0,155 „ .

Volt	Fallzeit für Strecke zwischen	
	Faden 1 und 2 Sek.	Faden 1 und 3 Sek.
2365	1,8	4,0
2365	1,8	4,0
2365	2,2	3,8
2365	1,8	4,0
2395	2,0	4,0
2395	2,0	4,0
2395	2,0	3,8
2365	1,8	4,0
2365	1,8	4,0
2365	1,8	4,0
2374	1,90	3,96

Durchschnittszeit für 0,155 cm = 3,91 Sekunden

$$e_4 = 3,422 \cdot 10^{-9} \frac{980,3}{14,52} \cdot \left(\frac{0,115}{3,91}\right)^{3/2} = 18,25 \cdot 10^{-10}.$$

Daraus 
$$e = \frac{18,25 \cdot 10^{-10}}{4} = 4,56 \cdot 10^{-10}.$$

Tabelle III.

Reihe	Ladung	Wert von $e$	Zugeteiltes Gewicht
1	3 $e$	4,59	7
2	4 $e$	4,56	7
3	2 $e$	4,64	6
4	5 $e$	4,83	4
5	2 $e$	4,87	1
6	6 $e$	4,69	3

Einfacher Mittelwert . . . . .  $e = 4,70 \cdot 10^{-10}$ .

Ausgeglichener Mittelwert. . . . .  $e = 4,65 \cdot 10^{-10}$ .

Bei diesen Versuchen beobachtete ich zufällig eine Erscheinung, welche damals meine Aufmerksamkeit in hohem Maße fesselte — wies sie doch auf ganz neue Möglichkeiten hin. Während

ich mit diesen schwebenden Tröpfchen arbeitete, bemerkte ich in verschiedenen Fällen, wo ich es unterlassen hatte, die Radiumstrahlen abzuschirmen, daß dann und wann eines von den Teilchen plötzlich seine Ladung änderte; dasselbe fing dann an, sich im Felde nach oben oder unten zu bewegen — offenbar deswegen, weil in dem einen Falle ein positives, in dem anderen Falle ein negatives Ion sich an dasselbe angelagert hatte. Dank dieser zufälligen Wahrnehmung wurde ich nun für die Folgezeit in die Lage versetzt, nicht nur die Ladungen auf bestimmten Tröpfchen mit Sicherheit zu messen, wie ich es bisher schon getan hatte, sondern auch jene Ladung zu ermitteln, welche ein einzelnes atmosphärisches Ion trug. Denn dadurch, daß ich zwei Geschwindigkeitsmessungen an dem nämlichen Tröpfchen machte — eine Messung, bevor das Ion sich angelagert hatte, und eine Messung nachher — konnte ich, offenbar von den Eigenschaften des Tröpfchens und von denen des Mittels vollständig absehen; ich konnte mich mit einer Größe befassen, welche nur von der Ladung auf dem eingefangenen Ion selbst abhängig war.

Dementsprechend konnte ich im Verlaufe des Jahres 1909 mit einer Reihe von Versuchen beginnen, die in der folgenden Abhandlung beschrieben werden.

Die Aufgabe war durch die Arbeit mit den Wassertröpfchen bereits so weit gelöst worden, daß ein Mißlingen nicht mehr möglich schien. Es war nur noch notwendig, ein geladenes Tröpfchen, bei dem jede Verdunstung ausgeschlossen war, zwischen die Platten eines horizontalen Luftkondensators zu bringen; indem man das Feld abwechselnd anlegte oder abschaltete, konnte man dieses Tröpfchen zwingen, zwischen den Kondensatorplatten sich aufwärts oder abwärts zu bewegen, bis es ein atmosphärisches Ion genau auf die gleiche Weise, wie ich es schon bei den Wassertröpfchen bemerkte, eingefangen hatte. Die Geschwindigkeitsänderung im Felde wird dann der Ladung auf dem eingefangenen Ion genau proportional sein.

---

4. Abhandlung.

**Allgemeiner Beweis für die atomistische Natur  
der Elektrizität.**

Die eben beschriebene Versuchsanordnung der „schwebenden Tröpfchen“ beseitigte zwar die wesentlichsten Fehler, welche den früheren Arbeiten über  $e$  anhafteten. Man konnte jetzt mit viel größerer Sicherheit die Behauptung aufstellen, daß die Einheitsladung ein wirklich bestehendes physikalisches Etwas ist und nicht bloß ein statistischer Mittelwert; aber man war doch noch recht weit davon entfernt, eine genaue Methode zur Untersuchung der Eigenschaften der Gas-Ionen zu haben. Der Versuchsanordnung hafteten noch verschiedene Fehler und Mängel an, welche auf folgenden Umständen beruhten:

1. Die Luft, durch welche das Tröpfchen sich bewegt, ist nicht ganz ruhig.
2. Das angelegte elektrische Feld ist nicht ganz gleichförmig.
3. Die Tröpfchen verdunsten allmählich; dadurch wird es unmöglich, ein bestimmtes Tröpfchen länger als eine Minute dauernd zu beobachten, oder den zeitlichen Verlauf, wie ein Tröpfchen unter dem Einfluß der Schwere allein fällt, länger als 5 bis 6 Sek. zu verfolgen.
4. Das Gesetz von Stokes wird als gültig angenommen.

Die neue Methode, welche nunmehr an die Stelle der früheren treten soll, ist von diesen Mängeln vollkommen frei; sie stellt gleichzeitig einen vollkommen neuen Weg in der Erforschung der Ionisierung dar und bereichert auch sonst vielfach unsere Kenntnisse. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit einigen solchen Ergebnissen, welche gelegentlich der Forschungen über  $e$  eigentlich so nebenher entdeckt wurden; sie sind von einer ganz grundlegenden Bedeutung; ihre Wichtigkeit ist viel größer als es die Entdeckung der genauen Größe des Elektrons<sup>1)</sup> an und für sich schon ist.

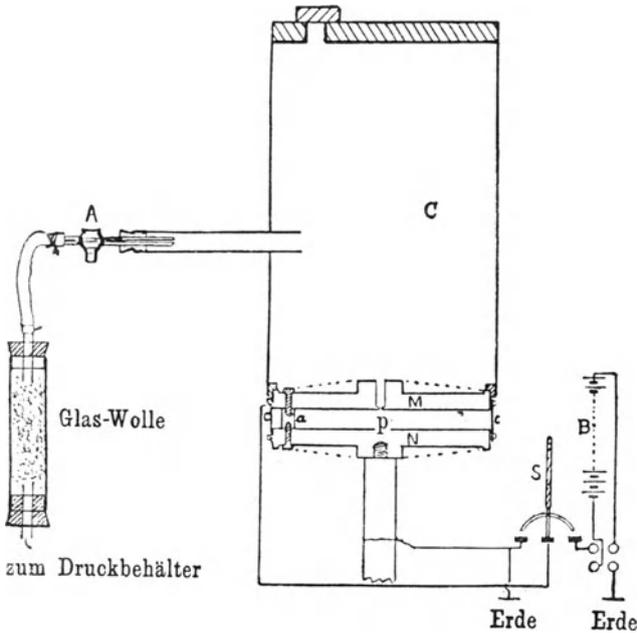
---

<sup>1)</sup> Vgl. Bemerkung in Einleitung S. VI und auf S. 25 (3).

### 1. Herausfangen von einzelnen Ionen und Messung ihrer relativen Ladungen.

Um die Ladungen auf verschiedenen Ionen vergleichen zu können, wird folgendes Verfahren angewendet: Mit Hilfe eines gewöhnlichen käuflichen Zerstäubers wird ein Sprühregen von Öl in die Kammer *C* (Fig. 3) geblasen. Die Luft, welche diesen

Fig. 3.



Sprühregen mitreißt, muß vorher über Glaswolle streichen; auf diese Weise wird sie staubfrei gemacht. Von den kleinen Öltröpfchen, welche diesen Sprühregen bilden, haben die meisten einen Halbmesser von der Größenordnung  $\frac{1}{1000}$  mm. Sie fallen in dem Behälter *C* langsam zu Boden. Hie und da wird zufällig das eine oder andere von ihnen den Weg durch das kleine Loch *p* finden, welches sich in der Mitte der kreisförmigen Kupferplatte *M* — Durchmesser 22 cm — befindet. Sie bildet die eine Platte

eines Luftkondensators. Die andere Platte  $N$  sitzt 16 mm tiefer, sie wird durch drei Eboniträger  $a$  festgehalten. Mit Hilfe des Umschalters  $S$  können diese Platten an die Pole einer Akkumulatorenbatterie  $B$  von 10 000 Volt Spannung gelegt werden. Wird der Umschalter  $S$  nach der anderen Seite (nach links) umgelegt, so werden die Kondensatorplatten kurz geschlossen und das Feld zwischen ihnen wird so auf Null gebracht. Die Öltröpfchen, welche bei  $p$  eintreten, werden von einer starken Lichtquelle beleuchtet; das Licht kann durch zwei gegenüberliegende Fenster in dem Ebonitstreifen  $c$ , welcher das Ganze abschließt, eindringen. Der Streifen  $c$  hat auf der Vorderseite (gegen den Leser zu) noch ein drittes Fenster; blickt man durch dasselbe, so erscheint das Öltröpfchen als ein heller Stern auf schwarzem Hintergrunde. Diese Tröpfchen, welche bei  $p$  eintreten, waren infolge der Reibung bei der Bildung des Sprühregens meistens stark geladen; hat demnach das Feld die geeignete Richtung, so erfahren diese Tröpfchen einen Zug nach oben, gegen  $M$  hin. Kurz bevor das beobachtete Tröpfchen sich auf der Platte  $M$  niederschlagen will, werden die Platten kurzgeschlossen, das Tröpfchen sinkt dann unter dem Einfluß der Schwere, bis es ganz nahe an  $N$  ist. Dann wird die Bewegungsrichtung des Tröpfchens wieder umgekehrt, indem das Feld angelegt wird. Auf diese Weise kann man das Tröpfchen zwischen den beiden Platten hin und her wandern lassen. Wenn man nun mit dem Versuche beginnt, so dauert es meistens nur wenige Minuten, bis das Tröpfchen ein Ion einfängt. Die Anlagerung des Ions erkennt der Beobachter daran, daß sich plötzlich die Geschwindigkeit ändert, mit welcher sich das Tröpfchen aufwärts bewegt, wenn das Feld angelegt ist. Die Bedeutung des Versuches kann man am besten erfassen, wenn man sich eine von den ersten dieser Versuchsreihen ansieht; die Zeitbestimmung war damals noch lediglich mit einer Springuhr gemacht (Tab. IV, S. 64).

Die Reihe unter  $t_g$  gibt die aufeinanderfolgenden Zeiten, welche das Tröpfchen braucht, um die Strecke zwischen zwei Querfäden im Beobachtungsfernrohr zu durchfallen; der Abstand derselben voneinander entsprecht in diesem Falle einer wirklichen Fallstrecke von 0,5222 cm. Man sieht, daß sämtliche Zahlen innerhalb der Fehlergrenzen, welche den Messungen mit einer Springuhr anhaften, miteinander übereinstimmen. Die Reihe unter  $t_F$

Tabelle IV.

$t_g$	$t_F$	$t_g$	$t_F$
13,6	12,5	13,8	34,6
13,8		13,7	
13,4	12,4	13,8	34,8
13,4	21,8	13,6	16,0
13,6		13,5	34,8
13,6	34,8	13,4	34,6
13,7	84,5	13,8	21,9
13,5	85,5	13,4	
13,5		Mittelwert: 13,595	

gibt die aufeinanderfolgenden Zeiten, welche das Tröpfchen braucht, um unter der Wirkung des elektrischen Feldes zu steigen. Der Spannungsunterschied zwischen den Platten  $M$  und  $N$  war in diesem Falle 5051 Volt. Nach der zweiten Aufwärtsbewegung wuchs die Zeit von 12,4 auf 21,8; das zeigt uns an, daß das Tröpfchen, welches in diesem Falle positiv geladen war, aus der Luft ein negatives Ion aufgenommen hat. Die nächste Zahl unter  $t_F$ , nämlich 34,8, läßt erkennen, daß ein weiteres negatives Ion eingefangen wurde. Aus der weiteren Zahl — 84,5 — sehen wir, daß noch ein anderes negatives Ion der Luft entnommen wurde. Nunmehr blieb während zweier Hin- und Hergänge die Ladung dieselbe; dann ging die Geschwindigkeit wieder zurück auf 34,6. Das verrät, daß nunmehr ein positives Ion sich anlagerte, seine Ladung war der Größe nach genau die gleiche, wie sie das negative Ion trug, welches vorher die entgegengesetzte Änderung der Zeit, d. h. die Änderung von 34,8 auf 84,5 verursacht hatte.

Um einige der wichtigsten Folgerungen aus diesem Versuche und aus einigen ähnlichen ziehen zu können, brauchen wir nur folgende Annahme zu machen: Die Geschwindigkeit, mit welcher sich das Tröpfchen bewegt, ist der Kraft proportional, welche darauf wirkt; sie ist unabhängig von der elektrischen Ladung, welche es mit sich führt. Diese Annahme kann glücklicherweise durch sehr empfindliche und feine Versuche geprüft werden, wie später noch ausführlich gezeigt werden soll (s. S. 80); wir wollen aber für den Augenblick diesen Gedanken lediglich als reine

Annahme einführen, wie es Townsend, Thomson und Wilson früher taten. Damit bekommen wir:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{F e_n - mg} \quad \text{oder} \quad e_n = \frac{mg(v_1 + v_2)}{F \cdot v_1} \quad \dots \quad (9)$$

Das negative Zeichen im Nenner ist gesetzt, weil wir  $v_2$  zweckmäßig positiv nehmen, wenn das Tröpfchen in der Richtung von  $F$  nach aufwärts wandert;  $v_1$  dagegen wollen wir positiv rechnen, wenn das Tröpfchen in der Richtung der Schwere sich abwärts bewegt.

$e_n$  bedeutet die Ladung des Tröpfchens; diese Größe darf nicht mit der Ladung eines Ions verwechselt werden. Nun möge das Tröpfchen seine Ladung von dem Werte  $e_n$  in  $e_{n_1}$  dadurch ändern, daß es ein Ion einfängt; der Wert dieser erbeuteten Ladung  $e_i$  ist:

$$e_i = e_{n_1} - e_n = \frac{mg}{F \cdot v_1} (v'_2 - v_2) \quad \dots \quad (10)$$

$\frac{mg}{F \cdot v_1}$  ist für dieses Tröpfchen eine Konstante; jede beliebige Ladung, welche dasselbe aufnimmt, wird deshalb immer proportional mit  $(v'_2 - v_2)$  sein, d. h. mit der Änderung, welche die Geschwindigkeit in dem Felde  $F$  durch die Anlagerung des Ions erfährt. Tabelle V zeigt die aufeinanderfolgenden Werte von  $v_2$  und von  $(v'_2 - v_2)$ .

Wie die Zahlen der ersten Reihe unter  $(v'_2 - v_2)$  erkennen lassen, liefern (innerhalb der Meßgenauigkeit bei Anwendung von Springuhren) alle Ladungen, welche das Tröpfchen einfing, genau den gleichen Wert mit Ausnahme von drei Fällen. Bei diesen aber sind die aufgenommenen Ladungen gerade noch einmal so groß wie in den anderen Fällen. Solche Beziehungen von ganz genau der gleichen Art gelten streng — wie die Versuche ergaben, ohne Ausnahme — ganz unabhängig davon, in welchem Gas die Tröpfchen suspendiert sind; ganz unabhängig auch von der Art der Tröpfchen, auf welchen sich die Ionen anlagern. In vielen Fällen konnte ein bestimmtes Tröpfchen 5 bis 6 Stunden lang fortwährend beobachtet werden: dabei sah man, daß sich Hunderte von Ionen auf ihm niederschlagen und nicht bloß acht bis zehn, wie bei obigem Versuche. Tatsächlich habe ich auf diese Weise die Anlagerung

von vielen Tausenden von Ionen beobachtet; in allen Fällen, die in obiger Weise untersucht wurden, ergab sich ohne Ausnahme für die Ladung der Ionen immer entweder ein ganz bestimmter kleinster Wert oder aber ein ganzes Vielfache  $n$  dieses kleinsten

Tabelle V.

$v_2$	$v'_2 - v_2$
$\frac{0,5222}{12,45} = 0,041\ 96$	} $\frac{0,018\ 06^1)}{2} = 0,009\ 03$
$\frac{0,5222}{21,8} = 0,023\ 90$	
$\frac{0,5222}{34,7} = 0,015\ 05$	} $\frac{0,008\ 85}{1} = 0,008\ 85$
$\frac{0,5222}{85,0} = 0,006\ 14$	
$\frac{0,5222}{34,7} = 0,015\ 05$	} $\frac{0,008\ 91}{1} = 0,008\ 91$
$\frac{0,5222}{16,0} = 0,032\ 64$	
$\frac{0,5222}{34,7} = 0,015\ 05$	} $\frac{0,017\ 59}{2} = 0,008\ 80$
$\frac{0,5222}{16,0} = 0,032\ 64$	
$\frac{0,5222}{34,7} = 0,015\ 05$	} $\frac{0,017\ 59}{2} = 0,008\ 80$
$\frac{0,5222}{34,7} = 0,015\ 05$	
$\frac{0,5222}{21,85} = 0,023\ 90$	} $\frac{0,008\ 91}{1} = 0,008\ 91$

Wertes, wobei  $n$  eine kleine ganze Zahl war, 2, 3, 4 usw. Hier hat man also einen unmittelbaren, einwandfreien Beweis dafür, daß das Elektron<sup>2)</sup> nicht etwa ein „statistischer Mittelwert“ ist; vielmehr haben alle elektrischen Ladungen der Ionen entweder genau den gleichen Wert oder ein kleines, ganzes Vielfache dieses Wertes.

1) Die Zahlen dieser Reihe erhält man, wenn man den Unterschied zwischen zwei aufeinander folgenden Zahlen der zweiten Reihe unter  $v_2$  bildet: z. B.  $0,041\ 96 - 0,023\ 90 = 0,018\ 06$ . (Der Übersetzer.)

2) Siehe Bemerkung in der Einleitung S. VI und auf S. 25 (3).

## 2. Beweis dafür, daß alle statischen Ladungen auf Leitern und auf Nichtleitern sich aus Elektronen<sup>1)</sup> aufbauen.

Der oben beschriebene Versuch führt zu Ergebnissen von einer viel allgemeineren Bedeutung als im vorhergehenden Abschnitt erwähnt wurde. Die Ladung, welche das Tröpfchen in dem Augenblicke besitzt, wo es gerade in das Gesichtsfeld kommt, stammt nicht von erhaschten Luft-Ionen, sondern von den Reibungsvorgängen, welche das Einspritzen des Ölstrahls begleiten. Wenn nun gewöhnliche statische Ladungen aus Elektronen sich aufbauen, so muß sich zeigen, daß auch diese Ladung durch ein ganzes Vielfaches der Ionenladung ausgedrückt werden kann, welche der Geschwindigkeit 0,008 91 proportional ist, wie aus den zuverlässigen Messungen der Tabelle V folgt.

Wie die Gleichung (9) und (10) erkennen läßt, verhält sich die Anfangsladung  $e_n$  des Tröpfchens zu  $(v_1 + v_2)$  ebenso wie die Ionenladung  $e_{n_1} - e_n$  zu  $v'_2 - v_2$ . Nun ist

$$v_1 = \frac{0,5222}{13,595^2} = 0,038 42,$$

also ist

$$v_1 + v_2 = 0,038 42 + 0,041 96 = 0,080 38.$$

Teilen wir diese Zahl durch 9, so erhalten wir 0,008 931; das ist aber bis auf ( $\frac{1}{5}$ ) Proz. der Wert, welcher in der letzten Spalte von Tabelle V der kleinsten Ladung eines Ions entspricht.

Unser Versuch hat uns demnach zum ersten Male ein Mittel an die Hand gegeben, um eine durch Reibung erzeugte Ladung mit einer Ionenladung zu vergleichen; unser Beispiel zeigt, daß in diesem Falle die Anfangsladung  $e_n$ , welche von Reibungsvorgängen herrührt, sich genau aus neun Elektronen aufbaut.

Im folgenden werden wir noch genauere Mittel kennen lernen, um diesen Vergleich vollständig durchzuführen; hier aber möge ganz besonders darauf hingewiesen werden, daß solche Versuche, wie ich sie eben beschrieb, an Tausenden von Tröpfchen angestellt wurden, welche sich in verschiedenen Mitteln bewegten; dabei

<sup>1)</sup> Siehe Bemerkung in der Einleitung S. VI und auf S. 25 (3).

<sup>2)</sup>  $t_g = 13,595$  Sek. (siehe S. 64).

bestanden die Tröpfchen aus Nichtleitern wie Öl oder aus Halbleitern wie Glycerin oder aus ausgezeichneten metallischen Leitern wie Quecksilber. Ohne jede Ausnahme war in allen diesen Fällen die ursprüngliche Ladung, welche das Tröpfchen durch den Reibungsvorgang erhielt, ein ganzzahliges Vielfaches der kleinsten Ladung, welche je mit einem Luft-Ion aufgenommen wurde; und ebenso erwiesen sich als ganzzahlige Vielfache dieser kleinsten Ladung alle Ladungen, welche davon herrührten, daß sich eine größere oder geringere Anzahl von Ionen an das Tröpfchen anlagerte — es mochte sich um ein Dutzend von solchen Ladungen handeln oder um mehr. Einige von diesen Tröpfchen hatten im Anfange überhaupt keine Ladung; sie nahmen aber auf ihrem Wege eine, zwei, drei, vier, fünf oder sechs Elementarladungen oder Elektronen auf. Andere Tröpfchen wieder führten von Anfang an sieben oder acht Einheiten mit sich, andere zwanzig, andere fünfzig oder hundert oder hundertfünfzig; sie nahmen dann auf ihrem Wege noch Dutzende von Elementarladungen auf; man konnte demnach auf den Tröpfchen jede mögliche Anzahl von Elektronen zwischen 1 und 150 beobachten, und die Elektronenzahl, welche jedes Tröpfchen mit sich führte, wurde nach der beschriebenen Methode genau gezählt. Wenn ihre Anzahl unter 50 ist, dann bietet diese Bestimmung ebensowenig Schwierigkeiten, wie wenn jemand seine eigenen Finger oder Zehen zählen will. Es erwies sich aber nicht als möglich, mit Sicherheit die Zahl der Elektronen in einer Ladung zu bestimmen, welche mehr als einhundert oder zweihundert von Elektronen enthält, und zwar aus dem einfachen Grunde, weil die benutzte Meßmethode nicht erlaubt, den Unterschied zwischen 200 und 201 zu entdecken, d. h. die Genauigkeit, mit der wir  $v'_2 - v_2$  messen können, ist nicht größer als ( $\frac{1}{2}$ ) Proz.

Aber es ist ganz undenkbar, daß große Ladungen, wie sie bei den technischen Anwendungen der Elektrizität vorkommen, sich wesentlich anders aufbauen sollen als kleine Ladungen, deren Elektronen wir zählen können.

Da ferner endgültig bewiesen ist, daß ein elektrischer Strom nichts anderes ist als die Bewegung einer elektrischen Ladung durch einen Leiter oder auf demselben, so ist klar, daß unsere Versuche nicht bloß den unmittelbarsten und schlagendsten Beweis dafür liefern, daß sich alle elektrischen Ladungen gerade aus diesen

Tabelle VI.

$t_g$ Sek.	$t_F$ Sek.	$\frac{1}{t_F}$	$\left(\frac{1}{t'_F} - \frac{1}{t_F}\right)$	$n'$	$\frac{1}{n'}\left(\frac{1}{t'_F} - \frac{1}{t_T}\right)$	$\left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F}\right)$	$n$	$\frac{1}{n}\left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_F}\right)$
11,848	80,708	0,012 36		—	—	0,096 55	18	0,005 366
11,890	22,366	0,044 70	0,032 34	6	0,005 390	—	—	—
11,908	22,390			—	—	0,128 87	24	0,005 371
11,904	22,368	0,007 192	0,037 508	7	0,005 358	—	—	—
11,882	140,565			—	—	0,091 88	17	0,005 375
		0,005 348	0,005 348	1	0,005 348	—	—	—
11,906	79,600			—	—	0,096 73	18	0,005 374
11,888	34,748	0,028 70	0,016 16	3	0,005 387	—	—	—
11,816	34,762			—	—	0,112 89	21	0,005 376
11,776	34,846	—	—	—	—	—	—	—
11,840	29,286			—	—	—	—	—
		0,034 14	0,026 872	—	—	0,118 33	22	0,005 379
11,904	29,236			—	—	0,005 375	—	—
11,870	137,308	0,007 268	0,021 572	5	—	0,091 46	17	0,005 380
				—	—	0,005 393	—	—
11,952	34,638	0,028 84	0,016 23	—	—	0,113 03	21	0,005 382
11,860	—			—	—	3	0,005 410	—
11,846	22,104	0,045 07	0,043 07	—	—	0,129 26	24	0,005 386
11,912	22,268			—	—	8	0,005 384	—
11,910	500,1	0,002 000	0,048 79	—	—	0,086 19	16	0,005 387
				—	—	9	0,005 421	—
11,918	19,704	0,050 79	0,037 94	—	—	0,134 98	25	0,005 399
11,870	19,668			—	—	7	0,005 420	—
11,888	77,630	0,012 85	0,010 79	—	—	0,097 04	18	0,005 390
11,894	77,806			—	—	2	0,005 395	0,107 83
11,878	42,302	0,023 64		—	—	—	—	—
11,880		Mittelwert			0,005 388			0,005 384

Dauer des Versuchs . . = 45 Min.  
 Plattenabstand . . . . = 16 mm  
 Fallstrecke . . . . . = 10,21 mm  
 Anfangsspannung . . . = 5088,8 Volt  
 Endspannung . . . . . = 5081,2 " "  
 Temperatur . . . . . = 22,82° C "  
 Druck . . . . . = 75,62 cm

Dichte des Öls<sup>1)</sup> . . = 0,9199  
 Innere Reibung der  
 Luft . . . . . = 1,824 · 10<sup>-7</sup>  
 Halbmesser  $a$  . . . . = 0,000 276 cm  
 $l/a$ <sup>2)</sup> . . . . . = 0,034  
 Fallgeschwindigkeit . = 0,085 84 cm/sec

$$e_1 \dots \dots \dots = 4,991 \cdot 10^{-10}$$

<sup>1)</sup> Feinstes Klauenöl, s. Phys. Zeitschr. **14**, 798 (1913) — <sup>2)</sup>  $l$  = mittlere freie Weglänge, S. 92.

Einheiten aufbauen, welche wir bei unseren Versuchen als Individuen kennen lernten, sondern auch, daß alle elektrischen Ströme lediglich in einer Verschiebung dieser Elektronen durch die leitenden Körper bestehen.

Um zu zeigen, mit welcher Genauigkeit diese ganzzahligen Beziehungen bei allen Versuchen dieser Art in die Erscheinung treten, sei hier die Tabelle VI angeführt, welche Messungen darstellt, die viel genauer sind als die oben mitgeteilten.  $t_g$  und  $t_F$  sind die Fall- und Steigzeiten, welche mit einem Hipp-Chronoskop bestimmt wurden, das Zeittelchen bis auf  $\frac{1}{1000}$  Sekunden abzulesen gestattet. Die dritte Spalte gibt die reziproken Werte der Steigzeiten  $t_F$ . Dieselben werden an Stelle der Geschwindigkeiten  $v_2$  (bei angelegtem Felde) benutzt, da ja die Strecke, um welche die Teilchen fallen und steigen, immer die nämliche ist. Die vierte Spalte gibt die aufeinanderfolgenden Geschwindigkeitsänderungen, welche von dem Einfangen von Ionen herrühren. Diese sind ebenfalls lediglich durch die reziproken Werte von Zeiten ausgedrückt. Jede von diesen Änderungen kann der Aufnahme von nicht nur einem Ion, sondern auch von mehreren getrennten Ionen entsprechen; der Grund hierfür wird im nächsten Abschnitt mitgeteilt werden. Die Zahlen der fünften Spalte stellen die ganzen Zahlen dar, durch welche man die Zahlen der vierten Spalte teilen muß, um die Zahlen der sechsten Spalte zu erhalten. Man sieht, daß letztere innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler einander gleich sind. Der Mittelwert am Fuße der sechsten Spalte stellt also die Größe dar, welche der kleinsten Ladung, welche aus der Luft aufgenommen wurde, entspricht, d. h. die Größe, welche der elementaren Ionenladung entspricht. Die siebente Spalte gibt die aufeinanderfolgenden Werte von  $v_1 + v_2$ , ausgedrückt durch die reziproken Werte der Zeiten. Diese Zahlen geben die aufeinanderfolgenden Werte, welche der augenblicklichen Gesamtladung des Tröpfchens entsprechen. Die achte Spalte gibt die ganzen Zahlen, durch welche die Zahlen der siebenten Spalte geteilt werden müssen, um die Zahlen der letzten Spalte zu erhalten. Auch diese Zahlen erweisen sich als unveränderlich. Der Mittelwert am Fuße der letzten Spalte gibt dann ein Maß für die elektrische Einheit, welche die Ladung, die auf dem Tröpfchen infolge der Reibung sitzt, aufbaut. Diese Größe ist — wie man sieht — ganz gleich dem ent-

Alle Ladungen auf Leitern usw. bauen sich aus Elektronen auf. 71  
 sprechenden Maß der Ionenladung, welches durch den  
 Mittelwert am Fuße der sechsten Spalte dargestellt wird.

Um die Sicherheit zu zeigen, mit welcher der atomistische  
 Aufbau der Elektrizität aus den geschilderten Versuchen folgt, sei  
 noch eine weitere Tabelle VII mitgeteilt, welche etwas anders  
 angeordnet ist.

Tabelle VII.

$n$	$4,917 \sphericalangle n$	Beobachtete Ladung	$n$	$4,917 \times n$	Beobachtete Ladung
1	4 917	—	10	49,17	49,41
2	9,834	—	11	54,09	53,91
3	14,75	—	12	59,00	59,12
4	19,66	19,66	13	63,92	63,68
5	24,59	24,60	14	68,84	68,65
6	29,50	29,62	15	73,75	—
7	34,42	34,47	16	78,67	78,34
8	39,34	39,38	17	83,59	83,22
9	44,25	44,42	18	88,51	—

In dieser Tabelle ist 4,917 lediglich eine Zahl, welche man  
 genau so wie oben aus der Geschwindigkeitsänderung, die durch  
 das Einfangen von Ionen verursacht wird, erhält; sie ist bei  
 diesem Versuch der Ionenladung proportional. Die Spalte unter  
 $4,917 \times n$  enthält die vollständige Reihe der ganzen Vielfachen  
 dieser Zahl, wobei  $n$  von 1 bis 18 sich ändert. Die Spalte unter  
 „Beobachtete Ladung“ gibt die aufeinanderfolgenden Werte von  
 $(v_1 + v_2)$ , wie sie beobachtet wurden. Man erkennt, daß dieses  
 Tröpfchen während der Beobachtungsdauer von etwa vier Stunden  
 alle möglichen Vielfachen der Elementarladung — von 4 bis 18 —  
 trug; es fehlt nur der Wert  $n = 15$ . Schärfere und gleich-  
 mäßigere ganzzahlige Beziehungen als hier haben wir  
 aber auch in dem Zahlenmaterial nicht, das die Chemiker  
 zum Beweise des Satzes von den multiplen Proportionen  
 beibrachten — und auf diesen Satz stützt sich ja ihre  
 atomistische Theorie der Materie.

Solche Tabellen — und wir könnten deren eine ganze Menge  
 anführen — machen folgende Ansicht über jeden Zweifel erhaben:  
 eine elektrische Ladung hat überall, wo sie sich findet — auf

einem Nichtleiter oder auf einem Leiter, in Elektrolyten oder in Metallen —, einen ganz bestimmten, körnigen Aufbau, d. h. sie besteht aus einer bestimmten Anzahl von Elektrizitätsteilchen (Elektronen); dieselben sind einander alle ganz gleich; bei den statischen Erscheinungen sind sie über die Oberfläche des geladenen Körpers verstreut, bei den Strömungserscheinungen treiben sie längs des Leiters. Maxwell zwar meinte noch, man müßte eines Tages die „Aushilfshypothese von den Molekularladungen, welche nur vorübergehend sei“ aufgeben (s. S. 18); statt dessen sehen wir uns in die Notwendigkeit versetzt, alle elektrischen Erscheinungen — die in Metallen und die in Elektrolyten — gerade durch diese Vorstellung zu erklären.

### 3. Wie geht die Änderung der Ladung eines Tröpfchens vor sich?

Alle Ladungsänderungen, welche Tabelle IV zeigt, vollzogen sich plötzlich; wir nahmen an, daß alle diese Änderungen davon herrühren, daß Ionen aus der Luft eingefangen werden. Wenn ein negatives Tröpfchen seine Geschwindigkeit im Felde plötzlich vergrößert, so heißt das, daß es nunmehr eine Ladung gleichen Zeichens hat, die größer ist als diejenige, welche es bisher trug; und es scheint, daß sich keine andere Möglichkeit denken läßt, welche eine solche Änderung hervorrufen würde. Wenn aber die Geschwindigkeit plötzlich abnimmt, so sind von vornherein zwei Möglichkeiten denkbar:

1. Die Änderung kann dadurch bedingt sein, daß das Tröpfchen einen Teil seiner Ladung verliert, oder aber
2. die entsprechende Menge Elektrizität wird durch Aufnahme einer Ladung entgegengesetzter Art neutralisiert.

Daß jedoch dann, wenn keine Röntgenstrahlen und keine Radiumstrahlen den Raum zwischen den Platten durchsetzen, diese Änderungen wirklich nur von der Aufnahme von Ionen aus der Luft herrühren, wird dadurch wahrscheinlich gemacht, daß Tröpfchen, welche nicht zu stark geladen sind, bei der Vergrößerung und bei der Verminderung der Ladung überhaupt das nämliche Verhalten zeigen.

Das wäre aber nicht zu erwarten, wenn es zwei Ursachen gibt, welche das Bestreben haben, die Ladung zu verkleinern —

nämlich unmittelbarer Verlust und Anlagerung von entgegengesetzten Ionen —, während es im Gegensatze dazu nur eine Ursache gibt, welche die Ladung vergrößert — nämlich die Anlagerung von gleichnamigen Ionen. Durch Beobachtungen bei sehr niedrigem Gasdruck (2 bis 3 mm Quecksilber) fand unsere Ansicht eine starke Stütze. Die Ionenzahl in einem Gase ist im allgemeinen dem Drucke direkt proportional; demnach sollten plötzliche Ladungsänderungen bei diesen niedrigen Drucken beinahe niemals vorkommen; und tatsächlich ergaben die Messungen, daß Tröpfchen in diesem Falle stundenlang ohne jede Änderung bleiben können. Die Häufigkeit, mit welcher die Änderungen auftreten, nimmt gesetzmäßig mit dem Drucke ab, gerade so, wie es sein muß, wenn die Änderungen durch das Einfangen von Ionen bedingt werden. Denn die Ionenzahl, wie sie ein bestimmter Ionisator bildet, muß sich in dem gleichen Verhältnis ändern wie der Druck.

Andererseits treten solche Veränderungen im allgemeinen nicht ein, wenn das elektrische Feld erregt ist; denn dann werden die Ionen sofort nach ihrer Bildung mit einer Geschwindigkeit von z. B. 10 000 cm in der Sekunde von den Platten angezogen; sie haben deshalb gar keine Gelegenheit, sich in dem Raume innerhalb des Kondensators anzusammeln. Wenn aber das elektrische Feld nicht erregt ist, dann können sie das tun, bis sie in gewöhnlicher Luft die Zahl von z. B. 20 000 im Kubikzentimeter erreicht haben. Diesen Ionen kommt — entsprechend der Temperatur — eine bestimmte kinetische Energie zu, welche in der Bewegung der Moleküle, wie sie die kinetische Gastheorie annimmt, ihren Grund hat; sie wandern deshalb rasch durch das Gas und werden ein Teil des Tröpfchens, sobald sie mit ihm zusammenstoßen. Auf diese Weise vollzogen sich alle Veränderungen, welche in Tabelle IV verzeichnet sind.

Es ist nun möglich, die Veränderungen dadurch messend zu verfolgen, daß man Ladungen [Elektronen<sup>1)</sup>] von einem gewünschten Vorzeichen und in einer gewünschten Zahl — wenigstens innerhalb gewisser Grenzen — auf das Tröpfchen bringt. Wenn man z. B. ein positives Elektron<sup>1)</sup> auf einem gegebenen

---

<sup>1)</sup> Siehe Bemerkung in der Einleitung S. VI und auf S. 25 (3). (Der Übersetzer.)

Tröpfchen haben will, so wird dasselbe mit Hilfe des Feldes ganz nahe an der negativen Platte gehalten (das möge die obere Platte sein); dann wird das Gas zwischen den Platten mit Hilfe von Röntgenstrahlen oder von Radium gleichmäßig ionisiert. Die positiven Ionen bewegen sich dann alle nach oben, die negativen nach unten; das Tröpfchen befindet sich demnach gewissermaßen in einem Hagelschauer von positiven Ionen; wenn die Ionisierung kräftig genug ist, so wird das Tröpfchen sicher getroffen. Auf diese Weise kann dem Tröpfchen eine positive Ladung von beinahe jeder gewünschten Größe mitgeteilt werden.

Will man auf dem Tröpfchen ein negatives Ion oder deren mehrere haben, so hält man dasselbe in ganz ähnlicher Weise mit Hilfe des Feldes in der Nähe der unteren, das ist der positiven Platte und setzt es einem Schauer von negativen Ionen aus, die z. B. von Röntgenstrahlen hervorgebracht werden mögen. Auf diese Weise wurden die meisten Änderungen, welche Tabelle VI zeigt, zuwege gebracht. Das erklärt die Tatsache zur Genüge, daß wir dort Veränderungen finden, welche der Anlagerung bis zu sechs Elektronen<sup>1)</sup> entsprechen.

Wenn die Röntgenstrahlen unmittelbar auf das Tröpfchen fallen, so kann eine Ladungsänderung nicht bloß dadurch bedingt sein, daß Ionen eingefangen werden, sondern auch dadurch, daß diese Strahlen aus den Molekülen des Tröpfchens  $\beta$ -Teilchen, das heißt negative Elektronen herausschleudern. Daß Ladungsänderungen bei unseren Versuchen wirklich auf diese Weise verursacht werden, wurde im Jahre 1910 bündig durch folgende Tatsache bewiesen: Wenn der Druck sehr stark erniedrigt wurde und wenn die Röntgenstrahlen die Luft durchsetzen konnten, in welcher das Tröpfchen schwebte, so konnte dasselbe leicht Änderungen im Sinne von zunehmenden positiven und von abnehmenden negativen Ladungen erfahren; dagegen waren Änderungen im umgekehrten Sinne fast niemals möglich. Der Grund hierfür ist folgender: Bei diesen niedrigen Drucken vermögen die Strahlen nur sehr wenige Gasmoleküle zu finden, welche sie ionisieren können; dagegen können sie aus dem Tröpfchen negative Elektronen ebenso leicht wie bei Atmosphärendruck abspalten. Dieser Versuch

---

<sup>1)</sup> Siehe Bemerkung in der Einleitung S. VI und auf S. 25 (3). (Der Übersetzer.)

bewies unmittelbar, daß die Ladung, welche ein Ion in Gasen trägt, genau die gleiche ist, wie die Ladung auf dem  $\beta$ - oder Kathodenstrahlteilchen.

Wenn das Tröpfchen vor dem unmittelbaren Verluste von negativen Elektronen geschützt werden sollte, dann wurden Bleischirme so angeordnet, daß das Tröpfchen selbst von den Strahlen nicht getroffen werden konnte, während das Gas unterhalb durch dieselben ionisiert wurde <sup>1)</sup>.

#### 4. Unmittelbare Beobachtung der kinetischen Energie der Bewegung eines Moleküls.

Auf folgende Tatsache wurde bereits hingewiesen: Wenn auf einem Tröpfchen nur eine geringe Anzahl von Elektronen ist, so fängt es Ionen von dem nämlichen Vorzeichen ebenso rasch, wie solche mit entgegengesetztem Vorzeichen. Dieses Ergebnis mag zuerst befremden; denn die Ionen mit dem entgegengesetzten Vorzeichen werden ja angezogen, die mit dem gleichen Vorzeichen aber abgestoßen. Woher hat nun das Ion die Energie, welche es befähigt, gegen diese elektrostatische Abstoßung vorwärts zu kommen und sich an ein Tröpfchen anzulagern, das bereits mit Elektrizität der gleichen Art kräftig geladen ist? Vom Felde kann das nicht herrühren; denn das Anlagern tritt auch auf, wenn das Feld nicht erregt ist; auch ein explosibler Vorgang, welcher etwa das Ion aus dem ursprünglichen Molekül im Augenblicke der Ionisierung entstehen läßt, kann nicht die Ursache sein; denn in diesem Falle würden die Ionen gerade so gut oder nahezu gerade so gut eingefangen, wenn das Feld angelegt und wenn es abgeschaltet ist. Hier haben wir also einen ganz unmittelbaren Beweis dafür, daß das Ion mit einer kinetischen Bewegungsenergie begabt sein muß, welche hinreicht, dasselbe bis an die Oberfläche des Tröpfchens zu treiben, und zwar entgegen der elektrostatischen Abstoßung der Ladung, welche auf dem Tröpfchen sitzt.

Diese Energie kann leicht auf folgendem Wege berechnet werden: Nehmen wir ein Tröpfchen vom Halbmesser 0,000 197 cm, wie es bei einem dieser Versuche benutzt wurde. Das Potential an der Oberfläche einer geladenen Kugel ist, wie sich zeigen läßt,

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. 21, 757 (1911).

gleich der Ladung, geteilt durch den Halbmesser. Der Wert der elektrischen Elementarladung, der aus den besten Beobachtungen dieser Art abgeleitet wurde, ist gleich  $4,774 \cdot 10^{-10}$  absoluten elektrostatischen Einheiten. Demnach ist die Energie, welche erforderlich ist, um ein Ion, welches die Elementarladung  $e$  trägt, bis auf die Oberfläche einer geladenen Kugel mit dem Halbmesser  $r$  zu treiben, welche 16 Elementarladungen trägt, gleich

$$\frac{16 e^2}{r} = \frac{16 \times (4,774 \cdot 10^{-10})^2}{0,000\ 197} = 1,95 \cdot 10^{-14} \text{ Erg.}$$

Die kinetische Bewegungsenergie eines Moleküls, wie sie aus dem hiermit erhaltenen Werte von  $e$  und aus der Gleichung

$$v = \frac{1}{3} n m \bar{c}^2 \text{ der kinetischen Theorie folgt, ist } 5,75 \cdot 10^{-14} \text{ Erg.}$$

Nach dem Gesetze von Maxwell-Boltzmann über die Energieverteilung, welches für Gase sicherlich gilt, muß dies auch die kinetische Bewegungsenergie eines Ions sein. Man erkennt, daß dieser Energiewert ungefähr dreimal so groß ist wie jener, der notwendig ist, um ein einzelnes Ion bis auf die Oberfläche des Tröpfchens zu bringen. Demnach sind die elektrostatischen Kräfte, welche von den 16 Elektronen auf dem Tröpfchen herrühren, zu schwach und können deshalb nicht viel Einfluß auf die Bewegung eines sich nähernden Ions ausüben. Wenn es aber möglich wäre, ein Tröpfchen mit negativer Elektrizität so weit aufzuladen, daß die potentielle Energie seiner Ladung ungefähr dreimal so groß wäre wie diejenige, welche wir eben berechneten, dann sollte die hier beobachtete Erscheinung, daß ein solches negativ geladenes Tröpfchen neue negative Ionen einfängt, nicht eintreten können — abgesehen von dem Ausnahmefall, wo ein Ion eine Bewegungsenergie hat, welche den Mittelwert beträchtlich übersteigt. Tatsächlich konnte nun regelmäßig beobachtet werden, daß die Tröpfchen mit starker Ladung viel weniger leicht neue negative Ionen aufnehmen als die Tröpfchen mit geringerer Ladung. In einem Beispiele beobachteten wir vier Stunden lang ein bestimmtes negativ geladenes Tröpfchen mit dem Halbmesser von 0,000 658 cm, dessen Ladung zwischen 126 und 150 Elementar-einheiten schwankte; seine potentielle Ladungsenergie — wie oben aus der Annahme einer gleichmäßigen Verteilung berechnet — lag demnach zwischen den Werten  $4,6 \cdot 10^{-14}$  und  $5,47 \cdot 10^{-14}$ .

Während jener ganzen Zeit nahm dieses Tröpfchen nur ein einziges negatives Ion auf, wenn das Feld nicht erregt war, und zwar trotz der Tatsache, daß die Ionisierung mehreremal stärker war als in dem Falle des Tröpfchens der Tabelle I. Positive Ionen dagegen wurden nahezu bei jedem Niedersinken, das unter dem Einflusse der Schwere erfolgte, eingefangen. (Die starke negative Ladung auf dem Tröpfchen wurde dadurch aufrecht erhalten, daß negative Ionen, wie oben [S. 74] beschrieben, dem Tröpfchen zwangsweise angelagert wurden.)

### 5. Positive und negative Elektronen <sup>1)</sup> genau gleich.

In Verbindung mit Versuchen, die chemischen Kräfte und die Kohäsionskräfte auf elektrostatische Anziehung zurückzuführen, wurde verschiedentlich der Gedanke geäußert, daß die positiven und die negativen Ladungen in einem sogenannten neutralen Atom doch nicht in jeder Hinsicht ganz genau gleich sein können, das heißt mit anderen Worten, daß es in Wirklichkeit so etwas wie ein vollständig neutrales Atom oder Molekül nicht gibt. Es ist nun tatsächlich schwer, diese Behauptung einer entscheidenden Prüfung zu unterziehen. Unsere Versuche aber gestatten, jener Frage näherzutreten. Ein gegebenes Tröpfchen wurde zuerst mit negativen Elektronen aufgeladen; zehn- bis zwölfmal wurde das Fallen und Steigen beobachtet. Sodann wurde mit Hilfe von Röntgenstrahlen (nach der im vorletzten Abschnitt beschriebenen Methode) das Vorzeichen der Ladung auf dem Tröpfchen umgekehrt und dann wieder eine entsprechende Anzahl von Beobachtungen des Fallens und Steigens angestellt. So wurde fortgesetzt zuerst der Wert für das negative Elektron und dann jener für das positive beobachtet. Tabelle VIII zeigt eine solche Beobachtungreihe in Luft; hierbei war beabsichtigt, diese Frage einer möglichst strengen Prüfung zu unterziehen. Ähnliche Beobachtungen wurden auch in Wasserstoff ausgeführt; das Ergebnis war das gleiche. Die erste Reihe der Tabelle zeigt uns das Vorzeichen der Ladung; die zweite Reihe enthält die aufeinanderfolgenden Fallzeiten, wenn nur die Schwere wirkt; die dritte Reihe gibt die aufeinanderfolgenden Steigzeiten in dem Felde  $F$ . Die vierte Reihe zeigt

<sup>1)</sup> Vgl. besonders Vorwort S. VI und Bemerkung 3, S. 25. (Der Übersetzer.)

Tabelle VIII.

Vorzeichen des Tropfens	$t_g$ Sek.	$t_F$ Sek.	$n$	$e$	Vorzeichen des Tropfens	$t_g$ Sek.	$t_F$ Sek.	$n$	$e$
}	63,118	—	—	} $e_1 = 6,713$	}	63,642	—	—	} $e_1 = 6,702$
	63,050	—	—						
	63,186	41,728	8			63,020	71,664	6	
	63,332	41,590				63,820	71,248		
	62,828	—	—			63,514	52,668	7	
	62,728	25,740	—			63,312	52,800		
}	62,926	25,798	11	63,776	52,496	6			
	62,900	25,510		63,300	52,860				
	63,214	25,806	—	63,156	71,708	—			
	Mittelwert = 62,976	—	—	Mittelwert = 63,407	—	—			
}	63,538	22,694	12	} $e_1 = 6,692$	}	63,228	42,006	8	} $e_1 = 6,686$
	63,244	22,830				63,294	41,920		
	63,114	25,870	11			63,184	42,108	7	
	63,242	25,876				63,260	53,210		
	63,362	25,484	—			63,478	52,922	19	
	63,136	10,830	—			63,074	53,034		
	63,226	10,682	22			63,306	53,438	6	
	63,764	10,756				63,414	12,888		
	63,280	10,778	—			63,450	12,812	19	
	63,530	10,672	—			63,446	12,748		
	63,268	10,646	—			63,556	12,824	—	
	Mittelwert = 63,325	—	—			Mittelwert = 63,335	—	—	

Dauer des Versuchs = 1h 40<sup>m</sup>; Volt im Anfang = 1723,5; Volt am Ende = 1702,1; Druck = 53,48 cm;  
 Mittelwert  $e_+$  = 6,697; Mittelwert  $e_-$  = 6,700.

die Anzahl der Elektronen, welche auf dem Tröpfchen bei einem bestimmten Werte von  $t_F$  sind; in der fünften Reihe finden wir die für dieses Tröpfchen charakteristische Zahl, welche der Ladung von einem Elektron proportional ist. Diese Zahl ergibt sich ganz ebenso wie in den zwei vorhergehenden Tabellen: man sucht den größten gemeinschaftlichen Teiler von aufeinanderfolgenden Werten von  $(v_1 + v_2)$  und multipliziert diese Zahl sodann mit einer willkürlichen Konstanten, welche mit unserem jetzigen Versuche nichts zu tun hat; wir wollen uns deshalb an dieser Stelle auch nicht weiter mit ihr beschäftigen (s. Teil V).

Aus der Tabelle VIII erkennt man folgendes: Selbst wenn das Tröpfchen die nämliche Anzahl von Elektronen trägt, sind zwar die Fallzeiten und die Steigzeiten ein wenig verschieden:

1. wegen einer allerdings sehr geringen Verdampfung,
2. wegen des Nachlassens der Spannung der Batterie.

Aber trotzdem stimmt der Mittelwert für das positive Elektron, nämlich 6,697, mit dem Mittelwert für das negative Elektron, nämlich 6,700 überein, und zwar ist die Übereinstimmung auf mehr als  $\frac{1}{2000}$  genau. Das ist nun auch ungefähr die Fehlergrenze für diese Versuche (der wahrscheinliche Fehler nach der Methode der kleinsten Quadrate ist  $\frac{1}{1500}$ ); wir können deshalb mit Sicherheit den Schluß ziehen, daß zwischen den Werten für die positiven und für die negativen Elektronen keine Unterschiede vorhanden sind, welche größer als der genannte Betrag wären. Das ist meines Erachtens der beste Beweis dafür, daß die gewöhnlichen Gasmoleküle wirklich streng neutral sind. Trifft das aber ganz genau zu, so ist, wie mir scheint, die Möglichkeit ausgeschlossen, die Gravitation als die Folge von elektrostatischen Kräften irgendwelcher Art zu erklären. Die elektromagnetische Wirkung von bewegten Ladungen kann jedoch noch für diesen Zweck herangezogen werden.

## **6. Der Widerstand, den das Mittel der Bewegung des Tropfens entgegengesetzt, ist der gleiche, wenn der Tropfen geladen und wenn er ungeladen ist.**

Aus Tabelle VIII kann noch ein zweiter Schluß gezogen werden, der nicht minder wichtig ist. Die Spalte unter  $n$  zeigt nämlich, daß das Tröpfchen während der ganzen Zeit, in welcher die

Beobachtungen der dritten Gruppe gemacht wurden, sechs oder sieben Elementarladungen trug; dagegen hatte es die dreifache Anzahl, nämlich 22 Elementarladungen während der zweiten Hälfte der Zeit, welche zur zweiten Gruppe gehört. Nun stimmen die Mittelwerte der Fallzeiten, wenn nur die Schwere wirkt, für die beiden Gruppen auf mehr als  $\frac{1}{1000}$  miteinander überein. Die Fallzeit, welche der größeren Ladung entspricht, ist hier noch dazu zufälligerweise die kleinere von beiden. Wir müssen demnach folgenden Schluß ziehen: Bei diesen Versuchen wird der Widerstand, welchen das Mittel der Bewegung eines Körpers in ihm entgegengesetzt, nicht merklich größer, wenn der Körper elektrisch geladen ist. Damit ist aber die strenge Gültigkeit der Annahme, welche auf S. 64 gemacht wurde, durch Versuche bewiesen — der Annahme nämlich: die Geschwindigkeit des Tröpfchens ist der Kraft, welche auf dasselbe wirkt, genau proportional, gleichgültig, ob dasselbe geladen ist oder nicht.

Dieses Ergebnis mag anfangs überraschen: Im Vergleich mit ungeladenen Molekülen ist nämlich die Beweglichkeit und das Diffusionsvermögen geladener Moleküle gering; nach der Iontheorie von Sutherland rührt das von dem vergrößerten Widerstand her, welchen das Mittel geladenen Molekülen entgegengesetzt, wenn sie sich in ihm bewegen. Diese Widerstandsvergrößerung ist dadurch bedingt, daß das Molekül infolge der Ladung, welche auf ihm sitzt, mit mehr Molekülen zusammenstoßen muß, als es sonst der Fall wäre. Bei den Öltröpfchen mit einer Größe, wie sie hier benutzt wird [ $a = 50 \cdot 10^{-6}$  cm], ist jedoch die Gesamtzahl der Stöße, welche Moleküle gegen die Oberfläche des Tröpfchens ausführen, ganz gewaltig; selbst wenn die geringe Anzahl von Ladungen, welche auf ihm sitzen, einige wenige Zusammenstöße mehr hervorruft, so kann doch dieser Zuwachs im Vergleich mit jener Gesamtzahl vernachlässigt werden. Auf jeden Fall beweist dieser Versuch — und zwar zwingend —, daß die Ladungen auf unseren Öltröpfchen den Widerstand, welchen das Mittel der Bewegung der Tröpfchen entgegengesetzt, nicht beeinflussen. Dieser Schluß konnte auch aus den Zahlen in Tabelle VI gezogen werden. Daß er streng gültig ist, kann noch überzeugender dargetan werden, wenn man Tröpfchen mit nur einer Ladung mit solchen vergleicht, welche bis zu 68 Einheitsladungen tragen. Außerdem wurde die

Geschwindigkeit beobachtet, mit welcher Tröpfchen, die vollkommen entladen waren, unter dem Einflusse der Schwere sanken; in jedem Falle, der untersucht wurde, konnte festgestellt werden, daß diese Geschwindigkeit ganz genau die nämliche war — und zwar innerhalb der Genauigkeit, mit der die Zeit gemessen wurde —, gleichgültig, ob das Tröpfchen ungeladen war oder ob es acht bis zehn Ladungen trug.

### 7. Die Tröpfchen verhalten sich wie starre Kugeln.

Erleiden die Tröpfchen bei ihrer Bewegung in einem widerstehenden Mittel oder durch den Einfluß des elektrischen Feldes, in welchem sie sich befinden, eine nachweisbare Änderung in ihrer Kugelgestalt, welche ein frei schwebendes Flüssigkeitströpfchen annehmen muß? Für die Untersuchung, welche im nächsten Teil (S. 87) beschrieben wird, ist diese Frage von sehr großer Wichtigkeit. Die vollständige Antwort, welche die Versuche auf diese Frage geben, liegt in der Übereinstimmung der Mittelwerte am Ende der letzten und der drittletzten Spalte der Tabelle VI, S. 69 und in ähnlichen Übereinstimmungen, welche viele andere Tabellen zeigen, die sich in meinen Abhandlungen <sup>1)</sup> finden.

Bei diesem Versuch ist  $\frac{1}{t_g}$  groß gegenüber  $\frac{1}{t_F}$ ; infolgedessen bestimmt sich der Wert des größten gemeinschaftlichen Teilers<sup>2)</sup> [am Ende der letzten Spalte von Tabelle VI] beinahe vollständig durch den Betrag, um welchen das Teilchen unter dem Einflusse der Schwere fällt, wenn zwischen den Platten überhaupt kein Feld vorhanden ist, während die Geschwindigkeit am Ende der drittletzten Reihe der Unterschied zwischen zwei Geschwindigkeiten in einem starken elektrischen Felde ist.

Wenn demnach die Gestalt des Tröpfchens durch das elektrische Feld verzerrt würde, so daß es bei seiner Bewegung dem Mittel eine größere Oberfläche darbietet als bei reiner Kugelgestalt, so müßte die Geschwindigkeit, welche von einer gegebenen Kraft herrührt — d. h. die Geschwindigkeit, welche wir am Ende der drittletzten Spalte finden —, geringer sein als diejenige, welche am Ende der letzten Spalte sich zeigt; diese entspricht den Bewegungen, wenn das Tröpfchen sicherlich eine reine Kugelgestalt hat.

<sup>1)</sup> Physical Rev. (1) **32**, 349 (1911); (2) **2**, 109 (1913). — <sup>2)</sup> Siehe S. 84.  
Millikan-Stöckl, Elektron.

Würde die Gestalt der Tröpfchen infolge der Bewegung in dem Mittel verändert werden, dann müßte diese Verzerrung für große Geschwindigkeiten beträchtlicher sein als für geringe; die Zahlen der drittletzten Reihe müßten dann für große Geschwindigkeiten beständig höher sein als für kleine. Eine solche Abhängigkeit dieser Zahlen von der Geschwindigkeit zeigt aber weder Tabelle VI noch eine ähnliche.

Die ganzzahligen Beziehungen, welche aufeinanderfolgende Geschwindigkeitsdifferenzen und aufeinanderfolgende Geschwindigkeitssummen in der drittletzten und letzten Reihe der Tabelle VI zeigen, sind in ihrer Schärfe und in ihrer Unveränderlichkeit ein vollkommener experimenteller Beweis dafür, daß in dieser Untersuchung die Tröpfchen unter allen Umständen wie reine Kugeln sich verhalten. Es verdient unsere Aufmerksamkeit, daß Professor Hadamard <sup>1)</sup> (Universität Paris) und Professor Lunn <sup>2)</sup> (Universität Chicago) durch theoretische Überlegungen zeigten, daß dies bei Öltröpfchen, welche eine so geringe Ausdehnung haben wie bei unseren Versuchen, wirklich der Fall sein muß. Unsere Schlußfolgerung kann demnach sowohl durch den Versuch als auch durch die Theorie als vollkommen bestätigt betrachtet werden.

---

## 5. Abhandlung.

### Die genaue Bestimmung des Wertes von $e^3$ ).

#### 1. Entdeckung, daß das Gesetz von Stokes nicht strenge gültig ist.

Einen vollkommen klaren Einblick in die atomistische Natur der Elektrizität gewährte uns zwar bereits die Tatsache, daß alle Ladungen, welche einem Körper mitgeteilt werden können — sie werden durch die Summe von Geschwindigkeiten  $v_1 + v_2$  gemessen —, und daß alle Ladungsänderungen dieses Körpers — sie werden durch den Unterschied von Geschwindigkeiten  $v'_2 - v_2$  gemessen —, genau ganzen Vielfachen einer bestimmten Ge-

---

<sup>1)</sup> Compt. rend. 1911, S. 1735.

<sup>2)</sup> Phys. Rev. **35**, 227 (1912).

<sup>3)</sup> Vgl. Phys. Zeitschr. **14**, 796 (1913).

schwindigkeit proportional sind, wie die Messungen ohne Ausnahme ergeben. Aber ein Wunsch bleibt dann doch noch übrig: Wir können diesen größten gemeinsamen Teiler von allen beobachteten Geschwindigkeitsreihen nur als eine Geschwindigkeit ausdrücken, welche zwar für jeden bestimmten Tropfen eine charakteristische Zahl darstellt, von Tropfen zu Tropfen aber sich ändert. Viel besser wäre es, wenn wir diesen größten gemeinsamen Teiler auf elektrische Größen zurückführen könnten, indem wir den Proportionalitätsfaktor zwischen Geschwindigkeit und Ladung finden; wenn das geschehen ist, sollten wir naturgemäß als Ergebnis erwarten, daß die Ladung sich als eine allgemeine Konstante erweist, welche von der Größe und der Art des Tröpfchens unabhängig ist, an welchem die Untersuchungen angestellt wurden. Wenn nun derartige Versuche nach jener Methode durchgeführt wurden, welche wir bei den Wassertröpfchen bereits benutzten (S. 52) — d. h. unter Zugrundelegung des Gesetzes von Stokes, welches bis dahin von allen Forschern als richtig angenommen worden war —, so mußte man bald die überraschende Beobachtung machen, daß jenes Gesetz nicht allgemein gilt<sup>1)</sup>.

Nach diesem Gesetze ist die Geschwindigkeit  $v_1$ , mit welcher ein kugelförmiges Tröpfchen unter dem Einflusse der Schwere sinkt, durch folgende Gleichung gegeben:

$$v_1 = \frac{2g \cdot a^2 (\sigma - \varrho)}{9 \cdot \eta} \dots \dots \dots (11)$$

- $\eta$  = Zähigkeitskoeffizient des Mittels,
  - $a$  = Halbmesser
  - $\sigma$  = Dichte
  - $\varrho$  = Dichte des Mittels.
- } des Tröpfchens,

Diese letztere Größe war in (6), S. 49 nicht berücksichtigt, denn bei den rohen Messungen, wie sie dort einzig und allein möglich waren, wäre es zwecklos gewesen, dieselbe in Rechnung zu stellen; aber bei unseren Versuchen mit Öltröpfchen in trockener Luft konnten alle anderen Faktoren mit großer Genauigkeit ermittelt werden.

---

<sup>1)</sup> Cunningham [Proc. Roy. Soc. **83**, 357 (1910)] und ich kamen unabhängig voneinander zu dem Schlusse, daß das Gesetz von Stokes nicht strenge gilt; der erstere durch theoretische Betrachtungen, die er um jene Zeit anstellte, — ich durch meine experimentelle Arbeit.

Wir nehmen nun obige Gleichung von Stokes an und verbinden sie mit Gleichung (5), S. 49 bzw. mit Gleichung (9), S. 65, deren strenge Gültigkeit durch Versuche sich nachweisen ließ, wie wir in der letzten Abhandlung sahen; nachdem dort noch die rein geometrische Beziehung  $m = \frac{4}{3} \pi a^3 (\sigma - \rho)$  eingesetzt ist, erhält man folgenden Ausdruck für die Gesamtladung  $e_n$  eines Tröpfchens, welches  $n$  Elementarladungen trägt (die Zahl  $n$  kann nach der beschriebenen Methode ermittelt werden):

$$e_n = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{9\eta}{2}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{g(\sigma - \rho)}\right)^{1/2} \frac{(v_1 + v_2) v_1^{1/2}}{F}. \quad (12)$$

Nach dieser Gleichung soll man die Elementarladung  $e_1$  dadurch erhalten, daß man in dieselbe den größten gemeinsamen Teiler von allen beobachteten Reihen der Werte von  $(v_1 + v_2)$  und von  $(v_1' - v_2)$  einsetzt. Nennen wir diese Größe  $(v_1 + v_2)_0$ , so bekommen wir:

$$e_1 = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{9\eta}{2}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{g(\sigma - \rho)}\right)^{1/2} \frac{(v_1 + v_2)_0 \cdot v_1^{1/2}}{F}. \quad (13)$$

Wurde nun diese Gleichung an verschiedenen Tröpfchen geprüft, so erhielt man zwar vollkommen übereinstimmende Ergebnisse, solange die verschiedenen Tröpfchen alle mit ungefähr der nämlichen Geschwindigkeit fielen; wurden aber Tröpfchen benutzt, welche verschiedene Geschwindigkeit und demnach auch verschiedene Durchmesser hatten, so lieferte diese Gleichung Werte von  $e_1$ , die um so größer wurden, je kleiner die Geschwindigkeit war, mit welcher die Teilchen unter dem Einfluß der Schwere sanken. Ein Beispiel: Für ein Tröpfchen, dessen Geschwindigkeit  $v_1 = 0,01085$  cm in der Sekunde war, ergab sich  $e_1$  zu  $5,49 \cdot 10^{-10}$ ; für ein anderes, dessen Geschwindigkeit  $v_1 = 0,01176$  cm war (also ungefähr gleich), ergab sich  $e_1$  zu  $5,482 \cdot 10^{-10}$ . Für zwei andere Tröpfchen dagegen, deren Geschwindigkeit fünfmal größer war, nämlich  $0,0536$  cm und  $0,0553$  cm, wurde  $e_1$  zu  $5,143$  bzw.  $5,145 \cdot 10^{-10}$  gefunden. Das kann aber nichts anderes heißen, als daß das Gesetz von Stokes für Tröpfchen von dieser Größenordnung, wie sie hier benutzt wurden, nicht mehr gilt (hier ist  $a$  ungefähr gleich  $0,0002$  cm, s. Abschnitt IV, S. 69, 75); ich vermutete,

daß der Grund hierfür darin zu suchen ist, daß die Tröpfchen so klein waren, daß man nicht länger annehmen durfte, daß sie sich durch die Luft wie durch ein kontinuierliches, homogenes Mittel bewegen — diese Annahme aber lag der Ableitung des Gesetzes von Stokes zugrunde. Die Unstimmigkeiten müßten dann dort zuerst auftreten, wo die Ungleichartigkeit im Bau des Mittels — d. h. die Abstände zwischen den Molekülen — mit den Ausmaßen des Tröpfchens überhaupt allmählich vergleichbar wird. Man sieht ferner leicht ein, daß die Geschwindigkeit der Tröpfchen zunehmen muß, sobald die Hohlräume in dem Mittel mit der Größe der Tröpfchen vergleichbar werden; denn man kann dann annehmen, daß das Teilchen nunmehr anfängt, jenen Zustand zu erreichen, in welchem es durch die Hohlräume in dem Mittel frei fallen kann.

Das heißt aber, daß die beobachtete Fallgeschwindigkeit um so mehr jenen Wert übersteigt, den das Gesetz von Stokes ergibt, je kleiner das Tröpfchen wird. Aus der Gleichung (13) sieht man, daß der scheinbare Wert der Elementarladung, nämlich  $e_1$ , sich direkt mit der Geschwindigkeit  $(v_1 + v_2)_0$  ändert, welche von einer gegebenen Kraft hervorgerufen wird. Demnach muß  $e_1$  scheinbar um so größer werden, je kleiner der Halbmesser des Tröpfchens ist, d. h. je kleiner seine Geschwindigkeit unter dem Einflusse der Erdschwere ist. Und genau dieses Verhalten zeigten alle untersuchten Öltröpfchen in übereinstimmender Weise. Wir konnten demnach hoffen, daß wir damit nicht bloß die Unstimmigkeiten entdeckten, welche in dem Gesetze von Stokes stecken, sondern auch die Richtung, in welcher wir vorgehen müssen, um jenes Gesetz zu verbessern.

Um jedoch ganz sicher zu gehen, mußten wir mit einer Reihe von ganz neuen und sorgfältigen Versuchen beginnen.

Diese bestanden in erster Linie darin, den Zähigkeitskoeffizienten der Luft unter jenen Bedingungen, bei denen sie als ein homogenes Mittel behandelt werden kann, möglichst genau zu ermitteln; sodann mußten die Grenzen gefunden werden, innerhalb welcher das Gesetz von Stokes als gültig angesehen werden kann.

## 2. Der Zähigkeitskoeffizient $\eta$ der Luft.

Die Versuche über den Zähigkeitskoeffizienten der Luft wurden im Ryerson-Laboratorium ausgeführt, und zwar:

1. von Dr. Lachen Gilchrist (jetzt Universität Toronto),
2. von Dr. J. M. Rapp (jetzt Universität Oklahoma).

Gilchrist<sup>1)</sup> benutzte eine Versuchsanordnung, welche in mancher Hinsicht neu war; von ihr kann man sicherlich behaupten, daß sie von theoretischen Unsicherheiten unabhängiger ist als irgend eine andere Versuchsanordnung, die früher benutzt wurde. Er schätzte sein Ergebnis auf 0,1 bis 0,2 Proz. genau. Dr. Rapp benutzte die Kapillarröhrenmethode, aber unter Bedingungen, welche sie zur absoluten Bestimmung von  $\eta$  für Luft geeigneter erscheinen lassen, als es die anderen Versuchsanordnungen mit Kapillarröhren je waren.

Diese Versuche dauerten mehr als zwei Jahre; sie ergaben schließlich Mittelwerte, welche sowohl miteinander sehr gut übereinstimmen, als auch mit jenen Werten, welche bis dahin als die besten galten. Aus Tabelle IX sieht man, daß jede dieser fünf verschiedenen Versuchsanordnungen, welche zur absoluten Be-

Tabelle IX.

Beobachter	Methode	Ergebnis $\eta_{230}$
Rapp . . .	Kapillarröhren (1913); Phys. Rev. <b>2</b> , 363 (1913)	0,000 182 27
Gilchrist	Konstante Ablenkung (1913); Phys. Rev. <b>1</b> , 124 (1913)	0,000 182 57
Hogg . . .	Dämpfung von oszillierenden Zylindern (1905); Proc. Amer. Acad. <b>40</b> , 611 (1905)	0,000 182 29
Tomlinson	Dämpfung von schwingenden Pendeln (1886); Phil. Trans. <b>177</b> , 767 (1886)	0,000 182 58
Grindley } u. Gibson }	Strömen durch Röhren (1908); Proc. Roy. Soc. <b>80</b> , 114 (1908)	0,000 182 32
Mittelwert		0,000 182 40

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **1**, 124 (1913); Phys. Zeitschr. **14**, 160 (1913).

stimmung von  $\eta$  für Luft Verwendung fanden, zu einem Werte führte, welcher sich um weniger als 1 Promille von dem Hauptmittelwerte  $\eta_{23} = 0,000\ 182\ 40$  unterscheidet<sup>1)</sup>.

Daraus zogen wir den Schluß, daß wir den Zähigkeitskoeffizienten der Luft  $\eta$  für unsere Versuchsbedingungen auf wenigstens 1 Promille genau annehmen können. In neuester Zeit hat Dr. E. Harrington<sup>2)</sup> den Apparat von Gilchrist und von mir noch weiter verbessert; mit demselben führte er im Ryerson-Laboratorium eine Bestimmung von  $\eta$  durch, welche in ihrer Zuverlässigkeit und Genauigkeit einzig dasteht. Ich lege dieser Bestimmung ein größeres Gewicht bei, als allen anderen Arbeiten auf diesem Gebiete während der letzten 50 Jahre zusammen. Der endgültige Wert ist

$$\eta_{23} = 0,000\ 182\ 26.$$

Der Fehler kann kaum größer sein als  $1/2$  Promille.

### 3. Gültigkeitsgrenzen des Gesetzes von Stokes.

Bei der theoretischen Ableitung des Gesetzes von Stokes werden folgende fünf Annahmen gemacht:

1. das Mittel, in dem das Kügelchen sich bewegt, kann als homogen aufgebaut betrachtet werden — wenigstens bis auf Größen, welche gegenüber den Ausmaßen des Kügelchens vernachlässigt werden können;
2. die Kugel fällt, wie sie es in einem unendlich ausgedehnten Mittel tun würde;
3. die Kugel ist glatt und starr;

---

<sup>1)</sup> Vgl. Vogel, Ann. d. Phys. **43**, 1235 (1914) und seine Bemerkungen über die Genauigkeitsgrenzen, S. 1251. „Nach Vollendung dieser Arbeit ist von R. A. Millikan selbst eine Abhandlung über den wahrscheinlichsten Wert des Reibungskoeffizienten der Luft erschienen [Ann. d. Phys. **41**, 759 (1914)]. Er erhält, da er einestheils dem Verfasser“ (Vogel) „noch nicht zugängliche Arbeiten berücksichtigt hat, und anderenteils bedeutende, ältere Arbeiten nicht beachtet hat, einen um etwa 0,8 Proz. kleineren Wert als der Verfasser. Wenn auch der Festsetzung der Absolutwerte eine gewisse Willkür nicht abzusprechen ist, so scheint doch der von Millikan angegebene Wert zu klein zu sein.“ (Der Übersetzer.)

<sup>2)</sup> Phys. Rev. Dez. 1916.

4. es findet kein Gleiten des Mittels an der Oberfläche der Kugel statt;
5. die Geschwindigkeit, mit der sich die Kugel bewegt, ist so klein, daß der Widerstand gegen die Bewegung nur von der Zähigkeit des Mittels herrührt und in keiner Weise durch Trägheitserscheinungen bedingt ist, die in jenen Massen ihre Ursache haben, welche die Kugel bei ihrer Bewegung durch das Mittel vor sich herschiebt.

Wenn alle diese Bedingungen erfüllt sind, dann muß das Gesetz von Stokes gelten. Bis zum Jahre 1910 lag keine experimentelle Arbeit vor, aus welcher sich ergeben hätte, ob das unveränderte Gesetz den tatsächlichen Verlauf der Versuche genau wiedergibt. Deshalb begann Dr. H. D. Arnold im Ryerson-Laboratorium Untersuchungen, ob und mit welcher Genauigkeit jenes Gesetz die Fallgeschwindigkeit von kleinen Kügelchen in Wasser und Alkohol darstellt.

Bei diesen Versuchen kam es vor allem darauf an, genau kugelförmige Tröpfchen herzustellen. Das gelang dem Scharfsinn und der Kunstfertigkeit Arnolds in hohem Maße durch Verwendung von Roses Metall. Dieses Metall schmilzt bei ungefähr  $82^{\circ}\text{C}$ ; bei der Temperatur des siedenden Wassers ist es vollständig flüssig. Von demselben brachte Arnold etwas in ein Glasröhrchen, welches an einem Ende zu einer Kapillare ausgezogen war; dieses Röhrchen wurde dann in einen Glaszylinder gehängt, welcher etwa 70 cm lang war; sein Durchmesser betrug 3 cm. Derselbe wurde mit Wasser gefüllt und Wärme derartig zugeführt, daß das obere Ende auf ungefähr  $100^{\circ}\text{C}$ , das untere Ende auf etwa  $60^{\circ}\text{C}$  gehalten wurde. Mit Hilfe von Luft, welche unter höherem Drucke stand, wurde das geschmolzene Metall durch die Kapillare hindurch in das heiße Wasser gepreßt, durch welches es in Form eines Sprühregens allmählich zu Boden sank; die Tröpfchen waren hinlänglich abgekühlt, bis sie den Boden des Gefäßes erreichten, und sie behielten deshalb ihre Kugelgestalt bei. Zum Gelingen dieser Versuche ist notwendig, daß die Kügelchen sich verhältnismäßig langsam bewegen, und daß das Temperaturgefälle des Wassers, durch welches sie niedersinken, nur gering ist. Die allmähliche und gleichförmige Abkühlung hat einen ganz gleichmäßigen Aufbau der Kügelchen zur Folge; wegen der geringen Geschwindigkeiten wird die Kugelgestalt ganz genau beibehalten.

Auf diese Weise erhielt Arnold Kügelchen mit Halbmessern zwischen 0,002 cm und 0,1 cm; die Prüfung unter dem Mikroskop ergab eine reine Kugelgestalt; die Oberfläche erwies sich als frei von irgendwelchen störenden Unregelmäßigkeiten. Er fand, daß die Geschwindigkeit, mit welcher die langsamsten von diesen Kügelchen in der Flüssigkeit niedersanken, aus dem Gesetze von Stokes mit einer Genauigkeit von ein paar zehntel Prozent berechnet werden konnte; durch seine Versuche bestimmte er die Geschwindigkeitsgrenzen, innerhalb welcher das Gesetz von Stokes gilt.

Von den fünf Annahmen, auf welche sich das Gesetz von Stokes stützt, war bei den Versuchen von Arnold sicherlich die erste, dritte und vierte erfüllt. Die kleinsten Kügelchen, welche er anwandte, genügten auch der zweiten Bedingung in hinreichender Weise, die größeren dagegen nicht.

Die Frage, welche Wirkung die Wände des Gefäßes ausüben, wenn sich in der darin enthaltenen Flüssigkeit Kügelchen bewegen, wurde vor kurzem eingehend von Ladenburg<sup>1)</sup> untersucht. Er arbeitete mit einem außerordentlich zähen Öl, nämlich mit venetianischem Terpentin und leitete eine Gleichung ab, welche es gestattet, den Einfluß der Gefäßwandungen auf die Bewegung auszuschalten. Das Mittel soll in einem Zylinder von kreisförmigem Querschnitte mit dem Halbmesser  $R$  (Länge des Zylinders gleich  $L$ ) enthalten sein. Dann muß nach Ladenburg die einfache Gleichung von Stokes in folgende umgeändert werden:

$$V = \frac{2}{9} \frac{g \cdot a^2 (\sigma - \rho)}{\eta \left(1 + 2,4 \frac{a}{R}\right) \left(1 + 3,1 \frac{a}{L}\right)}.$$

Arnold fand, daß diese Formel bei allen seinen Versuchen genau galt, bei denen die Wände irgendwie Einfluß auf die Bewegung hatten. Er arbeitete demnach unter Bedingungen, welche die ersten vier Annahmen, auf denen das Gesetz von Stokes beruht, wohl berücksichtigen. Dadurch wurde ihm der Nachweis ermöglicht, daß das Gesetz strenge gilt, wenn die fünfte Annahme verwirklicht ist; er konnte deshalb durch Versuche auch die

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. **22**, 287 (1907); **23**, 447 (1907) (S. 456 hat Ladenburg nicht den Zahlenfaktor 3,1 sondern 3,3). (Der Übersetzer.)

Gültigkeitsgrenzen für diese letzte Annahme bestimmen. Stokes<sup>1)</sup> selbst hat bereits durch theoretische Überlegungen gefunden, daß das Gesetz nur gilt, wenn der Kugelradius gegenüber der Größe  $\eta/v\rho$  klein ist; hier ist:  $\rho$  die Dichte des Mittels,  $\eta$  die Zähigkeit des Mittels,  $v$  die Geschwindigkeit der Kugel.

Dieser Radius wird der kritische Radius genannt. Es war aber nicht bekannt, wie nahe man an den kritischen Radius herankommen kann. Die Versuche von Arnold zeigten, daß die Trägheit des Mittels keinen nennenswerten Einfluß auf die Geschwindigkeit der Kugel hat, solange der Halbmesser jenes Kügelchens kleiner ist als 0,6 von dem Werte des kritischen Halbmessers.

Wurde dieses Ergebnis auf die Bewegung unserer Öltröpfchen angewendet, so zeigte sich die Tatsache, daß sogar die allerschleunsten Tröpfchen, welche wir überhaupt beobachteten, so langsam fielen, daß auch nicht der geringste Irrtum hinsichtlich der Trägheit des Mittels entstehen konnte, d. h. daß die fünfte Bedingung für die Anwendungsmöglichkeit des Gesetzes von Stokes erfüllt war. Unsere Tröpfchen waren überdies so klein, daß auch der zweiten Bedingung Genüge geleistet war, wie in der Arbeit von Ladenburg und Arnold gezeigt ist. Die Versuche, welche in der letzten Abhandlung beschrieben sind (S. 81), beweisen, daß unsere Tröpfchen auch der dritten Bedingung genügen. Da nun die Untersuchung von Arnold auf das schärfste nachwies, daß das Gesetz von Stokes gilt, wenn alle diese fünf Bedingungen erfüllt sind, so tritt an die Stelle unserer Aufgabe, für das Gesetz von Stokes eine Gleichung zu finden, welche für unsere Öltröpfchen gilt, folgende Aufgabe: Es soll die Art und Weise ermittelt werden, wie die Nichterfüllung der Annahmen 1 und 4 die Bewegung dieser Tröpfchen beeinflusst.

#### 4. Änderung des Gesetzes von Stokes wegen der Inhomogenität<sup>2)</sup> des Mittels.

Vor allem mußten wir nun ermitteln, inwieweit das Gesetz von Stokes bei unseren Versuchen mit den Öltröpfchen gilt oder nicht. Das geschah in der Weise, daß der scheinbare Wert des

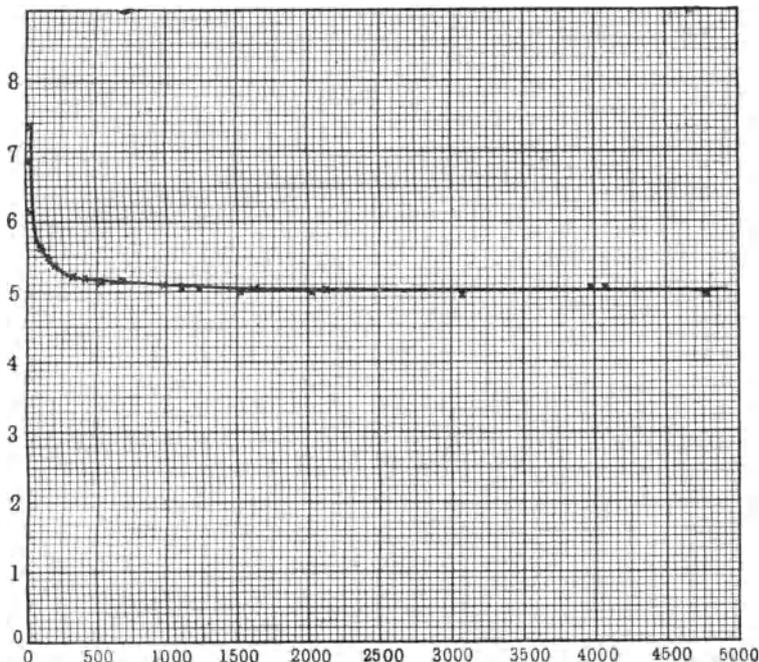
<sup>1)</sup> Math. et Phys. Papers III, S. 59.

<sup>2)</sup> D. h. wegen des molekularen Aufbaues des Mittels. (Der Übersetz.)

Elektrons  $e_1$  auf der  $Y$ -Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems, die beobachtete Geschwindigkeit, wenn nur die Schwere wirkt, auf der  $X$ -Achse abgetragen wurde. 1 cm der  $Y$ -Achse ent-

$e_1 \cdot 10^{-10}$

Fig. 4.



Die mit  $10^{-4}$  vermehrte Zahlen auf der Abszissenachse geben in cm/sec die Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen unter dem Einfluß der Schwere.

spricht in dieser Darstellung einem Wert von  $e_1 = 1 \cdot 10^{-10}$  ESE, 1 cm der  $X$ -Achse entspricht einem Wert von

$$v = \frac{500}{10000} \text{ cm/sec} = \frac{5}{100} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm/sec.}$$

So erhält man Fig. 4. Für sehr kleine Geschwindigkeiten ändert sich  $e_1$  außerordentlich rasch, wenn die Geschwindigkeit andere Werte annimmt; wenn aber die Geschwindigkeit über jenen Wert hinauswächst, welcher der Abszisse 1000 in unserer Darstellung

entspricht, dann ändert sich der Wert von  $e_1$  mit der Geschwindigkeit nur mehr ganz wenig. Diese Abszisse entspricht einer Geschwindigkeit von 0,1 cm in der Zeiteinheit. Daraus können wir schließen, daß das Gesetz von Stokes für jene Tröpfchen, welche groß genug sind, daß sie in 10 Sekunden um 1 cm oder mehr fallen, nur einer ganz geringen Verbesserung wegen der Inhomogenität im Aufbau der Luft bedarf.

Um die notwendige Verbesserung genau ausdrücken zu können, verfahren wir folgendermaßen: Ein Maß für die Hohlräume in einem gasförmigen Mittel haben wir offenbar in dem Durchschnittswert der Strecke, welche ein Gasmolekül zwischen zwei Zusammenstößen mit seinen Nachbarmolekülen zurücklegt; diese Größe ist in der Physik unter dem Namen der „mittleren freien Weglänge“ bekannt; sie ist mit ziemlicher Genauigkeit gemessen. Wenn nun allmählich Abweichungen von dem Gesetz von Stokes auftreten, und zwar in dem Maße, wie die Größe der Tröpfchen abnimmt, so kann der Grund hierfür nur darin gefunden werden, daß das Mittel in Anbetracht der Ausmaße des Tröpfchens nicht mehr als homogen betrachtet werden kann; das will aber nichts anderes besagen, als daß der Halbmesser des Tröpfchens nunmehr mit der Durchschnittsgröße der Hohlräume vergleichbar geworden ist. Diese Größe aber wird nach unseren obigen Ausführungen durch die mittlere freie Weglänge  $l$  gemessen. Wenn diese Verhältnisse erreicht sind, dann wird die beobachtete Fallgeschwindigkeit um einen gewissen Betrag größer sein als der Wert, den das Gesetz von Stokes ergibt; dieser Betrag aber muß irgend eine Funktion von  $\frac{l}{a}$  sein. Mit anderen Worten: Die strenge Gleichung für die Geschwindigkeit  $v_1$ , mit welcher ein Tröpfchen in einem Gase fällt, muß lauten:

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{g \cdot a^2}{\eta} \cdot (\sigma - \rho) \left[ 1 + f\left(\frac{l}{a}\right) \right] \cdot \cdot \cdot \quad (14)$$

Diese Gleichung (14) muß an die Stelle der früheren Gleichung

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{g \cdot a^2}{\eta} (\sigma - \rho)$$

treten, von welcher Arnold zeigen konnte, daß sie so lange gilt, als die Größe der Zwischenräume zwischen den Molekülen gegen-

über der Tröpfchengröße vernachlässigt werden kann (wie es der Fall ist, wenn die Kügelchen in einer Flüssigkeit fallen).

Von der Form der Funktion  $f$  wissen wir zwar gar nichts; wir wollen sie in eine Reihe mit unbestimmten Konstanten  $A$ ,  $B$ ,  $C$  usw. entwickelt denken:

$$f = A \frac{l}{a} + B \left(\frac{l}{a}\right)^2 + C \left(\frac{l}{a}\right)^3 \dots$$

Solange die Abweichungen vom Gesetze von Stokes nur klein sind — und die Fig. 4 zeigt uns, daß das für die meisten von unseren Tröpfchen gilt —, können wir die höheren Potenzen von  $\frac{l}{a}$  vernachlässigen; dann haben wir:

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{g a^2}{\eta} (\sigma - \rho) \left(1 + A \frac{l}{a}\right) \dots \dots \dots (15)$$

Wenn wir diese verbesserte Gleichung für das Gesetz von Stokes mit der Gleichung (9), S. 65 verbinden, so muß man offenbar für die Ladung  $e_n$  gerade die Form erhalten, welche uns auch in Gleichung (13), S. 84 entgegentritt — nur natürlich mit dem Unterschiede, daß dort, wo in (13) eine Geschwindigkeit auftritt, an ihre Stelle nunmehr der Ausdruck

$$\frac{v}{1 + A \frac{l}{a}}$$

gesetzt werden muß. Die Geschwindigkeit des Tröpfchens tritt in Gleichung (13) in der Potenz  $3/2$  auf; deshalb erhält man sofort, wenn

$e$  der wirkliche Wert des Elektrons ist,

$e_1$  sein scheinbarer Wert ist, den man unter Zugrundelegung des Gesetzes von Stokes erhält,

mit Hilfe der Gleichung (13)

$$e = \frac{e_1}{\left(1 + A \frac{l}{a}\right)^{3/2}} \dots \dots \dots (16)$$

$e_1$  in dieser Gleichung kann immer aus (13) erhalten werden, denn  $l$  ist eine bekannte Konstante;  $e$ ,  $A$  und  $a$  sind aber unbekannt. Wenn wir  $a$  finden können, so ist es uns möglich, mit Hilfe unserer Beobachtungen zu gleicher Zeit  $e$  und  $A$  zu be-

stimmen; die Einzelheiten werden in Teil 6 (S. 97) mitgeteilt werden.

Die Möglichkeit, daß  $e$  ermittelt werden kann, wenn wir  $a$  kennen, kann übrigens durch allgemeine Betrachtungen eingesehen werden, ohne daß auf die Rechnungen im einzelnen eingegangen wird. Denn unsere Aufgabe, den Halbmesser des Tröpfchens zu ermitteln, ist gleichbedeutend mit einer anderen Aufgabe: Es soll das Gewicht des Tröpfchens ermittelt werden; denn die Dichte ist ja bekannt. Sobald wir aber das Gewicht des Tröpfchens bestimmen können, ist es uns auch möglich, seine Ladung zu finden; dies ergibt sich ohne weiteres durch folgende einfache Betrachtung: die Geschwindigkeit, welche das Tröpfchen unter dem Einfluß der Schwere annimmt, ist seinem Gewichte proportional; seine Geschwindigkeit aber in einem gegebenen elektrischen Felde ist der Ladung proportional, welche es trägt. Diese beiden Geschwindigkeiten aber messen wir unmittelbar; wir erhalten demnach das Gewicht, wenn wir die Ladung kennen, oder die Ladung, wenn uns das Gewicht bekannt ist [s. Gleichung (9), S. 65].

### 5. Die Gewichtsbestimmung der Tröpfchen.

Der Weg, welcher zuerst eingeschlagen wurde, um das Gewicht des Tröpfchens zu finden, war einfach folgender: Für jedes einzelne Tröpfchen wurde die ursprüngliche Gleichung von Stokes [(11) auf S. 83] nach  $a$  aufgelöst. Die Kurve in Fig. 4 zeigt uns nun, daß die Abweichungen vom Gesetz von Stokes klein sind, wenn wir von den ganz langsamen Tröpfchen absehen; ferner tritt  $a$  in Gleichung (11) in der zweiten Potenz auf; aus diesen beiden Gründen ergibt sich, daß uns diese Gleichung mit großer Annäherung den richtigen Wert von  $a$  geben muß, wenn wir die allerlangsamsten Tröpfchen außer Acht lassen. Mit Hilfe der Methode, welche im nächsten Teil entwickelt wird, können wir dann einen Näherungswert von  $A$  erhalten; dann sind wir in der Lage, die Gleichung (15) nach  $a$  aufzulösen und finden damit einen verbesserten Wert von  $a$ . Das ist eine allmähliche Näherungsmethode, welche uns theoretisch  $a$  und  $A$  mit jedem gewünschten Genauigkeitsgrade liefert. Tatsächlich ist nun das gesamte Korrektionsglied  $A \frac{l}{a}$  klein; es ist deshalb niemals erforderlich, mehr als

zwei solche Rechnungen durchzuführen, um  $a$  bereits mit einer größeren Sicherheit zu erhalten, als es für die genaue Bestimmung von  $e$  notwendig ist.

Sobald aber  $e$  einmal sehr genau ermittelt war, wurde es möglich (wie oben bereits gezeigt ist), eine unmittelbare Bestimmung des Gewichts von ganz kleinen Teilchen durchzuführen, und zwar mit großer Sicherheit und mit einem hohen Grade von Genauigkeit. Durch Versuche ist nämlich bereits festgestellt, daß die Gleichung

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{F \cdot e_n - mg} \quad \dots \dots \dots (17)$$

richtig ist und daß sie keinerlei Annahmen über die Gestalt, die Größe, das Material des Teilchens enthält. Lösen wir nun diese Gleichung nach  $mg$ , d. h. nach dem Gewichte des Teilchens auf, so erhalten wir:

$$mg = F e_n \frac{v_1}{v_1 + v_2} \quad \dots \dots \dots (18)$$

In dieser Gleichung ist  $e_n$  mit derselben Genauigkeit bekannt wie  $e$ ; wir haben ja gelernt, wie man  $n$  zählt. Im folgenden wird gezeigt werden, daß  $e$  wahrscheinlich mit einer Genauigkeit von 1 Promille bekannt ist; mit derselben Genauigkeit kann demnach die Größe  $mg$  für ein Teilchen bestimmt werden, welchem eine Ladung von  $n$  abgezählten Elektronen mitgeteilt werden kann und welches sich deshalb in einem bekannten elektrischen Felde entgegen der Schwere aufwärts bewegt. Wir können ein solches Teilchen aber auch zum Schweben bringen, wie wir es früher schon mit den Wassertröpfchen und teilweise auch mit den Öltröpfchen<sup>1)</sup> machten, indem die Anziehung der Erde durch eine gleich große, aber entgegengesetzt gerichtete elektrostatische Anziehung von seiten der oberen Platte des Luftkondensators aufgehoben wird.

Diese Anordnung stellt einfach eine elektrische Wage dar, mit welcher man das Gewicht eines Körperchens mißt, wie sonst mit einer mechanischen Wage; eine solche elektrische Wage ermöglicht eine genaue und leichte Bestimmung des Gewichts bis

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **19**, 216 (1910); **21**, 757 (1911).

auf ein Zehnbilliontel eines Gramms. 50 Jahre lang galt es als ein Triumph der Feinmechanik, eine Wage so empfindlich zu machen, daß jemand gewissermaßen das „Gewicht seines Namens“ feststellen konnte. Zur Lösung dieser Aufgabe war es notwendig, zuerst das Gewicht von einem Stückchen Papier möglichst genau zu bestimmen. Wenn sodann der Beobachter mit Bleistift seinen Namen darauf schrieb und die Wägung noch einmal ausführte, so gab ihm der Unterschied beider Wägungen das „Gewicht seines Namens“ kund. Das war eine Gewichtsbestimmung auf  $\frac{1}{10}$  oder auch auf  $\frac{1}{100}$  Milligramm. Ramsay und Spencer bauten in der Folgezeit eine Wage ganz aus feinen Quarzfäden. Messungen, die mit dieser Wage im luftleeren Raume angestellt wurden, erlaubten das Gewicht von Gegenständen zu bestimmen, das nur den millionsten Teil eines Milligramms ausmachte, d. h. sie erweiterten die Grenzen der Wägbarkeit um das 10 000 fache. Unsere Methode aber vergrößert diesen Bereich zum mindesten noch einmal um das 10 000 fache; damit ist es möglich geworden, das Gewicht von Körperchen zu ermitteln, welche so klein sind, daß sie vom unbewaffneten Auge überhaupt nicht mehr wahrgenommen werden können.

Und eine derartige Wägung ist eigentlich ungeheuer einfach: wir lassen ein solches Teilchen in der Luft sich bewegen und machen es im reflektierten Lichte nach der Methode der Dunkel-feldbeleuchtung wie beim Ultramikroskop sichtbar; durch die Anlagerung von Ionen wird es sodann elektrisch aufgeladen. Nach der Methode, die wir bereits kennen lernten, wird die Anzahl der Elektronen dieser Ladung bestimmt; des weiteren wird die Spannung an den Platten des Kondensators oder die Ladung auf dem Teilchen so lange geändert, bis sein Gewicht durch den nach aufwärts gerichteten Zug des Feldes gerade ausgeglichen ist. Das Gewicht des Teilchens ist dann genau gleich dem Produkte aus der bekannten Ladung und der Stärke des elektrischen Feldes. Sobald wir einmal  $e$  mit hinreichender Genauigkeit bestimmt hatten <sup>1)</sup>, ermittelten wir auf diese Weise das Gewicht von allen unseren Tröpfchen und dann auch deren Halbmesser.

---

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **2**, 117 (1913). Die Abhandlung wurde der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Berlin im Juni 1912 vorgelegt.

Übrigens kann man mit einer solchen Wage den Halbmesser eines kugelförmigen Tröpfchens auch schon recht sicher bestimmen, ohne daß  $e$  bereits genau bekannt ist; denn wenn  $m$  in (18) durch  $\frac{4}{3} \pi a^3 (\sigma - \rho)$  ersetzt und die Gleichung nach  $a$  aufgelöst wird, so findet man

$$a = \sqrt[3]{\frac{3 F e_n}{4 \pi g (\sigma - \rho)} \cdot \frac{v_1}{v_1 + v_2}} \quad \dots \quad (19)$$

Wenn man in dieser Gleichung einen angenähert richtigen Wert von  $e$  einsetzt, so erhält man einen Wert von  $a$ , dessen Fehler nur  $\frac{1}{3}$  mal so groß ist wie der, mit welchem der angenommene Wert von  $e$  behaftet ist; denn  $a$  ändert sich nach dieser Gleichung mit der dritten Wurzel aus  $e$ .

Nachdem der Wert von  $e$  genau bekannt ist, soll diese Methode benutzt werden, um das Gewicht und den Halbmesser irgend eines ganz kleinen Teilchens zu finden; denn diese Methode ist ganz unabhängig von der Natur des Teilchens und von dem Mittel, in welches das Teilchen eingebettet ist. Tatsächlich ermöglicht diese Methode eine Gewichtsbestimmung des Körpers, welche ebenso unmittelbar und ebenso zuverlässig ist, wie die Gewichtsbestimmung mit einer mechanischen Wage.

## 6. Die Bestimmung des Wertes von $e$ und $A$ .

Wenn  $e_1$  und  $\frac{l}{a}$  bekannt ist, kann man  $e$  und  $A$  leicht mit Hilfe der Gleichung

$$e = \frac{e_1}{\left(1 + A \frac{l}{a}\right)^{3/2}}$$

bestimmen; diese Gleichung schreiben wir in der Form:

$$e^{2/3} \left(1 + A \frac{l}{a}\right) = e_1^{2/3} \dots \dots \dots (20)$$

Wenn wir die beobachteten Werte von  $e^{2/3}$  als Ordinaten, die entsprechenden Werte von  $\frac{l}{a}$  als Abszissen abtragen, dann müssen

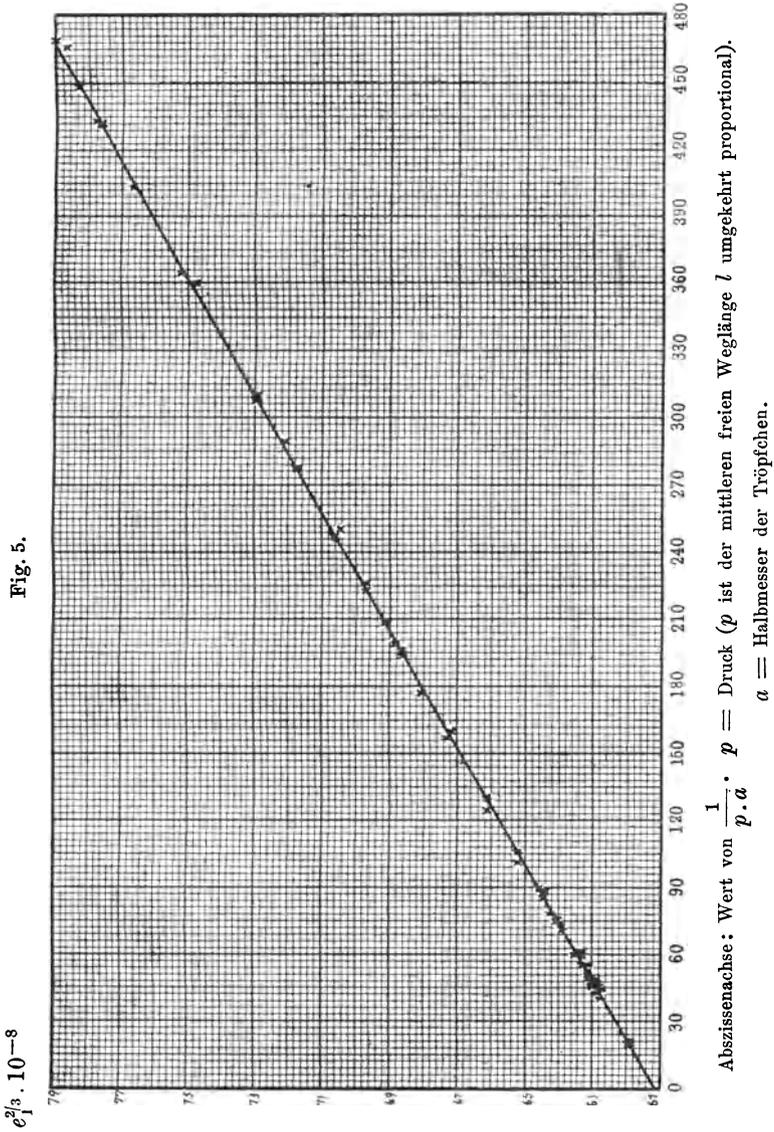
wir eine Gerade erhalten, vorausgesetzt, daß unsere verbesserte Form des Gesetzes von Stokes [(15), S. 93] die Erscheinung des Niedersinkens der Tröpfchen in dem Bereiche, in welchem die Werte von  $\frac{l}{a}$  bei unseren Versuchen liegen, richtig darstellt.

Wenn sich keine derartige lineare Beziehung ergibt, dann kann dieser Vorgang innerhalb des entsprechenden Bereichs nicht durch eine Gleichung von der Art der Gleichung (15) wiedergegeben werden. Tatsächlich jedoch wurde eine lineare Beziehung für einen viel größeren Bereich von Werten  $\frac{l}{a}$  gefunden, als ursprünglich angenommen werden konnte. Die Strecke, welche diese Gerade auf der Ordinatenachse abschneidet, d. h. der Wert von  $e_1^{2/3}$ , welcher dem Werte  $\frac{l}{a} = 0$  entspricht, ist nach Gleichung (20) gleich  $e^{2/3}$ ; wir haben also bloß diesen Wert zur Potenz  $3/2$  zu erheben, um den absoluten Wert von  $e$  zu finden.

$A$  ist nach dieser Gleichung weiter nichts als die Neigung dieser Geraden, geteilt durch den Abschnitt auf der  $e_1^{2/3}$ -Achse (d. h. auf der  $Y$ -Achse).

Zur Durchführung dieser Untersuchung ist es notwendig, andere und andere Werte von  $\frac{l}{a}$  zu nehmen und die entsprechenden Werte von  $e_1$  durch den Versuch zu finden. Verschiedene Werte von  $\frac{l}{a}$  können wir uns auf zweierlei Weise verschaffen, indem wir entweder den Nenner oder den Zähler ändern:

1. Wir lassen den Nenner konstant, d. h. wir arbeiten mit Tröpfchen von ungefähr der gleichen Größe, verändern aber den Druck des Gases, in welchem sich die Tröpfchen bewegen; dadurch verändern wir die mittlere freie Weglänge. Denn die mittlere freie Weglänge  $l$  ist dem Drucke umgekehrt proportional; mit abnehmendem Drucke wird also  $l$  größer. Oder:
2. Wir lassen den Zähler konstant, d. h. der Druck des Gases bleibt ungeändert; dagegen ändern wir  $a$ , den Halbmesser der Tröpfchen, d. h. wir suchen uns immer kleinere und kleinere Tröpfchen heraus, an denen wir unsere Messungen machen.



Nach diesen beiden Grundsätzen wurde verfahren. Es ergab sich, daß einem gegebenen Wert von  $\frac{l}{a}$  immer ein bestimmter Wert von  $e_1$  entsprach; hierbei war es ganz gleichgültig, ob  $l$  (die mittlere freie Weglänge) auf dem gleichen Werte gehalten und  $a$  (der Halbmesser der Tröpfchen) kleiner gewählt wurde —, sagen wir bis  $\frac{1}{10}$  des ursprünglichen Wertes, oder ob  $a$  sich gleichblieb und  $l$  den zehnfachen Wert erhielt. Fig. 5 und 6 stellen das Ergebnis einer ausgedehnten Versuchsreihe dar; dasselbe wurde zuerst der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Juni 1912 und dann der Britischen Naturforscher-Versammlung zu Dundee im September<sup>1)</sup> 1912 vorgelegt. Tabelle X enthält die ganzen Zahlenwerte, nach welchen jene Kurven gezeichnet wurden. Diese Beobachtungsreihe umfaßt die Messungen an 58 Tröpfchen, und zwar sind hierin alle Tröpfchen enthalten, welche an 60 aufeinanderfolgenden Tagen untersucht wurden; kein einziges Tröpfchen ist ausgelassen. In  $\frac{l}{a}$  haben wir bei unseren Versuchen eine 30fache Änderung (von 0,016 bei Tröpfchen 1 bis zu 0,444 bei Tröpfchen Nr. 58); der Druck wurde im Verhältnis 1:17 geändert (von 4,46 cm bei Tröpfchen Nr. 56 bis 76,27 cm bei Tröpfchen Nr. 10); der Halbmesser änderte sich im Verhältnis 1:12 (von  $4,69 \cdot 10^{-5}$  cm bei Tröpfchen Nr. 28 bis  $58,56 \cdot 10^{-5}$  cm bei Tröpfchen Nr. 1); die Anzahl der freien Elektronen, welche von den Tröpfchen mitgeführt wurden, schwankte zwischen 1 (Tröpfchen 28) und 136 (Tröpfchen 56).

Fig. 7 zeigt uns die Versuchsanordnung. Das Kupfergefäß  $D$  konnte bis zu 15 Atmosphären beansprucht werden. Unsere Beobachtungen wurden aber nur für kleinere Drucke als 76 cm durchgeführt; zur genauen Druckmessung diente ein Quecksilbermanometer  $m$ , dessen Gang mit einem Normalbarometer fortlaufend verglichen wurde.

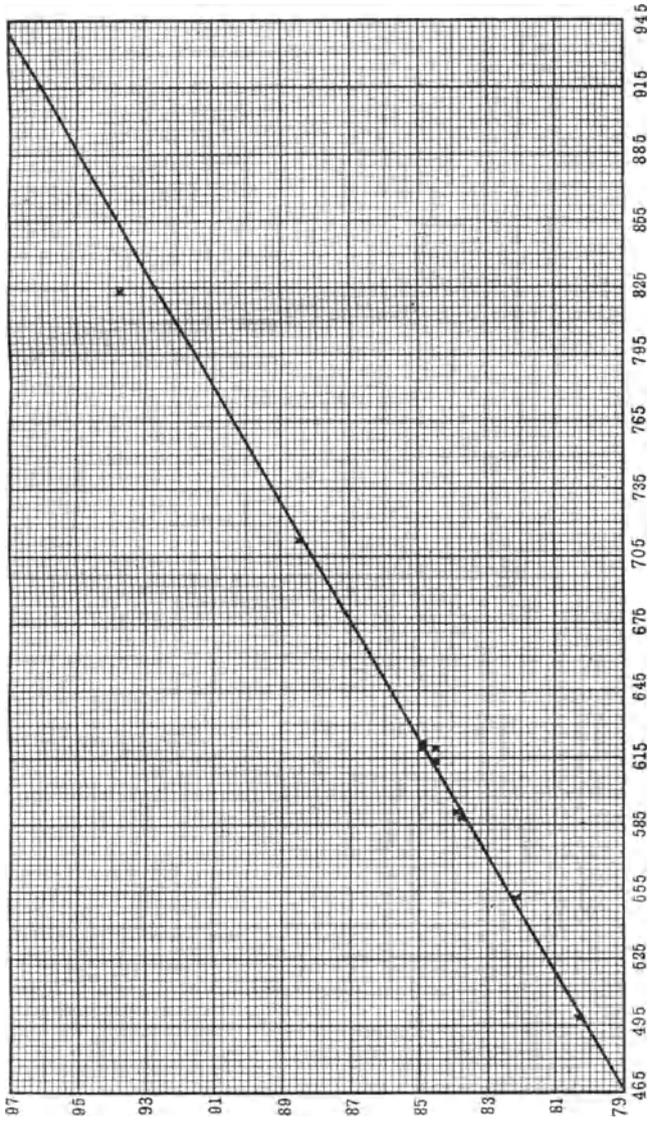
Es war wichtig, daß sich in der Luft zwischen den Kondensatorplatten  $M$  und  $N$  keine Strömungen ausbilden; das wurde auf folgende Weise erreicht:

1. Alle Wärmestrahlen des Bogens  $a$  wurden von einem Wasserbad  $w$  (80 cm lang) und von einem Kupferchloridbad  $d$  aufgenommen.

<sup>1)</sup> Phys. Rev. 2, 136 (1913).

Fig. 6.

$e^2/3 \cdot 10^{-8}$



Abzissenachse: Werte  $\frac{1}{p \cdot a}$ .

Tabelle X.

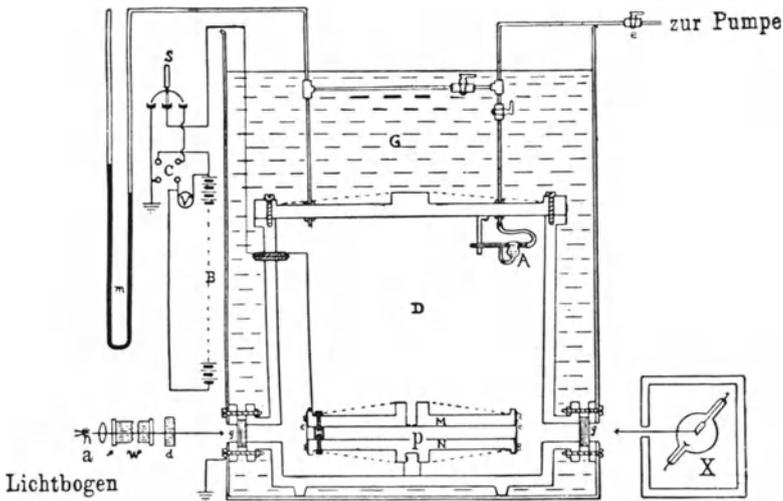
Nr.	Temp. °C	Spannungs- unterschied (Volt)	$t_g$ Sek.	$v_1$ cm/sec	$(v_1 + v_2)/b$	$n$	$a \cdot 10^6$ cm	$p$ cm Hg	$\frac{1}{pa}$	$\frac{l}{a}$	$c_1 \cdot 10^{10}$	$\frac{2}{c_1} \cdot 10^8$	$e^2/b \cdot 10^8$
1	23,00	5168	4,363	0,235 7	0,003 293	77-102	58,56	75,80	22,52	0,016 15	4,877	61,90	61,14
2	22,80	5120	8,492	0,120 2	0,004 670	27-36	32,64	75,00	40,85	0,029 33	4,981	62,82	61,26
3	23,46	5100	9,905	0,103 2	0,004 996	22-27	30,29	73,71	44,88	0,032 12	4,971	62,75	61,04
4	22,85	5163	10,758	0,094 89	0,005 211	18-36	28,94	75,20	45,92	0,032 88	5,001	63,00	61,24
5	23,08	5072	10,663	0,095 75	0,005 176	20-30	29,14	73,25	46,85	0,033 53	4,982	62,82	61,13
6	22,82	5085	11,880	0,085 84	0,005 497	17-24	27,54	75,62	48,11	0,034 37	4,991	62,93	61,09
7	23,79	5090	11,950	0,088 68	0,005 480	19-22	27,57	75,10	48,44	0,034 66	4,981	62,82	61,07
8	23,50	5158	12,540	0,081 41	0,005 623	16-19	26,90	75,30	49,52	0,035 44	5,016	63,12	61,23
9	22,87	5139	13,562	0,073 75	0,005 962	19-23	25,71	75,00	51,73	0,037 02	5,016	63,13	61,15
10	23,25	5015	15,380	0,066 41	0,006 174	18-22	24,31	76,27	54,09	0,038 71	5,010	63,08	61,02
11	23,01	5066	15,193	0,067 20	0,006 087	11-14	24,36	73,90	55,52	0,039 73	5,015	63,12	61,00
12	23,00	5080	15,985	0,063 75	0,006 416	12-16	23,70	75,14	56,15	0,040 18	5,028	63,24	61,10
13	23,00	5024	15,695	0,054 63	0,006 873	9-15	21,91	76,06	59,94	0,042 90	5,043	63,35	61,06
14	23,09	5077	18,730	0,054 51	0,006 988	8-16	21,85	75,28	60,78	0,043 48	5,064	63,53	61,21
15	23,85	5078	18,959	0,052 74	0,006 966	8-18	21,78	75,24	61,03	0,043 68	5,040	63,33	61,07
16	23,70	5103	18,738	0,054 49	0,007 005	9-16	21,87	74,68	61,33	0,043 90	5,065	63,54	61,21
17	23,06	5060	18,415	0,055 45	0,006 890	9-18	22,06	73,47	61,69	0,044 11	5,054	63,43	61,00
18	22,83	5093	26,130	0,039 07	0,008 389	5-13	18,45	75,54	71,74	0,051 34	5,098	63,82	61,08
19	22,95	5083	28,568	0,035 70	0,008 651	5-9	17,63	75,87	74,77	0,053 50	5,120	64,00	61,12
20	23,00	5094	9,480	0,107 72	0,005 058	23-32	30,54	41,77	78,40	0,056 12	5,145	64,22	61,23
21	23,08	5018	35,253	0,028 93	0,009 660	4-11	15,80	74,32	85,08	0,060 89	5,166	64,36	61,11
22	23,22	5005	40,542	0,025 15	0,010 332	3-9	14,75	76,42	88,70	0,063 50	5,168	64,40	61,01
23	22,76	5098	39,900	0,025 54	0,010 510	3-6	14,85	75,40	89,35	0,063 95	5,190	64,59	61,18
24	23,16	5050	12,466	0,081 89	0,005 896	15-28	26,44	37,19	101,8	0,072 83	5,269	65,24	61,35
25	22,98	5066	15,157	0,067 37	0,006 399	12-17	24,01	38,95	107,2	0,076 60	5,278	65,28	61,20
26	23,20	4572	7,875	0,129 80	0,004 324	33-40	33,07	24,33	124,4	0,088 92	5,379	66,06	61,31
27	23,18	4570	9,408	0,108 5	0,004 730	23-29	30,23	25,37	130,4	0,093 30	5,381	66,16	61,18



2. Das ganze Gefäß  $D$  wurde in ein Bad  $G$  von Gasmaschinenöl (etwa 40 Liter) gestellt, um Temperaturschwankungen hintanzuhalten; dieselben betrug während einer Beobachtung im allgemeinen nicht mehr als  $0,02^{\circ}\text{C}$ .

Dieses Bad ist unbedingt notwendig; denn im Anfange zeigten sich immer kleine Unregelmäßigkeiten. Es kostete viele Mühe, bis die Ursachen derselben aufgedeckt werden konnten; die wichtigste lag in kleinen Temperaturschwankungen: sobald das Bad benutzt wurde, verschwanden alle diese Unregelmäßigkeiten.

Fig. 7.



Der Zerstäuber  $A$  wurde mit Hilfe eines Luftstromes, der sehr sorgfältig getrocknet und von Staub befreit wurde, in Tätigkeit gesetzt. Dieser Luftstrom trat beim Hahne  $e$  ein. Die Luft, welche das Tröpfchen  $p$  zwischen den Kondensatorplatten  $M$  und  $N$  umgab, wurde durch Röntgenstrahlen, die aus  $X$  kamen und durch das Glasfenster  $g$  gingen, nach Bedarf ionisiert; fielen dieselben unmittelbar auf das Tröpfchen auf, so wurden Elektronen davon abgespalten. Den drei Fenstern  $g$  in dem Kupfergefäß  $D$  (zwei davon sind in der Fig. 7 zu sehen) entsprechen natürlich drei Fenster in dem Ebonitstreifen  $c$ , welcher die Kondensator-

satorplatten  $M$  und  $N$  umgibt. Durch das dritte von diesen Fenstern, welches um einen Winkel von etwa  $28^\circ$  gegen die Richtung  $Xpa$  versetzt ist und in der gleichen Horizontalebene liegt, wird das Öltröpfchen mit einem Fernrohr von kurzer Brennweite beobachtet; im Okular desselben befindet sich eine Skala, welche die genaue Messung der Geschwindigkeiten des Tröpfchens, das uns als Sternchen erscheint, ermöglicht.

Beim Zeichnen der Kurven (Fig. 5, 6) benutzte ich nicht die Größe  $l$ , sondern die Größe  $1/p$ , den reziproken Wert des Druckes  $p$ ; denn  $l$  ist eine theoretische Größe, welche notwendigerweise  $1/p$  proportional ist, während  $p$  die wirklich gemessene Größe ist. Wir schreiben also das Verbesserungsglied am Gesetze von Stokes in der Form an

$$1 + \frac{b}{p \cdot a},$$

statt in der Form

$$1 + A \frac{l}{a};$$

hierin bedeutet  $b$  eine unbestimmte Konstante, deren Wert erst ermittelt werden muß, und zwar wie oben jener von  $A$ , indem wir die Neigung unserer Geraden durch den Abschnitt auf der  $y$ -Achse dividieren.

Da jedoch die Größe  $\frac{l}{a}$  unserem Verständnis leichter zugänglich ist, so sind auch alle Werte, welche dieser Ausdruck für die Werte von  $\frac{1}{p \cdot a}$  der Reihe nach annimmt, in Tabelle X vorgetragen.

In Fig. 5 sind als Ordinaten die Größen  $e_1$  (und zwar  $e_1^{2/3} \cdot 10^{-8}$ ), als Abszissen die Werte  $\frac{1}{pa}$  abgetragen, und zwar für die ersten 51 Tröpfchen der Tabelle X; Fig. 6 stellt die Fortsetzung dieser Zeichnung bis zu jenen Werten von  $e_1$  und  $\frac{1}{pa}$  dar, welche ungefähr noch einmal so groß sind als diejenigen, mit welchen die Fig. 5 aufhört<sup>1</sup>). Aus diesen Zeichnungen ersehen wir, daß

---

<sup>1</sup>) Fig. 6 ist also eigentlich rechts oben an Fig. 5 angefügt zu denken. (Der Übersetzer.)

bis zum Werte  $\frac{1}{p \cdot a} = 620,2$  die Beziehung zwischen  $e_1$  und  $\frac{1}{p \cdot a}$  eine rein lineare ist; dieser Wert von  $\frac{1}{p \cdot a} = 620,2$  entspricht aber dem Werte  $0,4439$  von  $\frac{l}{a}$  (siehe Tröpfchen Nr. 58 in Tab. X).

Bei dem hier gewählten Maßstabe unserer Zeichnung bedeutet die Abweichung eines Punktes von der Geraden um einen Teilstrich einen durchschnittlichen Fehler von etwa  $\frac{2}{700}$ . Fig. 5 und 6 zeigt uns, daß unter den 58 Tröpfchen nur ein einziges ist, das um etwa 0,5 Proz. aus dieser Geraden herausfällt. Wir wollen besonders beachten, daß es sich hier nicht etwa um eine ausgewählte Gruppe von Tröpfchen handelt; vielmehr kommen hier alle Tröpfchen zur Darstellung, an welchen wir an 60 aufeinanderfolgenden Tagen unsere Messungen machten; während dieser Zeit war der Apparat mehreremal auseinandergenommen und von neuem zusammengesetzt worden. Es ist demnach sicher, daß eine Gleichung von der Form (15) bis zu dem Werte  $\frac{l}{a} = 0,4$  sehr

genau gilt. Das letzte Tröpfchen in Fig. 6 scheint darauf hinzuweisen, daß hier ein Abweichen von der linearen Beziehung allmählich einsetzt. Auf die Ermittlung des Wertes von  $e$  hat eine solche Abweichung keinen Einfluß; deshalb soll hier auf eine weitere Besprechung nicht eingegangen sein; für die Theorie der Molekularphysik freilich ist dieses Verhalten von hoher Bedeutung.

Ich möchte die Aufmerksamkeit auch darauf lenken, mit welcher Vollständigkeit die Fig. 5 und 6 eine Antwort auf folgende Fragen geben, von denen die erste bereits in der 4. Abhandlung gestreift ist (S. 79):

1. Hängt möglicherweise der Widerstand, welchen das Mittel auf die Bewegung des Tröpfchens ausübt, von der Ladung ab, welche auf ihm sitzt?
2. Ändert sich die Dichte des Tröpfchens möglicherweise mit seinem Halbmesser?

Für die Tröpfchen Nr. 27 und 28 sind die Werte von  $\frac{1}{p \cdot a}$  so ziemlich die gleichen (nämlich 130,4 bzw. 130,3); aber während das Tröpfchen Nr. 28 eine Zeitlang nur die Ladung 1 trägt, sitzt

auf Tröpfchen Nr. 27 eine 29mal so große Ladung, sein Halbmesser aber ist siebenmal so groß ( $4,69 \cdot 10^{-5}$  cm bei Tröpfchen Nr. 28;  $30,23 \cdot 10^{-5}$  cm bei Tröpfchen Nr. 27, siehe Tabelle X). Wenn nun das kleine Tröpfchen dichter wäre als das große, oder aber, wenn das Mittel auf ein Tröpfchen mit starker Ladung einen größeren Widerstand ausüben würde als auf ein solches mit kleiner Ladung, dann würden beide Ursachen auf das Tröpfchen Nr. 27 so wirken, daß es sich im Verhältnis zu Tröpfchen Nr. 28 langsamer bewegen würde; dementsprechend müßte der Wert von  $e_1$  für das Tröpfchen Nr. 27 unterhalb des Wertes von  $e_1$  für das Tröpfchen Nr. 28 zu liegen kommen. Statt dessen fallen die zwei Werte von  $e_1$  so nahe zusammen, daß es bei dem hier benutzten Maßstabe unmöglich ist, sie durch zwei getrennte Punkte darzustellen.

Die Tröpfchen Nr. 52 und 56 beweisen diese Schlußfolgerung sogar noch schlagender; denn für beide Tröpfchen ist der Wert von  $\frac{l}{a}$  ungefähr der nämliche (0,3568 bzw. 0,4396); Tröpfchen Nr. 56 trägt jedoch zeitweilig eine Ladung, die 68mal so groß ist wie jene, welche auf Tröpfchen Nr. 52 sitzt (für Tröpfchen Nr. 52 ist  $n$  zwischen 2 und 6, für Tröpfchen Nr. 56 zwischen 117 und 136); der Halbmesser von Nr. 56 ist dreimal so groß wie der von Nr. 52 ( $36,53 \cdot 10^{-5}$  cm gegen  $11,83 \cdot 10^{-5}$  cm) — beide Tröpfchen aber liegen ganz genau auf der Geraden. Die Tatsache, daß nach den Fig. 5 und 6 sowohl die ganz kleinen als auch die größeren Tröpfchen streng auf der Geraden liegen, dürfen wir ganz allgemein als einen experimentellen Beweis dafür betrachten, daß unsere Annahmen:

- „1. Die Dichte der Tröpfchen ist von ihrer Größe unabhängig.
2. Der Widerstand des Mittels ist von der Ladung des Tröpfchens unabhängig.“ —

beide mitsammen richtig sind.

Die Werte von  $e^{2/3}$  und von  $b$  entnehmen wir der Zeichnung in Fig. 5. Der Abschnitt auf der  $y$ -Achse liefert uns ein Maß für  $e^{2/3}$ , die Neigung der Geraden gibt uns  $b$ ; für  $e^{2/3}$  finden wir  $61,13 \cdot 10^{-8}$ , für  $b$  erhalten wir 0,000 625.  $p$  ist in Zentimetern der Quecksilbersäule bei  $23^\circ$  gemessen,  $a$  ist in Zentimetern gemessen. Diesem Werte von  $b$  entspricht nach den Gleichungen (15) und (16), S. 93 ein Wert von  $A = 0,874$ .

Statt jedoch den Wert von  $e$  auf diese Weise der Zeichnung zu entnehmen, ist es besser, aus jeder  $e_1$ -Beobachtung  $e$  zu berechnen, indem wir den vorstehenden Wert von  $b$  und die Gleichung

$$e^{2/3} \left( 1 + \frac{b}{pa} \right) = e_1^{2/3}$$

benutzen. Die Ergebnisse dieser Rechnung enthält die letzte Spalte von Tabelle X; diese Zahlen zeigen uns den Grad der Übereinstimmung bei unseren Beobachtungen ganz besonders deutlich. Die größte Abweichung vom Mittelwerte, die wir in der Tabelle finden, beträgt 0,5 Proz.; der wahrscheinliche Fehler des endgültigen Mittelwertes, wie er sich auf die gewöhnliche Weise errechnet, ist 16 auf 61000.

Diesen Mittelwert nehmen wir aber noch nicht als den zuverlässigsten Wert von  $e$ , wir leiten denselben vielmehr aus folgendem Verfahren ab: Es wurde eine große Anzahl von Beobachtungen an solchen Tröpfchen bei Atmosphärendruck angestellt, welche einerseits klein genug sind, um eine sehr genaue Bestimmung von  $t_g$  zu ermöglichen, welche aber andererseits so groß sind, daß das ganze Zusatzglied, welches am Gesetze von Stokes anzubringen ist, sich nur auf wenige Prozente beläuft; denn dann wird, selbst wenn die Größe  $b$  mit einem beträchtlichen Fehler behaftet ist, ein solcher Fehler den endgültigen Wert von  $e$  nur ganz unwesentlich beeinflussen. Die Untersuchungen an den ersten 23 Tröpfchen der Tabelle X stellen solche Beobachtungen dar. Wir sehen, daß sie eine etwas größere Übereinstimmung zeigen, als es die übrigen Tröpfchen in jener Tabelle tun; die Korrektionsglieder für diese Tröpfchen liegen alle zwischen 1,3 Proz. (Tröpfchen Nr. 1) und 5,6 Proz. (Tröpfchen Nr. 23), so daß  $e$  hiervon nur bis zum Betrage von 0,1 Proz. beeinflusst wird, selbst wenn  $b$  bis zu 3 Proz. falsch sein sollte (in Wirklichkeit ist  $b$  bis auf 1,5 Proz. richtig). Der Mittelwert von  $e^{2/3}$ , den die ersten 23 Tröpfchen liefern, ist  $61,12 \cdot 10^{-8}$ ; derselbe unterscheidet sich von jenem Mittelwerte, welcher sich aus den Messungen an allen Tröpfchen ergibt, nur um 1 auf 3400 ( $61,120 \cdot 10^{-8}$  gegen  $61,138 \cdot 10^{-8}$ ).

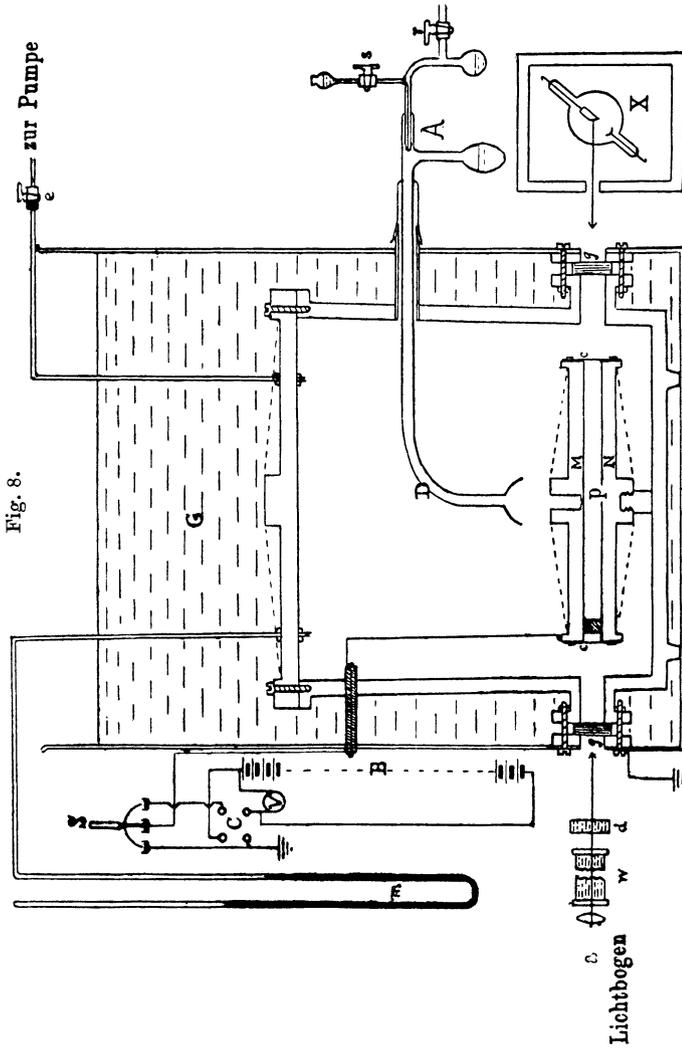
Die Zahlen in Tabelle X wurden auf Grund der Annahme gemacht, daß  $\eta = 0,000\,182\,5$  ist, statt  $\eta = 0,000\,182\,4$  (siehe Teil 2, S. 86); dieser Wert wurde 1913, als diese Arbeit veröffent-

licht wurde, für  $\eta_{23}$  angenommen. Wenn man dies berücksichtigt und die entsprechende Verbesserung durchführt, so erhält man als endgültigen Mittelwert von  $e^{2/3}$  aus den ersten 23 Tröpfchen  $61,085 \cdot 10^{-8}$ ; das gibt

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ elektrostatische Einheiten.}$$

Sobald nun  $e$  bekannt ist, wird es möglich (worauf oben bereits hingewiesen wurde), mit der nämlichen Genauigkeit, welche bei der Bestimmung von  $e$  erreicht wurde, die genaue Molekelzahl in einem gegebenen Gewicht irgend einer Substanz zu finden, oder das absolute Gewicht von irgend einem Atom oder Molekül, oder die mittlere kinetische Energie, welche ein Atom oder Molekül bei irgend einer Temperatur infolge seiner Eigenbewegung besitzt, und ebenso eine beträchtliche Anzahl von anderen wichtigen Konstanten der Molekularphysik und der Physik der radioaktiven Körper. Dazu kommt noch, daß neuerlich gefunden wurde, daß die genaue Berechnung von so ziemlich allen wichtigen Strahlungskonstanten — wie die Wellenlängen der Röntgenstrahlen, das Plancksche Wirkungsquantum  $h$ , die Stefan-Boltzmannsche Konstante  $\sigma$ , die Wiensche Konstante  $c_2$  — von dem Werte von  $e$  abhängt. Mit einem Worte,  $e$  ist eine Größe, welche immer mehr berücksichtigt werden muß; sie ist die grundlegendste der physikalischen und chemischen Konstanten; sie ist von einer ungeheuren Bedeutung für die numerische Berechnung vieler Aufgaben der modernen Physik. Deshalb schien es der Mühe wert zu sein, die Genauigkeit der hier entwickelten Methode, welche zur Bestimmung von  $e$  dient, soweit zu steigern, als nur irgendwie möglich ist. Aus diesem Grunde baute ich einen neuen Apparat. Die Oberflächen der Kondensatorplatten wurden nach optischen Methoden poliert und auf mehr als zwei Wellenlängen von Na-Licht vollkommen eben gemacht. Der Durchmesser derselben betrug 22 cm. Sie wurden voneinander durch drei Platten eines Stufengitters getrennt gehalten, welche 14,9174 mm dick waren. Diese Platten waren alle vollkommen planparallel. Die Ungenauigkeit, welche durch die Ausmaße und den Aufbau des Kondensators allenfalls bedingt war, betrug demnach nicht mehr als 0,1 Promille. Die Spannung wurde nach jeder Ablesung mit einem Weston-Normalelement verglichen; die Angabe der Volt ist bis auf  $1/3000$  sicher. Die Zeiten wurden

mit einem Chronographen von Gärtner & Co., der ganz besonders fein schrieb, gemessen. Er gibt direkt Zeitunterschiede in hundertstel Sekunden an. Sein Gang wurde beständig mit einer astronomischen Normaluhr verglichen.



$A$  = Zerstäuber, durch welchen der Ölstrahl in den Zylinder  $D$  eingeblasen wird.  $G$  = Ölbad, um die Temperatur in  $D$  konstant zu halten.  $M$  u.  $N$  = Kupferplatten des Luftkondensators.  $p$  = kleines Loch in der oberen Platte  $M$ , durch welches die Öltröpfchen eintreten.  $B$  = 10 000-Voltbatterie.  $a$  = Bogenlampe.  $w$  u.  $d$  = Flüssigkeitsbehälter, um die Wärmestrahlen zurückzuhalten.  $X$  = Röntgenröhre.

Alle anderen Bestimmungsstücke, welche in unsere Aufgabe eingehen, wurden bestmöglichst auf Grund der Erfahrungen,

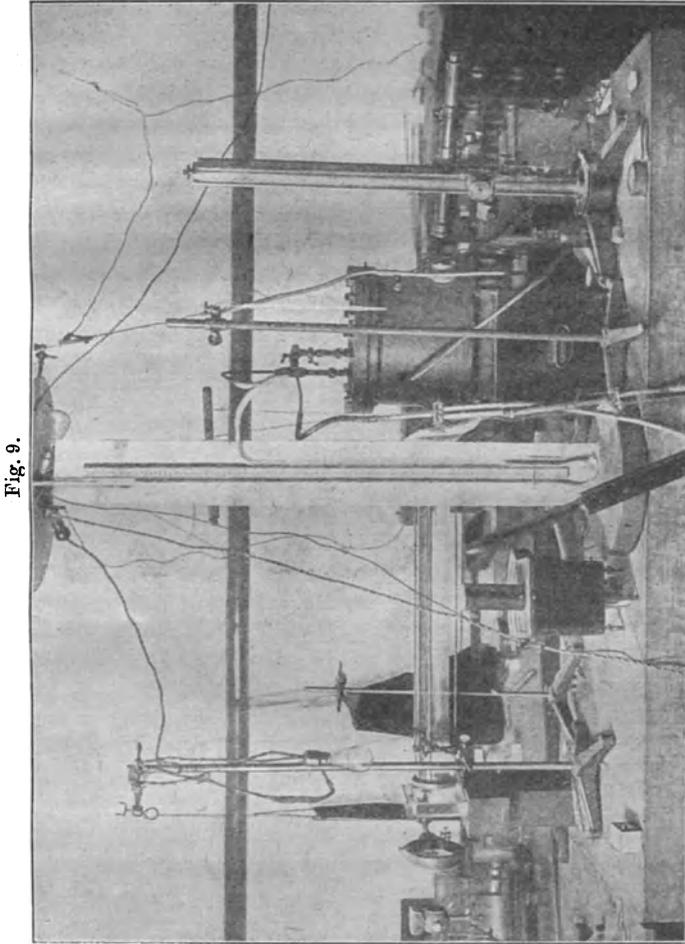
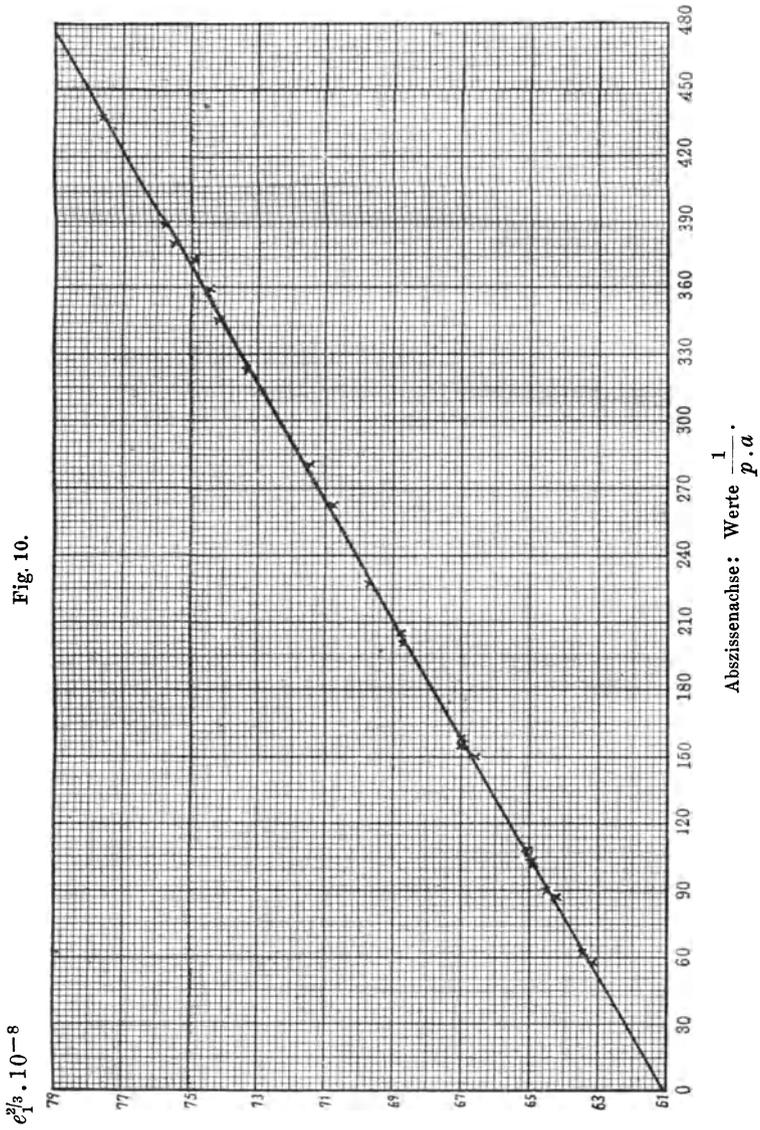


Fig. 9.

welche wir durch eine fünfjährige Beschäftigung mit diesen Versuchen und Messungen gewannen, ermittelt.

Den jetzigen Aufbau der Versuchsanordnung zeigt Fig. 8. Fig. 9 gibt eine Photographie des Apparates (ohne das Ölbad).



Die Hauptuntersuchung nahm zwei Jahre in Anspruch; sie wurde im August 1916 abgeschlossen. Die endgültigen Ergebnisse sind in Tabelle XI zusammengefaßt; in Fig. 10 sind sie zeichnerisch dargestellt. Der Schlußwert von  $e^{2/3}$ , welcher mit  $\eta_{23} = 0,000\,182\,4$  errechnet ist, ist nunmehr  $61,126 \cdot 10^{-8}$  an Stelle von 61,085 oder 0,07 Proz. höher als der Wert, welcher im Jahre 1913 gefunden wurde. Der neue Wert von  $\eta_{23}$  jedoch, den Harrington fand, nämlich  $0,000\,182\,26$ , verdient noch mehr Vertrauen als der alte; er ist um 0,07 Proz. niedriger. Da nun  $\eta$  mit der ersten Potenz in dem Ausdruck für  $e^{2/3}$  auftritt, so sieht man, daß der endgültige Wert<sup>1)</sup> von  $e$ , welcher mit dem neuen Apparate bestimmt wurde, wobei alle Größen, welche in die Gleichung eingehen, vollkommen neu ermittelt wurden, sich mit demjenigen deckt, welcher im Jahre 1913 veröffentlicht wurde — und zwar bis auf die vierte Stelle —, d. h. mit dem Werte:

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ absolute elektrostatische Einheiten.}$$

Der entsprechende Wert von  $b$  ist jetzt  $0,000\,617$ , von  $A$   $0,863$ .

Der Wert der Faradaykonstanten ist nunmehr durch internationalen Beschluß<sup>2)</sup> zu 9650 absoluten elektromagnetischen Einheiten festgesetzt; diese Größe entspricht aber dem Produkte aus der Molekelzahl  $N$  in einer Grammmolekel und aus der Elementarladung  $e$ ; man hat demnach:

$$N \times 4,774 \cdot 10^{-10} = 9650 \times 2,9990 \cdot 10^{10},$$

$$\text{also} \quad N = 6,062 \cdot 10^{23}.$$

Ogleich der wahrscheinliche Fehler dieser Zahl — nach der Methode der kleinsten Quadrate aus Tabelle XI berechnet — nur 1 auf 4000 ist, so wäre es doch nicht richtig, anzunehmen, daß  $e$  und  $N$  jetzt auch mit dem gleichen Genauigkeitsgrade bekannt sind; denn es sind vier konstante Faktoren, welche in alle Ergebnisse von Tabelle XI eingehen; dieselben machen sich im Endergebnis folgendermaßen bemerkbar:

1. Der Zähigkeitskoeffizient  $\eta$  tritt in der Potenz  $3/2$  auf; er bedingt in der Bestimmung von  $e$  und  $N$  einen möglichen Fehler, der im höchsten Falle unter  $1/10$  Proz. bleibt, sagen wir etwa 0,07 Proz.

<sup>1)</sup> Die gesamten Einzelheiten siehe Millikan, Phil. Mag., Juni 1917.

<sup>2)</sup> Atomgewicht von Ag = 107,88; elektrochemisches Äquivalent von Ag = 0,01118.

Tabelle XI.

Nr.	Temp. °C	Spannungs- unterschied (Volt)	$t_g$ Sek.	$v_1$ cm/sec	$n$	$a \cdot 10^5$ cm	$p$ cm Hg	$\frac{1}{p a}$	$\frac{l}{a}$	$e_1^{1/3} \cdot 10^8$	$e^{1/3} \cdot 10^8$
1	23,07	6650	16,50	0,061 94	7-13	28,40	74,49	57,45	0,041 11	63,21	61,03
2	23,00	6100	16,76	0,060 99	8-11	23,22	75,00	57,5	0,041 15	63,204	61,03
3	23,05	5308	19,73	0,051 80	7-15	21,34	74,49	63,0	0,045 09	63,54	61,16
4	23,08	4132	37,82	0,027 08	4- 6	15,33	75,37	86,7	0,062 05	64,27	60,97
5	23,06	4661	40,09	0,025 21	3- 6	14,84	75,00	90,6	0,064 84	64,63	61,21
6	23,12	4111	51,53	0,019 83	3- 4	13,05	75,77	101,3	0,065 02	65,02	61,19
7	23,08	5299	51,48	0,019 85	2- 5	13,05	74,98	102,4	0,073 29	65,07	61,20
8	23,01	6661	56,06	0,018 23	2- 3	12,50	75,40	106,3	0,076 08	65,13	61,11
9	23,00	6082	59,14	0,017 28	1- 4	12,17	75,04	109,7	0,078 50	65,19	61,05
10	23,10	4077	57,46	0,017 79	3- 8	12,34	75,67	107,3	0,076 80	65,21	61,16
11	23,13	4663	16,58	0,061 65	10-12	22,72	29,26	150,6	0,107 8	66,70	61,01
12	23,11	4661	29,18	0,035 02	5- 7	17,08	36,61	160,1	0,114 6	67,12	61,07
13	22,98	4687	18,81	0,054 32	8-10	21,26	30,27	155,6	0,111 4	67,14	61,26
14	23,12	4651	47,65	0,021 45	2- 7	13,20	36,80	206,4	0,147 7	68,90	61,11
15	23,10	4648	32,72	0,031 29	4- 6	15,92	31,35	200,7	0,143 7	68,97	61,39
16	23,15	3393	18,34	0,055 72	12-16	21,11	20,58	227,8	0,163 0	69,88	61,27
17	23,12	4699	46,82	0,022 94	2- 4	13,12	29,10	262,4	0,187 8	70,85	60,94
18	23,12	4691	26,62	0,038 19	5- 7	17,32	29,54	281,4	0,201 4	71,60	60,98
19	23,10	3339	14,10	0,072 49	15-19	23,00	13,24	321,4	0,229 7	73,34	61,20
20	23,14	4682	39,24	0,026 05	3- 5	14,00	20,72	345,4	0,247 2	74,27	61,22
21	23,14	3350	18,30	0,055 85	10-13	20,47	13,62	359,1	0,257 0	74,54	60,97
22	23,00	3370	43,88	0,023 29	3- 6	13,17	20,47	371,5	0,265 9	75,00	60,97
23	23,13	3381	46,90	0,021 79	3- 6	12,69	20,74	380,6	0,272 4	75,62	61,24
24	23,09	3345	19,65	0,052 01	9-12	19,65	13,12	388,5	0,278 1	75,92	61,24
25	23,15	3344	26,76	0,038 19	6- 9	16,57	13,80	438,3	0,313 7	77,74	61,18

Mittelwert der Zahlen der letzten Spalte = 61,126.

2. Der Abstand der einzelnen Fäden im Fadenkreuz des Okulars läßt sich stets bis auf  $\frac{1}{2000}$  genau wieder einstellen; er erscheint in der Potenz  $\frac{3}{2}$ ; die Ungenauigkeit, welche er bedingt, beträgt nicht mehr als 0,07 Proz.
3. Die Fehler, welche alle anderen Faktoren, wie z. B. Spannung, Abstand der Kondensatorplatten, verursachen, können gegenüber den unter 1. und 2. genannten vernachlässigt werden. Die Ungenauigkeit in  $e$  und  $N$  wird demnach hauptsächlich durch zwei Größen bedingt; jede von ihnen fälscht das Endergebnis um höchstens etwa 0,07 Proz. Richtet man sich hier nach dem üblichen Verfahren, so können wir als Maß der Ungenauigkeit von  $e$  und  $N$  die zweite Wurzel aus der Summe der zweiten Potenzen dieser beiden Fehler nehmen, d. h. etwa 1 Promille. Damit erhalten wir:

$$e = (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10}.$$

$$N = (6,062 \pm 0,006) \cdot 10^{23}$$

Manche meiner Leser werden nur jene elektrischen Einheiten kennen, welche sie auf den monatlichen Rechnungen über den Verbrauch des elektrischen Lichtes sehen; damit auch sie die Bedeutung dieser Zahlen erfassen können und einigen Trost finden, wenn ihnen diese Rechnungen ungebührlich hoch erscheinen, wollen wir folgende Frage zu lösen versuchen:

Wie viele Elektronen sind in jener Elektrizitätsmenge enthalten, welche in einer Sekunde durch den Glühfaden einer gewöhnlichen 16kerzigen elektrischen Lampe fließt — eine Elektrizitätsmenge, für welche wir  $\frac{1}{100\,000}$  Cent<sup>1)</sup> zahlen?

An der Lösung dieser Aufgabe möge sich die gesamte Einwohnerschaft von Chikago betheiligen: 2 500 000 Menschen; jeder möge in jeder Sekunde zwei Elektronen zählen. Ohne Unterbrechung soll dieses Zählen der Elektronen weitergehen — bei Tag und Nacht, jahraus, jahrein, keiner soll essen, schlafen, sterben. Wann würden dann diese 2 500 000 Menschen ihre Aufgabe gelöst haben? Die Antwort wird wohl die meisten verblüffen: In rund 20 000 Jahren!

An der Hand der Fig. 5 und 10 wollen wir jetzt noch einmal die wesentlichen Punkte betrachten, auf welchen die Messung von  $e$  beruht. Zuerst wird nachgewiesen, daß die Elektrizität

<sup>1)</sup> In Chikago. (Der Übersetzer.)

atomistischer Natur ist. Eine für jedes Tröpfchen charakteristische Geschwindigkeit gibt uns die ersten Aufschlüsse über Eigenschaften des Elektrons. Wollen wir diese Geschwindigkeitsmessungen elektrisch auswerten, um so einen absoluten Wert von  $e$  zu erhalten, so müssen wir wissen, wie die Geschwindigkeit, welche einer bestimmten Ladung auf einem Tröpfchen in einem gegebenen Mittel und in einem gegebenen Felde zukommt, mit der Größe des Tröpfchens zusammenhängt. Das erfahren wir nun aus der Theorie von Stokes und aus den Versuchen von Arnold genau, wenn die Hohlräume in dem Mittel (die leeren Zwischenräume zwischen den Molekülen) im Vergleich mit dem Halbmesser  $a$  der Tröpfchen, d. h. also, wenn die Werte von  $\frac{l}{a}$  so klein sind, daß sie vernachlässigt werden können; wenn das aber nicht der Fall ist, d. h. wenn  $\frac{l}{a}$  groß ist, so wissen wir über jenen Zusammenhang nichts. Demnach gibt es bloß eine Möglichkeit, den genauen Wert von  $e$  zu ermitteln: wir müssen durch Versuche finden, wie sich der scheinbare Wert von  $e$ , d. h.  $e_1$  mit der Größe  $\frac{l}{a}$  oder mit  $\frac{1}{p \cdot a}$  ändert; die zeichnerische Darstellung dieser Beziehung sagt uns dann, welchem Werte sich  $e_1$  nähert, wenn  $\frac{l}{a}$  oder  $\frac{1}{p a}$  der Größe 0 zustrebt.

Die Größe  $e_1^{2/3}$  (nicht die Größe  $e_1$ ) tragen wir als die eine Koordinate ab, als die andere  $\frac{l}{a}$  oder  $\frac{1}{p a}$ . Soweit wir dabei eine lineare Beziehung erhalten, finden wir dann  $e$  durch die Strecke, welche eine durch Versuche festgelegte Gerade auf der  $Y$ -Achse unserer Zeichnung abschneidet. Dieses ganze Verfahren läuft also einfach darauf hinaus, zu ermitteln, welche Geschwindigkeiten unsere Tröpfchen in jenem Falle haben würden, wenn der Druck so groß oder  $\frac{1}{p a}$  so klein wäre, daß alle Hohlräume in dem Mittel verschwunden wären.

Für diesen Fall — und für diesen Fall allein — kennen wir aus dem Gesetz von Stokes und aus den Untersuchungen von Arnold das Gesetz genau, nach welchem sich das Tröpfchen bewegt.

## 6. Abhandlung.

## Der Mechanismus der Ionisierung von Gasen durch Röntgenstrahlen und durch Radiumstrahlen.

### 1. Frühere Anschauungen.

Was geschieht, wenn ein Gas ionisiert wird? Die einzigen Versuche bis zum Jahre 1908, welche auf diese Frage einiges Licht warfen, waren diejenigen von Townsend aus dem Jahre 1900<sup>1)</sup>.

Aus der Theorie von S. 32 und aus seinen Messungen über die Diffusionskoeffizienten und über die Beweglichkeiten von Gas-Ionen folgerte er, daß sowohl positive wie negative Ionen in Gasen je eine Einheitsladung mit sich führen. Dieser Schluß wurde aus der Tatsache gezogen, daß der Wert von  $ne$  in der Gleichung  $ne = \frac{v_0 P}{D}$  sich zu ungefähr  $1,23 \cdot 10^{10}$  elektrostatischen Einheiten ergab, wie es bei der Elektrolyse von Wasserstoff der Fall ist.

Im Jahre 1908 ersann Townsend<sup>2)</sup> eine Versuchsanordnung zur unmittelbaren Messung des Verhältnisses  $\frac{v_0}{D}$ , deren wesentliche Züge in folgendem bestanden: In dem Raume zwischen zwei Platten *A* und *B* (Fig. 11) wurden Ionen durch die Einwirkung von Röntgenstrahlen gebildet. Zwischen den Platten *B* und *C* bestand ein elektrisches Feld; dasselbe zwang die Ionen, die zwischen den Platten *A* und *B* entstanden, durch das Drahtgitter in *B* hindurchzutreten. Ein Teil von ihnen wurde an die Scheibe *D* in der Mitte von *C* herangezogen, ein anderer Teil wanderte durch Diffusion zum Schutzring *C*. Es wurden nun die beiden Bruchteile bestimmt, welche einerseits nach *D*, andererseits nach *C* wanderten.

Mit Hilfe dieser Methode fand Townsend, daß  $ne$  für die negativen Ionen gleich  $1,23 \cdot 10^{10}$ , für die positiven Ionen gleich

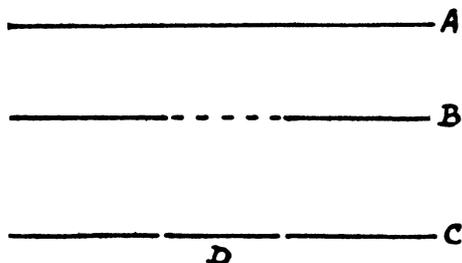
<sup>1)</sup> Phil. Trans. **193**, 129 (1899/1900); Proc. Roy. Soc. London **65**, 192 (1899).

<sup>2)</sup> Proc. Roy. Soc **80**, 207 (1908).

$2,41 \cdot 10^{10}$  ist. Daraus zog er — seine frühere Anschauung ändernd — den Schluß, daß bei der Ionisierung durch Röntgenstrahlen alle positiven Ionen zweiwertig sind, d. h. daß der Vorgang der Ionisierung durch Röntgenstrahlen vermutlich darin besteht, daß aus einem neutralen Molekül zwei Elementarladungen abgetrennt werden.

Bei seinen früheren Versuchen hatte Townsend diesen hohen Wert von  $ne$  für die positiven Ionen nicht gefunden; dies suchte er durch folgende Annahme zu erklären: Um die Röhren, in denen  $D$  gemessen wird, zu erreichen, brauchen die doppelt geladenen positiven Ionen eine gewisse Zeit; während derselben verlieren die meisten von ihnen einen Teil ihrer doppelten Ladung

Fig. 11.



dadurch, daß sie negative Ionen an sich ziehen, welche einfach geladen sind und welche gleichzeitig mit ihnen entstanden waren. Diese Annahme fand einige Rechtfertigung in der Tatsache, daß der Mittelwert von  $ne$  für die positiven Ionen bei den früheren Versuchen sich wirklich um etwa 15 bis 20 Proz. höher als  $1,23 \cdot 10^{10}$  ergab — zuerst wurde dieser Unterschied den Versuchsfehlern zur Last gelegt. Das wird wegen der Unterschiede, welche die Beobachtungen in verschiedenen Gasen zeigen, wohl auch richtig sein.

Frank und Westphal<sup>1)</sup> wiederholten im Jahre 1909 die Bestimmung von  $ne$ . Sie maßen die Größen  $v_0$  und  $D$  — jede für sich. Für  $D$  fanden sie genau den nämlichen Wert, — gleichgültig, ob die positiven und negativen Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes voneinander getrennt wurden, so daß eine solche

<sup>1)</sup> Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 146, 276 (1909).

Wiedervereinigung, wie sie Townsend annahm, unmöglich war, oder ob eine solche Trennung der Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes nicht erfolgte.

Sie fanden ferner, daß  $ne$  für die positiven Ionen, welche von Röntgenstrahlen gebildet worden waren, nur den Wert  $1,4 \cdot 10^{10}$  und nicht den Wert  $2,41 \cdot 10^{10}$  hatte. Diese Zahl stimmte nun gut mit dem ursprünglichen Mittelwerte von Townsend überein; daraus schlossen jene Forscher, daß nur ein kleiner Bruchteil dieser positiven Ionen, welche durch die Röntgenstrahlen gebildet wurden — etwa 9 Proz. —, doppelt oder mehrfach geladen war, der Rest dagegen nur einfach. Bei ihren Versuchen über die Ionisierung mit  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen fanden sie keinen Hinweis auf das Vorkommen von doppelt geladenen Ionen.

Wenn man nun die Ergebnisse jener Arbeiten kurz zusammenfaßt, so sieht man zwar, daß sowohl Townsend, wie Frank und Westphal aus ihren Messungen den Schluß zogen, daß in Gasen, welche von Röntgenstrahlen ionisiert wurden, doppelt geladene Ionen vorkommen; jedoch gab es in ihren Arbeiten so viele Widersprüche und Ungenauigkeiten, daß man die Frage als ungelöst betrachten muß. Keiner aber fand einen Hinweis auf das Auftreten von Ionen, welche mehr als eine einzige Ladung trugen, wenn andere Ionisatoren in Anwendung kamen.

## 2. Versuche mit Öltröpfchen über die Wertigkeit der Ionenladungen bei der Ionisierung von Gasen.

Besteht der Ionisierungsvorgang eines Gases durch Röntgenstrahlen oder andere Ionisatoren darin, daß aus einem einzelnen neutralen Molekül ein Elektron abgetrennt wird oder einige oder viele Elektronen? Auf diese Frage kann die Öltröpfchenmethode eine unmittelbare und deutliche Antwort geben. Denn sie ermöglicht es, das, was von einem solchen Molekül übrig bleibt, ungefähr in dem Augenblicke einzufangen, in welchem der Ionisierungsvorgang sich abspielt, und die Anzahl der Ladungen, welche auf jenem Reste sitzen, unmittelbar zu zählen.

Im Anfange schienen die Ergebnisse dieser Methode dafür zu sprechen, daß der Vorgang der Ionisierung darin besteht, daß eine ziemliche Anzahl von Elektronen aus dem einzelnen Molekül abgetrennt wird; denn es konnte gar nicht selten beobachtet

werden, daß ein schwebendes Öltröpfchen einige Sekunden lang in seiner Ladung keine Änderungen zeigte, während Röntgenstrahlen den Raum zwischen den Platten durchsetzen; dann nahm es plötzlich eine Geschwindigkeit an, welche einer Ladungsänderung um eine ganze Anzahl von Elektronen entsprach.

Es war nun von Anfang an klar, daß es eine recht schwierige Sache ist, zu unterscheiden, ob auf einem Tröpfchen zwei oder drei getrennte, selbständige Ionen mit einfacher Ladung in ganz dem nämlichen Augenblicke sich anlagern, oder ob ein zweifach oder dreifach geladenes Ion sich festsetzt; betrachtet man aber die Häufigkeit, mit welcher Ionen bei unseren Versuchen eingefangen werden, wo eine Änderung vielleicht alle zehn Sekunden eintritt, so schien es von Anfang unwahrscheinlich zu sein, daß der seltene Fall, wo das Anlagern von doppelten oder dreifachen oder vierfachen Ladungen bei erregtem Felde beobachtet werden konnte, die gleichzeitige Ankunft von mehreren getrennten Ionen darstellen könnte. Die Frage ließ sich jedoch dadurch endgültig lösen, daß die Beobachtung auf immer kleinere Öltröpfchen ausgedehnt wurde: Denn wenn die Doppel- oder Mehrfachladungen von der Anlagerung von doppelt oder mehrfach geladenen Ionen herrühren, so muß in einem Felde von der Stärke zwischen 1000 und 6000 Volt/cm das Verhältnis:

$$\frac{\text{eingefangene doppelte oder mehrfache Ladungen}}{\text{eingefangene einfache Ladungen}}$$

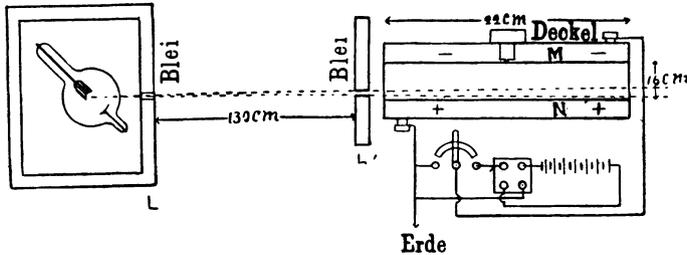
unabhängig von der Größe der Tröpfchen sein. Wenn aber die Doppel- bzw. Mehrfachladungen dadurch entstehen, daß im nämlichen Augenblicke zwei oder mehrere getrennte Ionen mit einfacher Ladung eingefangen werden, dann muß obiges Verhältnis mit der zweiten Potenz des Tröpfchenhalbmessers abnehmen.

Um diese Frage zu lösen, hielten wir — Herr Fletcher und ich <sup>1)</sup> — (nach der Methode, welche in der vorhergehenden Abhandlung in ihren Einzelheiten beschrieben wurde) ein sehr kleines positiv geladenes Tröpfchen in dem oberen Teile des Feldes zwischen  $M$  und  $N$  (Fig. 12) fest, indem entweder die Ladung auf dem Tröpfchen oder die Feldstärke passend geändert wurde, bis das Tröpfchen nahezu im Gleichgewichte war.

<sup>1)</sup> Millikan und Fletcher, Phil. Mag. **23**, 753 (1911).

In Fig. 12 sind die Platten des oben beschriebenen Kondensators (s. Fig. 3) durch  $M$  und  $N$  bezeichnet;  $L$  und  $L'$  sind dicke Bleischirme<sup>1)</sup>. Die Bleischirme haben an passender Stelle eine feine Öffnung für die Röntgenstrahlen; dieselben ionisieren unterhalb des Tröpfchens das Gas in einer dünnen Lage<sup>2)</sup>. Sofort

Fig. 12.



nach ihrer Entstehung werden die positiven Ionen von der oberen Platte angezogen.

Wenn hierbei eines von ihnen auf das Tröpfchen trifft, so wird die positive Ladung auf letzterem vergrößert. Aus der beobachteten Geschwindigkeitsänderung des Tröpfchens können wir dann die Größe der Ladung berechnen, welche das Ion auf das Tröpfchen übertrug.

Um den Verlauf der Geschwindigkeiten nacheinander bequem messen zu können, wurde eine Skala mit 70 Teilstrichen im Okular des Beobachtungskathetometers angebracht (Vergrößerung des Fernrohres bei diesen Versuchen 15 mal). Der Versuch wurde nun im allgemeinen folgendermaßen durchgeführt: Zuerst wurde das Tröpfchen ungefähr zum Schweben gebracht, indem die ursprüngliche Ladung dadurch weggeschafft wurde, daß ein kleines Stückchen Radium in die Nähe der Beobachtungskammer gehalten wurde; sodann wurde mit Hilfe eines Umschalters die Röntgenröhre in Betrieb gesetzt, bis eine plötzliche Bewegung des Tröpfchens anzeigte, daß ein Ion sich angelagert hatte. Dann wurde die Röntgenröhre wieder ausgeschaltet und die Zeit bestimmt,

<sup>1)</sup> Das Wort „Deckel“ bedeutet den Verschuß der Öffnung  $p$  in Fig. 3. (Der Übersetzer.)

<sup>2)</sup> In Fig. 12 punktiert gezeichnet. (Der Übersetzer.)

welche das Teilchen brauchte, um über zehn Teilstriche zu wandern. Dann wurden die Röntgenstrahlen wieder erregt, bis eine neue plötzliche Geschwindigkeitsänderung das Einfangen eines weiteren Ions anzeigte; dann wurde diese Geschwindigkeit gemessen. Ohne das Feld abzuschalten, wurde dieses Verfahren fortgesetzt, bis das Tröpfchen ganz nahe an die obere Platte herankam. Dann erst wurde der Kondensator kurz geschlossen, und das Tröpfchen konnte nun unter der Einwirkung der Schwere sinken, bis es sich so weit von der oberen Platte entfernt hatte, als man wünschte. Um den Überschuß von positiven Ladungen wegzubringen, welche das Tröpfchen nunmehr infolge der vorangegangenen Anlagerungen hatte, wurde wieder bei abgeschaltetem Felde für einen Augenblick etwas Radium in die Nähe der Kammer gebracht. Bereits früher wurde darauf hingewiesen, daß die Ionen von den Tröpfchen sehr viel rascher eingefangen werden, wenn das Feld abgeschaltet, als wenn es erregt ist. Es war demnach im allgemeinen leicht, das positiv geladene Tröpfchen wieder zum Schweben zu bringen oder ihm eine bestimmte Geschwindigkeit zu geben, wie sie für die Untersuchungen gerade paßte. Dann konnte eine weitere Beobachtungsreihe unternommen und Jagd auf neue Ionen gemacht werden. Auf diese Weise konnte ein und dasselbe Tröpfchen stundenlang unter Beobachtung gehalten werden; in einem Beispiele konnten wir verfolgen, wie mehr als 100 mal nacheinander sich Ionen an ein bestimmtes Tröpfchen anlagerten; in jedem Falle bestimmten wir, ob auf dem eingefangenen Ion eine einfache oder eine mehrfache Ladung gewesen war.

Diese Bestimmung ist außerordentlich einfach und sehr zuverlässig. Da die Elektrizität einen atomistischen Aufbau besitzt, so kann ein Tröpfchen z. B., wenn es eine oder zwei oder drei Elementarladungen trägt, nur drei verschiedene Geschwindigkeiten haben; es ist nun sehr einfach, die Versuchsbedingungen so zu wählen, daß diese Geschwindigkeiten voneinander so verschieden sind, daß jede einzelne für sich unfehlbar erkannt werden kann, selbst ohne daß mit einer Springuhr gemessen wird. In Wirklichkeit läßt sich die Tatsache, daß die Elektrizität atomistischer Natur ist, in keiner anderen Weise so schön zeigen, wie etwa durch die Zahlen der Tabelle XII, welche die beständige Wiederkehr dieser verhältnismäßig wenigen Geschwindigkeiten, welche

bei unseren Versuchen möglich sind, ersehen läßt. Nachdem alle möglichen Geschwindigkeiten ermittelt sind, braucht man nur zu sehen, ob bei der Anlagerung eines neuen Ions eine solche Geschwindigkeit eine sprunghafte Änderung erfährt, wenn man wissen will, ob jenes Ion doppelt geladen war oder nicht. Tabelle XII stellt die Versuchsergebnisse dar, welche mit sehr harten Röntgenstrahlen erhalten wurden. Dieselben lieferte eine Scheidelröhre mit einer äquivalenten Funkenlänge von ungefähr 13 cm; sie wurde mit einem 30-cm-Scheidelinduktorium (Quecksilberstrahlunterbrecher) betrieben. Bei diesen Versuchen wurde kein besonderes Gewicht darauf gelegt, die Geschwindigkeiten ganz genau zu messen; denn für den Zweck dieser Untersuchung war kein besonders hoher Genauigkeitsgrad erforderlich. Tabelle XII erläutert die Art der Beobachtungen gut. Die Spalte unter „ $t_g$ “ gibt die Fallzeiten, wenn nur die Schwere wirkt; diese Größe ändert sich wenig — einmal wegen der Ungenauigkeit der Beobachtungen und dann wegen der Brownschen Bewegungen.

Die Spalte unter  $t_F$  gibt die verschiedenen beobachteten Werte der Zeiten, welche das Teilchen zum Zurücklegen von zehn Teilstrichen im Okular nach oben — entgegen der Schwere unter dem Einflusse des elektrischen Feldes — brauchte. Ein Sternchen (\*) hinter dem Beobachtungswert in dieser Spalte zeigt an, daß sich das Teilchen nach unten, also in der gleichen Richtung, wie die Schwerkraft wirkt, bewegte. Die Beobachtungen wurden im allgemeinen folgendermaßen angestellt: Das Tröpfchen war zuerst entweder vollkommen neutral (d. h. es bewegte sich auf jeden Fall nach abwärts — und zwar mit der nämlichen Geschwindigkeit, gleichgültig ob das Feld erregt war oder nicht), oder es hatte nur eine einzige positive Ladung. Sodann wurden ihm positive Ladungen mitgeteilt, bis seine Geschwindigkeit bis zu dem 6,0-Sekundenwerte stieg. Dann wurde es mit Hilfe von Radium wieder neutral gemacht und der Versuch von vorne begonnen.

Aus der Tabelle XII erkennt man, daß in vier von 44 Fällen negative Ladungen eingefangen wurden, obwohl man nach der Versuchsordnung, welche Fig. 12 zeigt, glauben müßte, daß nur positive Ladungen hätten aufgenommen werden können. Diese negativen Ladungen stammen ohne Zweifel von sekundären Strahlungen her, welche aus den Luftmolekülen nach allen Seiten ausgehen, wenn dieselben einer primären Röntgenstrahlung ausgesetzt sind.

Tabelle XII.

Plattenabstand . . . . . = 1,6 cm  
 Fallstrecke . . . . . = 0,0975 cm  
 Spannung . . . . . = 1015 Volt  
 Temperatur . . . . . = 23° C  
 Halbmesser des Tröpfchens . . . . . = 0,000 063 cm

$t_g$	$t_F$	Anzahl von Ladungen auf dem Tröpfchen	Anzahl von Ladungen auf dem eingefangenen Ion	$t_g$	$t_F$	Anzahl von Ladungen auf dem Tröpfchen	Anzahl von Ladungen auf dem eingefangenen Ion
19,0	100,0	1 P	1 P	20,0	10,0*	1 N	1 P
	16,0	2 P	1 P		20,0*	0	1 P
	8,0	3 P	1 P		100,0	1 P	1 N
20,0	16,0	2 P	1 P	20,0*	0	1 P	
	8,0	3 P	1 P	100,0	1 P	1 P	
	100,0	1 P	1 P	16,0	2 P	1 P	
	17,0	2 P	1 P	8,0	3 P	1 P	
	8,2	3 P	1 P	104,0	1 P	1 P	
	6,0	4 P	1 P	15,0	2 P	1 P	
	7,0*	2 N	1 P	9,0	3 P	1 P	
	9,8*	1 N	1 N	6,0	4 P		
	7,0*	2 N		6,5*	2 N	1 P	
				10,0*	1 N	1 P	
21,0	20,0*	0	1 P	20,0*	0	1 P	
	95,0	1 P	1 P	100,0	1 P	1 P	
	16,5	2 P	1 P	15,5	2 P	1 P	
	8,0	3 P	1 P	8,0	3 P	1 P	
	6,0	4 P	1 P	6,0	4 P	1 P	
	100,0	1 P	1 P	100,0	1 P	1 P	
	16,0	2 P	1 P	16,5	2 P		
	8,4	3 P		20,0*	0	1 P	
	106,0	1 P	1 P	100,0	1 P	1 P	
	16,0	2 P	1 P	16,6	2 P	1 P	
20,0	8,4	3 P	1 P	8,8	3 P	1 P	
	10,0*	1 N	1 P	5,7	4 P	1 P	
	20,0*	0	1 P	100,0	1 P		
	100,0	1 P	1 P	20,0*	0	1 N	
	16,0	2 P	1 P	10,0*	1 N	1 P	
	100,0	1 P	1 P	20,0*	0		
	16,0	2 P	1 P				
	8,0	3 P					

Also: 44 Anlagerungen von Ionen; alle einfach.

Das Ende der Tabelle XII zeigt eine merkwürdige Reihe von Ionenanlagerungen. Zu Beginn dieser Reihe trug das Tröpfchen zwei negative Ladungen, welche eine Geschwindigkeit von 6,5 Sekunden in der Richtung der Schwere hervorriefen. Sodann fing es der Reihe nach sechs einzelne positive Ladungen, bevor das Feld abgeschaltet war. Die entsprechenden Zeiten waren  $6,5^{*1}$ ;  $10^{*}$ ;  $20^{*}$ ;  $100$ ;  $15,5$ ;  $8,0$ ;  $6,0$ . Die Zeit, während welcher die Röntgenstrahlen eingeschaltet waren, um „die Jagd nach Ionen“ zu ermöglichen, betrug bei diesen Versuchen im Durchschnitt ungefähr sechs Sekunden, obwohl sie in einigen Fällen bis auf eine Minute stieg. Die meisten Zeiten, die in der Spalte unter  $t_F$  eingetragen sind, wurden mit einer Springuhr, wie angegeben, gemessen; da jedoch die 100-Sekundengeschwindigkeit unmöglich verwechselt werden konnte, so wurde sie nur vier- bis fünfmal wirklich messend verfolgt. Aus Tabelle XII sieht man, daß unter den 44 Ionenanlagerungen, welche unter der Einwirkung der gesamten harten Röntgenstrahlung erfolgte, nicht eine einzige Doppelladung sich befand. Aus der Beobachtung von 500 bis 1000 solcher Ionenanlagerungen, welche in der Weise durchgeführt wurde, wie sie Tabelle XII uns zeigt, können wir demnach folgendes Hauptergebnis ableiten: Obwohl wir an diese Untersuchung mit der Absicht herantreten, zu beweisen, daß bei der Ionisierung von Gasen Ionen mit verschiedenwertigen Ladungen auftreten, kamen wir zu dem Schlusse, daß wir statt dessen den unmittelbaren, deutlichen Beweis dafür fanden, daß der Vorgang der Ionisierung von Luftmolekülen durch primäre Röntgenstrahlen sowohl wie durch sekundäre, deren Härte in weiten Grenzen schwankte, durch  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen ganz gleichmäßig unter allen unseren Versuchsbedingungen darin besteht, daß aus einem neutralen Molekül **eine einzige** elektrische Elementarladung abgetrennt wird.

### 3. Neuer Einblick in den Ionisierungsvorgang, welcher durch Ätherwellen hervorgerufen wird.

Mit dieser Schlußfolgerung stimmen zwar die Versuchsergebnisse von Townsend einerseits, Frank und Westphal anderer-

---

<sup>1)</sup> Bedeutung der Sternchen s. oben S. 123. (Der Übersetzer.)

seits nicht überein, aber nach allen Erfahrungen, welche seitdem gemacht wurden, scheint sich unser Satz zu bestätigen. So schloß Salles<sup>1)</sup>, welcher eine neue von Langevin herrührende Methode zur unmittelbaren Bestimmung des Verhältnisses  $\frac{v_0}{D}$ , d. h.

$$\frac{\text{Beweglichkeit}}{\text{Diffusionskoeffizient}}$$

benutzte, daß es keine Ionen gibt, welche vielfache Ladungen mit sich führen, wenn die Ionisierung durch  $\gamma$ -Strahlen hervorgerufen wird. Die Photographien ferner, durch welche C. T. R. Wilson im Cavendish-Laboratorium die Bahnen der Röntgenstrahlen in einem Gas sich aufzeichnen ließ — und diese Bilder (s. Fig. 18, 19, 20, S. 179 ff) verdienen unsere ganz besondere Aufmerksamkeit —, enthalten gar keine Anzeichen dafür, daß die Zahl der negativ geladenen Tröpfchen größer ist als die Zahl der positiv geladenen. Ein solcher Überschuß aber wäre zu erwarten, wenn der Ionisierungsvorgang bei diesen Versuchen irgendwie darin bestehen würde, daß zwei oder mehr negative Elektronen aus einem neutralen Molekül abgetrennt werden. Wenn der ursprüngliche Ionisierungsvorgang durch Röntgenstrahlen darin bestehen würde, daß zwei oder mehr Teilchen aus einem einzelnen Atom herausgeschleudert werden, dann müßte ferner bei diesen Wilsonphotographien eine Rosette auftreten, die aus einer Gruppe von Zickzacklinien besteht, welche alle von einem gemeinsamen Punkte ausgehen. Schauen wir uns aber diese Bilder S. 179 ff. an, so sehen wir, daß dies nicht der Fall ist; vielmehr hat jede Zickzacklinie ihren eigenen, besonderen Ausgangspunkt.

Wir haben des weiteren noch zwei andere Arten von Versuchen, welche auf diese Frage einiges Licht werfen.

Wenn bei unseren Versuchen mit den Tröpfchen die Röntgenstrahlen unmittelbar auf das Tröpfchen fallen können, so lösen sie von ihnen negative Elektronen ab, wie wir schon sahen; wenn nun das Gas unter so niedrigem Drucke steht, daß die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, daß das Tröpfchen Ionen einfangen kann, dann werden wohl alle Ladungsänderungen auf ihm von dieser Ursache herrühren. Die Änderungen, welche unter diesen Umständen auftreten, scheinen, soweit ich die Verhältnisse bis jetzt

<sup>1)</sup> Le. Radium **10**, 113, 118 (1913).

untersuchen konnte, ganz gleichmäßig solche im Betrage von Einheitsladungen zu sein; freilich habe ich diese Frage noch nicht systematisch und erschöpfend durchforscht.

Im Ryerson-Laboratorium wurden ferner eingehende Versuche mit ultraviolettem Lichte angestellt. Die Änderungen, die man bemerkt, wenn dasselbe auf ein Tröpfchen auffällt, entsprechen für gewöhnlich — allerdings nicht immer — dem Verluste eines einzigen Elektrons.

Das gleiche scheint aus den Versuchen hervorzugehen, von welchen A. Joffé<sup>1)</sup> berichtete, der diese Frage sehr sorgfältig untersuchte. Meyer und Gerlach<sup>2)</sup> haben aber, wie es scheint, sehr oft Änderungen beobachtet, welche auf den gleichzeitigen Verlust von mehreren Elektronen hinweisen. Freilich verdient bemerkt zu werden, daß ihre Tröpfchen im allgemeinen ganz schwer geladen sind, indem sie 10 bis 30 Elektronen tragen. Unter diesen Bedingungen bewirkt der Verlust von einem einzigen Elektron nur geringe Geschwindigkeitsänderungen; wenn dieselben der Beobachtung entgehen, so braucht gar kein Versehen vorzuliegen; es mag beinahe unmöglich sein, dieselben zu entdecken, bis die Unterschiede durch den Verlust von mehreren Elektronen ausgesprochen werden. Diese Frage kann nur dann zuverlässig untersucht werden, wenn das Feld stark genug ist, um ein Tröpfchen, auf welchem nur ein oder zwei freie Elektronen sitzen, schwebend zu halten. Ich kann demnach nicht einsehen, daß die Versuche von Meyer und Gerlach irgendwie beweisen sollen, daß beim Ionisierungsvorgang durch ultraviolettes Licht mehr als ein Elektron aus einem einzelnen Atom losgelöst wird. Und jene Versuche beweisen das auch ganz und gar nicht. Die Erfahrungen aber, welche im Ryerson-Laboratorium gesammelt wurden, weisen mit Nachdruck, wenn auch noch nicht ganz sicher, nach der anderen Richtung.

Tabelle XIII enthält eine Beobachtungsreihe, welche P. J. Pierson mit meiner Versuchsanordnung anstellte. Die erste Spalte gibt die Spannung an den Kondensatorplatten an (s. Fig. 7, S. 104); die Voltzahl ließ sich verändern, so daß das Tröpfchen sich immer mit einer geringen Geschwindigkeit nach aufwärts bewegte, auch

---

<sup>1)</sup> Sitzungsberichte d. Kgl. Bayer. Akad. d. Wiss. 1913, S. 19.

<sup>2)</sup> Ann. d. Phys. **45**, 177 (1914); **47**, 227 (1915).

Tabelle XIII.

Quecksilbertröpfchen vom Radius  $a = 8 \cdot 10^{-5}$  cm.  
 Abspaltung von Elektronen unter dem Einflusse  
 von ultraviolettem Lichte.

Volt	$t_g$ Sekunden für 1 cm	$t_F$ Sekunden für 1 cm	Zeitspanne zwischen zwei aufeinander- folgenden Abspaltungen. In Sekunden	$e_n \cdot 10^{10}$	Änderung in $e$	Änderung in $n$
Tröpfchen Nr. 1						
2260	11,0	— 1200	—	49,4	—	—
3070	11,0	+ 32,8	—	50,5	—	—
			11		4,4	1
1960	11,0	— 194		54,4		
			12,8			
1960	—	+ 190		60,8	6,4	1
			23			
1820	11,2	+ 220		65,0	4,2	1
			40			
1690	—	+ 230		69,8	4,8	1
			15,2			
1550	—	+ 332		75,1	5,3	1
Tröpfchen Nr. 2						
3040	10,4	+ 98		43,5	—	—
			5,6			
2540	—	+ 200		49,4	5,9	1
			18,6			
2230	—	+ 300		55,2	5,8	1
			35,0			
2230	—	+ 76		60,7	5,5	1
			42			
1930	—	+ 200		65,0	4,3	1
			54			
1810	—	+ 176		69,6	4,6	1
			70			
1650	—	+ 250		75,2	5,6	1
			45			
1520	—	+ 500		79,4	4,2	1
			9,8			
1520	—	119		85,1	5,5	1
		Mittelwert 29		—	5,1	—

wenn seine positive Ladung beständig im Zunehmen war. In der zweiten und dritten Spalte sind die Zeiten vorgetragen, welche das Tröpfchen braucht, um die Strecke von 1 cm zurückzulegen — einmal unter dem Einfluß der Schwere allein und dann unter der Einwirkung des Feldes. Die vierte Spalte zeigt die Zeitunterschiede, welche das Tröpfchen braucht, um eine Ladungsänderung unter dem Einflusse einer gleichbleibenden ultravioletten Lichtquelle (einer Quarzquecksilberlampe) zu erfahren. Die fünfte Spalte läßt die Gesamtladung des Tröpfchens erkennen; sie ist aus Gleichung (12), S. 84 berechnet. Die sechste Spalte zeigt die Ladungsänderung, welche aus Gleichung (10), S. 65 berechnet ist. Diese Zahl bleibt sich sehr nahe gleich, wenigstens soweit es sich wegen der Brownschen Bewegungen und wegen der Ungenauigkeit, welche den Messungen von Spannungen und Zeiten anhaftet, erwarten läßt. Der Mittelwert von  $e_1$  ist danach  $5,1 \cdot 10^{-10}$ ; derselbe liefert mit Hilfe der Gleichung (16), S. 93, nach Einsetzung des Wertes von  $A$ , wie er für Öltröpfchen gefunden wurde, den Wert  $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ . Das stimmt mit den Ergebnissen, welche die Öltröpfchenmessungen lieferten, besser überein, als man hätte erwarten können.

Bei diesen Versuchen war das Licht schwach; Änderungen traten deshalb erst nach einer Zwischenzeit von etwa 29 Sekunden (im Mittel) auf: Man sieht, daß es sich hier immer um Änderungen von **einer** Ladungseinheit handelt. Wurde das Licht stärker, so schien es uns manchmal, daß sich die Ladung um zwei Einheiten und in einem Falle sogar um drei Einheiten änderte. Aber diese treten ganz gleichmäßig weniger und weniger häufig in dem Maße auf, wie die Ladung kleiner wird und wie die Zwischenzeit zwischen den Änderungen größer gemacht wird; man kann sich demnach folgender Schlußfolgerung unmöglich entziehen: Wenn Änderungen im Betrage von ganzen Vielfachen häufig auftreten, wie es in der Arbeit von Meyer und Gerlach der Fall ist, so geschieht dies wohl deshalb, weil einige der Geschwindigkeitsänderungen der Wahrnehmung der Beobachter entgehen.

Solange man demnach den Grund für die Ionisation eines neutralen Atoms darin erblickt, daß eine Ätherwelle irgendwelcher Art absorbiert wird, weist uns alles, was wir zurzeit wissen, darauf hin, daß dieser Vorgang der Ionisierung immer darin

besteht, daß ein einziges negatives Elektron aus einem Atom abgetrennt wird. Die Energie, mit welcher dieses Elektron aus dem Atom herausgerissen wird, hängt (wie wir in Abhandlung 10 sehen werden) in einer ganz bestimmten und einfachen Weise von der Schwingungszahl der Ätherwelle ab, durch welche die Abspaltung bedingt wird.

#### 4. Ionisierung durch $\beta$ -Strahlen.

Wir wollen nun die Ionisierung betrachten, die dadurch verursacht wird, daß  $\beta$ -Strahlen durch Materie hindurchgehen. Die Versuche mit den Öltröpfchen und die Versuche von C. T. R. Wilson (Abhandlung 9), welcher die Bahnen der  $\beta$ -Strahlen im Lichtbilde festhielt, lassen klar erkennen, daß der Vorgang in der Abspaltung eines einzigen Elektrons aus einem einzelnen Atom besteht. Dieses Ergebnis kann bei den  $\beta$ -Strahlen leicht begriffen werden; wir brauchen uns nur daran zu erinnern, daß die Bilder von Wilson unmittelbar die Tatsache beweisen, welche schon lange aus anderen Untersuchungen bekannt war, daß nämlich ein  $\beta$ -Strahl im allgemeinen nur eine ganz geringe Anzahl von Atomen, durch welche er hindurchfliegt, ionisiert, bevor seine Energie erschöpft ist.

Der  $\beta$ -Strahl wird beim Hindurchfliegen durch ein Atom an eines der Elektronen, die zu jenem Atom gehören, mitunter so nahe herankommen, daß das Elektron herausgeschleudert wird; die Wahrscheinlichkeit dafür möge  $1/1000$  oder  $1/1000000$  sein; dann ist aber die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der  $\beta$ -Strahl an zwei Elektronen, welche zum Aufbau des nämlichen Atoms dienen, so nahe herankommt, daß beide zugleich herausgeschleudert werden, derartig klein, daß wir sie vernachlässigen können. Die Beweisführung stützt sich jedoch auf die Annahme, daß die Teilchen im Innern des Atoms voneinander unabhängig sind; das ist aber nicht notwendigerweise der Fall; die ganze Frage läßt sich demnach lediglich durch den Versuch entscheiden.

Die Ionisierung durch  $\beta$ -Strahlen scheint sich von der Ionisierung durch Ätherwellen ganz und gar nur dadurch zu unterscheiden, daß die Energie, mit welcher das Elektron vom Mutteratom losgelöst wird, in beiden Fällen verschieden ist. Die Bilder von Wilson zeigen uns, daß die Elektronen, welche von den

$\beta$ -Strahlen aus dem Atom losgerissen werden, keine merkliche Geschwindigkeit haben; die Ätherwellen dagegen schleudern die Elektronen mit gewaltiger Energie fort. Auf S. 179 ff sehen wir einige der besonders beachtenswerten Bilder von Wilson, welche die Wirkungen der Röntgenstrahlen erkennen lassen, wenn sie Luft durchsetzen. Die ursprünglichen Röntgenstrahlen haben aus einigen wenigen Gasatomen Elektronen unter Erteilung großer Geschwindigkeiten losgelöst; in den vielfach gewundenen Linienzügen dieser Bilder sehen wir die Bahnen dieser Elektronen, wie sie sich durch die Atome des Gases bewegen, indem sie bald da, bald dort auf ihrem Wege den Ionisierungsvorgang einleiten. Die Ionisierung, welche die Röntgenstrahlen hervorbringen, ist aber zum größten Teil eine sekundäre Wirkung — verursacht durch die negativen Elektronen, d. i. durch die  $\beta$ -Strahlen, welche durch die Röntgenstrahlen losgelöst wurden. Wenn diese  $\beta$ -Strahlen immer wieder Elektronen unter Erteilung von Geschwindigkeiten, welche zur Ionisierung hinreichen, abspalten könnten, so würde jedes Pünktchen auf einer dieser Bahnen der  $\beta$ -Strahlen der Ausgangspunkt eines neuen, vielfach gewundenen Kurvenzuges sein, wie das ursprüngliche. Aber das ist nicht der Fall. Von den  $\beta$ -Strahlen können wir also annehmen, daß sie einfach Elektronen aus einigen Atomen, welche sie durchdringen, loslösen; von den Röntgenstrahlen aber müssen wir uns vorstellen, daß sie die Elektronen gewissermaßen innerhalb eines Atoms angreifen und dieselben mit großer Wucht herauswerfen.

### 5. Ionisierung durch $\alpha$ -Strahlen.

Was geschieht nun mit den Elektronen, aus welchen sich das Atom aufbaut, wenn ein  $\alpha$ -Teilchen, d. i. ein Heliumatom, dasselbe durchquert? Einige Versuche von Bragg und mehrere Bilder von Wilson zeigen uns, daß die  $\alpha$ -Teilchen eine Luftstrecke von 3 bis 7 cm auf gerader Bahn durchfliegen, bevor sie zur Ruhe kommen. Wir müssen also schließen, daß ein Atom einen so lockeren Aufbau hat, daß ein anderes Atom durch dasselbe auf gerader Bahn hindurchfliegen kann, wenn nur seine Geschwindigkeit groß genug ist; dabei geschieht weiter nichts, als daß in einigen Fällen ein oder zwei Elektronen abgesprengt werden. Fig. 14 und 15, S. 176, zeigen die Bahnen der

$\alpha$ -Teilchen von Radium, welche Wilson aufnahm. Solche  $\alpha$ -Teilchen ionisieren außerordentlich viele Atome, welche sie durchdringen. Um diese Ionen bilden sich die Wassertröpfchen, welche das sind, was im Lichtbilde wirklich festgehalten wird, und diese Wassertröpfchen sind so zahlreich, daß sie nicht mehr einzeln unterschieden werden können. Die scharfen Richtungsänderungen, welche der Strahl gegen das Ende seiner Bahn vielfach zeigt, beweisen überzeugend, daß die  $\alpha$ -Teilchen wirklich durch die Atome hindurchgehen und sie nicht beiseite stoßen, wie es etwa eine Kugel macht. Denken wir uns z. B. ein Sonnensystem, das mit einer ungeheuren Geschwindigkeit im Sternenraume fortschreitet und auf seiner geraden Bahn sich durch ein anderes ähnliches Sonnensystem hindurchbewegt; dabei sollen aber ihre Zentralkörper nicht miteinander zusammenstoßen. Dann wird der Betrag, um welchen das erste System aus seiner geraden Bahn abgelenkt wird, so klein sein, daß wir ihn vernachlässigen können, vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeit groß genug ist, und zwar aus dem einfachen Grunde, weil die zwei Systeme nicht lange genug einander so nahe bleiben, daß eine solche Ablenkung zustande kommen kann; oder mit einem Fachausdrucke: das Zeitintegral der Kraft hat einen so kleinen Wert, daß es vernachlässigt werden kann. Je geringer aber die Geschwindigkeit ist, um so größer ist diese Zeit der gegenseitigen Annäherung und um so größer ist deshalb die Ablenkung. Erst dann, wenn das  $\alpha$ -Teilchen in Fig. 15 den größten Teil seiner Geschwindigkeit bereits eingebüßt hat — d. i. also erst gegen das Ende seiner Bahn —, sind demnach die Kerne der Atome, durch welche das  $\alpha$ -Teilchen fliegt, imstande, dasselbe aus seiner geraden Bahn abzulenken. Wenn aber der Vorgang darin bestehen würde, daß das  $\alpha$ -Teilchen die Moleküle nicht durchdringt, sondern sie einfach beiseite schiebt, wie es etwa eine Kugel macht, dann müßte der Widerstand, den die Bewegung des  $\alpha$ -Teilchens erfährt, dann am größten sein, wenn die Geschwindigkeit die höchsten Werte besitzt. In Wirklichkeit aber zeigt sich gerade das Gegenteil. Die ionisierende Wirkung des  $\alpha$ -Teilchens ist am Ende seiner Bahn mehreremal kräftiger als am Anfange derselben; es verliert demnach seine Energie viel geschwinder, wenn es sich langsam bewegt, als wenn es schnell dahinschießt. Außerdem wird es dann leichter abgelenkt, wie das Bild zeigt. Der ganze Verlauf vollzieht sich also gerade so, wie es sein muß, wenn die  $\alpha$ -Teilchen

die Moleküle nicht einfach beiseite schieben, sondern dieselben auf gerader Bahn durchqueren.

Diese Bilder von Wilson liefern uns folglich den überzeugendsten Beweis, daß das Atom eine Art Sonnensystem im Kleinen ist; die Bestandteile dieses Systems sind ohne Frage genau ebenso klein gegenüber dem Gesamtraum, welchen das Atom einnimmt, wie die Sonne und die Planeten und die anderen Glieder des Sonnensystems es sind gegenüber dem gesamten Raume unseres Sonnensystems. Wenn sich zwei Gasmoleküle so langsam bewegen, wie es nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie der gewöhnlichen Wärmebewegung entspricht — sagen wir 1 km in der Sekunde —, und wenn ihre Mittelpunkte einander auf einen bestimmten Abstand — sagen wir  $0,2\ \mu\mu$  (Milliontel Millimeter) — nahe kommen, so stoßen sie einander ab und die beiden Systeme werden sich nicht durchdringen. Das ist der Fall bei den gewöhnlichen Zusammenstößen der Moleküle. Wenn wir aber eines von diesen Molekülen mit einer genügend großen Energie ausstatten können, so wird es auf gerader Bahn durch das andere hindurchfliegen; dabei wird es ohne Zweifel manchmal so weit kommen, daß ein einzelnes Elektron aus dem ursprünglichen Verbands herausgerissen wird. Und diesen Fall haben wir, wenn ein  $\alpha$ -Teilchen die Luft oder sonst ein Gas durchfliegt.

Hier aber wollen wir vor allem auf folgende Frage eine Antwort haben: Kommt es vor, daß das  $\alpha$ -Teilchen aus einem einzelnen Atom oder Molekül, das es durchfliegt, mehr als ein Elektron herausreißt, so daß das Atom doppelt oder dreifach geladen zurückbleibt? Wenn die Öltröpfchenversuche bei niedrigen Drucken durchgeführt werden, so geben sie uns eine ganz bestimmte Antwort auf diese Frage, und zwar eine negative:

Wir haben viele Gase und Dämpfe, einschließlich Quecksilberverbindungen, untersucht; dabei haben wir nicht einen einzigen Fall kennen gelernt, wo ein  $\alpha$ -Strahl mehr als ein Elektron aus einem einzelnen Atom herausgerissen hätte.

J. J. Thomson<sup>1)</sup> hat nun — im Gegensatze hierzu — dafür Beweise beigebracht, daß die positiven Restteile von Atomen,

<sup>1)</sup> Strahlen positiver Elektrizität, S. 46 (1913).

welche die Entladungsröhren in einer Richtung durchfliegen, welche der der Kathodenstrahlen entgegengesetzt ist, aus manchen Arten von Atomen mehrere Elektronen abspalten. Er glaubt tatsächlich bewiesen zu haben, daß die Ionisation eines Quecksilberatoms darin besteht, daß entweder ein negatives Elektron abgetrennt wird oder aber deren acht. Dieser Nachweis scheint mir ganz überzeugend; tatsächlich mag wohl ein positiver Strahl, der sich langsam bewegt, in einem Atom, welches er durchsetzt, mehr Verheerung anrichten als ein hochgeschwinder  $\alpha$ -Strahl.

### 6. Zusammenfassung.

Die Ergebnisse der Untersuchungen in dieser Abhandlung können in folgenden Sätzen zusammengefaßt werden:

1. Der Ionisierungsvorgang durch  $\beta$ -Strahlen scheint darin zu bestehen, daß aus irgend einem Molekül, welches der  $\beta$ -Strahl durchsetzt, ein einziges Elektron herausgeschleudert wird — und zwar ohne nennenswerte Energie. Je schneller der  $\beta$ -Strahl ist, um so weniger häufig ionisiert er.
2. Der Ionisierungsvorgang durch Ätherwellen (d. i. durch Röntgen- oder durch Lichtstrahlen) scheint darin zu bestehen, daß ein einziges Elektron aus irgend einem Molekül, über welches die Welle hinwegschreitet, herausgeschleudert wird, und zwar mit einer Wucht, welche sehr groß sein kann; diese Wucht hängt von der Schwingungszahl der einfallenden Ätherwelle ab.
3. Der Ionisierungsvorgang durch hochgeschwinde  $\alpha$ -Teilchen besteht darin, daß ein einziges Elektron aus einem Atom, durch welches das  $\alpha$ -Teilchen hindurchfliegt<sup>1)</sup>, sich abspaltet.

Ein positiver Strahl jedoch, der sich langsam bewegt, scheint in manchen Fällen aus einem einzelnen Atom mehrere Elektronen abspalten zu können.

---

<sup>1)</sup> Gottschalk u. Kelly, Phys. Rev. 1917 (ohne nähere Angabe).

## 7. Abhandlung.

## Die Brownsche Bewegung in Gasen.

## 1. Geschichtliche Übersicht.

Im Jahre 1827 erwähnte der englische Botaniker Robert Brown zum ersten Male die Tatsache, daß kleine Teilchen toter Materie, welche in Flüssigkeiten schweben, im Gesichtsfelde eines stark auflösenden Mikroskops unregelmäßig hin- und hergehende, lebhaft Bewegungen zeigen, und diese Zickzackbewegungen täuschen im hohen Maße „Leben“ vor<sup>1)</sup>. Diese Erscheinung — unter dem Namen der Brownschen Bewegung allgemein bekannt — wurde in der Folgezeit vielfach untersucht; aber sie blieb für die nächsten 50 Jahre völlig ungeklärt. Der Belgier Carbonelle dürfte der erste gewesen sein, welchem die Erklärung jener Bewegungen gelang; er nahm an, daß diese Teilchen beständigen Stößen ausgesetzt sind, die von der Wärmebewegung der Moleküle des Mittels, in welches jene Teilchen eingebettet sind, herühren. Diese Untersuchung wurde aber erst im Jahre 1880 von seinem Mitarbeiter Thirion<sup>2)</sup> veröffentlicht. Drei Jahre vorher hat bereits Delsaulx<sup>3)</sup> ähnliche Ansichten ausgesprochen; er gestand aber zu, daß Carbonelle vor ihm bereits auf jene Erklärungsmöglichkeit hingewiesen hatte. Im Jahre 1881 untersuchte Bodaszewski<sup>4)</sup> die Brownsche Bewegung von Rauchteilchen und von anderen in Luft suspendierten Teilchen; er sah in ihnen „ein angenähertes Bild der Bewegungen der Gasmoleküle, wie sie die kinetische Theorie der Gase verlangt“.

Andere, besonders Gouy<sup>5)</sup>, suchten während der nächsten 20 Jahre die Erscheinung auf die gleiche Weise zu erklären; aber erst um 1905 wurden Wege gefunden, jene Annahme einer zahlenmäßigen Prüfung zu unterwerfen. Dies wurde durch eine

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **4**, 161 (1828).

<sup>2)</sup> Revue des questions scientifiques, Löwen **7**, 5 (1880). Vgl. hierzu die Arbeit von Chr. Wiener: Pogg. Ann. **118**, 79 (1863). (Der Übersetzer.)

<sup>3)</sup> Ebenda **2**, 319 (1877).

<sup>4)</sup> Dingl. polyt. Journ. **239**, 325 (1881).

<sup>5)</sup> Journ. de phys. **7**, 561 (1888); Compt. rend. **109**, 102 (1889).

ausgezeichnete theoretische Arbeit Einsteins<sup>1)</sup> ermöglicht: Er ging lediglich von der Annahme aus, daß die mittlere kinetische Energie der Hin- und Herbewegung eines Teilchens, welches in einem flüssigen Mittel schwebt, die nämliche sein muß, wie die mittlere kinetische Energie der Hin- und Herbewegung eines Gasmoleküls bei der nämlichen Temperatur; es gelang ihm, für den Mittelwert der Strecke, welche ein solches Teilchen in bestimmter Zeit in einem gegebenen Mittel unter dem Einfluß dieser Stöße zurücklegen muß, eine Gleichung aufzustellen. Diese Strecke kann unmittelbar beobachtet und mit dem theoretischen Werte verglichen werden. Wir wollen nun annehmen, daß eines dieser herumgestoßenen Teilchen in einem Mikroskop beobachtet wird; in einem bestimmten Augenblicke werde seine Lage mit Hilfe einer Skala im Okular bestimmt, ebenso wieder nach Verlauf von  $\tau$  (sagen wir 10) Sekunden; dann möge noch die Verschiebung  $\Delta x$  aufgezeichnet werden, welche das Teilchen in jener Zeit längs einer bestimmten Achse erfuhr. Es soll nun eine große Anzahl von solchen Verschiebungen  $\Delta x$  während der nämlichen Zeit  $\tau$  beobachtet worden sein; jedes  $\Delta x$  soll in die zweite Potenz erhoben werden; es möge dann der Mittelwert aller dieser Größen  $(\Delta x)^2$  gebildet und mit  $\overline{\Delta x^2}$  bezeichnet werden. Einstein zeigte, daß der theoretische Wert von  $\overline{\Delta x^2}$  durch folgende Gleichung gegeben ist:

$$\overline{\Delta x^2} = 2 \frac{RT}{NK} \tau \dots \dots \dots (21)$$

Hier ist

$R$  = die universelle Gaskonstante für das Grammolekül, nämlich  $831,5 \cdot 10^6$ ;

$T$  = die absolute Temperatur;

$N$  = die Molekülzahl in 1 Grammolekül;

$K$  = ein Widerstandsfaktor, welcher von der Zähigkeit des Mittels und von der Größe des Tröpfchens abhängt. Er soll das Verhältnis zwischen der Kraft, welche auf das Teilchen wirkt, und der Geschwindigkeit, welche das Teilchen durch jene Kraft erhält, sein.

Wenn das Gesetz von Stokes, nämlich  $F = 6 \pi \eta a v$ , für die Bewegung des Teilchens in jenem Mittel gilt, dann nimmt

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) **17**, 549 (1905); **19**, 371 (1906); **22**, 569 (1907).

$K = \frac{F}{v}$  den Wert  $6 \pi \eta a$  an, so daß die Gleichung von Einstein lautet:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{RT}{N 3 \pi \eta a} \tau \dots \dots \dots (22)$$

Das ist die ursprüngliche Gestalt der Gleichung von Einstein; eine sehr einfache Ableitung davon gab Langevin<sup>1)</sup>. Diese Ableitung findet sich in Anhang C.

Die erste sorgfältige Prüfung dieser Gleichung führte Perrin<sup>2)</sup> an Suspensionen in Flüssigkeiten durch; er benutzte sie zur Auffindung von  $N$ , der Zahl der Moleküle in 1 Grammolekül. Als Mittelwert für  $N$  fand er den Wert  $68,2 \cdot 10^{23}$ ; wenn man die Ungenauigkeit in der Messung sowohl von  $K$  als auch von  $\overline{\Delta x^2}$  berücksichtigt, so kann man diesen Wert als einen Beweis für die Richtigkeit der Gleichung von Einstein betrachten — wenigstens innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen von Perrin, welche sich voneinander um mehr als 30 Proz. unterscheiden.

## 2. Quantitative Messungen in Gasen.

Bis 1909 wurden keinerlei quantitative Messungen über die Brownsche Bewegung in Gasen ausgeführt. Eine ausführliche Beschreibung hatte freilich bereits im Jahre 1881 Bodaszewski geliefert, welcher sie auch richtig erklärte. Smoluchowski<sup>3)</sup> berechnete 1906, wie groß die mittleren Verschiebungen von Teilchen vom Halbmesser  $a = 10^{-4}$  cm in Luft sein müssen; 1907 hat Ehrenhaft<sup>4)</sup> Verschiebungen von der berechneten Größenordnung festgestellt; er machte jedoch keinen Versuch, die Größe dieser Teilchen zu messen; infolgedessen blieb der Widerstandsfaktor  $K$  vollständig unaufgeklärt. Für die quantitative Erforschung unserer Aufgabe bietet demnach diese Arbeit nichts Wesentliches.

Im März 1908 machte de Broglie<sup>5)</sup> in Paris folgenden wichtigen Fortschritt. Er ließ nach dem Vorgang von Hemsalech

<sup>1)</sup> Compt. rend. **146**, 530 (1908).

<sup>2)</sup> Ebenda **146**, 967 (1908); **147**, 475, 530, 594 (1908); **152**, 1380, 1569 (1911); siehe Perrin, Die Atome. Dresden 1914. (Deutsch von Lottermoser.)

<sup>3)</sup> Ann. d. Phys. (4) **21**, 756 (1906).

<sup>4)</sup> Wien. Ber. **116**, II, 1175 (1907).

<sup>5)</sup> Compt. rend. **146**, 624, 1010 (1908).

und de Wetteville<sup>1)</sup> zwischen Metallelektroden einen elektrischen Bogen oder Funken übergehen; den Metallstaub, der von der Kondensation der dabei entstandenen Metaldämpfe herstammte, ließ er in ein Glasgefäß saugen; ein Lichtstrahl, welcher das Gefäß in horizontaler Richtung durchsetzt, beleuchtet diese Brownschen Teilchen scharf und ermöglicht dadurch ihre Beobachtung mit Hilfe eines Mikroskops. Der Fortschritt, den er einführte, bestand nun vor allem darin, daß er zwei parallele vertikale Metallplatten dort anbrachte; nachdem er einen Spannungsunterschied an diese Platten angelegt hatte, konnte er beobachten, daß einige der Teilchen sich unter dem Einfluß des Feldes gegen die eine Platte bewegten, andere gegen die zweite Platte, während wieder andere in Ruhe blieben: Einige dieser Teilchen waren also positiv, andere negativ geladen. In dieser Abhandlung stellte er eine Untersuchung der Ladungen dieser Teilchen in Aussicht. Im Mai 1909 erfüllte er dieses Versprechen<sup>2)</sup> und stellte dabei die erste quantitative Untersuchung der Brownschen Bewegungen in Gasen an, und zwar an kleinen Wassertropfchen, welche sich auf Tabakrauchteilchen niedergeschlagen hatten. De Broglie bestimmte den Mittelwert der Verschiebung dieser Tropfchen in dem horizontalen elektrischen Felde. Die Gleichung für diese Bewegung ist:

$$Fe = K.v. \dots \dots \dots (23)$$

Für eine große Anzahl von Teilchen wurde der Mittelwert  $(\overline{\Delta x})^2$  gemessen und in die Gleichung von Einstein eingeführt:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{2RT}{NK} \tau.$$

Aus diesen beiden Gleichungen wurde  $K$  eliminiert und  $e$  als Funktion von  $N$  erhalten. Durch Einsetzen des Wertes, den Perrin für  $N$  gefunden hat, erhielt de Broglie aus einer Reihe von Messungen für  $e$  den Wert  $4,5 \cdot 10^{-10}$ . Aus anderen Messungsreihen an größeren Teilchen erhielt er einen Mittelwert, der einige Male größer war. Dieses Ergebnis deutete er dahin, daß auf größeren Teilchen wahrscheinlich mehrfache Ladungen sitzen. Die Messungen von de Broglie geben allerdings nur Mittelwerte für viele Tropfchen, welche einander durchaus nicht gleich sein

<sup>1)</sup> Compt. rend. **144**, 1338 (1907).

<sup>2)</sup> Ebenda **148**, 1316 (1909).

müssen — weder der Größe noch der Ladung naeh. Jene Arbeit kann aber trotzdem als der erste experimentelle Beweis dafür betrachtet werden, daß die Gleichung von Einstein angenähert in Gasen gilt. Diese Ergebnisse sind um so wichtiger, weil über die Größe und Ladung der Teilchen und über die etwaige Gültigkeit des Gesetzes von Stokes in Gasen keine weitere Voraussetzung gemacht werden muß: der Faktor  $K$  fällt ja durch Elimination weg.

Aber diese Theorie der Brownschen Bewegung konnte durch die Vervollkommnung der Öltröpfchenmethode noch wesentlich schärfer geprüft werden. Das erkennt man aus folgendem:

1. Diese Methode ermöglicht es, ein ganz bestimmtes Teilchen mit Hilfe des vertikalen elektrischen Feldes stundenlang unter Beobachtung zu halten; es können beliebig viele Verschiebungen an ihm allein gemessen werden; man braucht die Annahme, daß eine große Anzahl von Teilchen vollkommen gleich sei, nicht einzuführen. Das war aber bei den Versuchen an Suspensionen in Flüssigkeiten und bei den Messungen, welche de Broglie an Gasen angestellt hatte, doch stillschweigend der Fall.

2. Flüssigkeiten eignen sich zu einer durchgreifenden Prüfung irgend einer kinetischen Theorie sehr viel weniger als Gase.

3. Die absoluten Beträge der Verschiebungen eines gegebenen Teilchens sind in Luft 8 mal, in Wasserstoff 15 mal größer als in Wasser.

4. Wenn der Druck stark erniedrigt wird, so können die Verschiebungen in Gasen leicht 50 mal bis 200 mal größer gemacht werden, als sie es in Flüssigkeiten sind.

5. Bei den Arbeiten über die Brownsche Bewegung in Flüssigkeiten wird durch den Faktor  $K$ , welcher das Gesetz, nach welchem sich das Teilchen in der Flüssigkeit bewegt, und den Halbmesser dieses Teilchens enthält, ein störendes und unsicheres Element eingeführt; die Messungen in Gasen dagegen können ganz unabhängig von diesem Faktor durchgeführt werden.

Im Jahre 1910 wurde im Ryerson-Laboratorium mit einer Reihe von sehr sorgfältigen Versuchen über die Brownsche Bewegung in Gasen begonnen. Svedberg<sup>1)</sup> sagt in einem zusammenfassenden Aufsätze hierüber: „Die einzige genauere Unter-

---

<sup>1)</sup> Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. **10**, 513 (1913).

suchung über die Brownsche Bewegung in Gasen ist von Fletcher in Millikans Laboratorium 1911 ausgeführt worden.“ Eine kurze Beschreibung der Versuchsanordnung und der Ergebnisse wurde von mir in der *Science*, Febr. 17, 1911 veröffentlicht. Eine vollständige Mitteilung gab Harvey Fletcher<sup>1)</sup> im Mai 1911. Im nächsten Jahre folgte sodann meine Arbeit über die Abhängigkeit der Brownschen Bewegung vom Druck<sup>2)</sup>. Auf folgende zwei Punkte, welche eine wesentliche Verbesserung der bisherigen Methode darstellen, sei besonders hingewiesen:

I. Die charakteristische und vollkommen durchgeprüfte Gleichung der Öltröpfchenmethode, nämlich

$$e = \frac{mg}{Fv_1} (v_1 + v_2)_0 = \frac{K}{F} (v_1 + v_2)_0 \dots \dots (24)$$

wurde mit der Gleichung der Brownschen Bewegung von Einstein verbunden, d. i. mit der Gleichung

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{2RT}{NK} \tau \dots \dots \dots (25)$$

Dadurch wurde es möglich, das Produkt  $Ne$  ohne jede Beziehung zur Größe des Teilchens oder zum Widerstand, welchen die Bewegung des Teilchens durch das Mittel erfährt, zu erhalten. Diese Größe konnte sodann mit dem Werte von  $Ne$  verglichen werden, der aus den elektrolytischen Erscheinungen mit großer Genauigkeit abgeleitet wurde. Die Versuchsanordnung besteht nun in folgendem:

1. Ein gegebenes Tröpfchen wurde zum Schweben gebracht und die Größe  $\overline{\Delta x^2}$  (wie bei jeder Untersuchung über Brownsche Bewegung) gemessen.
2. Sodann wurde dieser Zustand des Schwebens aufgehoben und  $F$ ,  $v_1$  und  $(v_1 + v_2)_0$  gemessen.

Die Vereinigung von Gl. (24) und (25) ergibt sodann:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{2RT}{F} \cdot \frac{(v_1 + v_2)_0}{Ne} \tau \dots \dots \dots (26)$$

Es ist unbequem, jede Verschiebung  $\Delta x$  vor der Mittelwertbildung zur zweiten Potenz zu erheben; deshalb wurde die Gleichung etwas abgeändert, indem man aus dem Verteilungs-

<sup>1)</sup> *Phys. Zeitschr.* **12**, 202 (1911); *Phys. Rev.* **33**, 81 (1911).

<sup>2)</sup> *Phys. Rev.* **1**, 218 (1913).

gesetz von Maxwell, das für Brownsche Verschiebungen ebenso gut wie für molekulare Geschwindigkeiten gilt, die Beziehung

$$\overline{\Delta x} = \sqrt{\frac{2}{\pi} \overline{\Delta x^2}}$$

einsetzt. Dadurch erhält man

$$\overline{\Delta x} = \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{RT(v_1 + v_2)_0}{F \cdot (Ne)} \tau} \dots \dots \dots (27)$$

oder

$$Ne = \frac{4}{\pi} \frac{RT(v_1 + v_2)_0}{F(\overline{\Delta x})^2} \tau \dots \dots \dots (28)$$

Durch folgende Betrachtung können wir leicht erkennen, daß auf diese Weise die Größe des Teilchens und damit auch der Widerstand, welchen es bei seiner Bewegung durch das Mittel erfährt, eliminiert werden kann:

Solange wir uns mit einem und demselben Teilchen beschäftigen, muß das Verhältnis  $K$  zwischen der wirkenden Kraft und der von ihr hervorgerufenen Geschwindigkeit gleich bleiben, ob nun die wirkende Kraft von der Schwere herrührt oder von einem elektrischen Felde, wie bei den Versuchen mit den Öltröpfchen, oder ob sie auf den Stößen der Moleküle beruht, wie bei den Untersuchungen über die Brownsche Bewegung. Vielleicht hat de Broglie eine solche Elimination und eine solche Berechnung von  $Ne$  in seiner Arbeit gemacht, wenn er die Brownschen Verschiebungen und die Geschwindigkeiten im elektrischen Felde an einem und demselben Teilchen anstellte; aber wenn er seine zwei Reihen von Messungen an verschiedenen Teilchen machte, so würde eine solche Eliminierung auf der sehr unsicheren Annahme beruhen, daß die Teilchen sowohl der Größe wie der Ladung nach ganz gleich sind. Obwohl de Broglie diese Annahme wirklich machte, behandelte er seine Zahlen nicht in der angegebenen Weise. Demnach stammt die erste wirkliche Bestimmung von  $Ne$  nach dieser Methode von uns und unsere oben erwähnten Abhandlungen stellen die ersten Veröffentlichungen hierüber dar.

Einige Zeit später legte E. Weiss der Akademie in Wien<sup>1)</sup> eine ähnliche Arbeit vor.

<sup>1)</sup> Diese Arbeit wurde der Akademie am 6. Juli vorgetragen. Wien. Ber. **120** (2a), 1021 (1911). Sie erschien in Druck in der Phys.

II. Es ist zwar möglich, die Untersuchung von  $Ne$  nach der beschriebenen Methode durchzuführen, was im Anfange auch an ein oder zwei Tröpfchen geschah. Aber Fletcher arbeitete eine geeigneteren Methode aus, welche die Verschiebungen  $\Delta x$  als Funktion der Schwankungen der Zeit darstellt, die das Teilchen braucht, um eine gegebene Strecke zu durchfallen; infolgedessen ist es gar nicht nötig, das Teilchen schwebend zu erhalten. Ich werde eine andere Ableitung, welche sehr einfach und dabei doch zweifellos richtig ist, entwickeln.

Wir gehen von der Gleichung (28) aus:

$$Ne = \frac{4}{\pi} \frac{RT(v_1 + v_2)_0}{F \cdot (\overline{\Delta x})^2} \tau.$$

Die Bewegung des Teilchens wird mit Hilfe der Querschnitte eines astronomischen Fadenkreuzsystems verfolgt; dieselben sind in gleichen Abständen  $d$  voneinander gespannt.  $\tau$  soll in dieser Gleichung die Zeit sein, welche das Teilchen zum Durchfallen des Raumes zwischen einer bestimmten Anzahl von solchen Querschnitten braucht — und zwar vorausgesetzt, daß das Teilchen keine Brownschen Bewegungen macht. Wenn es aber solche ausführt, so wird es sich in der Zeit  $\tau$  um die Strecke  $\Delta x$  nach oben oder unten bewegen. Wir wollen annehmen, daß diese Bewegung aufwärts gerichtet sei. Dann wird die wirkliche Fallzeit  $\tau + \Delta t$  sein;  $\Delta t$  ist die Zeit, welche das Teilchen braucht, damit es um die Strecke  $\Delta x$  sinkt. Wenn  $\Delta t$  gegenüber  $\tau$  klein ist, d. h. wenn  $\Delta x$  gegenüber  $d$  (Abstand der Querschnitte) klein ist (sagen wir  $1/10$  oder weniger), dann begehen wir einen Fehler, den wir vernachlässigen können (von der Größenordnung höchstens  $1/100$ ), wenn wir annehmen, daß  $\Delta x = v_1 \Delta t$ , wo  $v_1$  die mittlere Geschwindigkeit unter dem Einfluß der Schwere ist. Wir ersetzen nun in Gleichung (28)

$$(\overline{\Delta x})^2 \text{ durch } v_1^2 (\overline{\Delta t})^2.$$

$(\overline{\Delta t})^2$  ist die zweite Potenz des Mittelwertes des Unterschiedes zwischen einer beobachteten Fallzeit und der mittleren Fallzeit  $t_g$ ,

---

Zeitschr. vom 1. August 1911, S. 630. Die Arbeit von Fletcher findet sich im Auszuge in einer früheren Nummer des nämlichen Bandes der Phys. Zeitschr., S. 203; sie wurde vollständig in der Juli-Nummer von Le Radium 8, 279 (1911) zum Abdruck gebracht.

d. i. die zweite Potenz der mittleren Schwankung der Zeit, welche zum Durchfallen eines Abstandes  $d$  erforderlich ist. Wir erhalten dann

$$Ne = \frac{4 \cdot R T (v_1 + v_2)_0 t_g^i}{\pi F v_1^2 (\overline{\Delta t})^2} \dots \dots \dots (29)$$

nachdem noch die Zeit  $\tau$  durch den Mittelwert der Zeit  $t_g^i$  ersetzt ist.

Bei jeder wirklichen Messung wird  $\overline{\Delta t}$  beträchtlich kleiner als  $1/10$  von dem Mittelwerte  $t_g^i$  sich stellen, wenn die Ungenauigkeiten, welche durch die Fehler des Beobachters bedingt werden, jene Störungen, welche von den Brownschen Bewegungen herühren, nicht verschleiern; Gleichung (29) genügt dann allen Anforderungen bei den wirklichen Versuchen<sup>1)</sup>.

Die Arbeit von Fletcher und von mir wurde nach beiden Methoden, die durch die Gleichungen (28) und (29) dargestellt sind, durchgeführt. Die Untersuchungen an den neun Tröpfchen, welche in der Arbeit von Fletcher aus dem Jahre 1911<sup>2)</sup> aufgezählt sind, lieferten die Ergebnisse, welche Tabelle XIV zeigt.  $n$  ist die Zahl der Verschiebungen, welche in den einzelnen Fällen zur Bestimmung von  $\overline{\Delta x}$  oder  $\overline{\Delta t}$  benutzt wurden.

Tabelle XIV.

$\sqrt{Ne} \cdot 10^7$	$n$	$\sqrt{Ne} \cdot 10^7$	$n$	$\sqrt{Ne} \cdot 10^7$	$n$
1,68	125	1,695	202	1,66	84
1,67	136	1,73	171	1,785	411
1,645	321	1,65	200	1,65	85

Wenn die Bedeutung der einzelnen Beobachtungen proportional der Zahl der Beobachtungen genommen wird, welche in Tabelle XIV unter  $n$  angegeben sind, so ergibt sich daraus für den ausgeglichenen Mittelwert, der einen Durchschnittswert von 1735 Verschiebungen darstellt:

$$\begin{aligned} \sqrt{Ne} &= 1,698 \cdot 10^7 \text{ oder} \\ Ne &= 2,88 \cdot 10^{14} \text{ elektrostatische Einheiten} \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Ein Fehler wird hier nicht eingeführt, wenn  $\overline{\Delta t}$ , wie angenommen wurde, im Vergleich zu  $t_g^i$  klein ist. Für strengere Gleichungen sehe man die Arbeiten von Fletcher, Phys. Rev. **4**, 442 (1914) und von Smoluchowski, Phys. Zeitschr. **16**, 321 (1915) nach.

<sup>2)</sup> Le Radium **8**, 279 (1911); Phys. Rev. **33**, 107 (1911).

gegenüber dem Wert  $2,896 \cdot 10^{14}$ , der aus der Elektrolyse folgt (S. 28).

Theorie und Experiment stimmt demnach bis auf  $1/2$  Proz. überein, d. h. innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler.

Somit dürfte durch diese Arbeit die Richtigkeit der Gleichung von Einstein viel besser bewiesen sein, als es durch die früheren Arbeiten über die Brownsche Bewegung möglich war, und dabei haben wir versucht, mit möglichst wenig Voraussetzungen auszukommen. Die Gleichung von Einstein umschreibt aber in ihrem Wesen lediglich die Annahme, daß ein Teilchen — gleichviel ob es groß oder klein ist; ganz unabhängig davon, woraus es besteht — in einem Gase sich mit einer mittleren translatorischen kinetischen Energie hin und her bewegt, welche eine universelle Konstante ist, die nur von der Temperatur abhängt. Um zu zeigen, wie gut diese Schlußfolgerung begründet ist, will ich noch einige spätere Untersuchungen hier kurz besprechen.

Im Jahre 1914 machte Fletcher neue und verbesserte Messungen über die Brownsche Bewegung in Luft; er benutzte dabei den Wert von  $K$ , den ich für Öltröpfchen, welche sich in der Luft bewegen, veröffentlicht hatte<sup>1)</sup>. Er löste die ursprüngliche Gleichung von Einstein nach  $N$  auf; wenn hier die gleichen Abänderungen wie oben eingeführt werden, d. h. wenn  $\Delta x^2$  durch  $\frac{2}{\pi} (\overline{\Delta x})^2$  und  $(\overline{\Delta x})^2$  durch  $v_1^2 (\overline{\Delta t})^2$  ersetzt wird, so erhält man

$$N = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{R T t_g}{K \cdot v_1^2 (\overline{\Delta t})^2} \dots \dots \dots (30)$$

Er bestimmte im ganzen 18 837  $\Delta t$ -Werte; dabei gehörten nicht weniger als 5900 zu einem einzigen Tröpfchen. Dadurch erhielt er für  $N = (60,3 \pm 1,2) \cdot 10^{22}$ . Das kann freilich nicht als eine völlig neue, unabhängige Bestimmung von  $N$  angesehen werden, da sie meinen Wert von  $K$  mit enthält. Da dieser Wert aber so gut mit meinem Werte von  $N$  übereinstimmt, so können wir daraus mit großer Sicherheit entnehmen, daß sowohl die Gleichung von Einstein, wie auch meine verbesserte Form der Gleichung von Stokes auf die Bewegung von Öltröpfchen von der Größe, wie sie hier benutzt wurden, d. h. vom Halbmesser zwischen  $2,79 \cdot 10^{-5}$  und  $4,1 \cdot 10^{-5}$  cm (280 bis 400  $\mu\mu$ ), anwendbar ist.

<sup>1)</sup> Phys. Rev. 1, 218 (1913).

Im Jahre 1915 bestimmte Carl Eyring mit Hilfe von Gleichung (29) den Wert von  $Ne$  an Öltröpfchen von ungefähr der nämlichen Größe in Wasserstoff; er fand dabei einen Wert, der bis auf 0,6 Proz. mit jenem übereinstimmt, der bei der Elektrolyse gefunden wurde. Der wahrscheinliche Fehler ist hier aber etwa 2 Proz.

Dr. E. Weiss<sup>1)</sup> und Dr. Karl Prziham<sup>2)</sup> machten ganz ähnliche Versuche an anderen Substanzen als Öl. Weiss arbeitete mit Silberteilchen, die nur halb so groß wie die oben erwähnten Öltröpfchen waren. Die Halbmesser derselben lagen zwischen  $1 \cdot 10^{-5}$  und  $2,3 \cdot 10^{-5}$  cm. Nach seinen Messungen ist  $Ne = 10700$  elektromagnetischen Einheiten statt 9650 bei den elektrolytischen Versuchen. Dieser Wert ist 11 Proz. zu hoch; ebenso groß aber war nach seinem eigenen Urteil die Unsicherheit bei seinen Versuchen.

K. Prziham untersuchte die Suspensionen von etwa sechs Substanzen in Luft; die Halbmesser der Teilchen lagen zwischen 200 und 600  $\mu$ . Obwohl seine Ergebnisse bis 100 Proz. voneinander abweichen, so nähert sich der Mittelwert doch der Größe von 9650 bis auf etwa 6 Proz. Diese beiden Beobachter verfolgten viel zu wenig Verschiebungen eines bestimmten Tröpfchens, und sie konnten deshalb keinen zuverlässigen Mittelwert aus den Verschiebungen finden; aber sie machten ihre Messungen an so vielen Tröpfchen, daß der von ihnen gefundene Mittelwert von  $Ne$  immerhin einige Bedeutung hat.

Man kann demnach wohl sagen, daß die Gültigkeit der Gleichung, welche Einstein für die Brownsche Bewegung entwickelte, für Gase völlig sichergestellt ist. Ihre Gültigkeit in Flüssigkeiten wurde vor kurzem einer viel strengeren Prüfung, als das früher möglich gewesen wäre, unterworfen.

J. Nordlund<sup>3)</sup> benutzte 1914 kleine Quecksilberkügelchen in Wasser; unter Zugrundelegung des Fallgesetzes von Stokes und der Gleichungen von Einstein fand er  $N = 59,1 \cdot 10^{22}$ .

Westgren<sup>4)</sup> in Stockholm stellte eine große Anzahl von Messungen an kolloidalen Gold-, Silber- und Selenteilchen an, deren

<sup>1)</sup> Wien. Ber. **120** (2a), 1021 (1911).

<sup>2)</sup> Ebenda **121** (2a), 950 (1912).

<sup>3)</sup> Zeitschr. f. phys. Chem. **87**, 40 (1914).

<sup>4)</sup> Die Brownsche Bewegung besonders als Mittel zur Bestimmung der Avogadro'schen Konstante. Inaug.-Diss. Upsala, Almqvist u. Wiksells Boktryckeri, 1915.

Durchmesser zwischen 65 und 130  $\mu\mu$  ( $6,5 \cdot 10^{-6}$  bis  $13 \cdot 10^{-6}$  cm) schwankten. Sein Ergebnis  $N = (60,5 \pm 0,3) \cdot 10^{22}$  hält er bis auf  $\frac{1}{2}$  Proz. richtig; diese Zahl stimmt vollkommen mit dem Werte überein, den ich aus meinen Messungen am Elektron ableitete.

Die Beweiskraft dieser vorzüglichen Übereinstimmung ist so groß, daß in der wissenschaftlichen Welt die letzten Einwendungen gegen die kinetischen und atomistischen Theorien der Materie verschwanden; sogar Ostwald war bereit, ein solches Bekenntnis abzulegen, wie es auf S. 9 angeführt wurde.

---

## 8. Abhandlung.

### Gibt es Subelektronen?

Mit den Grundlagen des wissenschaftlichen Denkens unserer Zeit wäre es nicht vereinbar, wenn wir unseren Forschungen irgend eine unbewiesene Behauptung stillschweigend zugrunde legen wollten. Wir müssen also der Frage näher treten: Ist das Elektron unteilbar?

Allerdings wird in Vorträgen oftmals die Ansicht vertreten, daß das Elektron selbstverständlich unteilbar ist. Dabei mag dem Redner das Bild vorschweben, welches man sich bis vor kurzem über die gewöhnlichen Atome der Chemie allgemein machte: dieselben galten ja auch als unteilbar. Freilich haben gerade die Scharfsinnigsten unter den Physikern — wie etwa Faraday — immer sorgfältigst jeden Anschein vermieden, als ob sie der Anschauung wären, daß das Atom des Chemikers notwendigerweise das Aller kleinste, das Alleräußerste wäre, und zwar einfach deshalb, weil sie eben gar keinen Anhaltspunkt hatten, über das Innere des Atoms etwas auszusagen. Man wußte damals nur, daß es ein kleinstes Etwas gab, welches an den chemischen Umsetzungen beteiligt ist, und dieses Etwas wurde eben Atom genannt — die Frage nach dem Innern desselben überließ man ganz und gar der Zukunft.

In ganz ähnlicher Weise wurde das Elektron als die kleinste Elektrizitätsmenge definiert, welche jemals bei elektrolytischen Vorgängen festgestellt werden konnte; daß dies notwendigerweise

das Allerletzte ist, darüber konnte weder in den Tagen Faradays noch in der Folgezeit etwas ausgesagt werden. Unsere Versuche aber haben nunmehr gezeigt, daß diese Größe frei für sich dargestellt und daß sie genau gemessen werden kann; und alle Arten von Ladungen, welche untersucht werden konnten, sind genau ganze Vielfache davon. Der Wert dieser kleinsten Größe ist  $4,774 \cdot 10^{-10}$  elektrostatische Einheiten.

### 1. Eine zweite Methode zur Bestimmung von $e$ .

Zur Messung dieser Ladung habe ich einen Weg gezeigt; man kann aber jene Aufgabe noch durch eine indirekte Methode lösen, welche unabhängig voneinander Rutherford und Geiger<sup>1)</sup> einerseits, Regener<sup>2)</sup> andererseits ausarbeiteten. Das Wesentliche dieser Methode besteht darin, daß man die Zahl der  $\alpha$ -Teilchen, welche in einer Sekunde von einem kleinen Stückchen Radium oder Polonium unter einem bestimmten festen Winkel fortgeschleudert werden, wirklich auszählt; daraus kann man dann berechnen, wie viele solche Teilchen von 1 g Radium oder Polonium in der Zeiteinheit fortfliegen. Regener zählte mit Hilfe eines Mikroskops die Lichtblitze auf einem Diamantschirm. Er fing sodann in einem Kondensator alle  $\alpha$ -Teilchen auf, welche ein gegebenes Stückchen seines Poloniums in der Zeiteinheit fortgeschleuderte und bestimmte die gesamte Elektrizitätsmenge, welche die  $\alpha$ -Teilchen an den Kondensator abgaben. Diese Elektrizitätsmenge, geteilt durch die Zahl der Teilchen, welche in der Zeiteinheit fortgeschleudert werden, gibt die Ladung jedes Teilchens. Dieses Ergebnis teilte Regener durch 2; denn die  $\alpha$ -Teilchen sind, wie sicher nachgewiesen ist, Heliumatome<sup>3)</sup>; der für sie ermittelte Wert von  $\frac{e}{m}$  ließ erkennen, daß sie die doppelte Elektronenladung tragen müssen, vorausgesetzt, daß sie Heliumteilchen sind. Regener fand so für  $e$  den Wert

$$e = 4,79 \cdot 10^{-10}.$$

Er hält sein Ergebnis auf 3 Proz. richtig.

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 141, 161 (1908).

<sup>2)</sup> Regener, Sitzungsber. d. Königl. Preuß. Akad. **38**, 948 (1909).

<sup>3)</sup> Rutherford und Roysds, Phil. Mag. **17**, 281 (1909).

Rutherford und Geiger ließen die  $\alpha$ -Teilchen von einem Stückchen Radium C in eine Kammer fliegen, wo dieselben durch Stoß Ionisierung erzeugten, die hinreichend war, die Elektrometernadel jedesmal, wenn ein Teilchen eintrat, zum Ausschlag zu bringen. Die Gesamtladung bestimmten sie wie Regener; indem sie die Ladung jedes  $\alpha$ -Teilchens durch 2 teilten, erhielten sie

$$e = 4,65 \cdot 10^{-10}.$$

Alle Bestimmungen von  $e$  mit radioaktiven Körpern stützen sich entweder auf die Methode von Regener oder auf die von Rutherford und Geiger. So haben Boltwood und Rutherford<sup>1)</sup> das Gesamtgewicht von Helium gemessen, das eine gegebene Menge Radium in der Zeiteinheit liefert. Dieses Gewicht wird durch die Zahl der  $\alpha$ -Teilchen (Heliumatome) geteilt, die aus den Bestimmungen von Rutherford und Geiger folgt; daraus ergibt sich die Masse von einem Heliumatom und daraus die Teilchenzahl in einem gegebenen Gewicht oder Volumen, da ja die Gasdichte bekannt ist. Nach ihren Veröffentlichungen ist die Molekelzahl  $n$  in 1 ccm Gas bei 0° und 76 cm Druck

$$n = 2,69 \cdot 10^{19},$$

dem entspricht

$$e = 4,81 \cdot 10^{-10}.$$

Diese letztere Methode ist wie die, welche von der Brownschen Bewegung ausgeht, in Wirklichkeit mehr eine Bestimmung von  $N$  als von  $e$ ; denn  $e$  wird hier erst durch die Beziehung

$$N \cdot e = 9650 \text{ elektromagnetische Einheiten}$$

erhalten. Dies gilt, soweit ich die Frage überblicken kann, für alle Methoden mit Ausnahme

1. der Öltröpfchenmethode und
2. der Methode von Rutherford-Geiger und von Regener.

Die unter 2. genannten Methoden messen den Mittelwert der Ladung einer sehr, sehr großen Zahl von  $\alpha$ -Teilchen.

Wir wollen nun zuerst den Fall annehmen, daß jemand behauptet, die Einheitsladung bei den elektrolytischen Vorgängen ist nur ein Mittelwert, der aus vielen Einzelladungen abgeleitet ist, welche voneinander stark abweichen — ein Fall also, der in vielem

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (6) 22, 599 (1911).

der Bestimmung des Atomgewichts von Neon ähnlich ist; dasselbe ist ja auch, wie kürzlich gezeigt wurde, ein Mittelwert aus Atomgewichten von mindestens zwei verschiedenen Elementen, die mit chemischen Hilfsmitteln nicht getrennt werden können. Einer solchen Behauptung könnte im allgemeinen nicht widersprochen werden; nur auf Grund der Beweise, welche die Öltröpfchenmethode liefert, können wir anders urteilen: denn nur diese Methode mißt die Ladung jedes einzelnen Ions unmittelbar. Für die vorliegende Untersuchung ist es aber von Bedeutung, daß der Mittelwert der Ladung eines  $\alpha$ -Teilchens unmittelbar gemessen wurde: dieselbe ist, wie sich innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Messungen ergibt, genau gleich zwei Elektronen, wie es in Übereinstimmung mit der Erkenntnis, die aus den  $\frac{e}{m}$ -Messungen an  $\alpha$ -Teilchen folgt, auch sein muß.

## 2. Gibt es Erscheinungen, welche für das Vorhandensein eines Subelektrons sprechen?

Neuerdings wurde nun die Behauptung wirklich aufgestellt, daß elektrische Ladungen vorkommen, welche viel kleiner sind als ein Elektron; es wurde auch versucht, Beweisgründe hierfür beizubringen. Hier nun handelt es sich um die grundlegendste Frage der gesamten neueren Physik, und deshalb ist sorgfältigste Prüfung notwendig. Ein kurzer geschichtlicher Überblick über den Werdegang mag uns die Bedeutung am ehesten zum Bewußtsein bringen.

H. A. Wilson <sup>1)</sup> hat im Jahre 1903 als erster Messungen über die Beweglichkeiten von Haufen geladener Teilchen, welche mikroskopisch noch erkennbar sind, in elektrischen Feldern angestellt. Hierüber ist in Abhandlung 3 näheres berichtet. Während der folgenden Jahre wurden solche Messungen von anderen Forschern unter mannigfachen Abänderungen wiederholt; auch von mir wurden solche Untersuchungen angestellt. De Broglie <sup>2)</sup> veröffentlichte im Jahre 1908 eine ähnliche Arbeit; er ließ die Wolken von Metallteilchen, welche durch Funken oder Lichtbögen zwischen Metallelektroden sich bilden [wie Hemsalech und de Watteville <sup>3)</sup> gefunden hatten], in das Gesichtsfeld eines

<sup>1)</sup> Phil. Mag (6) 5, 429 (1903).

<sup>2)</sup> Compt. rend. 146, 624, 1010 (1908).

<sup>3)</sup> Ebenda 144, 1338 (1907).

Ultramikroskops eintreten und beobachtete die Bewegungen der einzelnen Teilchen dieser Wolke in einem horizontalen elektrischen Felde; dieses wurde dadurch hervorgebracht, daß an zwei vertikale parallele Platten vor dem Objektiv des Mikroskops ein Spannungsunterschied angelegt wurde. In jener Abhandlung wies de Broglie zum erstenmal auf die Tatsache hin, daß hierbei einige Teilchen positiv geladen waren, andere negativ, wieder andere überhaupt nicht; ferner zeigte er, daß die Ladungen der Teilchen eine Änderung erfuhren, wenn man Radium in die Nähe der Kammer brachte. Ein Jahr später veröffentlichte er die Ergebnisse seiner Ladungsmessungen<sup>1)</sup>. Ungefähr um die gleiche Zeit erschien eine Arbeit von Ehrenhaft<sup>2)</sup> über ähnliche Messungen nach der gleichen Versuchsanordnung, welche de Broglie im Jahre vorher beschrieben hatte. Beide Forscher erhielten aus ihren Messungen nur einen Mittelwert der Ladung; hierauf wies Ehrenhaft<sup>3)</sup> ausdrücklich hin. Sie stellten ihre Beobachtungen zwar an einzelnen bestimmten Teilchen an, aber die verschiedenen Messungen, welche in die Berechnung von  $e$  eingingen, wurden an verschiedenen Teilchen gemacht. Soweit  $e$  in Betracht kommt, waren diese Messungen im wesentlichen Wolkenmessungen wie jene von Wilson.

Im Frühjahr und im Sommer 1909 arbeitete ich meine Versuchsanordnung aus, mit welcher ich einzelne Wassertröpfchen für sich benutzen konnte und ich bestimmte damit die Ladungen, welche jedes für sich trug<sup>4)</sup>. Im April 1910 trug ich der amerikanischen physikalischen Gesellschaft meine ganze Abhandlung über die Öltröpfchen vor: dort wurde der Satz von den ganzzahligen Beziehungen zwischen den Ladungen begründet; das Gesetz von Stokes wurde verbessert und  $e$  genau bestimmt<sup>5)</sup>.

Im folgenden Monate (Mai 1910) trug Ehrenhaft<sup>6)</sup> seine erste Arbeit der Wiener Akademie vor, wo er statt der bis dahin

<sup>1)</sup> Compt. rend. **148**, 1316 (1909).

<sup>2)</sup> Phys. Zeitschr. **10**, 308 (1909).

<sup>3)</sup> Ebenda **11**, 619 (1910).

<sup>4)</sup> Auszug veröffentlicht: Phys. Rev. **30**, 560 (1909); Phil. Mag. **19**, 209 (1910).

<sup>5)</sup> Auszug veröffentlicht: Phys. Rev. **31**, 92 (1910); Science **32**, 436 (1910); Phys. Zeitschr. **11**, 1097 (1910).

<sup>6)</sup> Wien. Ber. **119** (2 a), 809 (1910). Diese Arbeit wurde offenbar nicht vor Dezember 1910 herausgegeben; denn sie ist vor diesem Zeitpunkt nicht in Naturae novitates vermerkt.

von ihm benutzten Anordnung von de Broglie einen vertikalen Kondensator gebrauchte; denn mit einer solchen Anordnung ist es möglich, eine unabhängige Bestimmung der Ladung auf jedem einzelnen Teilchen durchzuführen, wie in meinen oben erwähnten Arbeiten aus dem Jahre 1909 theoretisch und experimentell bereits gezeigt worden war. Die dort mitgeteilten Ergebnisse stimmen in allen wesentlichen Einzelheiten mit jenen überein, welche ich ein Jahr früher über Wassertröpfchen veröffentlicht hatte; aber dort, wo ich fand, daß zwischen den Ladungen, welche von den verschiedenen Teilchen mitgeführt werden, einfache Verhältnisse bestehen, welche sich durch ganze Zahlen ausdrücken lassen, konnte er eine solche Gesetzmäßigkeit in diesen Beziehungen nicht feststellen. Die absoluten Werte dieser Ladungen, welche unter Zugrundelegung des Gesetzes von Stokes erhalten wurden, schwankten um Zahlen herum, welche beträchtlich kleiner als  $4,6 \cdot 10^{-10}$  waren. Statt nun die Ursache hierfür in dem Gesetze von Stokes oder in etwaigen falschen Annahmen, z. B. über die Dichte der Teilchen bei seinen Messungen zu suchen, bemerkte er in einer Fußnote, daß die theoretischen Verbesserungen, welche Cunningham<sup>1)</sup> am Gesetze von Stokes anbrachte, seine Werte noch kleiner machen; für seine niedrigen Werte dürfe deshalb ein etwaiges Versagen des Gesetzes von Stokes nicht verantwortlich gemacht werden. Er nahm vielmehr an, daß seine Ergebnisse der atomistischen Theorie der Elektrizität ganz und gar widersprechen und daß sie auf jeden Fall das Vorhandensein von Ladungen beweisen, welche viel kleiner sind als die des Elektrons<sup>2)</sup>.

Der augenscheinliche Widerspruch, welcher zwischen den Ergebnissen von Ehrenhaft und den meinigen besteht, wurde durch eine Arbeit von Fletcher und mir<sup>3)</sup> aufgeklärt. Wir zeigten durch Versuche, daß die Brownsche Bewegung gerade solche scheinbare Schwankungen hervorbringt, wie sie Ehrenhaft beobachtete, wenn  $e$  aus einer einzigen Beobachtung einer Geschwindigkeit, welche das Teilchen

1. unter dem Einfluß der Schwere,
2. unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes annimmt,

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. **83**, 360 (1910).

<sup>2)</sup> Diese Ergebnisse wurden sehr ausführlich im Verlaufe des Jahres 1910 veröffentlicht und besprochen: Phys. Zeitschr. **11**, 619, 940 (1910). Naturforschertag Königsberg.

<sup>3)</sup> Phys. Zeitschr. **12**, 161 (1911); Phys. Rev. **32**, 394 (1911).

berechnet wird; und so hat es ja Ehrenhaft bei seinen Untersuchungen gemacht. Wir deuteten ferner an, daß die Tatsache, daß seine Werte um einen zu niedrigen Mittelwert herumliegen, einfach darauf hinweist, daß seine Gold-, Silber-, Quecksilberteilchen infolge von Oberflächenverunreinigungen — Oxyde oder Ähnliches — weniger dicht waren, als er angenommen hat. Die Richtigkeit dieser Anschauung wäre bewiesen, wenn die Werte von  $Ne$ , welche aus den Gleichungen (28) oder (29) in Abhandlung 7 aus einer großen Anzahl von Beobachtungen an Brownschen Bewegungen berechnet wurden, immer genau den gleichen Wert haben wie bei der Elektrolyse; denn in diesen Gleichungen wurde keine Annahme über die Dichte der Teilchen gemacht. In der Tat gaben alle neun Teilchen, welche von uns untersucht und von Fletcher<sup>1)</sup> berechnet wurden, den richtigen Wert von  $Ne$ ; aber nur sechs von ihnen kamen — nach meinen Berechnungen — auf die Gerade, welche das Gesetz darstellt, nach welchem ein Öltröpfchen durch Luft fällt, oder in deren unmittelbare Nähe zu liegen (Fig. 5, S. 99). Diese letztere Tatsache veröffentlichte ich im Jahre 1911 nicht; denn erst im Jahre 1913 konnte ich mit Sicherheit das vollständige Fallgesetz eines Tröpfchens in Luft angeben, d. h. Kurven von der Art wie Fig. 5, S. 99 bzw. Fig. 6, S. 101 bis zu so großen Werten von  $\frac{l}{a}$  weiterführen, daß sie jene Teilchen darstellen, die klein genug sind, um große Brownsche Bewegungen zu zeigen. Sobald das geschehen war, berechnete ich alle neun Tröpfchen, welche richtige Werte von  $Ne$  ergaben, und fand, daß zwei von ihnen stark unterhalb jener Geraden, eines etwas unterhalb und eines beträchtlich oberhalb jener Geraden zu liegen kamen. Das ist offenbar so zu erklären, daß diese vier Teilchen keine reinen Ölkügelchen waren; denn zwei von ihnen fielen viel zu langsam (und mußten deshalb neben Öl noch etwas anderes enthalten) und eines fiel beträchtlich zu rasch. Dieses Ergebnis hat durchaus nichts Überraschendes an sich; ich habe ja in meiner ersten Veröffentlichung über die Öltröpfchen<sup>2)</sup> ausführlich auseinandergesetzt, daß sich für  $e_1$  verschiedene Werte ergeben, selbst für Tröpfchen, welche die nämliche Geschwindigkeit

1) Le Radium **8**, 279 (1911); Phys. Rev. **33**, 107 (1911).

2) Phys. Rev. **33**, 366, 367 (1911).

unter dem Einflusse der Schwere zeigen — und zwar so lange, bis man unter Einhaltung der größten Vorsichtsmaßregeln ganz staubfreie Luft benutzt. Bei den Untersuchungen über die Brownsche Bewegung war es uns weniger darum zu tun, die Luft vollkommen staubfrei zu machen, denn dort wollten wir ja nur die allgemeine Gültigkeit der Gleichungen (28) und (29) prüfen. Bei diesen Versuchen benutzten wir tatsächlich zwei Teilchen, deren mittlere Dichte sehr viel kleiner war als die von Öltröpfchen, und ein Teilchen, das beträchtlich zu schwer war; das erwies sich als sehr günstig, denn daraus ersehen wir, daß unser Ergebnis von dem benutzten Stoffe wirklich unabhängig ist.

Es verdient bemerkt zu werden, daß (selbst bei Anwendung von Öltröpfchen) beinahe alle Teilchen, welche sich unregelmäßig verhalten, im allgemeinen zu langsam fallen, d. h. bei der zeichnerischen Darstellung kommen die entsprechenden Punkte fast alle unterhalb der Geraden in Fig. 5 und 6 zu liegen und nur selten einer oberhalb derselben. Das kommt daher, daß die Staubteilchen, welche man wahrscheinlich mitbeobachtet, d. h. diejenigen, welche in der Luft suspendiert bleiben, im allgemeinen entweder leichter sind als Öl oder daß sie irgendwie die Oberfläche vergrößern und demnach so wirken, als ob die Teilchen leichter wären. Wenn jemand mit Teilchen aus dichtem Metall arbeitet, so wird dieses Verhalten noch ausgesprochener zutage treten; denn jede beliebige Verunreinigung der Oberfläche setzt die Dichte herab. Bei den Öltröpfchenversuchen besteht jedoch die Möglichkeit, alle derartigen Fehlerquellen fern zu halten; das wird durch die Tatsache bewiesen, daß ich mich aus dem letzten Jahre, wo ich an die 300 Tröpfchen untersuchte, nicht an einen einzigen Fall erinnern kann, wo der Punkt nicht innerhalb weniger als 1 Proz. in der Nähe der Geraden von Fig. 5 gelegen wäre. Außerdem wird in dieser Abhandlung noch gezeigt, daß es trotz der Ergebnisse der Wiener Versuche möglich ist, Quecksilbertröpfchen zu erhalten, welche sich auch gegenüber dem Fallgesetz immer normal und gleichmäßig verhalten.

E. Weiss (in Prag) und K. Prziham (in Wien) erhielten (wie in Abhandlung 7 schon auseinandergesetzt wurde) für *Ne* bei allen Stoffen, welche sie in ihren Untersuchungen benutzten, ungefähr den richtigen Wert — und zwar auch bei den Silberteilchen, wie sie Ehrenhaft anwandte. Aber sie fanden beträchtlich zu

niedrige Werte von  $e$ , wenn diese Größe aus dem Fallgesetz der Silberteilchen berechnet wurde. Die ganze wissenschaftliche Welt nahm daraufhin so ziemlich allgemein unsere Erklärung der Ergebnisse von Ehrenhaft an und beschäftigte sich weiterhin mit dem Gedanken eines Subelektrons<sup>1)</sup> nicht mehr.

In den Jahren 1914 und 1915 veröffentlichten gleichwohl Prof. Ehrenhaft<sup>2)</sup> und zwei seiner Schüler, F. Zerner<sup>3)</sup> und D. Konstantinowsky<sup>4)</sup>, neue Gesichtspunkte, welche für das Vorhandensein eines solchen Subelektrons sprechen sollten. Diese Arbeit scheint aber nur wenig verstanden worden zu sein und bedarf deshalb der Erklärung. Die genannten Forscher machten drei Einwendungen. Die erste ist im wesentlichen die, daß sie nunmehr  $Ne$  für ihre Teilchen durch Gleichung (29) bestimmt hätten; in vielen Fällen ergebe sich zwar der gleiche Wert wie bei der Elektrolyse; in einigen sei der Wert um 20 bis 50 Proz. zu niedrig; hie und da aber ergebe sich nur der vierte oder fünfte Teil des elektrolytischen Wertes. Ihr Verfahren besteht im allgemeinen darin, nicht den Wert von  $Ne$ , sondern statt dessen den Wert von  $e$  anzugeben, der aus  $Ne$  erhalten wird, wenn man den Perrinschen Wert von  $N$  ( $70 \cdot 10^{22}$ ) in Gleichung (29) einsetzt und dann dieselbe nach  $e$  auflöst. Dies ist ihre Methode zur Bestimmung von  $e$  „aus der Brownschen Bewegung“.

Der zweite Einwand ist der gleiche wie der, welcher schon ursprünglich vorgebracht worden war, nämlich, daß in einigen Beispielen, wenn  $e$  mit Hilfe des Fallgesetzes von Stokes [Gleichung (12), S. 84] bestimmt wurde [und zwar auch dann, wenn die Verbesserung von Cunningham angebracht wurde oder wenn meine eigene Gleichung (15), S. 93 zugrunde gelegt wurde], ein Ergebnis herauskommt, das sehr viel kleiner ist als  $4,77 \cdot 10^{-10}$ .

Ihre dritte Behauptung geht davon aus, daß der Wert von  $e$ , welcher, wie eben geschildert, aus der Brownschen Bewegung bestimmt wurde, höher ist als jener Wert, welcher sich aus dem Fallgesetz berechnet, und daß die Abweichungen um so größer und größer werden, je kleiner das Teilchen wird. Diese Beobachter zogen deshalb den Schluß, daß wir im Ryerson-Labo-

1) R. Pohl, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **8**, 431 (1911).

2) Wien. Ber. **123**, 53—155 (1914); Ann. d. Phys. **44**, 657 (1914).

3) Phys. Zeitschr. **16**, 10 (1915).

4) Ann. d. Phys. **46**, 261 (1915).

ratorium die Subelektronen aus dem Grunde nicht entdecken konnten, weil unsere Tröpfchen zu groß waren und daß dieselben deswegen das Vorhandensein der Subelektronen nicht erkennen ließen. Je kleiner nun — so sagen sie — die Teilchen sind, welche untersucht werden, um so leichter kann man das Vorhandensein dieser Subelektronen erkennen. Mit anderen Worten — sie stellen sich vor, daß der Wert der kleinsten Ladung, welche aus der Luft eingefangen werden kann, tatsächlich von dem Halbmesser des Tröpfchens abhängt, auf welchem sie sich festsetzt: und zwar soll dieser Wert für kleine Tröpfchen kleiner sein als für große.

Ehrenhaft und Zerner besprachen weiterhin noch unsere Zahlen, welche die Öltröpfchenversuche lieferten; sie finden, daß dieselben ebenfalls in einigen Beispielen Anzeichen von Subelektronen aufweisen: denn sie erhalten bei ihrer Berechnungsart zu niedrige Werte von  $e$ , gleichgültig ob dieselben aus der Brownschen Bewegung oder aus dem Fallgesetz berechnet wurden. Wenn die Berechnungen auf Grund dieses letzteren Gesetzes durchgeführt werden, so ergibt sich nach ihrer Aussage ein Wert für  $e$ , welcher mit abnehmendem Halbmesser abnimmt, gerade so wie es bei ihren Versuchen an Quecksilber- und Goldteilchen der Fall ist.

### 3. Ursachen der Unstimmigkeiten.

Der einzige niedrige Wert von  $Ne$  nun, den diese Forscher in meiner Arbeit mit den Öltröpfchen finden, ergibt sich, wenn  $Ne$  aus einigen 25 Beobachtungen der Fallzeiten und aus gleichvielen Beobachtungen der Steigzeiten berechnet wird; und zwar handelt es sich dabei um ein Teilchen, auf dessen Verhalten wir gerade zum Zwecke des Nachweises eingingen<sup>1)</sup>, daß die Brownsche Bewegung gerade solche Schwankungen hervorruft, wie sie Ehrenhaft fand, wenn die Versuchsbedingungen die gleichen sind, wie diejenigen, unter denen er beobachtete;  $Ne$ -Berechnungen irgendetwelcher Art hatten wir damals überhaupt nicht angestellt. Wenn ich nun  $Ne$  mit Hilfe der Gleichung (29) berechne und dabei nur die 25 Fallzeiten berücksichtige, so finde ich einen Wert von  $Ne$ , der 26 Proz. niedriger ist, gerade so, wie ihn

---

<sup>1)</sup> Phys. Zeitschr. **12**, 162 (1911).

Zerner erhielt. Wenn ich aber die erste Ablesung weglasse, so wird mein Wert nur um 11 Proz. niedriger — mit anderen Worten, die Nichtberücksichtigung eines einzigen Wertes ändert das Ergebnis um 15 Proz. Überdies hat Fletcher<sup>1)</sup> vor einiger Zeit gezeigt, daß aus diesen nämlichen Angaben der vollkommen richtige Wert von *Ne* erhalten werden kann, wenn man sie bei durchaus erlaubter Behandlung nur in einer etwas anderen Anordnung benutzt, als es Zerner tut. Das zeigt uns aber auf das deutlichste, daß es vollkommen unzulässig ist, wenn man eine rein statistische Aufgabe an der Hand von nur 25 Beobachtungen lösen will. Und diese Zahl ist noch dazu größer, als es bei den Versuchen von Ehrenhaft für gewöhnlich der Fall war. Aus den späteren Ausführungen werden wir noch folgendes erkennen: Wenn jemand nicht unter sorgfältig ausgewählten Bedingungen arbeitet, so liefert die Gleichung (29) einen zu kleinen Wert von *Ne* — und zwar einerseits wegen der eigenen Versuchsfehler, andererseits wegen der (wenngleich geringen) Verdampfung des Tröpfchens; und diese Fehler können groß genug sein, um das Ergebnis vollkommen zu fälschen. Wir haben demnach nicht den mindesten Grund zu der Annahme, daß bei einer unserer Untersuchungen an Öltröpfchen *Ne* als zu klein herauskommt.

Wir wollen nun zunächst die scheinbare Variation betrachten, welche die Ladung *e* zeigt, wenn sie aus dem Fallgesetz berechnet wird. Zerner berechnet *e* aus meinem Fallgesetz für die neun von Fletcher beschriebenen Tröpfchen; dieselben liefern für *Ne* die nämlichen Werte wie die Elektrolyse; er findet, daß ein Tröpfchen den Wert  $e = 6,66 \cdot 10^{-10}$  liefert, ein anderes  $e = 3,97 \cdot 10^{-10}$ , ein drittes  $e = 1,32 \cdot 10^{-10}$ , ein viertes  $e = 1,7 \cdot 10^{-10}$ , während die anderen fünf ungefähr den richtigen Wert liefern, nämlich  $4,8 \cdot 10^{-10}$ . Mit anderen Worten (wie bereits oben S. 152 besprochen wurde): fünf von diesen Tröpfchen kommen genau auf meine Kurve (Fig. 5) zu liegen; ein Tröpfchen zeigt eine Abweichung nach oben und eines eine solche nach unten, zwei dagegen fallen ganz heraus und sind viel zu niedrig. Ich schloß nun aus diesem Verhalten, daß diese zwei überhaupt keine Öltröpfchen sind, sondern Staubteilchen.

---

<sup>1)</sup> Phys. Zeitschr. **16**, 316 (1915).

Da Zerner die Halbmesser aus der Fallgeschwindigkeit berechnet, so müssen diese beiden Staubeilchen, welche viel zu langsam fallen und deshalb zu niedrige Werte von  $e$  liefern, natürlich auch entsprechend kleine Werte von  $a$  ergeben. Das tun sie nun wirklich, und Zerner schließt daraus, daß unsere Öltröpfchen ebensogut wie die Quecksilberteilchen von Ehrenhaft abnehmende Werte von  $e$  liefern, wenn der Halbmesser abnimmt. Seine eigene Tabellenanordnung zeigt das zwar nicht; dort finden wir lediglich drei auffällige Werte von  $e$ , von denen zwei sehr niedrig sind und einer zu groß. Aber ein Blick auf alle anderen Zahlen, welche ich über Öltröpfchen veröffentlichte, zeigt die vollkommene Unrichtigkeit dieser Behauptung<sup>1)</sup>: denn diese Zahlen lassen erkennen, daß meine Teilchen alle ganz genau den gleichen Wert von „ $e$ “ liefern, ganz unabhängig von ihrer Größe<sup>2)</sup>, sobald der Staub vollkommen fern gehalten war. Das Verhalten dieser beiden Teilchen, welche zwar richtige Werte von  $Ne$ , aber dabei zu geringe Fallgeschwindigkeiten lieferten, läßt sich demnach nicht anders erklären, als durch die Annahme, von welcher bereits die Rede war, daß sie nämlich überhaupt keine Ölkügelchen sind.

Nun ein paar Worte zu den Wiener Zahlenangaben über Quecksilber- und Goldteilchen. Das ganze von Ehrenhaft veröffentlichte Zahlenmaterial umfaßt bloß 16 Teilchen; seine Berechnungen über die Brownsche Bewegung leitete er im Durchschnitt aus je 15 Fallzeiten und 15 Steigzeiten ab (die kleinste Anzahl ist 6, die größte 27). Sodann berechnet er seinen statistischen Mittelwert  $(\Delta t)^2$  aus Beobachtungen dieser Art. Weiterhin nimmt er den Perrinschen Wert von  $N$ , nämlich  $70 \cdot 10^{22}$ , welcher einem Werte  $e = 4,1$  entspricht; statt dieses Wertes erhält er, indem er die Methode der Brownschen Bewegung, d. i. die  $Ne$ -Methode anwendet, folgende Werte von  $e$  (der Faktor  $10^{-10}$  ist der Kürze halber weggelassen): 1,43, 2,13, 1,38, 3,04, 3,5, 6,92, 4,42, 3,28, 0,84. Wenn wir die ersten drei und den letzten von diesen Werten nicht berücksichtigen, so ergibt sich für  $e$  ein Mittelwert von 4,22 statt 4,1, d. h. ein Wert, wie wir ihn erwarten müssen. Die ersten drei Teilchen sind ferner die schwersten; das

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **2**, 138 (1913).

<sup>2)</sup> Ebenda **2**, 134 (1913).

erste fällt zwischen den Querfäden in 3,6 Sekunden, die Fallzeit schwankt zwischen 3,2 und 3,85 Sekunden — d. i. 0,3 Sekunden nach jeder Seite des Mittelwertes. Nun sind aber diese Schwankungen nur ganz wenig größer als jene Zeitwerte, welche der Durchschnittsbeobachter bei der Bestimmung des Durchganges eines gleichmäßig bewegten Körpers durch die Querfäden eines Fadenkreuzsystems gerade noch feststellen kann.

Das will sagen: bei diesen Beobachtungen sind zwei nahezu gleich starke Ursachen in Wirkung, um Schwankungen hervorzurufen. Die beobachteten  $\Delta t$ -Werte sind dann natürlich größer als diejenigen, welche von der Brownschen Bewegung allein herühren; dieselben können, wenn bloß einige Beobachtungen angestellt wurden, leicht zwei- oder dreimal so groß sein. Nun erscheint  $(\overline{\Delta t})^2$  im Nenner der Gleichung (29); daraus sieht man also sofort, daß eine Reihe von beobachteten  $\Delta t$ -Werten immer die Neigung haben wird, größer als jene  $\Delta t$ -Werte zu erscheinen, welche durch die Brownsche Bewegung allein bedingt sind — und zwar wegen der Fehler, die der Zeitbestimmung anhaften. Deshalb neigt die Methode, welche sich auf die Beobachtung der Brownschen Bewegung stützt, immer dahin, zu niedrige Werte von  $Ne$  und dementsprechend zu niedrige Werte von  $e$  zu liefern. Nur dann, wenn der Mittelwert des persönlichen Fehlers des Beobachters gegenüber den Schwankungen, welche die Brownsche Bewegung bedingt, vollständig vernachlässigt werden kann, liefert diese Methode keine zu kleinen Werte von  $e$ . Nach meinem Urteile liegt eine der Ursachen für die niedrigen Werte von  $e$ , welche Ehrenhaft angibt, darin, daß er diesen Umstand nicht beachtete.

Ich habe früher auch mit Quecksilbertröpfchen gearbeitet, welche ich entweder durch Zerstäuben von flüssigem Quecksilber oder durch Kondensieren des Dampfes von siedendem Quecksilber erzeugte <sup>1)</sup>. Dabei machte ich die Wahrnehmung, daß solche Tröpfchen zeitweise sogar noch rascher als Öltröpfchen verdampfen. Andere Beobachter, welche in der Folgezeit mit Quecksilber arbeiteten, bemerkten das gleiche Verhalten <sup>2)</sup>. Wie stark sich dieses Ver-

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **32**, 389 (1911).

<sup>2)</sup> Schidlof u. Karpowicz, Compt. rend. **158**, 1912 (1914).

dunsten geltend macht, können wir aus folgender Tatsache erkennen: ein bestimmtes Quecksilbertröpfchen, das vor kurzer Zeit in meinem Laboratorium beobachtet wurde, hatte zuerst eine Geschwindigkeit von 1 cm in 20 Sekunden; eine halbe Stunde später brauchte das gleiche Teilchen 56 Sekunden zum Zurücklegen von 1 cm. Die langsame Abnahme der Verdunstung weist darauf hin, daß das Tröpfchen sich allmählich mit einer Art Schutzschicht überzieht.

Es ist nun Tatsache, daß Veränderungen infolge von Verdunstung und Kondensation bis zu einem gewissen Betrage immer stattfinden. Wenn nun ein Teilchen während der Beobachtung von mehreren Fallzeiten verdunstet, so sind die scheinbaren  $(\overline{At})^2$ -Werte größer als diejenigen, welche durch die Brownsche Bewegung bedingt sind, auch wenn diese Bewegungen groß genug sind, daß sie den Beobachter daran hindern, die beständige Änderung des Tröpfchens wahrzunehmen, während er 20 oder 30 Ablesungen macht. Diese Veränderungen sind im Verein mit jenen Schwankungen von  $t$ , welche von den persönlichen Fehlern des Beobachters herrühren, nach meinem Dafürhalten hinreichend, um alle die niedrigen Werte von  $e$  zu erklären, welche Ehrenhaft mit seiner Versuchsanordnung, welche die Brownsche Bewegung benutzt, erhielt. Ich selbst habe mich wiederholt überzeugt, daß sich für  $N.e$  ein Wert ergibt, der kleiner als die Hälfte des wirklichen Wertes sein kann, bis ich die Verdunstung des Tröpfchens berücksichtigte; und das galt auch noch für den Fall, daß die Verdunstung so langsam vor sich ging, daß die Fallgeschwindigkeit des Tröpfchens sich nur um 1 bis 2 Proz. in einer halben Stunde änderte.

Aber nicht bloß die Verdunstungsvorgänge rufen Fehler dieser Art hervor. Wenn die Batterien nachlassen oder wenn auf das Tröpfchen nicht mehr ganz scharf eingestellt ist, überhaupt alles, was die Durchgangszeiten des Teilchens durch das Fadenetz verändert, — alle derartigen Umstände wirken so, daß sie den scheinbaren Wert von  $N.e$  herabdrücken. Soviel ich beurteilen kann, findet sich in dem ganzen bisher veröffentlichten Zahlenmaterial kein Beweis dafür, daß die Versuchsanordnung, welche die Brownsche Bewegung benutzt, wirklich zu niedrige Werte von  $e$  liefert; daß sie es tatsächlich nicht tut, dafür haben wir in der vorangehenden Abhandlung einen wirklichen Beweis gefunden.

Die Beobachtungen von Konstantinowsky gleichen denen von Ehrenhaft vielfach darin, daß sie aus den eben angegebenen Gründen zu niedrige  $Ne$ -Werte liefern; aber sie enthalten noch eine besondere weitere Fehlerquelle, welche den Verfasser offenbar vollständig auf Irrwege führt. In seiner Veröffentlichung<sup>1)</sup> ist nur von 11 Teilchen die Rede; die Messungen an fünf Teilchen ergeben Werte von  $e$  zwischen 3,3 und  $4,2 \cdot 10^{-10}$ ; dieselben können wir wenigstens angenähert als richtig betrachten, wenn wir daran denken, daß für  $N$  der Wert  $70 \cdot 10^{22}$  gewählt ist. Drei Messungen liefern Werte, die ungefähr in der Nähe von  $2 \cdot 10^{-10}$  liegen; zwei Beobachtungen ergeben Werte von ungefähr  $1 \cdot 10^{-10}$  und aus einer Beobachtung folgt der Wert  $0,5 \cdot 10^{-10}$ . Seine Bestimmung der Reihe von multiplen Beziehungen, durch welche er den größten gemeinschaftlichen Teiler  $(v_1 + v_2)_0$  [siehe Gleichung (29)] erhält, ist jedoch so unsicher, daß er die Frage aufwirft, ob es überhaupt einen größten gemeinschaftlichen Teiler gibt; und das trotz der Tatsache, daß nunmehr alle Beobachter — jetzt wenigstens ein Dutzend, darunter Ehrenhaft selbst — finden, daß diese strengen ganzzahligen Beziehungen unveränderlich gelten. Eine Unsicherheit in  $(v_1 + v_2)_0$  [s. Gleichung (29)] bedeutet aber eine gleiche Unsicherheit in  $Ne$ . Die sehr niedrigen Werte von  $Ne$  ( $1/10$  des wirklichen Wertes), welche Konstantinowsky erhielt, rühren demnach meines Erachtens davon her, daß er einen falschen Wert von  $(v_1 + v_2)_0$  wählte. Aber bei den Größenverhältnissen seines Apparates und bei der Kleinheit seiner Teilchen braucht man sich nicht zu wundern, daß er einen größten gemeinsamen Teiler für die Geschwindigkeitsreihen nicht finden kann. Es sind schon mehr Beobachtungen an einem Teilchen nötig, als er sie für gewöhnlich macht, wenn man ihn mit Sicherheit ermitteln will, wo doch die Brownschen Bewegungen so groß sein müssen wie bei seinen Teilchen und wo die Feldstärken so gering sind (in einigen Fällen nur 9 Volt bei einem Abstände der Kondensatorplatten von 2 mm), und wo die Teilchen so verhältnismäßig hoch geladen sind.

Wenn die Werte von  $e$  und  $a$  einmal nach den Fallgesetzen berechnet werden und dann nach der Brownschen Bewegung, so weichen die Ergebnisse um so mehr voneinander ab, je kleiner

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. **46**, 261—294 (1915) (s. S. 292.)

diese Teilchen zu sein scheinen; das kann man wohl erwarten, wenn die betrachteten Teilchen an der Oberfläche Verunreinigungen aufweisen, oder wenn sie nicht rein kugelförmig sind, oder wenn sie überhaupt nicht aus Quecksilber bestehen. In diesem Zusammenhange müssen wir uns wohl vergegenwärtigen, daß bei allen diesen Untersuchungen außerordentlich dichte Stoffe, wie Quecksilber oder Gold, benutzt wurden, welche im elektrischen Ofen verflüchtigt worden waren; dabei ist es nun leicht möglich, daß man von Teilchen annimmt, sie bestehen aus Gold oder Quecksilber, während das in Wirklichkeit nicht zutrifft. Und diese Teilchen liefern dann die sehr niedrigen Werte von  $e$  und  $a$ . Da heißt es natürlich sehr vorsichtig sein.

Wichtig ist auch die Tatsache, daß in den Arbeiten <sup>1)</sup> von Ehrenhaft sehr häufig die gewöhnlichen Werte von  $e$  sich finden, während diese auffälligen Tröpfchen nur ab und zu auftreten.

Man überlege außerdem noch folgendes: Die Ergebnisse unserer Untersuchungen an den Öltröpfchen stimmen untereinander schön überein und lassen sich leicht beliebig oft wiederholen; Ehrenhaft aber und seine Schüler veröffentlichten niemals Beobachtungsreihen an irgend zwei Tröpfchen, welche den nämlichen Wert von  $e$  liefern, vielmehr finden sie nur Unregelmäßigkeiten und auffälliges Verhalten <sup>2)</sup>, gerade so, wie man es erwarten muß, wenn man mit Teilchen arbeitet, die nicht gleichartig sind, oder aber mit solchen, an welche sich Staubteilchen angelagert haben. Wenn man das alles überlegt, so muß man sich wundern, warum niemals irgend eine andere Erklärung erdacht wurde als diejenige, welche die Unregelmäßigkeiten auf das Vorhandensein von Fremdkörpern zurückführt — und diese letztere Theorie erklärt doch alles. Während unserer Arbeiten mit Quecksilbertröpfchen im Ryerson-Laboratorium haben wir in der Tat gefunden, daß die

<sup>1)</sup> „Die bei größeren Partikeln unter gewissen Umständen bei gleicher Art der Erzeugung häufig wiederkehrenden höheren Quanten waren dann etwa als stabilere räumliche Gleichgewichtsverteilungen dieser Subelektronen anzusehen, die sich unter gewissen Umständen ergeben.“ Wien. Ber. **123**, 59.

<sup>2)</sup> Eine Übersicht über die ganze Frage ist gegeben in den Tabellen in Ann. d. Phys. **44**, 693 (1914); **46**, 292 (1915). Dieselben seien allen jenen empfohlen, welche diese Frage aufmerksam verfolgen wollen; denn die Zahlen selbst sind so auffällig, daß eine Besprechung derselben überflüssig ist.

anfänglich sehr rasche Verdunstung allmählich aufhört, gerade so, als ob die Tröpfchen sich mit einer fremden Schicht überzogen hätten, welche jeden weiteren Verlust verhindert. Schidlof und Karpowicz finden, daß ihre Quecksilbertröpfchen ganz die gleichen Verdunstungserscheinungen zeigen, ob sie nun in reinstem Stickstoff oder in Luft sich befinden. Ehrenhaft selbst weist bei der Besprechung der Brownschen Bewegung seiner Metallteilchen darauf hin, daß diese zuerst größere und dann mit der Zeit<sup>1)</sup> immer kleinere und kleinere Bewegungen auszuführen scheinen. Gerade das muß sich aber zeigen, wenn der Halbmesser durch Anlagerung einer fremden Schicht vergrößert wird.

Was sagt nun Ehrenhaft zu diesen doch recht einleuchtenden Darlegungen über die Ursachen seiner abweichenden Schlußfolgerungen? Nichts anderes, als daß er allen Sauerstoff fernhielt, und daß folglich Oxydationshäutchen unmöglich seien. Aber seine Metallteilchen stellt er doch dadurch her, daß er einen elektrischen Bogen zwischen Metall-  
elektroden übergehen läßt. Dabei werden, wie jedermann weiß, alle möglichen okkludierten Gase in Freiheit gesetzt. Überdies gehen im elektrischen Lichtbogen ganz besonders leicht chemische Umsetzungen vor sich, so daß hier Gelegenheit genug zur Bildung aller Arten von höheren Nitriten geboten ist. (Es ist ja bereits oftmals nachgewiesen worden, daß solche Verbindungen in den Gasen, die mit dem elektrischen Bogen in Berührung waren, vorkommen.) Ehrenhaft sagt ferner, daß er größere Quecksilbertröpfchen photographierte: er fand sie kugelförmig und frei von Oxyden. Aber daraus, daß einige Tröpfchen aus reinem Quecksilber bestehen, dürfen wir doch nicht schließen, daß es alle sind.

Wenn ferner große Tröpfchen, welche er sehen und messen kann, aus Quecksilber sind, so folgt daraus noch lange nicht, daß die submikroskopischen Teilchen notwendigerweise auch Kügelchen von reinem Quecksilber sind. Mit einem Wort, was Ehrenhaft als Beweis für die Kugelform und für die Reinheit seiner Teilchen anführt, ist vollkommen wertlos, wenn es auf die Teilchen ange-

---

<sup>1)</sup> „Wie ich in meinen früheren Publikationen erwähnt habe, zeigen die ultramikroskopischen Metallpartikel, unmittelbar nach der Erzeugung beobachtet, eine viel lebhaftere Brownsche Bewegung als nach einer halben Stunde.“ Phys. Zeitschr. **12**, 98 (1911).

wendet wird, auf welche es hier vor allem ankommt: diese haben ja nach seinen Angaben Halbmesser von der Größenordnung  $10^{-6}$  cm, was einige hundert Mal unterhalb der Grenzen des Auflösungsvermögens liegt.

#### 4. Die Bedeutung der Wiener Arbeiten für die Frage, ob es Subelektronen gibt.

Nehmen wir nun für einen Augenblick einmal an, daß diese Forscher wirklich mit Teilchen von reinem Quecksilber und reinem Gold arbeiteten, wie sie sagen; nehmen wir ferner an, daß die Beobachtungsfehler und die Wirkungen der Verdunstung für die niedrigen Werte von  $Ne$  nicht verantwortlich sind. Welche Schlüsse darf man dann wirklich mit Recht aus ihren Zahlen ziehen? Offenbar nur folgende:

1. Die Gleichung, welche Einstein über die Brownsche Bewegung aufstellte, ist nicht allgemein anwendbar.
2. Das Gesetz, nach welchem so kleine geladene Teilchen sich in der Luft bewegen, ist bis jetzt nicht vollständig bekannt.

Das würde unter den eben gemachten (allerdings nicht zutreffenden) Voraussetzungen aus den Beobachtungen von Ehrenhaft folgen — das und sonst gar nichts.

Solange jene Forscher finden, daß einfache streng ganzzahlige Beziehungen zwischen den jedesmaligen Ladungen eines bestimmten Teilchens bestehen, wenn seine Ladung entweder durch das Einfangen von Ionen oder durch den unmittelbaren Verlust von Elektronen sich ändert — und auch Ehrenhaft hat das gefunden —, müssen die Ladungen dieser Ionen genau die gleichen sein, wie die Ionenladungen, welche ich sorgfältig gemessen habe und für welche ich übereinstimmend immer wieder den Wert von  $4,77 \cdot 10^{-10}$  elektrostatischen Einheiten fand. Denn die Wiener Beobachter fangen bei ihren Versuchen genau die nämliche Art von Ionen, welche ich bei meinen Versuchen gefangen und gemessen habe: diese Ionen werden ja bei ihren und bei meinen Versuchen auf ganz die gleiche Art erzeugt. Es wäre aber doch offenbar ganz sinnlos, wollte man annehmen, daß diese nämlichen Ionen verschiedene Arten von Ladungen haben, je nachdem sie von einem großen oder von einem kleinen Tröpfchen eingefangen werden.

Wenn es aber nicht ganz genau die gleichen Ionen sind, welche eingefangen werden, dann bleibt nichts anderes übrig, als nachstehende Annahme zu machen, um die Versuchsergebnisse mit der Tatsache in Einklang zu bringen, daß eben diese ganzzahligen Beziehungen strenge bestehen, wie sie durch Ehrenhaft ebensogut wie durch mich festgestellt wurden:

In der Luft kommt eine unendliche Anzahl von verschiedenen Arten von Ionenladungen vor, entsprechend einer unendlichen Anzahl von allen möglichen Halbmessern der Tröpfchen; wenn ein starkes elektrisches Feld alle diese Ionen gegen ein gegebenes Tröpfchen treibt, so wählt dasselbe in jedem Falle gerade jene Ladung aus, welche seinem besonderen Halbmesser entspricht.

Eine solche Annahme aber ist doch zu ungeheuerlich; ihr widersprechen auch meine Versuche: ich habe ja verschiedentlich bewiesen, daß man mit einem gegebenen Werte von  $\frac{l}{a}$  genau den nämlichen Wert von  $e_1$  erhält, ob man nun mit großen oder mit kleinen Tröpfchen arbeitet.

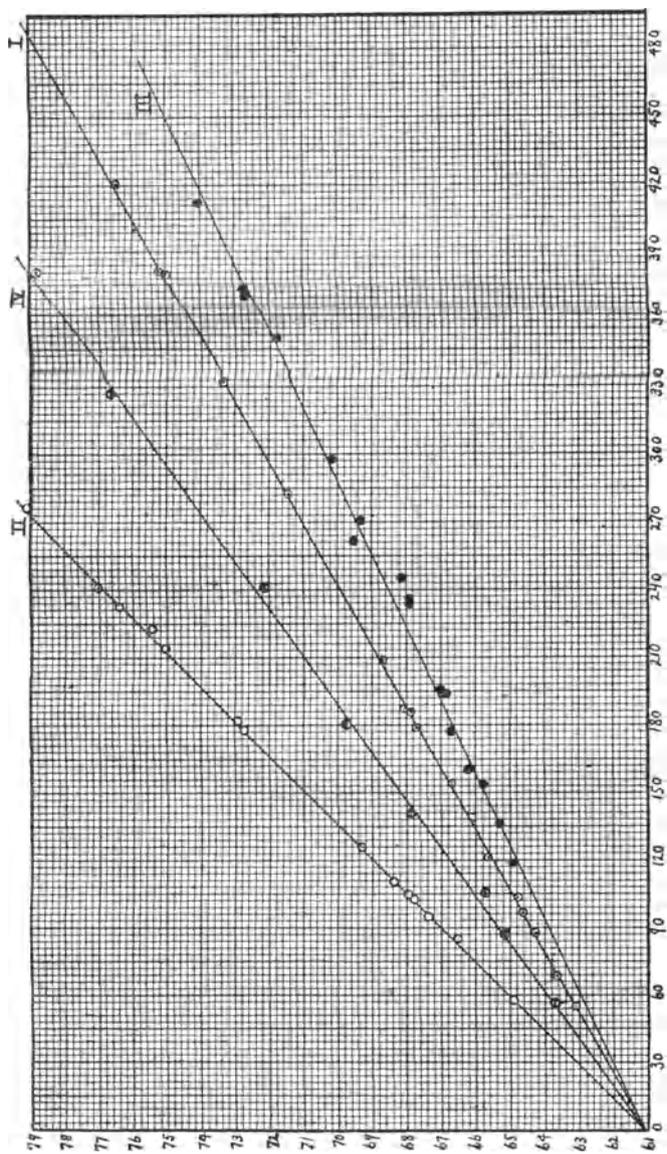
## 5. Neue Untersuchung über die Unveränderlichkeit von $e$ .

Um die Frage, ob  $e$  unveränderlich ist, ganz eingehend zu prüfen, stellte ich weitere Messungen an; die Versuchsanordnung ist zwar die gleiche wie früher, die Größe der Teilchen wählte ich aber nunmehr so, daß sie sich an den Bereich der Größenordnung der Teilchen von Ehrenhaft anschließt. Dabei habe ich die Natur und die Dichte sowohl des Gases wie der Tröpfchen in weiten Grenzen verändert.

Fig. 13 I zeigt den Verlauf der neuen Versuche an Öltröpfchen in Luft, Fig. 13 II stellt ähnliche Versuche in Wasserstoff dar. Die Halbmesser dieser Tröpfchen liegen zwischen 0,000 025 und 0,000 23 cm — sie sind nach der sehr genauen Methode berechnet, welche in Phys. Rev. 2, 117 (1913) beschrieben ist. Der Bereich der Teilchen von Ehrenhaft liegt zwischen 0,000 008 und 0,000 025 cm. Man sieht, daß das Verhalten dieser Tröpfchen ohne Ausnahme durch die Geraden I und II von Fig. 13 dargestellt wird; sie liefern deshalb alle genau die nämlichen Werte von  $e^{2/3}$

$e_1^2/3 \cdot 10^{-8}$

Fig. 13.



nämlich  $61,1 \cdot 10^{-8}$ . Die Einzelheiten der Messungen, welche den früheren ganz ähnlich sind, sollen hier nicht noch einmal wieder gegeben werden.

Nichts — aber auch gar nichts — deutet darauf hin, daß der Wert von „ $e$ “ kleiner wird, wenn „ $a$ “ abnimmt. Die Punkte dieser zwei Geraden stellen aufeinanderfolgende Beobachtungsreihen dar; nicht ein einziges Tröpfchen ist ausgelassen; alle Beobachtungen, sowohl die in Luft wie die in Wasserstoff, sind berücksichtigt. Wir finden hier wiederum die völlige Gleichförmigkeit und Übereinstimmung, wie wir sie in unserer Arbeit mit Öltröpfchen erreichten.

Quecksilbertröpfchen zeigen ein ähnliches Verhalten; dies wurde, allerdings einigermaßen unvollkommen, durch die ursprünglichen Beobachtungen gezeigt, welche ich über Quecksilber<sup>1)</sup> veröffentlichte. Die Schlußfolgerungen, zu denen ich dort kam, fand ich seitdem vollständig bestätigt. Man kann unter geeigneten Vorsichtsmaßregeln Quecksilbertröpfchen herstellen, welche sich ebenso gleichmäßig verhalten wie die Öltröpfchen; dies zeigt Fig. 13 III; sie stellt die Werte dar, welche erhalten würden, indem in die Beobachtungskammer über dem Loche  $p$  in der oberen Platte (Fig. 3, S. 62) eine Wolke von Quecksilbertröpfchen eingeblasen wurde, welche durch die Kondensation von Dampf, der aus siedendem Quecksilber aufstieg, entstanden. Diese Ergebnisse fand John B. Derieux im Ryerson-Laboratorium mit meinem Apparate. Da hier immer atmosphärischer Druck herrschte, so folgen die Tröpfchen ihrer Größe nach von links nach rechts; die größten haben einen Durchmesser ungefähr dreimal so groß als die kleinsten, deren Halbmesser  $0,000\ 032\ 44$  cm ist. Die Arbeit ist veröffentlicht in Phys. Rev., Dezember 1916. In Fig. 13 IV sind ähnliche Messungen dargestellt, welche Dr. J. Y. Lee mit meinem Apparate an festen Kügelchen von Schellack, welche durch Luft fielen, erhielt<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **32**, 389–390 (1911).

<sup>2)</sup> Die Ergebnisse, welche Fig. 13 zeigt, machen keinen Anspruch auf die Genauigkeit, welche die in Tabelle XI und Fig. 10 dargestellten erreichen. Für die Kalibrierung des Hippchronoskops und des Voltmeters wurden keine besonderen Vorsichtsmaßregeln getroffen; kleine Fehler, welche später in diesen Kalibrierungen entdeckt wurden, haben zur Folge, daß die Neigung der Geraden I in Fig. 13 nicht ganz mit der Neigung in Fig. 10 übereinstimmt.

Diese Ergebnisse beweisen endgültig und vollkommen streng die Richtigkeit der Behauptung, daß der Wert des Elektrons keineswegs von dem Gase abhängt, in welchem das Teilchen fällt, oder von dem Material oder von dem Halbmesser des Tröpfchens, von welchem das Elektron eingefangen wird, auch dann nicht, wenn jenes Tröpfchen aus Quecksilber besteht, oder wenn es so klein ist, wie einige von jenen, mit denen Ehrenhaft seine abweichenden Ergebnisse erhielt. Wenn das bei seinen Tröpfchen der Fall zu sein scheint, so kann die Ursache unmöglich in wirklichen Schwankungen der Ladung des Elektrons gefunden werden, außer, man will die Gültigkeit meiner Ergebnisse vollständig in Abrede stellen. Diese Ergebnisse sind aber nunmehr in ihren wesentlichen Zügen durch eine Menge von Beobachtern, darunter Professor Ehrenhaft selbst, nachgeprüft worden.

Übrigens steht die Ansicht von Ehrenhaft nicht nur mit meinen Ergebnissen in Widerspruch, sondern auch mit allen jenen Versuchen, welche — wie die von Rutherford-Geiger und von Regener — die Messung der Ladungen zum Ziele haben, welche die  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen mit sich führen; denn diese sind ganz außerordentlich vielmal kleiner als irgendwelche Teilchen, die Ehrenhaft benutzte. Wenn der Wert der Einheit, aus welcher sich eine Ladung aufbaut, um so kleiner und kleiner würde, je geringer die Kapazität des Körpers ist, auf welchem sie sich findet (so behauptet nämlich Ehrenhaft), dann müßten diese Ladungen der  $\alpha$ -Teilchen im Vergleich mit den Ladungen auf unseren Öltröpfchen ganz außerordentlich winzig sein. Davon ist aber in Wirklichkeit keine Rede: die Ladung des  $\alpha$ -Teilchens ergibt sich genau zweimal so groß wie die Ladung, welche ich bei meinen Versuchen mit den Öltröpfchen finde.

Wenn wir zum Schlusse noch einmal auf die Frage zu sprechen kommen, ob es Subelektronen gibt oder nicht, so können wir jetzt mit vollem Vertrauen versichern, daß die Versuche von Ehrenhaft nicht den mindesten Beweis für das Vorhandensein von Ladungen, die kleiner als das Elektron sind, erbringen. Wenn alle seine Annahmen über die Natur seiner Teilchen richtig wären, so würden seine Versuche einfach besagen, daß die Gleichung, welche Einstein über die Brownsche Bewegung entwickelte, keine allgemeine Gültigkeit besitzt, und daß das wirkliche Bewegungs-

gesetz kleiner geladener Teilchen von dem Gesetze, welches er annahm, vollkommen verschieden ist. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß eine dieser Folgerungen aus seinen Versuchen abgeleitet werden kann; denn Nordlund<sup>1)</sup> und Westgren<sup>2)</sup> haben offenbar die Gleichung von Einstein in Flüssigkeiten an sehr viel kleineren Teilchen, als sie Ehrenhaft benutzte, bestätigt. Andererseits konnte ich bei meinen Arbeiten mit Teilchen, die nur  $2 \cdot 10^{-5}$  cm groß waren, und mit Werten von  $\frac{l}{a}$  vom Betrage 135, der sehr viel größer ist als irgend ein Wert, der in der Arbeit von Ehrenhaft und von seinen Schülern auftritt, keinen Hinweis auf ein Bewegungsgesetz finden, welches von jenem, das ich im Jahre 1913 veröffentlichte, wesentlich verschieden ist.

Bis zur Stunde gibt es also keinen Beweis für das Vorhandensein eines Subelektrons.

---

## 9. Abhandlung.

### Der Aufbau des Atoms.

In den bisherigen Abhandlungen haben wir gesehen, wie im Zeitraum von etwa 20 Jahren neben der Welt der Moleküle und Atome, welche schon dem 19. Jahrhundert bekannt war, noch eine ganz neue Welt entdeckt wurde, die der Elektronen. Daß es eine solche Welt gibt, hätte sich vor 20 Jahren noch niemand träumen lassen. Die bisherigen Erfahrungen haben uns gelehrt, daß aus jeder Art von neutralen Atomen diese Elektronen mit Hilfe von Röntgenstrahlen losgelöst werden können. Daraus müssen wir schließen, daß diese Elektronen Bestandteile von allen Atomen sind. Freilich haben wir bis jetzt noch keinen Versuch gemacht, zu entscheiden, ob es die einzigen Bestandteile sind.

Wir haben uns bisher mit der Erforschung der Eigenschaften dieser Elektronen beschäftigt und gefunden, daß es zwei Arten gibt: negative und positive; beide Arten sind einander vollkommen

---

<sup>1)</sup> Zeitschr. f. phys. Chem. 87, 40 (1914).

<sup>2)</sup> Inaug.-Diss. von Arne Westgren, Untersuchungen über Brownsche Bewegung, Stockholm 1915.

gleich hinsichtlich der Größe der Ladung; dagegen sind sie durchaus verschieden hinsichtlich ihrer Trägheit oder Masse: das negative Elektron ist für gewöhnlich an eine Masse gebunden, welche nur der 1845. Teil von der Masse des leichtesten der bekannten Atome, d. h. des Wasserstoffatoms ist. Das positive Elektron dagegen erscheint stets in Verbindung mit einer Masse, welche niemals kleiner ist als die des Wasserstoffatoms. Wir haben gesehen, wie man die Elektronenladung für sich allein erhalten und genau messen kann; diese Arbeiten bildeten gewissermaßen den Schlüssel, welcher uns das Tor zur Erforschung von vielen anderen physikalischen Größen öffnete, die sonst der Messung unzugänglich sind.

In dieser Abhandlung soll ein neues Wissensgebiet behandelt werden, welches uns ebenfalls durch die Messungen am Elektron erschlossen wurde. Im besonderen soll hier geschildert werden, was der Physiker über die Zahlen, über die Ausmaße, über die gegenseitige Lage der Elektronen als Bestandteile der Atome entdecken konnte, indem er mit seinen neuesten Forschungsmitteln: mit den Röntgenstrahlen, mit den Strahlen der radioaktiven Körper, mit dem ultravioletten Lichte in das Innere der Atome hineinleuchtete. Wir wollen vor allem sehen, wie weit wir bis jetzt in der Beantwortung der Frage gekommen sind, ob die Elektronen die einzigen Bausteine der Atome sind.

## 1. Die Größe der Atome.

Die Messung der Elektronenladung zeitigte unter anderem folgendes wichtige Ergebnis: Es konnte jene Größe bestimmt werden, welche als Durchmesser des Atoms bezeichnet wird, und zwar mit einer Schärfe und Genauigkeit, welche bis dahin nicht erreicht worden war.

In Abhandlung 5 sahen wir, daß die Bestimmung von  $e$  uns gleichzeitig darüber genaue Auskunft gibt, wie viele Moleküle in 1 ccm Gas enthalten sind. Vorher wußten wir ja allerdings schon mancherlei über die relativen Durchmesser von verschiedenen Molekülen; denn bereits seit 100 Jahren ist bekannt, daß verschiedene Gase bei gleichem Druck und gleicher Temperatur in 1 ccm die nämliche Anzahl von Molekülen aufweisen (Satz des Avogadro). Nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie

fliegen die Moleküle beständig hin und her; sie stoßen aneinander und an die Wände des einschließenden Gefäßes und werden wieder zurückgeworfen; der Mittelwert der Strecke, welche ein solches Teilchen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen mit benachbarten Molekülen zurücklegt, wird von der Größe dieses Teilchens abhängen. Je größer sein Durchmesser ist, um so kleiner wird jene Wegstrecke zwischen zwei Zusammenstößen sein; jedermann weiß, daß diese Größe im Fachausdruck „die mittlere freie Weglänge“ heißt. Diese mittlere freie Weglänge  $l$  in verschiedenen Gasen muß also ein Maß für den Querschnitt der Moleküle darstellen — und zwar muß  $l$  diesem Querschnitt umgekehrt proportional sein. Die strenge Gleichung kann leicht abgeleitet werden. (Siehe Anhang E.)

Es ist

$$l = \frac{1}{\pi n d^2 \sqrt{2}} \dots \dots \dots (31)$$

Hier ist

$d$  = Durchmesser der Moleküle,

$n$  = Anzahl der Moleküle in 1 ccm Gas,

$l$  = mittlere freie Weglänge.

$l$  aber konnte man schon seit langem messen; denn von dieser Größe hängt ja die innere Reibung des Gases in hohem Maße ab. Man braucht also nur die innere Reibung verschiedener Gase zu bestimmen; dann kann man die entsprechenden Größen  $l$  berechnen und damit auch nach Gleichung (31) die relativen Durchmesser  $d$ ; denn  $n$  ist ja für alle Gase von gleichem Druck und gleicher Temperatur gleich groß. Der absolute Wert von  $d$  kann aber erst dann gefunden werden, wenn der absolute Wert von  $n$  bekannt ist. Wenn in Gleichung (31) der Wert von  $n$  eingesetzt wird, der sich bei der Bestimmung von  $e$  nach Abhandlung 5, (siehe Tabelle S. 229) ergab, dann findet man für den Durchmesser des Atoms des einatomigen Heliumgases den Mittelwert  $2 \cdot 10^{-8}$  cm.

Der Durchmesser des zweiatomigen Wasserstoffmoleküls ist ein wenig größer, der Moleküldurchmesser der zweiatomigen Gase Sauerstoff und Stickstoff ist um etwa 50 Proz. größer<sup>1)</sup>. Demnach ist der Durchmesser eines einzelnen Wasserstoffatoms etwas kleiner und der eines einzelnen Sauerstoff- oder Stickstoffatoms etwas

---

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **32**, 397 (1911).

größer als der Durchmesser des Heliumatoms. Ein paar Worte mögen angefügt sein, was man unter Mittelwert des Moleküldurchmessers zu verstehen hat. Die Moleküle sind in beständiger Bewegung und stoßen aneinander. Im Augenblicke, wo zwei Moleküle zusammenstoßen, haben ihre beiden Mittelpunkte den kleinstmöglichen Abstand; der Mittelwert dieser Strecke (d. h. der kleinste Abstand der Mittelpunkte der Moleküle im Augenblicke des Zusammenstoßes) soll als Moleküldurchmesser gelten — das und sonst gar nichts soll mit jenem Worte gemeint sein.

Der Grund, warum zwei Gasmoleküle, deren Schwerpunkte einander bis auf etwa  $2 \cdot 10^{-8}$  cm nahe kommen, sich gegenseitig abstoßen, dürfte nach unseren derzeitigen Kenntnissen wahrscheinlich darin zu suchen sein, daß das Atom ein Gebilde ist, welches in seinen äußeren Teilen negative Elektronen besitzt. Wenn zwei solche Gebilde mit ihren negativen Elektronen einander bis auf ungefähr diesen Abstand nahe kommen, so müssen sich zwischen jenen Teilchen, welche gleichnamig geladen sind, abstoßende Kräfte geltend machen, obwohl die Atome bei größerem Abstände ohne derartige Kräfte erscheinen. Wenn der Abstand kleiner wird, so nimmt diese Abstoßung sehr rasch zu, bis sie so groß wird, daß sie die Übermacht über die Trägheit der Systeme gewinnt und sie auseinandertreibt.

## 2. Der Radius des Elektrons nach der elektromagnetischen Theorie vom Ursprung der Masse.

Die ersten Schätzungen über das Volumen, welches ein einzelnes Elektron als Bestandteil eines Atoms einnimmt, stützten sich auf die elektromagnetische Theorie über den Ursprung der Masse. Derartige Schätzungen waren selbstverständlich in hohem Maße spekulativer Art, aber sie sind in voller Übereinstimmung mit den Ergebnissen, welche aus unmittelbaren Versuchen folgen; sie erweisen sich als unabhängig von jeder Theorie; sie verdienen ferner vom philosophischen und vom geschichtlichen Standpunkte aus unsere Aufmerksamkeit in hohem Maße. Deshalb sollen jene ersten Schätzungen hier kurz auseinandergesetzt werden.

Rowland hat gezeigt, daß ein elektrisch geladener Körper, der sich bewegt, einen elektrischen Strom darstellt, dessen Stärke der Geschwindigkeit der Ladung proportional ist. Kraft der Eigen-

schaft, welche wir Selbstinduktion nennen, setzt jeder Strom dem Versuche, seine Stärke zu vergrößern oder zu verkleinern, einen Widerstand entgegen. Aus diesen Gründen können wir ohne weiteres einsehen, daß eine elektrische Ladung als solche die Eigenschaft der Trägheit zeigen muß. Trägheit aber ist die einzige unveränderliche Eigenschaft der Materie. Sie ist das quantitative Maß der Materie, und Materie — quantitativ betrachtet — nennen wir Masse. Theoretisch muß also ein elektrisch geladenes Holundermarkkugelchen mehr Masse zeigen, als das gleiche Kugelchen, wenn es ungeladen ist. Wenn wir aber berechnen, um wieviel die Masse eines solchen Kugelchens durch irgend eine Ladung, welche wir ihm wirklich mitteilen können, zunimmt, so finden wir, daß diese Zunahme so außerordentlich klein ist, daß wir nie hoffen dürfen, sie durch den Versuch nachzuweisen. Die Methode dieser Berechnung, welche zuerst J. J. Thomson 1881<sup>1)</sup> entwickelte, ist von unbestrittener Gültigkeit, so daß wir die Richtigkeit der Ergebnisse als ganz sicher hinnehmen können. Wenn wir nun weiterhin diese Entdeckung, daß eine elektrische Ladung die hervorstechendste Eigenschaft der Materie, nämlich Trägheit besitzt, in Verbindung bringen mit jener anderen Entdeckung, daß alle elektrischen Ladungen sich aus elektrischen kleinsten Teilchen aufbauen, welche alle die ganz gleiche Ladung tragen, so sind wir ganz und gar berechtigt, in einem elektrischen Strome den Durchgang einer bestimmten, materiellen, körnigen Substanz durch einen Leiter zu sehen („to consider an electric current as the passage of a definite, material, granular substance along the conductor“). Mit anderen Worten: Die zwei wesentlichen Grundlagen des Seins, Elektrizität und Materie, welche das 19. Jahrhundert noch streng getrennt zu halten suchte, können wir allmählich als verschiedene Äußerungen einer und derselben Sache betrachten.

Wir haben die Richtigkeit der Behauptung darzutun versucht, daß die Elektrizität etwas Materielles ist. Aber haben wir bis jetzt irgend einen Beweis dafür, daß alle Materie elektrischen Ursprungs ist, d. h. daß alle Trägheit den gleichen Ursprung hat wie die Trägheit, welche eine elektrische Ladung aufweist? Die Antwort lautet: Wir haben in diese Dinge wohl

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **11**, 229 (1881).

etwas Einblick, aber wir haben bis jetzt keinen Beweis („we have evidence, but as yet no proof“). Daß dem so ist, schließen wir zwar vor allem aus spekulativen Überlegungen; aber diese Überlegungen stützen sich auf gewisse sehr bedeutsame Tatsachen — und zwar auf folgende:

*a* sei der Radius eines Holundermarkkugelchens; über seine Oberfläche sei eine Ladung *E* gleichmäßig ausgebreitet; die Masse *m* dieser Ladung *E* ist, wie im Anhang D gezeigt ist, gegeben durch

$$m = \frac{2}{3} \frac{E^2}{a} \dots \dots \dots (32)$$

In diesem Ergebnis verdient folgender Punkt unsere besondere Aufmerksamkeit: die Masse ist umgekehrt proportional dem Halbmesser, d. h. also je kleiner die Kugel ist, welcher wir eine gegebene Ladung *E* mitteilen, um so größer erscheint die Masse dieser Ladung. Wenn wir nun irgendwie die nötigen Hilfsmittel hätten, den geringen Zuwachs an Masse zu ermitteln, den ein Holunderkugelchen erfährt, wenn wir es mit einer bekannten Elektrizitätsmenge *E* laden, dann könnten wir aus Gleichung (32) die Größe dieses Holundermarkkugelchens berechnen, selbst wenn wir es auf keine andere Weise sehen oder messen können. In einer ähnlichen Lage sehen wir uns vielfach dem negativen Elektron gegenüber. Wir können seine Masse bestimmen, sie ist gleich dem 1845. Teile der Masse des Wasserstoffatoms. Wir haben seine Ladung genau gemessen, und wir können daraus den Halbmesser *a* der gleichwertigen Kugel berechnen, d. i. jener Kugel, über welche *e* gleichmäßig verteilt sein müßte, damit sie die beobachtete Masse hätte, vorausgesetzt, daß wir annehmen, daß die beobachtete Masse des Elektrons ganz von seiner Ladung herrührt.

Eine solche Annahme erscheint aus zwei Gründen berechtigt:

1. Wir haben gefunden, daß Elektronen Bestandteile von allen Atomen sind, und daß das Aufweisen von Masse eine Eigenschaft einer elektrischen Ladung ist; vom Standpunkte einer einheitlichen Naturauffassung ist es deshalb natürlich einfacher, wenn wir annehmen, daß die ganze Masse eines Atoms von den darin enthaltenen elektrischen Ladungen herrührt, statt daß wir zwei vollkommen verschiedene Arten von Masse voraussetzen, die eine, welche elektrischen Ursprungs ist, und eine andere, welche von irgend einer anderen, davon ganz verschiedenen Ursache herrührt.

2. Wenn die Masse eines negativen Elektrons ganz elektrischen Ursprungs ist, dann kann man aus der elektromagnetischen Theorie zeigen, daß diese Masse von der Geschwindigkeit, mit welcher das Elektron sich gerade bewegt, unabhängig ist, außer wenn diese Geschwindigkeit nahe an die des Lichtes herankommt. Bewegt sich aber das Elektron mit einer Geschwindigkeit, welche zwischen  $\frac{1}{10}$  Lichtgeschwindigkeit und der Lichtgeschwindigkeit selbst liegt, dann muß die Masse sich mit der Geschwindigkeit ändern, und zwar in einer Weise, welche genau vorher berechnet werden kann.

Den weiteren Untersuchungen über jene Theorie kam nun außerordentlich zugute, daß das Radium negative Elektronen gerade mit Geschwindigkeiten ausschleudert, welche genau gemessen werden können und welche zwischen  $\frac{3}{10}$  und  $\frac{98}{100}$  der Lichtgeschwindigkeit liegen. Eine der allerwichtigsten Entdeckungen des 20. Jahrhunderts ist nun folgende<sup>1)</sup>:

In dem angegebenen Bereiche (von  $\frac{1}{10}$  Lichtgeschwindigkeit an aufwärts) stimmt der beobachtete Betrag, um welchen sich die Masse des negativen Elektrons mit der Geschwindigkeit ändert, vollständig mit jenem Werte überein, der sich auf Grund der Annahme berechnen läßt, daß diese Masse vollständig elektrischen Ursprungs ist.

Da bleibt kein Platz mehr für irgend eine andere Art von Masse, welche sich mit dem freien negativen Elektron vereinigen könnte. Das ist der experimentelle Beweis für den elektrischen Ursprung der Masse.

Wir lösen nun die Gleichung (32) nach  $a$  auf; dann finden wir den Halbmesser der Kugel, über welche sich die Ladung  $e$  des negativen Elektrons ausbreiten muß, damit sie die beobachtete Masse aufweist; für diese Größe ergibt sich

$$2 \cdot 10^{-13} \text{ cm,}$$

d. i. etwa  $\frac{1}{50000}$  vom Halbmesser des Atoms ( $10^{-8}$  cm). Von diesem Gesichtspunkte aus betrachtet, stellt das negative Elektron eine Elektrizitätsladung dar, welche auf einen außerordentlich kleinen Raumteil eingeeengt ist. Demnach verhält sich der Halb-

<sup>1)</sup> Bucherer, Ann. d. Phys. 28, 513 (1909).

messer des Elektrons zum Halbmesser des Atoms, wie der Halbmesser der Erde sich zum Halbmesser der Erdbahn verhält.

Beim positiven Elektron können wir aber die Annahme, daß die Masse vollständig elektrischen Ursprungs ist, nicht durch Versuche stützen; denn wir können den positiven Elektronen keine Geschwindigkeiten erteilen, welche an die Lichtgeschwindigkeit herangehen, und wir haben bis jetzt in der Natur nirgends derartige Gebilde kennen gelernt, deren Geschwindigkeit größer als  $\frac{1}{10}$  der Lichtgeschwindigkeit wäre. Wenn wir aber die Versuchsergebnisse am negativen Elektron berücksichtigen, so erscheint es zum mindesten natürlich, daß wir die gleiche Annahme auch auf das positive Elektron ausdehnen. Haben wir aber diesen Schritt einmal getan, so ergibt sich nach Gleichung (32) von selbst, daß  $a$  für das positive Elektron nur etwa  $\frac{1}{2000}$  mal so groß sein kann wie für das negative Elektron, denn  $m$  ist ja für das positive Elektron 2000mal größer als für das negative; mit anderen Worten: die Größe des positiven Elektrons verhält sich (unter den obengenannten Annahmen) zur Größe des negativen Elektrons, wie sich eine Kugel mit dem Halbmesser von etwa 3 km zur Größe der Erde verhält. Wenn wir demnach vom Standpunkte der elektromagnetischen Theorie über den Ursprung der Masse die Größenverhältnisse der negativen und der positiven Bestandteile der Atome betrachten und sie mit den Ausmaßen der Atome selbst vergleichen, so finden wir, daß hier Beziehungen bestehen wie etwa zwischen den Planeten und Planetoiden einerseits und der Ausdehnung unseres ganzen Sonnensystems andererseits. Ganz gleichgültig nun, welchen Wert derartige Berechnungen haben mögen — sie sind erst dadurch möglich geworden, daß jetzt  $e$  bekannt ist.

Durch Methoden, welche mit der elektromagnetischen Theorie über den Ursprung der Masse nichts zu tun haben, wissen wir aber jetzt, daß jene so kleinen Ausdehnungen, welche jene Theorie sowohl für die positiven wie für die negativen Bestandteile der Atome voraussagte, in der Tat richtig sind, obgleich wir keine Gewißheit darüber haben, wieweit die obigen Anschauungen richtig sind.

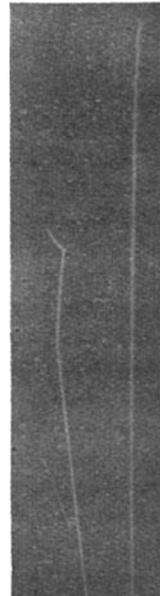
**3. Unmittelbarer experimenteller Beweis dafür,  
daß die elektronischen Bestandteile der Atome über alle  
Maßen klein sind.**

Seit längerer Zeit schon hat man einen unmittelbaren experimentellen Beweis<sup>1)</sup> dafür, daß die geschwindesten  $\alpha$ -Teilchen (oder Heliumatome), welche vom Radium ausgeschleudert werden, eine Luftschicht von ungefähr 7 cm (bei normalem Drucke) auf

Fig. 14.



Fig. 15.



gerader Bahn durchfliegen, bevor sie zur Ruhe kommen, d. h. ihre Reichweite ist 7 cm. Später lernte man  $\alpha$ -Teilchen kennen<sup>2)</sup>, welche eine Reichweite von 11,3 cm haben. Fig. 14 und 15 zeigen die photographischen Aufnahmen der Bahnen solcher Teilchen.

<sup>1)</sup> Bragg, Phil. Mag. **8**, 719, 726 (1904); **10**, 318 (1905); **11**, 617 (1906).

<sup>2)</sup> Rutherford u. Wood, ebenda **31**, 379 (1916).

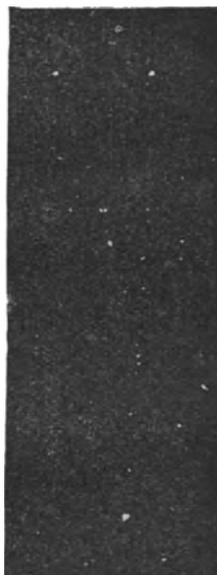
Wir wissen außerdem aus den auf S. 132 angegebenen Gründen, daß diese  $\alpha$ -Teilchen die Luft nicht nach Art einer Kugel durchdringen, d. h. sie schieben die Luftmoleküle nicht einfach beiseite, sondern sie fliegen wirklich durch alle Luftmoleküle, auf welche sie treffen, hindurch. Wenn ein  $\alpha$ -Teilchen eine Luftschicht von 7 cm durchdringt, so dürfte es ungefähr 500 000 mal durch Luftmoleküle hindurchgehen.

Die hochgeschwinden  $\beta$ -Teilchen oder die negativen Elektronen, welche das Radium aussendet, durchfliegen — wie man schon länger weiß — auf gerader Bahn viel größere Luftstrecken als 7 cm. Auch durch Glas- oder Metallschichten von beträchtlicher Dicke gehen sie hindurch, und zwar ohne wesentliche Ablenkung.

Die Bahnen der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen durch Luft können im Lichtbilde festgehalten werden (siehe 6. Abhandlung); denn sie ionisieren einige der Moleküle, durch welche sie hindurchgehen. Diese Ionen verdichten den Wasserdampf auf ihrer Oberfläche; es bilden sich Wassertröpfchen, welche mit Hilfe des Lichtes, das sie reflektieren, photographiert werden können. Fig. 16 zeigt die Bahn eines  $\beta$ -Teilchens, dessen Geschwindigkeit sehr groß ist. In dieser Figur sehen wir etwas rechts von der Mitte eine Gerade von unten nach oben durch ungefähr ein Dutzend von Lichtpunkten angedeutet. Das sind die Bilder von Wassertröpfchen, welche sich um die an diesen Stellen erzeugten Ionen bilden.

Da wir die Größe eines Moleküls und die Zahl der Moleküle im Kubikzentimeter kennen, so können wir wie beim  $\alpha$ -Teilchen die Anzahl der Moleküle berechnen, durch welche ein  $\beta$ -Teilchen hindurchfliegt, wenn es eine bestimmte Strecke zurücklegt. Dieses Bild 16 zeigt uns etwas besonders Merkwürdiges: unser  $\beta$ -Teilchen fliegt durch ungefähr 10 000 Atome hindurch, bevor es einem von den Elektronen, aus denen sich diese Atome aufbauen, so nahe kommt, daß es dieses Elektron aus seinem ursprünglichen Gefüge

Fig. 16.



herausreißt und dadurch ein Ion erzeugt. Das ist ein zwin-  
gender Beweis dafür, daß die Bestandteile der Atome —  
die Elektronen oder was sonst hierfür in Betracht kommt  
— nur einen außerordentlich kleinen Bruchteil des  
Volumens des Atoms einnehmen können. Beinahe der  
ganze Raum eines Atoms muß für ein Elektron, das sich  
mit einer solch ungeheuren Geschwindigkeit bewegt,  
gewissermaßen leer sein.

Fig. 17.



Fig. 17 zeigt die Bahn eines negativen Elektrons, dessen  
Geschwindigkeit viel geringer ist: Vor allem sehen wir, daß  
ein solches Elektron viel häufiger ionisiert; es zieht seine Bahn  
nicht geradlinig, sondern weicht an verschiedenen Punkten aus  
der ursprünglichen Richtung ab. Den Grund für diese beiden  
Erscheinungen können wir leicht aus den Betrachtungen von  
S. 131 f entnehmen. Wir wollen uns diese Verhältnisse noch etwas  
genauer ansehen und vor allem folgenden Fall betrachten:

In unser Sonnensystem möge ein neuer Planet oder sonst ein verhältnismäßig kleiner Himmelskörper eindringen — und zwar mit einer ganz außerordentlich großen Geschwindigkeit; er möge nur eine verschwindend kurze Zeit unserem Sonnensystem angehören; infolgedessen ist die Dauer seiner Einwirkung auf unsere Erde oder auf ein anderes Glied unseres Sonnensystems viel zu gering, als daß er selbst oder unsere Erde aus der bisherigen Bahn in nennenswertem Betrage abgelenkt wird. Wenn aber die Geschwindigkeit dieses Eindringlings kleiner wäre, dann würde der störende Einfluß für beide Teile — für die Bestandteile unseres Sonnensystems sowohl wie für den fremden Himmelskörper — viel verhängnisvoller sein: denn dann würde die Wahrscheinlichkeit viel größer, daß er einen von unseren Planeten aus dem Sonnensystem hinauswirft und daß er selbst aus seiner geraden Bahn eine wesentliche Ablenkung erfährt.

Dieses Bild können wir ohne weiteres auf unseren Fall übertragen: Je langsamer ein negatives Elektron sich bewegt, um so leichter wird es aus seiner Bahn abgelenkt und um so öfter wird es Moleküle, durch welche es hindurchstößt, ionisieren.

Diese Schlußfolgerung wird durch die Versuche sehr schön bestätigt; das zeigen die drei Fig. 18, 19, 20. Es ist seit langem bekannt, daß die Geschwindigkeit der negativen Elektronen, welche durch die Röntgenstrahlen aus den Atomen losgelöst werden, viel geringer ist als die Geschwindigkeit der  $\beta$ -Teilchen des Radiums; die Zickzacklinien auf diesen Figuren sind die Bahnen dieser Elektronen. Sie verändern viel öfter ihre Richtung und sie ionisieren auch viel häufiger als die Strahlen in Fig. 16 und 17.

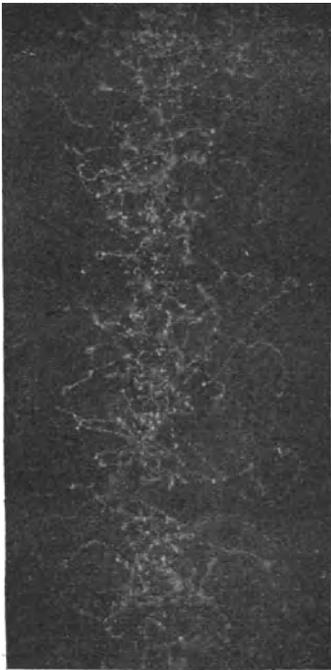
Die Betrachtung der Bahnen der  $\alpha$ -Teilchen (Fig. 14 und 15) zeigt uns von dem Aufbau des Atoms noch mehr. Denn ein  $\alpha$ -Teilchen, das als Heliumatom eine etwa 8000 mal so große Masse

Fig. 18.



als das negative Elektron hat, könnte von einem solchen Elektron, das in einem Atom sitzt, welches das  $\alpha$ -Teilchen durchquert, ebenso wenig abgelenkt werden, wie etwa eine Kanonenkugel von einer Erbse. Nun zeigen aber Fig. 14 und 15, daß die  $\alpha$ -Teilchen am Ende ihrer Bahn häufig plötzliche Ablenkungen und Knicke erfahren; diese können nur durch einen sehr starken Kraftträger

Fig. 19.



im Innern des Atoms verursacht werden, dessen Masse mit jener des Heliumatoms zum mindesten vergleichbar sein muß.

Diese scharfen Umbiegungen, welche manchmal bis zu  $150^\circ$  und  $180^\circ$  betragen, bilden den stärksten Beweis für die Ansicht, daß das Atom einen dichten, positiv geladenen Kern besitzt, um welchen genügend viele Elektronen verteilt sind, so daß das ganze Atom neutral erscheint. Dieser Kern in der Mitte des Atoms, welcher die Anordnung der negativen Elektronen im Atominnern aufrecht hält, nimmt nur einen ganz verschwindend kleinen Raumanteil ein (gerade so, wie wir es oben S. 174 auf Grund der elektromagnetischen Theorie über den Ursprung der Masse für das positive Elektron berechneten). Hierfür spricht am überzeugendsten die Tatsache, daß bei jenen Versuchen die

$\alpha$ -Teilchen durch mehr als 500 000 Atome hindurchgehen und dabei höchstens zwei- oder dreimal einem Kern so nahe kommen, daß sie eine merkliche Ablenkung erfahren. Rutherford berechnete als erster, wie nahe ein  $\alpha$ -Teilchen an einen Atomkern (wie etwa Gold) herankommen muß, damit es so starke Ablenkungen — bis  $180^\circ$  — in seiner Bahn erfährt, daß es in seine alte Bahn zurückgeworfen wird. Bei diesen Rechnungen ging

jener Forscher<sup>1)</sup>, welcher zum Ausbau der Atomkern-Theorie so außerordentlich viel beitrug, von seinen Messungen der Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Teilchen aus und von dem Gesetze, daß geladene Körper aufeinander mit einer Kraft wirken, welche der zweiten Potenz der Entfernung umgekehrt proportional ist. Dieses Gesetz gilt ja — wie wir wissen — für geladene Körper von Ausmaßen, welche klein sind im Vergleiche mit ihrem gegenseitigen Abstände. (Siehe Anhang F.)

Fig. 20.

Für den Durchmesser des Kerns ergaben jene Rechnungen bei Gold (einem der schwersten Elemente) einen Wert von etwa  $10^{-12}$  cm und bei Wasserstoff (dem leichtesten Element) einen Wert von etwa  $10^{-13}$  cm. Das sind aber nur obere Grenzen für die Dimension der Kerne.

Es mag zwar sein, daß die auf Grund der elektromagnetischen Theorie über den Ursprung der Masse durchgeführten Berechnungen der Größe der positiven und negativen Elektronen manchem Leser etwas unsicher erscheinen mögen; aber durch die eben geschilderten unmittelbaren Versuche ist sicher und einwandfrei nachgewiesen, daß die Elektronen, welche Bestandteile eines Atoms sind, im Vergleiche mit der Ausdehnung des ganzen Atoms ebenso klein sind, wie die Sonne und die Planeten klein sind gegenüber der Ausdehnung des ganzen Sonnensystems.



Denken wir nun daran, daß wir Milliarden von Heliumatomen durch eine dünnwandige, stark evakuierte Glasröhre hindurchschießen können, ohne daß irgendwie Löcher entstehen, d. h. ohne daß das Vakuum auch nur im mindesten Grade verschlechtert oder das Glas merklich geschwächt worden wäre; daraus allein schon können wir erkennen, daß das Atom selbst größtenteils „leer“ sein muß; mit anderen Worten: ein Atom muß — ganz ähnlich wie das Sonnensystem — einen über alle Maßen lockeren

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **21**, 669 (1911).

Aufbau haben, und die undurchdringlichen Teile müssen ganz klein sein im Vergleich mit den durchdringbaren Teilen.

Die Anschauung, daß ein Atom für sich den ganzen Raum innerhalb seiner Grenzen inne hat und daß gar nichts anderes dorthin kann, ist durch diese Versuche vollständig widerlegt<sup>1)</sup>. Ein bestimmtes Atom kann ohne Zweifel den nämlichen Raum zur nämlichen Zeit wie irgend ein anderes Atom einnehmen, wenn es nur mit der hinreichenden kinetischen Energie ausgestattet ist. Die gewöhnlichen Energiemengen freilich, wie wir sie in jenen Bewegungen vor uns haben, welche die Moleküle infolge ihres Wärmezustandes ausführen, genügen nicht, um einem Atom die Fähigkeit zu verleihen, die Grenzen eines anderen Atoms zu durchbrechen — daher kommt es ja auch, daß bei den gewöhnlichen mechanischen Versuchen das Atom undurchdringlich erscheint. Ein Teil des Atoms ist allerdings vollkommen undurchdringlich, auch für die  $\alpha$ -Teilchen — das beweisen endgültig jene Versuche, welche wir oben betrachteten; denn zufällig kommt es manchmal vor, daß ein  $\alpha$ -Teilchen diesen Kern zentral trifft; in diesem Falle wird es ohne Ablenkung auf seine alte Bahn zurückgeworfen. Schon oben wurde darauf hingewiesen, daß die Ausdehnung dieses undurchdringlichen Teiles, welche uns ein Maß für die Größe des Kerns gibt, in keinem Falle mehr als den zehntausendsten Teil vom Durchmesser des Atoms ausmacht.

---

<sup>1)</sup> Hier möge sich der Leser daran erinnern, daß bereits im Jahre 1903 Lenard auf Grund seiner Versuche über die Absorption der Kathodenstrahlen die Anschauung aussprach, daß nur ein sehr kleiner Bruchteil des Volumens, welches ein Atom einzunehmen scheint, für schnelle Kathodenstrahlen wirklich undurchdringlich ist; der größte Teil des Atomvolumens ist als leer anzunehmen — durch ihn können die Kathodenstrahlen unbehindert hindurchschießen. Die undurchdringlichen Zentren nennt Lenard Dynamiden: „nicht die negative, sondern auch die positive Elektrizität der Atome ist auf sehr kleine Räume konzentriert“. Siehe Ann. d. Phys. **12**, 714 (1903). Dort hat Lenard bereits weitgehend die Lehre vom Aufbau des Atoms aus elektrischen Quanten vorgetragen und die Ansicht bekämpft, daß das Atom etwas Ganzes, Unteilbares sein soll. Vgl. auch Lenard: Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg 1918, S. 104 ff. (Der Übersetzer.)

#### 4. Die Zahl der Elektronen in einem Atom.

Durch die eben beschriebenen Versuche ist völlig einwandfrei festgestellt, daß ein Atom aus einem dichten, aber sehr kleinen positiv geladenen Kern besteht, welcher eine Anzahl negativer Elektronen in bestimmter Anordnung um sich festhält; daraus können wir schließen, daß die Zahl der negativen Elektronen außerhalb des Kerns so groß sein muß, daß ihre Gesamtladung ebenso groß ist wie die freie positive Ladung des Kerns; denn sonst könnte ja das Atom nicht neutral erscheinen.

Die positive Ladung im Kern ließ sich auf folgendem Wege wenigstens angenähert bestimmen: Unter Zugrundelegung der Erfahrungen, welche die Untersuchungen

1. zur Bestimmung von  $e$ ,
2. zur Bestimmung der genauen Anzahl von Atomen, welche eine bestimmte Gewichtsmenge eines Stoffes enthält,

lieferten, berechnete E. Rutherford<sup>1)</sup>, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein einzelnes Heliumatom um einen bestimmten Winkel aus seiner Bahn abgelenkt wird, wenn es mit bekannter Geschwindigkeit durch ein Goldblättchen, das eine bekannte Anzahl von Atomen in der Flächeneinheit enthält, hindurchfliegt. In diese Berechnung geht ein:

1. die bekannte kinetische Energie des  $\alpha$ -Teilchens,
2. die bekannte Ladung des  $\alpha$ -Teilchens,
3. die bekannte Zahl der Atome im Goldblättchen,
4. die unbekannte Ladung im Kern des Goldatoms.

(Siehe Anhang F.) Geiger und Marsden<sup>2)</sup> führten solche Zählungen im Laboratorium von Rutherford durch: Sie ließen eine bestimmte Anzahl von  $\alpha$ -Teilchen (sagen wir 1000) senkrecht auf ein dünnes Goldblättchen fallen und ermittelten dann mit Hilfe der Szintillationen auf einem Zinksulfidschirm, wie viele dieser  $\alpha$ -Teilchen beim Durchqueren des Goldblättchens um einen bestimmten Winkel abgelenkt worden waren. Aus dieser beobachteten Zahl und aus der Theorie von Rutherford erhielten sie die Zahl der freien positiven Ladungen im Kern des Goldatoms.

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **21**, 669 (1911).

<sup>2)</sup> Ebenda **25**, 604 (1913).

Sie wiederholten sodann ihre Versuche und Berechnungen an vielen Blättchen anderer Metalle; dabei fanden sie, daß in jedem Falle die Zahl der freien positiven Ladungen in den Atomen verschiedener Elemente der Hälfte des Atomgewichtes angenähert gleich ist; das will sagen: der Kern des Aluminiumatoms besitzt ungefähr 13 und der Kern des Goldatoms etwa 100 freie positive Ladungen. Dieses Ergebnis stimmt vorzüglich mit den Schlußfolgerungen überein, welche Barkla<sup>1)</sup> aus Versuchen ganz anderer Art, nämlich aus Versuchen über die Streuung von Röntgenstrahlen zog. Die Versuche von Barkla zeigten, daß die Zahl der streuenden Zentren in einem Atom — d. i. die Zahl der freien negativen Elektronen — ungefähr dem halben Atomgewicht gleich ist. Und diese Zahl muß natürlich gleich der Zahl der freien positiven Elektronen im Kern sein<sup>2)</sup>.

### 5. Die merkwürdige Entdeckung von Moseley.

Die Schlußfolgerungen des letzten Abschnittes sind jedoch nicht ganz streng; sie geben nur einen gewissen Näherungswert. Tatsächlich sprechen innere Gründe in der Arbeit von Geiger und Marsden dafür, daß der Faktor  $\frac{1}{2}$  in jenem Satze etwas zu groß ist. Dagegen fand unsere Aufgabe in der hervorragenden Arbeit eines ausgezeichneten jungen Engländers, Moseley, ihre vollkommene und strenge Lösung. Im Alter von 27 Jahren vollendete er eine der glänzendsten und folgenschwersten Untersuchungen, welche im Laufe der letzten 50 Jahre auf dem Gebiete der Physik durchgeführt wurden. Und solch ein gewaltiger Geist mußte ein Opfer des europäischen Krieges werden. Er fiel im Sommer 1915 in den Schlachten auf Gallipoli.

Im Jahre 1912 machte v. Laue in München als erster den Versuch, mit Hilfe einer Gitteranordnung, wie sie in der Optik schon seit langem üblich ist, die Eigenschaften von sehr kurzwelligen Ätherschwingungen — man nahm von den Röntgenstrahlen damals bereits an; daß sie so etwas sind — zu erforschen. Als Gitter benutzte er einen Kristall; in den Kristallen sind ja die Moleküle<sup>3)</sup> in ganz regelmäßigen Abständen angeordnet.

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **21**, 648 (1911).

<sup>2)</sup> Vgl. hierzu noch die Arbeit von van den Broek, Phys. Zeitschr. **14**, 32 (1913). (Der Übersetzer.)

<sup>3)</sup> Die Atome. (Der Übersetzer.)

Die zwei englischen Forscher Bragg<sup>1)</sup> arbeiteten auf dieser Grundlage weiter und bauten ein Röntgenstrahlen-Spektrometer, mit welchem sie die Wellenlängen der Röntgenstrahlen sehr genau bestimmten, die für verschiedene Metalle charakteristisch sind. Die Zuverlässigkeit dieser Messungen ist lediglich durch die Sicherheit in der Bestimmung von  $e$  begrenzt: diese ganze, neue Aufgabe, die Spektren der Röntgenstrahlen sehr genau auszumessen, stützt sich demnach auf unsere Arbeiten, den Wert von  $e$  möglichst genau zu messen.

Moseley<sup>2)</sup> führte mit größter Sorgfalt die sehr schwierige Untersuchung über die Wellenlängen der charakteristischen Röntgenstrahlen durch, welche erregt werden, wenn Kathodenstrahlen auf Antikathoden aus jenem Element, das jeweils untersucht werden soll, fallen. Für diese charakteristischen Wellenlängen — oder besser gesagt, für ihre charakteristischen Schwingungszahlen — konnte er aus seinen Messungen eine sehr einfache, aber überaus wichtige Beziehung ableiten: Diese Schwingungszahlen bilden die gleiche Art einer arithmetischen Reihe, wie es die Ladungen tun, welche wir auf unseren Öltröpfchen fanden. Diese in ihrer Einfachheit so schöne Beziehung gilt allerdings nicht für die Schwingungszahlen selbst, sondern für die zweiten Wurzeln aus den Schwingungszahlen, aber das ist eine weniger wichtige Sache. Das Ergebnis von Moseley ist folgendes: Wenn man alle bekannten Elemente — soweit sie untersucht wurden — in der Reihenfolge der wachsenden Schwingungszahlen ihrer charakteristischen Röntgenstrahlenspektren anschreibt, so bilden sie eine einfache arithmetische Reihe; jedes Glied derselben wird dadurch aus dem vorhergehenden erhalten, daß immer die nämliche Größe addiert wird.

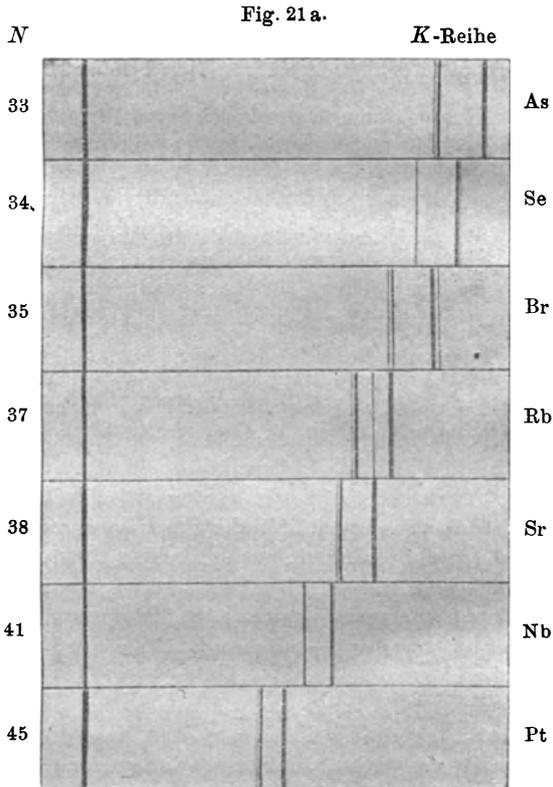
Fig. 21 a und b zeigen Bilder von Röntgenstrahlenspektren von einer Anzahl von Elementen, deren Ordnungszahl am linken Rande angegeben ist. (Unter Ordnungszahl oder Atomzahl versteht man jene Zahl, welche den einzelnen Elementen in der Anordnung von Moseley auf Grund der wachsenden Schwingungszahlen der charakteristischen Röntgenstrahlen zukommt.) Die Bilder sind

---

<sup>1)</sup> Bragg, X-Rays and Crystal Structure, 1915.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. **26**, 1024 (1912); **27**, 703 (1914).

von Siegbahn<sup>1)</sup> aufgenommen. Die Entfernung zwischen dem unabgelenkten „Zentralbilde“ — d. i. die schwarze Linie auf der linken Seite — und zwischen einer gegebenen Linie des Linien-



Photographie der Spektren von charakteristischen Röntgenstrahlen.  
(Nach M. Siegbahn.)

spektrums auf der rechten Seite ist der Wellenlänge der Strahlen, welche jene Linie erzeugen, angenähert proportional.

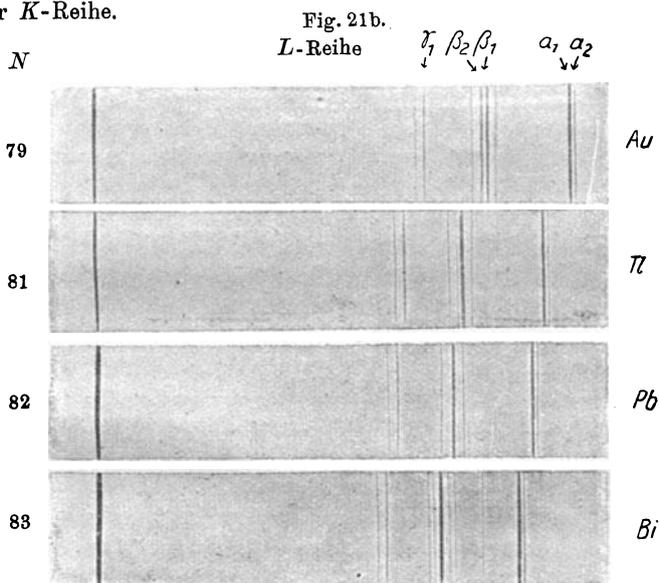
Die Bilder zeigen sehr schön,

1. wie die Atome aller Elemente Spektren von genau der gleichen Art erzeugen,

<sup>1)</sup> Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **13**, 326 (1916).

2. wie die Wellenlängen der entsprechenden Linien abnehmen und damit ihre Schwingungszahlen zunehmen in dem gleichen Maße, wie ihre Ordnungszahl größer wird.

Das Bild auf S. 186 (Fig. 21a) zeigt dieses Fortschreiten für die Strahlen größter Schwingungszahlen, welche jene Atome überhaupt aussenden können — die sogenannte *K*-Reihe; das Bild auf S. 187 (Fig. 21b) zeigt die gleiche Art der Zunahme für die Strahlen mit den nächst niedrigeren Schwingungszahlen — die sogenannte *L*-Reihe; die Wellenlängen der Linien der *L*-Reihe sind gleichmäßig sieben- bis achtmal so groß wie die Wellenlängen der *K*-Reihe.



Photographie der Spektren von charakteristischen Röntgenstrahlen.  
(Nach M. Siegbahn.)

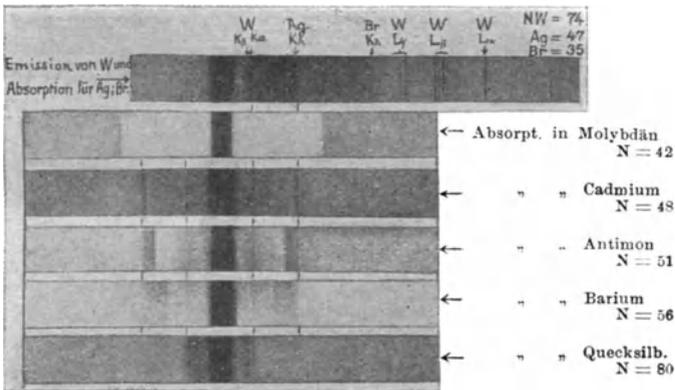
In Fig. 22 und 23 sind einige sehr schöne Aufnahmen von de Broglie-Paris<sup>1)</sup> im Oktober 1916 wiedergegeben. Fig. 22 stellt das Emissionsspektrum der Röntgenstrahlen für Wolfram dar. Es besteht aus einer allgemeinen Strahlung, welche dem weißen Lichte des gewöhnlichen Röntg.-Spektrums entspricht und welche über die

<sup>1)</sup> Compt. rend. **145**, 87, 352 (1916).

ganze Länge des Spektrums als Untergrund sich ausbreitet. Darüber lagern sich zwei Gruppen von Linien. Die zwei *K*-Linien sind hier sehr nahe am unabgelenkten Zentralbilde; denn die Wellenlängen der *K*-Reihe sind hier sehr kurz, da ja Wolfram eine sehr große Ordnungszahl hat, nämlich 74. Weiter rechts folgt die *L*-Reihe der Wolframlinien, welche aus ihrer Ähnlichkeit mit der *L*-Reihe in Fig. 21 b leicht wiedererkannt werden kann. Zwischen den Linien der *K*- und *L*-Reihe sind zwei Absorptionskanten, welche mit *Ag* und *Br* bezeichnet sind.

$K_A$   $K_A$

Fig. 22.



Absorptionsspektren von Röntgenstrahlen. *K*-Reihe. (Nach de Broglie.)

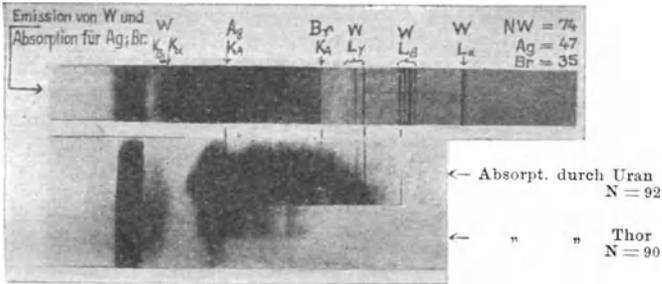
- 1. Bild: Emissionsspektrum des Wolfram (Ordnungszahl  $N = 74$ ).  
 Absorptionsspektrum für Silber ( "  $N = 47$ ).
- 2. Bild: " " Brom ( "  $N = 35$ ).
- 3. Bild: Absorptionsspektrum in Molybdän ( "  $N = 42$ ).
- 4. Bild: " " Cadmium ( "  $N = 48$ ).
- 5. Bild: " " Antimon ( "  $N = 51$ ).
- 6. Bild: " " Barium ( "  $N = 56$ ).
- 7. Bild: " " Quecksilber ( "  $N = 80$ ).

Alle Schwingungen aus der Gesamtstrahlung des Wolframs deren Schwingungszahl (Frequenz) größer ist, als sie der ersteren Grenze entspricht, werden vom Silber absorbiert, die anderen werden durchgelassen. Die andere Grenze *Br* stellt die entsprechenden Verhältnisse für Brom dar. In dem Abdrucke, der  $K_A$

nach dem Lichtbilde angefertigt ist, erscheinen die Teile, welche auf der Platte den absorbierten Stellen entsprechen, selbstverständlich dunkel, die Stellen, wo das Licht durchgelassen wurde, hell.

Unmittelbar darunter (Fig. 22) ist das Spektrum dargestellt, das man erhält, wenn eine Molybdänschicht in den Weg der Strahlen, d. i. vor dem Spalt des Spektrometers eingeschaltet wird. Die Stellen, wo das Molybdän absorbiert, erscheinen natürlich hell, wo das Molybdän durchläßt, dagegen dunkel. Man sieht, daß das Molybdän alle Schwingungen des Röntgenstrahlen-Emissionsspektrums von Wolfram absorbiert, deren Frequenz größer ist als eine be-

Fig. 23.



**Absorptionsspektren von Röntgenstrahlen. L-Reihe. (Nach de Broglie.)**

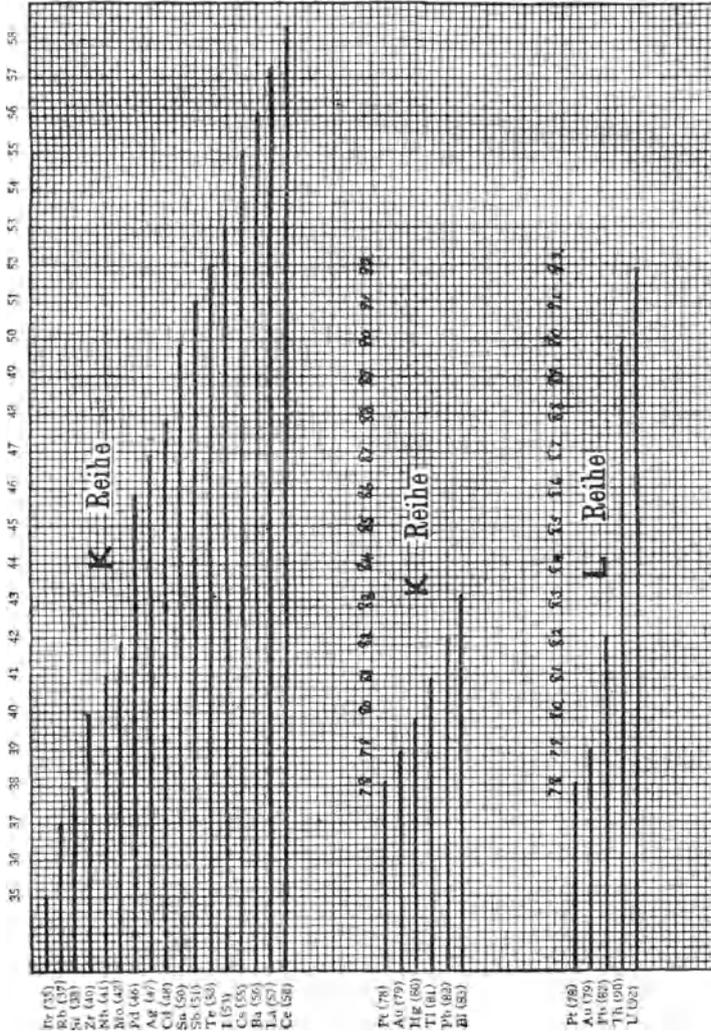
- |          |                                |                           |
|----------|--------------------------------|---------------------------|
| 1. Bild: | Emissionsspektrum des Wolfram  | (Ordnungszahl $N = 74$ ). |
|          | Absorptionsspektrum für Silber | ( " " $N = 47$ ).         |
|          | " " Brom                       | ( " " $N = 35$ ).         |
| 2. Bild: | Absorptionsspektrum in Uran    | ( " " $N = 92$ ).         |
| 3. Bild: | " " Thor                       | ( " " $N = 90$ ).         |

stimmte Schwingung; alle Schwingungen, deren Frequenz kleiner als dieser Grenzwert ist, werden durchgelassen. Diese bemerkenswerte charakteristische Eigenschaft der Absorption von Röntgenstrahlen wurde von Barkla<sup>1)</sup> im Jahre 1909 entdeckt. Die Grenze, bei welcher mit zunehmender Schwingungszahl die Absorption plötzlich beginnt, kommt sehr deutlich zum Ausdruck. Diese Grenze fällt mit der größten Schwingungszahl aus dem Emissionsspektrum des Molybdäns zusammen. De Broglie maß diese kritischen Absorptionsschwingungszahlen für alle schweren Elemente bis zum Thor genau; dadurch erfuhr die K-Reihe eine beträchtliche Er-

<sup>1)</sup> Barkla und Sadler, Phil. Mag. **17**, 749 (1909).

weiterung von dem Element mit der Ordnungszahl  $N = 60$  bis zu  $N = 90$ . Die zwei charakteristischen Absorptionsgrenzen für Silber und Brom erscheinen auf den photographischen Platten bei

Fig. 24.



allen Bildern, wo sie auftreten können, an der nämlichen Stelle. Die anderen Absorptionsgrenzen ändern sich von Element zu Element; sie sind für jedes besondere Element charakteristisch. Wie diese kritische Absorptionsgrenze sich gegen das Zentralbild bewegt in dem Maße, wie die Ordnungszahl allmählich von  $\text{Br} = 35$ ,  $\text{Mo} = 42$ ,  $\text{Ag} = 47$ ,  $\text{Cd} = 48$ ,  $\text{Sb} = 51$ ,  $\text{Ba} = 56$ ,  $\text{W} = 74$ ,  $\text{Hg} = 80$  anwächst, läßt sich in den Bildern von de Broglie sehr schön bis zum Quecksilber verfolgen, wo die Absorptionsgrenze etwas innerhalb der kürzesten der charakteristischen  $K$ -Strahlungen von Wolfram ist. Es muß 12 weitere solche Grenzen zwischen Quecksilber ( $N = 80$ ) und Uran ( $N = 92$ ) geben; de Broglie hat sie bis zum Thor ( $N = 90$ ) gemessen.

Allmählich aber wurde es sehr schwer, hier den  $K$ -Bereich der Schwingungen festzulegen, und zwar deswegen, weil sie dem Zentralbilde so außerordentlich nahe rücken. Man kann dann aber die  $L$ -Strahlen, deren Wellenlänge etwa siebenmal so groß ist, benutzen. Fig. 23 zeigt die Absorptionsgrenze der  $L$ -Strahlen, wie sie de Broglie für Uran und Thor erhielt; auf diese Weise ist durch den unmittelbaren Versuch die Lage eines jeden Elements in der Tabelle von Moseley festgelegt, und zwar bis zum schwersten Element, Uran. Fig. 24 zeigt, wie die zweiten Wurzeln aus den Schwingungszahlen nach den Messungen an den Bildern von de Broglie fortschreiten. Man kann daraus ersehen, daß die Größe der Zunahme sich nur um wenige Prozent ändert, wenn man vom Brom (35) bis zum Uran (92) vorrückt. Die wahrscheinliche Ursache hiervon soll später betrachtet werden.

Die Zahlen in Tabelle XV zeigen, daß die Absorptionsgrenze für die  $K$ -Strahlen in jedem Falle außerordentlich genau mit der kürzesten  $K$ -Linie im Emissionsspektrum der absorbierenden Substanz zusammenfällt; in der  $L$ -Reihe fällt eine der zwei Absorptionsgrenzen in jedem Falle mit der kürzesten  $\beta$ -Linie dieser  $L$ -Reihe zusammen. Die andere Absorptionsgrenze im  $L$ -Bereiche fällt auch in jedem Falle mit einer Emissionslinie zusammen, obwohl die Zahlen bis jetzt zu dürftig sind, als daß es möglich wäre, allgemein festzustellen, welches diese Linie ist.

Diese außerordentlich hohen Schwingungszahlen der Röntgenstrahlen werden vermutlich durch die Schwingungen verursacht, welche von den Elektronen ausgehen, die sich in außerordentlich starken Kraftfeldern befinden, wie man sie in den inneren Teilen

Tabelle XV.  
Vergleich von  $K_\alpha$  und  $K_\beta$ .

$N$	Element	$K_\alpha$	$K_\beta$	$N$	Element	$K_\alpha$	$K_\beta$
35	Br	0,914	0,914	53	J	0,367	(0,380)
37	Rb	0,810	0,813	55	Cs	0,338	(0,345)
38	Sr	0,764	0,767	56	Ba	0,325	(0,333)
40	Zr	0,681	(0,695)	57	La	0,310	(0,319)
41	Nb	0,645	0,657	58	Ce	0,298	(0,304)
42	Mo	0,611	(0,620)	78	Pt	0,150	—
46	Pd	0,503	0,503	79	Au	0,147	—
47	Ag	0,479	0,488	80	Hg	0,143	—
48	Cd	0,458	(0,466)	81	Tl	0,139	—
50	Sn	0,419	(0,419)	82	Pb	0,135	—
51	Sb	0,399	0,408	83	Bi	0,130	—
52	Te	0,383	(0,396)	90	Th	0,098	—

Vergleich von  $L_\alpha$  und  $L_\beta$ .

$N$	Element	$L_\alpha$	$L_\beta$	$N$	Element	$L_\alpha$	$L_\beta$
78	Pt	1,067	1,072	90	Th	0,756	0,750
79	Au	1,037	1,035	92	U	0,719	0,702
82	Pb	0,945	0,948				

des Atoms nahe am Kern voraussetzen kann; die Entdeckung von Moseley weist deshalb mit aller Deutlichkeit darauf hin, daß die Ladung dieses Kerns bei jedem Atom dadurch hervorgebracht wird, daß dem Kern jenes Atoms, welches in der Tabelle von Moseley unmittelbar vorangeht, irgend eine bestimmte unveränderliche Ladung hinzugefügt wird. Diese Vorstellung wird noch bedeutend gestärkt, wenn es sich zeigt, daß — von ein paar Ausnahmen abgesehen, welche wir später betrachten wollen — die charakteristischen Schwingungszahlen der Röntgenstrahlen für die einzelnen Elemente nach Moseley in der nämlichen Reihenfolge sich anordnen wie ihre Atomgewichte.

Eine mächtige Stütze gewinnt diese Anschauung durch nachfolgende neue Entdeckung.

Das periodische System von Mendelejeff zeigt, daß die Anordnung der Elemente nach ihren chemischen Eigenschaften im

allgemeinen mit der Zunahme der Atomgewichte zusammenfällt. Vor einiger Zeit nun erkannte man, daß eine radioaktive Substanz ihren Platz im periodischen System jedesmal um zwei Stellen nach links verschiebt, wenn sie ein doppelt geladenes  $\alpha$ -Teilchen verliert. Wird aber ein einfach geladenes  $\beta$ -Teilchen abgegeben, so rückt sie um eine Stelle nach rechts<sup>1)</sup>; dadurch wird gezeigt, daß der chemische Charakter eines Elements von der Anzahl der freien positiven Ladungen des Kerns abhängt.

Die Reihe von Moseley ist besonders dadurch merkwürdig, daß alle Elemente, die wir zwischen Natrium (Ordnungszahl 11, Atomgewicht 23) und Blei (Ordnungszahl 82, Atomgewicht 207,2) kennen, dort ihren Platz finden, und daß sich in jenem ganzen Bereiche nur vier leere Stellen zeigen.

Im periodischen System sind links vom Natrium gerade zehn bekannte Elemente, ihre Röntgenstrahlenspektren konnten bis jetzt freilich noch nicht aufgenommen werden; aber bei diesen ist es ganz und gar bestimmt und unzweideutig, wie die Atomgewichte und die chemischen Eigenschaften fortschreitend sich entwickeln. Moseleys Arbeit macht es demnach in hohem Maße wahrscheinlich, daß wir fast die ganze Reihe der verschiedenen Arten von Atomen kennen, aus denen die Welt des Physikers und Chemikers sich aufbaut — von Wasserstoff angefangen bis zum Blei, d. i. von der Ordnungszahl 1 bis 82; nur vier Glieder fehlen bis jetzt. Von 82 bis 92 folgen die radioaktiven Elemente, welche beständig ineinander übergehen; daß jenseits der Ordnungszahl 92 (Uran) noch ein Element liegt, ist nicht wahrscheinlich.

Die Reihe von Moseley baut sich auf das Wasserstoffatom auf; das läßt sich aus folgender Berechnung beinahe mit Sicherheit entnehmen. Wir wollen die Entdeckung von Moseley, daß die zweiten Wurzeln aus den höchsten Schwingungszahlen  $n_1, n_2$  usw., welche die einzelnen Atome aussenden, den Kernladungen  $E_1, E_2$  proportional sind, in folgender Form schreiben:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} &= \frac{E_1}{E_2} \\ \frac{\lambda_2}{\lambda_1} &= \frac{E_1^2}{E_2^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (33)$$

<sup>1)</sup> Soddy, Die Chemie der Radioelemente, II, 1914.

Für  $\lambda_2$  setzen wir aus dem Wolframspektrum die Wellenlänge ein, welche der größten Schwingungszahl entspricht: Hull fand hierfür den Wert  $0,185 \cdot 10^{-8}$  cm. Für  $E_2$  nehmen wir 74, die Ordnungszahl des Wolframs, und für  $E_1$  den Wert 1; wir lösen dann obige Gleichung nach  $\lambda_1$  auf und erhalten damit die Wellenlänge der Linie mit der größten Schwingungszahl, die von jenem Element, dessen Kern nur ein einziges positives Elektron hat, ausgestrahlt wird. Die Rechnung ergibt  $\lambda_1 = 101,3 \mu\mu$ .

Lyman hat nun vor einiger Zeit gefunden, daß die Wellenlänge, welche der größten Schwingungszahl in der ultravioletten Reihe der Wasserstofflinien entspricht,  $91,2 \mu\mu$  ist; man hat allen Grund, aus der Form der Balmerreihe, deren Grenzwellenlänge das ist, zu folgern, daß sie der höchsten Schwingungszahl entspricht, deren das Wasserstoffatom fähig ist. Die Übereinstimmung ist keine vollständige, aber sie ist so gut, wie man sie nur erwarten kann, wenn man daran denkt, daß der jeweilige Zuwachs der Reihe von Moseley (siehe Fig. 24 auf S. 190) nicht genau gleich ist.

Es ist demnach beinahe sicher, daß diese ultraviolette Reihe der Wasserstofflinien, welche Lyman entdeckte, nichts anderes ist, als die *K*-Röntgenstrahlenreihe für Wasserstoff. In ähnlicher Weise mag man die gewöhnliche Balmerreihe im sichtbaren Teile des Spektrums, welche bei  $\lambda = 365 \mu\mu$  endet, als die *L*-Röntgenstrahlenreihe für Wasserstoff betrachten. Mit anderen Worten, die gewöhnlichen Schwingungen des Wasserstoffs stellen seine Röntgenstrahlen dar.

Für Wasserstoff entdeckte Paschen eine dritte Reihe im Ultrarot; man kann dieselbe auch als die *M*-Reihe des Wasserstoffs betrachten. Das legt nun den Gedanken nahe, daß es für alle Elemente Reihen mit Wellenlängen gibt, die größer als die der *L*-Reihe sind, und daß die viellinigen optischen Reihen, welche an den Metallbögen beobachtet werden, Teile dieser Reihen mit größeren Wellenlängen sind. In der Tat wurde für sechs von den Elementen mit hoher Ordnungszahl eine *M*-Reihe gefunden.

So haben uns die Versuche von Moseley dem Ziele, das Geheimnis der Spektrallinien aufzuklären, um ein beträchtliches Stück näher gebracht. Sie offenbaren uns deutlich und sicher die ganze Reihe der Elemente vom Wasserstoff bis zum Uran; alle erzeugen Spektra, deren Ähnlichkeit bemerkenswert ist; auf jeden

Fall gilt das für die *K*- und *L*-Strahlungen. Diese Spektren sind regelmäßig über den ganzen Schwingungsbereich verteilt: vom Ultraviolett angefangen, wo die *K*-Linien für Wasserstoff ermittelt wurden, bis zu Schwingungszahlen, welche  $(92)^2$  oder 8464mal so groß sind. Man kann kaum daran zweifeln, daß dieses ganze Gebiet in kurzem der Forschung zugänglich sein wird. Wie glänzend also haben die neuen Arbeiten die Vorhersage gerechtfertigt, daß der Schlüssel zur Erforschung des Atombaues in der Untersuchung der Spektrallinien liegt!

Kurz, die Arbeit von Moseley beweist von einem ganz neuen Standpunkte aus, daß alle diese Elemente eine Familie bilden; jedes Glied derselben ist mit jedem anderen Gliede in einer ganz bestimmten und einfachen Weise verbunden. Man könnte da beinahe meinen, daß der Traum des Thales aus Milet wirklich in Erfüllung gegangen ist und daß wir tatsächlich ein Urelement gefunden haben, aus dem sich alle Elemente aufbauen; und jenes Urelement scheint der Wasserstoff selbst zu sein. Vor hundert Jahren etwa wurde dieser Gedanke bereits von Prout ausgesprochen; er ging hierbei von der Erwägung aus, daß die Atomgewichte der meisten Elemente sehr nahe ganze Vielfache des Atomgewichtes von Wasserstoff sind. Der Satz von Prout wurde nicht allgemein angenommen, weil jene Beziehung sich nicht als streng richtig erwies. Es muß sich natürlich irgendwie aufklären, warum bei den Atomgewichten solche Abweichungen auftreten; wenn die Masse in ihrem Ursprung elektromagnetischer Natur ist, so ist es nicht unmöglich, diese Abweichungen allenfalls dadurch begreiflich zu machen, daß man an eine Überlagerung der elektrischen Felder der elektronischen Bestandteile der Atome denkt. Wenn eine positive und eine negative Ladung ganz genau zur Deckung gebracht werden könnte, so würden ihre Felder vollkommen verschwinden und damit auch ihre Massen, vorausgesetzt, daß Masse nur eine Eigenschaft eines elektrischen Feldes ist. Wir wollen nun überlegen, was eintritt, wenn der positive Kern des Wasserstoffatoms in den Kern eines schwereren Atoms eintritt. Wenn sich dabei dieser Wasserstoffkern sehr enge an negative Elektronen anlagert, wird die Masse jenes Kerns etwas kleiner erscheinen als die Summe der Massen der Wasserstoffatome, welche jener Kern enthält: und das wird auch wirklich gefunden.

Die Tatsache also, daß die Atomgewichte der Elemente sich nicht strenge als ganzzahlige Vielfache darstellen lassen, wurde auf Grund der engen „Aneinanderlagerung“ der Bausteine erklärt. Diese Anschauung wurde etwa um das Jahr 1901 entwickelt, nachdem die Versuche von Kaufmann<sup>1)</sup> die experimentelle Grundlage für die elektromagnetische Theorie des Ursprungs der Masse geschaffen hatten. Darüber schrieben in der Folgezeit Lorentz, Rutherford<sup>2)</sup> und später Harkins<sup>3)</sup>. So können wir es begrifflich finden, warum die Reihenfolge der Elemente nach steigenden Atomgewichten sich mit der Reihe von Moseley nicht vollkommen deckt. (Siehe Anhang H.)

Gleichgültig nun, ob das Wasserstoffatom der Baustein von allen 92 Elementen in der Aufstellung von Moseley ist oder nicht — als sicher können wir annehmen, daß die Anzahl der freien positiven Elektronen im Kern eines Atoms genau der Zahl entspricht, welche den Platz jenes Atoms in der Reihe von Moseley bestimmt. Diese ist im allgemeinen etwas kleiner als die Hälfte des Atomgewichtes: die höchste Zahl in jener Reihe ist 92, das Atomgewicht des entsprechenden Elements, nämlich des Urans — des schwersten Elements, das man kennt —, ist 238,5. Durch die positive Ladung des Kerns wird ohne Zweifel die Anzahl der negativen Elektronen bestimmt, die sich rings um den Kern in den äußeren Teilen des Atoms anordnen. Von dieser Anzahl der negativen Elektronen ist aber, wie man immer deutlicher erkennt, die chemische Affinität des Atoms abhängig und alle seine physikalischen und chemischen Eigenschaften — das Atomgewicht ausgenommen. Aus diesem Grunde nehmen wir jetzt an, daß es zwischen Wasserstoff und Uran keine weiteren Arten von Elementen geben kann als diejenigen, welche den 92 Zahlen in der Tabelle von Moseley entsprechen.

Wie nun diese freien positiven Ladungen im Kern, deren Anzahl zwischen 1 und 92 schwankt, zusammengehalten werden, darüber wissen wir nichts. Sichergestellt sind durch die Versuche nur folgende zwei Sätze:

1. Im Kern eines Atoms sind so viele freie positive Elektronen, als die Ordnungszahl angibt.

---

<sup>1)</sup> Kaufmann, Göttinger Nachr., 8. Nov. 1901.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. **21**, 669 (1911).

<sup>3)</sup> Ebenda **30**, 723 (1915).

2. Eine entsprechende Anzahl von freien negativen Elektronen wird in den Außenteilen des Atoms im Gleichgewicht gehalten.

Wir möchten aber doch auch die Bedingungen kennen lernen, unter denen ein Gebilde, das scheinbar nur aus positiven Ladungen aufgebaut ist, bestehen kann, ohne sofort zu zerfallen. Zur Erklärung können wir daran denken, daß auch im Innern des Kerns negative Elektronen sitzen: es scheint ja wirklich, daß bei verschiedenen radioaktiven Umwandlungen aus dem Kern negative Elektronen losgelöst und herausgeschleudert werden. Betrachten wir ferner das leichteste der zusammengesetzten Atome — das Helium —, dessen Ordnungszahl 2 ist, d. h. sein Kern hat nur zwei freie positive Ladungen; das Atomgewicht des Heliums ist aber 4: wir können uns das so vorstellen, daß der Kern sich in Wirklichkeit aus vier positiven Elektronen aufbaut, welche von zwei negativen Elektronen zusammengehalten werden.

Wenn wir diese Betrachtungsweise verallgemeinern, so würde jeder Kern so viele negative Bindungselektronen enthalten, als die Ordnungszahl angibt; die Anzahl der positiven Elektronen im Kern, welche von jenen zusammengehalten werden, würde zweimal so groß als die Ordnungszahl sein, indem jedes negative Elektron zwei positive bindet. Diese Annahme läßt dann noch — wie es sein muß — die gleiche Anzahl von negativen Elektronen für die äußeren Teile jedes Atoms übrig.

Aber wenn für diese Ansicht auch vieles zu sprechen scheint — wir müssen uns darüber klar sein, daß sie bis jetzt nur auf Spekulation beruht. Mit Sicherheit aber ist so viel bekannt, daß es im Innern eines jeden Atoms eine bestimmte Anzahl der zwei Grundeinheiten, d. i. positive und negative Elektronen, gibt, welche sich voneinander — wie man weiß — in der Größe der Ladung durchaus nicht unterscheiden; dagegen scheinen sie sich ihrer Masse und ihrem Volumen nach zu unterscheiden. Nach der gegenwärtigen Ansicht der Physiker ist das Elektron in seinen beiden Formen der Baustein der subatomistischen Welt. Manche haben das Elektron als das „Ultim-Atom“ der Wissenschaft des 20. Jahrhunderts genannt.

## 6. Das Atommodell von Bohr.

Bis jetzt haben wir darüber noch nichts gehört, ob die Elektronen im Innern des Atoms in Ruhe sind; ob sie sich bewegen; welcher Art diese Bewegung allenfalls ist. Das Wasserstoffatom enthält nun, wie wir sahen, nur ein positives und ein negatives Elektron; es leuchtet ein, daß dieses letztere infolge der Anziehung in den positiven Kern stürzen müßte; das kann offenbar nur dadurch verhindert werden, daß Zentrifugalkräfte den anziehenden Kräften das Gleichgewicht halten. In dem gegenseitigen Verhalten zwischen Erde und Mond ist es ja ebenso. Dementsprechend scheint die Annahme notwendig, daß das negative Elektron um das positive kreist. Eine derartige Bewegung müßte aber normalerweise von einer beständigen Ausstrahlung von Energie begleitet sein; die Schwingungszahlen dieser Strahlung müßten in dem Maße beständig zunehmen, wie das Elektron infolge seines Energieverlustes sich dem Kern mehr und mehr nähert. Doch das Experiment zeigt uns kein derartiges Verhalten, denn soviel wir wissen, strahlt Wasserstoff überhaupt nur, wenn er ionisiert ist. Wenn aber Wasserstoff eine Strahlung aussendet, so entsteht kein kontinuierliches Spektrum, wie es nach obigem Gedankengang sein müßte; es zeigt sich vielmehr ein Linienspektrum, in welchem die Schwingungszahlen, die den verschiedenen Linien entsprechen, miteinander in einer ganz bestimmten Weise verknüpft sind. Diese Beziehung wird durch die Gleichung von Balmer

$$\nu = N \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \cdot \dots \cdot \dots \quad (34)$$

dargestellt. (Fig. 25 zeigt ein solches Linienspektrum des Wasserstoffs.) In Gl. (34) ist  $\nu$  die Schwingungszahl,  $N$  eine feste Zahl,  $n_1$  hat für die Linien im sichtbaren Teil des Spektrums den Wert 2,  $n_2$  hat für die aufeinanderfolgenden Linien die Werte 3, 4, 5, 6 usw. Für die Wasserstoffreihe im Ultrarot, welche Paschen<sup>1)</sup> auffand, ist  $n_1 = 3$ ,  $n_2$  hat der Reihe nach die Werte 4, 5, 6 usw. Lyman<sup>2)</sup> entdeckte die Wasserstoffreihe im Ultraviolett; hier ist  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 2, 3, 4$  usw.

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. **27**, 565 (1908).

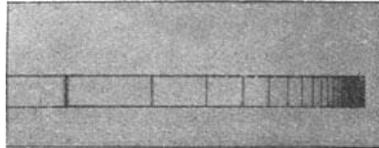
<sup>2)</sup> Spectroscopy of the Extreme Ultraviolet, S. 78.

Da nun 1 die kleinste ganze Zahl ist, so muß diese letztere Reihe, wie oben S. 194 gezeigt wurde, den raschesten Schwingungen des Wasserstoffatoms entsprechen. Die obere Grenze, welcher diese Schwingungszahlen zustreben, ist erreicht für

$$\left. \begin{array}{l} n_1 = 1 \\ n_2 = \infty \end{array} \right\} \text{d. h. für } \nu = N.$$

Auf Grund dieser Tatsachen (abgesehen von der letzten, der Lyman-Entdeckung, welche damals noch unbekannt war) hat Nils Bohr <sup>1)</sup>, ein junger theoretischer Physiker in Kopenhagen, ein Atommodell beschrieben, welches in mehrfacher Hinsicht einen

Fig. 25.



sehr bemerkenswerten Fortschritt darstellt. Dieses Modell war ursprünglich nur für den einfachsten Fall, der überhaupt möglich ist, erdacht, wo ein Elektron um einen positiven Kern kreist. Das ist aber gerade der Fall des Wasserstoffatoms. Von diesem wissen wir nun, daß es eine sehr große Anzahl von verschiedenen Schwingungen aussenden kann.

Um nun die Entstehung dieser großen Anzahl von Linien zu erklären, führte Bohr folgende Annahmen ein:

Erste Annahme von Bohr: Das Elektron kann sich um den Kern nicht bloß auf einer einzigen Bahn, sondern auf einer großen Anzahl von verschiedenen Bahnen bewegen; für jede von diesen Bahnen soll das bekannte Gesetz von Newton gelten, welches in folgender Form angeschrieben wird:

$$\frac{e E}{a^2} = (2 \pi n)^2 m a \dots \dots \dots (35)$$

$e$  = Ladung des Elektrons,  $E$  = Ladung des Kerns,  $a$  = Halbmesser der Bahn,  $n$  = Umlaufzahl,  $m$  = Masse des Elektrons. In dieser Gleichung kommt lediglich die Annahme zum Ausdruck,

<sup>1)</sup> Phil. Mag. 26, 1, 476, 857 (1913); 29, 332 (1915); 30, 394 (1915).

daß das Elektron auf einer Kreisbahn sich bewegt, welche durch jene Gesetze beherrscht wird, die (nach den Untersuchungen über die Streuung der  $\alpha$ -Teilchen) im Innenraum des Atoms und außerhalb desselben gelten. An dieser Annahme muß uns besonders auffallen, daß nach ihr das negative Elektron seine Bahn beibehalten kann, ohne Energie durch Strahlung abzugeben. Das steht mit der gewöhnlichen elektromagnetischen Theorie allerdings im Widerspruch. Jedoch findet diese Annahme von Bohr ihre experimentelle Rechtfertigung in neueren Erscheinungen des Magnetismus<sup>1)</sup> und der Optik, ferner in den Erfolgen, welche diese Theorie aufzuweisen hat (dieselben werden im einzelnen mitgeteilt werden).

Zweite Annahme von Bohr: Strahlung tritt nur ein, wenn ein Elektron von einer der möglichen Bahnen auf eine andere springt.  $A_2$  stelle die Energie des Elektrons auf der einen Bahn dar,  $A_1$  die Energie auf der anderen Bahn; dann ergibt sich aus Energiebetrachtungen, daß der Energiebetrag  $A_2 - A_1$  ausgestrahlt werden muß, wenn das Elektron von einer Bahn auf eine andere übergeht. Dieser ausgestrahlten Energie muß aber offenbar irgend eine Schwingungszahl  $\nu$  zukommen; auf Grund der Arbeiten, die in der nächsten Abhandlung beschrieben sind, setzte Bohr diese Größe  $\nu$  dem Ausdruck  $A_2 - A_1$  proportional und er schrieb die Gleichung in der Form

$$h\nu = A_2 - A_1 \dots \dots \dots (36)$$

$h$  ist das Plancksche Wirkungsquantum, von dem später die Rede sein wird.

Es muß besonders betont werden, daß diese Annahme uns kein physikalisches Bild über die Art und Weise gibt, wie die Strahlung vor sich geht. Sie bestimmt lediglich die Energiebeziehungen, denen dabei genügt werden muß.

Dritte Annahme von Bohr: Die verschiedenen möglichen Kreisbahnen bestimmen sich dadurch, daß jeder von ihnen eine kinetische Energie  $T$  zukommt, wo  $T$  durch die Gleichung gegeben ist:

$$T = \frac{1}{2} \tau h n \dots \dots \dots (37)$$

---

<sup>1)</sup> Einstein und de Haas, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 17, 152 (1915) (Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme) und Barnett, Phys. Rev. 6, 239 (1915).

$\tau$  ist eine ganze Zahl,  $n$  ist die Zahl, welche angibt, wie oft in der Zeiteinheit die Bahn zurückgelegt wird,  $h$  ist die Plancksche Zahl. Dieser Wert von  $T$  wird so gewählt, daß die berechnete Reihe der Schwingungszahlen mit der wirklich beobachteten übereinstimmt, d. h. mit jener, welche durch die Balmerreihe für Wasserstoff dargestellt wird.

Wir müssen uns vergegenwärtigen, daß keine dieser Annahmen willkürlich ist, wenn kreisförmige Bahnen überhaupt vorkommen. Jede dieser Annahmen stellt nur die durch die Versuche gegebenen Verhältnisse dar. Wir dürfen uns deshalb nicht wundern, daß diese Theorie die Folge der Schwingungszahlen, wie sie in der Wasserstoffreihe gefunden wurde, vorherzusagen erlaubt. Die Annahmen wurden ja mit Bedacht so gewählt, daß sie jenen Anforderungen genügen. Dagegen spielte bei ihrer Einführung die Beziehung zu den genauen zahlenmäßigen Werten dieser Schwingungszahlen in keiner Weise eine Rolle.

Wir müssen nun nach den Beweisen für die Richtigkeit des Begriffes der nichtstrahlenden Elektronenbahnen suchen, und zwar für das erste hinsichtlich des Verhaltens der benutzten Konstanten und zweitens hinsichtlich der allenfallsigen physikalischen Bedeutung, besonders alles dessen, was mit der dritten Annahme zusammenhängt. Diese Theorie von den nichtstrahlenden Elektronenbahnen hat den denkbar schlagendsten Beweis für ihre Richtigkeit erbracht, wenn sie diese Konstanten innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler richtig zu berechnen erlaubt, besonders wenn diese Konstanten andererseits durch Versuche sehr genau bestimmt werden können.

Welches sind nun die Tatsachen?

Die Konstante der Balmerreihe für Wasserstoff — das ist der Wert von  $N$  in Gleichung (34) — ist mit jener großen Genauigkeit bekannt, welche alle Wellenlängenbestimmungen auszeichnet:  $N$  ist gleich  $3,290 \cdot 10^{15}$ . Mit einigen ganz einfachen Rechnungen (Anhang G) kann man den Wert von  $N$  aus der Theorie von Bohr ableiten und findet dafür die Gleichung

$$N = \frac{2 \pi^2 e^4 m}{h^3} = \frac{2 \pi^2 e^5}{h^3 \frac{e}{m}} \dots \dots \dots (38)$$

Wie schon angegeben, wiederholte ich <sup>1)</sup> die Bestimmung von  $e$  mit einer Genauigkeit, die auf 1 Promille zu schätzen ist:  $e$  ist gleich



$2,2 \cdot 10^{-8}$  cm; das ist aber eine außerordentlich gute Übereinstimmung mit dem Werte, der aus der Theorie von Bohr folgt.

Normaler Wasserstoff absorbiert die Linien der Balmerreihe, welche er aussendet, überhaupt nicht. Diese Tatsache wird durch die obige Theorie sehr schön erklärt; denn nach ihr hat der normale Wasserstoff keine Elektronen in den Bahnen, welche den Linien der Balmerreihe entsprechen.

Wasserstoff sendet seine charakteristischen Schwingungen nur aus, wenn er ionisiert ist. Diese Tatsache spricht zugunsten der Anschauung, daß es sich beim Emissionsvorgang um den Übergang in den normalen Zustand durch eine Reihe von möglichen Zwischenzuständen handelt; mit dieser Tatsache steht die Ansicht in Einklang, daß es eine Strahlung ohne eine Bahnänderung nicht gibt.

Im Spektrum gewisser Sterne<sup>1)</sup> sind 33 Linien für die Balmerreihe nachgewiesen, während wir im Laboratorium niemals mehr als 12 erhalten. Auch diese Tatsache erklärt die Theorie von Bohr leicht; keine andere Theorie dagegen kann hierfür auch nur die Spur einer Erklärung liefern.

Bohr hat seine dritte Annahme nur zu dem Behufe eingeführt, um einer reinen Erfahrungstatsache Rechnung zu tragen, d. h. den beobachteten Beziehungen zwischen den Schwingungszahlen der Balmerreihe. Ein weiterer großer Vorzug der Theorie von Bohr ist nun darin zu erblicken, daß dieser Annahme eine sehr einfache physikalische Bedeutung zukommt, welche uns zudem einen tiefen Einblick in die Verhältnisse gewährt: Alle möglichen Werte des Impulsmomentes des Elektrons, welches um den positiven Kern kreist, sind ganze Vielfache eines bestimmten Wertes dieses Impulsmomentes. Das Impulsmoment zeigt also im Wasserstoffatom ein atomistisches Verhalten (Urtext: Angular momentum then has in the hydrogen atom the property of atomicity). Solche Beziehungen ergeben sich im allgemeinen nicht aus empirischen Formeln. Wenn sie es tun, so haben wir in ihnen wirkliche Erklärungen der Formeln zu sehen — nicht nur ein zufälliges Zusammentreffen.

Die Brauchbarkeit einer Theorie läßt sich vor allem daran erkennen, wie genau die mit ihrer Hilfe berechneten Werte und

---

<sup>1)</sup> Balmer-Reihe im Absorptionsspektrum der Wega (Bild 25, S. 199).

die beobachteten Werte übereinstimmen. Aber ebensogut kann sich eine Theorie als brauchbar und erfolgreich erweisen, wenn sie die Abweichungen erklären kann, welche sich gegenüber jenen Werten zeigen, die aus der einfachsten Gestalt der Theorie berechnet wurden. Die Theorie der Elektronenbahnen kann nach dieser Richtung hin bemerkenswerte Erfolge aufweisen. Aus ihr hätte man z. B. das Gesetz von Moseley (33) vorhersagen können. Aber dieses Gesetz, welches in der Folgezeit wirklich entdeckt wurde, ist ungenau, wie sich zeigte; und es muß ungenau sein, wenn das Atom mehr als ein Elektron enthält; das ist ja immer der Fall, mit Ausnahme der Wasserstoffatome und jener Heliumatome, welche eine negative Ladung verloren haben. Der Grund hierfür liegt darin, daß ein Elektron das Feld des anderen beeinflusst. Man wird wahrscheinlich finden, daß jenes Gesetz für sehr leichte Atome, wie z. B. für das Lithiumatom, vollständig versagt. Je stärker aber der Kern ist und je näher die innere Bahn an den Kern heranrückt, um so kleiner muß jene Wirkung sein. Und dieses Verhalten wird wirklich beobachtet. Das Gesetz von Moseley gilt ganz streng, wenn es an Wasserstoff und an den Elementen mit den höchsten Ordnungszahlen geprüft wird; es gilt aber viel weniger genau, wenn es an Wasserstoff und an Aluminium oder Magnesium geprüft wird. In ähnlicher Weise nähert sich das Verhältnis zwischen den Schwingungszahlen der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Linien der  $K$ -Reihe dem theoretischen Werte (jenem für Wasserstoff) um so mehr, je höher die Ordnungszahl des Elementes ist.

Die Bilder 21 a und b (S. 186 u. 187) lassen erkennen, daß die verschiedenen Linien in den charakteristischen Röntgenstrahlenspektren keine einfachen Linien sind, wie es die gewöhnliche Theorie erfordert. Infolgedessen erweiterte Sommerfeld <sup>1)</sup> die Gleichungen von Bohr: er suchte diesen Bau der Linien dadurch zu erklären, daß einige der Bahnen Ellipsen sind. Paschen <sup>2)</sup> konnte durch seine Messungen über den Bau der komplexen Heliumlinien diese Theorie einer derartig scharfen Prüfung unterziehen, daß der Wert von  $\frac{e}{m}$ , der aus seinen Messungen folgt, mit dem angenommenen Werte bis auf 0,1 Proz. übereinstimmt.

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. **51**, 1 (1916).

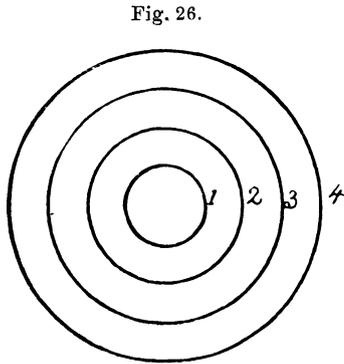
<sup>2)</sup> Ebenda **50**, 901 (1916).

Die Theorie ließ noch eine weitere Beziehung zwischen den Schwingungszahlen der Linien von zwei aufeinanderfolgenden Reihen wie der *K*- und *L*-Reihe voraussehen. Diese Beziehung läßt sich durch die Gleichung darstellen:

$$\nu_{K\beta} - \nu_{Ka} = \nu_{La} \dots \dots \dots (40)$$

Es dauerte auch gar nicht lange, bis sie wirklich nachgewiesen werden konnte.

Nach Bohr entsteht jene Linie der *K*-Reihe, welcher die größte Wellenlänge zukommt — die  $\alpha$ -Linie —, dadurch, daß das Elektron aus der Bahn 2 (Fig. 26) auf die Bahn 1 unter einer Energieänderung von  $A_2 - A_1$  springt; die  $\beta$ -Linie, d. h. jene, welcher die zweitgrößte Wellenlänge zukommt, entsteht dann, wenn das Elektron aus Bahn 3 nach Bahn 1 springt, wobei die Energieänderung  $A_3 - A_1$  ist; die Linie  $\alpha$  der *L*-Serie entsteht, wenn das Elektron aus Bahn 3 nach Bahn 2 springt, wobei die Energie sich um  $A_3 - A_2$  ändert. Da die Frequenz  $\nu$  in jedem Falle der Energieänderung proportional ist, so ergibt sich daraus



die Gleichung (40) ohne weiteres. Sie soll nach den Energiebeziehungen zwischen den Bahnen genau gelten, gleichgültig, ob nur ein Elektron im Atom ist oder ob viele Elektronen dort sind. Ich konnte keinen Fall finden, wo jene Beziehung nicht gilt; dabei liegen zahlreiche Messungen vor, welche eine strenge Prüfung jener Beziehung erlauben. Ich <sup>1)</sup> zeigte vor einiger Zeit, daß jene Beziehung dem bekannten Gesetz von Rydberg-Schuster <sup>2)</sup> entspricht; dieses gilt, wie man weiß, bei den optischen Reihen ganz allgemein.

Wenn wir den Nachweis für die Richtigkeit einer physikalischen Theorie darin erblicken wollen, daß sie eine große Anzahl von

---

<sup>1)</sup> Der Amerikan. Phys. Ges. vorgelegt am 1. Dez. 1916. Phys. Rev., Mai 1917.  
<sup>2)</sup> Baly's Spectroscopy, S. 488.

neuen, unbekanntem Beziehungen vorhersehen läßt und daß sie bereits bekannten Beziehungen vollkommen gerecht wird, dann müssen wir die Theorie von den nichtstrahlenden Bahnen zu den bestbegründeten der modernen Physik rechnen. Für unsere Tage wenigstens müssen wir sie als richtig betrachten; andere Theorien über den Aufbau des Atoms sollten erst dann in Betracht gezogen werden, wenn sie sich in ähnlicher Weise fruchtbar erwiesen haben. Ich kenne keine Theorie, welche Aussicht hätte, sich mit der Theorie von Bohr messen zu können.

Ich weiß wohl, daß die Tatsachen der organischen Chemie zu verlangen scheinen, daß die Valenzelektronen in gewissen bestimmten Gleichgewichtslagen an dem Umfang des Atoms angeordnet sind; fürs erste möchte man meinen, daß es schwierig ist, diese Forderung mit der Theorie der Elektronenbahnen in Einklang zu bringen. Bis jetzt jedoch ist hierin noch kein notwendiger Widerspruch zu erblicken. Wasserstoff, der nur eine Valenz besitzt, und Helium, das überhaupt keine Valenz hat, bietet keine Schwierigkeiten; für diese Atome allein gilt die einfache, nicht abgeänderte Theorie von Bohr, welche ja bloß den Fall behandelt, daß ein einziges negatives Elektron um einen einfachen positiven Kern kreist. Daß die *K*-Strahlen der schweren Elemente sich so genau aus denen des Wasserstoffs vorherberechnen lassen, beweist in der Tat, daß nahe am Kern dieser Elemente Elektronen sind, auf welche sich die Theorie von Bohr ganz und gar anwenden läßt; die Strahlungen sagen uns aber nichts über den Zustand und über das Verhalten der Außenelektronen, welche die Erscheinungen der Valenz vor allem bedingen. Die Strahlungseigenschaften der Atome aber, welche nur einige Elektronen besitzen, sind noch wenig erforscht. Weitere Untersuchungen darüber, wie die Elemente von der Ordnungszahl 3 an (Lithium) bis zur Ordnungszahl 11 (Magnesium) sich gegenüber den Röntgenstrahlen verhalten, werden wohl neues Licht über diese Fragen ausbreiten.

Gegen die Theorie von Bohr wurde ferner der Einwurf erhoben, daß sie überhaupt keine Strahlungstheorie ist, weil sie uns den Mechanismus, wie die Schwingungszahl  $\nu$  entsteht, nicht veranschaulicht. Das ist wahr; aber gerade hierin liegt ihre Stärke; gerade so, wie die Stärke des ersten und des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmelehre in der Tatsache liegt, daß sie richtig

sind ohne jede Beziehung auf einen Mechanismus. Die Theorie von Bohr ist eine Theorie des Atombaus; sie ist keine Strahlungstheorie: denn sie stellt nur die Energiebeziehungen fest, welche gelten müssen, wenn Strahlung stattfindet, ganz gleichgültig, wie der Mechanismus dabei ist. Die Theorie von Bohr ist der erste Versuch, an der Hand von experimentell sichergestellten Tatsachen zu untersuchen, was die Elektronen im Innern des Atoms tun; und wir müssen diesen ersten Versuch bis jetzt für erfolgreich halten, obwohl er auch heute noch im wesentlichen sich auf Hypothesen stützt.

Die Hauptschwierigkeit der Theorie liegt in dem offenbaren Widerspruch, der in der Annahme einer nichtstrahlenden Elektronenbahn liegt, — ein Widerspruch, der jedoch verschwinden würde, wenn das negative Elektron selbst, solange es sich innerhalb des Atoms befindet, irgendwie ein Ring wäre, der fähig ist, sich auf verschiedene große Halbmesser auszudehnen; sobald sich aber dieses Gebilde aus dem Atomverband losgelöst hat, müßte es andererseits fähig sein, im wesentlichen die Eigenschaften einer punktförmigen Ladung anzunehmen; so finden wir es ja bei unseren Versuchen an Kathodenstrahlen, an  $\beta$ -Strahlen und bei unseren Ionisationsmessungen in Gasen. In der nächsten Abhandlung wird sich zeigen, daß das Elektron tatsächlich bestimmte Eigenschaften besitzt, welche nach den Anschauungen früherer Tage nicht immer mit elektrischen Ladungen verknüpft waren.

---

## 10. Abhandlung.

### Die Natur der strahlenden Energie.

Die bisher behandelten Probleme gehörten alle der Molekularphysik an. Die Entdeckung des Elektrons und die Ermittlung seiner Eigenschaften übte aber auch auf den weiteren Ausbau der Physik des Äthers einen gewaltigen Einfluß aus. Gerade diese Entwicklung verdient unsere besondere Aufmerksamkeit; freilich führt sie in Forschungsgebiete, wo der Physiker bis jetzt nur ganz unklar und wie im Nebel sieht — ja man muß sagen, wo der Physiker in unseren Tagen sogar noch unklarer sieht, als er es vor etwa 20 Jahren zu tun glaubte.

Den forschenden Menscheng Geist mag ein Gefühl der Bewunderung und Befriedigung überkommen, wenn er nach glücklicher Lösung eines schwierigen Problems sich der Größe und Schönheit seiner Arbeit bewußt wird. Aber einen ungleich höheren Anreiz schafft das ungelöste Problem, die Frage nach dem Unbekannten, der Kampf mit den Widerwärtigkeiten, welche sich der Lösung entgegenstellen. Ich will aber nicht viel Worte machen: weder hier am Anfange dieser Abhandlung, in welcher eine von den großen, ungelösten Aufgaben der modernen Physik besprochen werden soll — noch auch am Schlusse, wenn wir unsere Unterhaltung abrechnen, welche uns nur ganz nebelhafte Vorstellungen vermitteln kann, wie vielleicht einstmals nach schwerem Ringen eine Lösung möglich sein mag.

### 1. Die Korpuskulartheorien und die Äthertheorien der Strahlung.

Das neueste Problem der Physik ist gleichzeitig auch das älteste. Daß die Sonne Licht und Wärme spendet, das war wohl die früheste Wahrnehmung des Menschengeschlechtes, wie es auch so ziemlich die erste Erfahrung im Leben eines Kindes sein wird. Wie aber kommt das Licht von der Sonne und von den Sternen durch den leeren interstellaren Raum zu uns auf die Erde? Die Griechen beantworteten diese Frage recht einfach; und ihre Antwort mochte auch vom Standpunkte eines Volkes zufriedenstellend sein, welches sich mit allgemeinen Erklärungen zufriedengab, weil es eben noch nicht gelernt hatte, die Natur beständig mit dem Experiment zu befragen, ob denn die Schlußfolgerung auch richtig ist. Ihre Ansicht ging dahin, daß von der Sonne und von allen Körpern, welche Licht und Wärme ausstrahlen, kleine Teilchen ausgestoßen werden: treffen dieselben auf das Auge oder auf die Haut, so rufen sie den Eindruck des Lichtes oder der Wärme hervor.

Diese Anschauungsweise herrschte allgemein bis zu Beginn des 19. Jahrhunderts. Freilich wurde sie bereits um 1680 von Huyghens bekämpft — er ging bei seinen Überlegungen von den Erscheinungen aus, welche man beobachtet, wenn Wasserwellen über die Oberfläche eines Teiches oder wenn Schallwellen durch die Luft sich ausbreiten. Nach seiner Annahme besteht das Licht in

Störungen, welche schwingungsartig von einem Zwischenmittel, das den ganzen Sternenraum erfüllt, fortgeleitet werden. Diese Anschauung setzt das Vorhandensein eines solchen Zwischenmittels voraus, welches Lichtäther genannt wurde.

Bei dem hohen Ansehen, das Newton — der eigentliche Vater der Korpuskulartheorie — überall genoß, konnte die Äther- oder Wellentheorie nur wenige Anhänger finden, bis um 1800 einige Interferenzerscheinungen bekannt wurden, welche in keiner Weise mit Hilfe der Korpuskulartheorie erklärt werden konnten; dagegen ließen sie sich leicht vom Standpunkte der Wellenlehre aus begreifen. Während des 19. Jahrhunderts lernte man immer mehr neue Tatsachen kennen, welche für die Anschauung von Huyghens sprachen; am Ende des Jahrhunderts war die Korpuskulartheorie vollständig aufgegeben, und zwar aus folgenden vier Gründen:

1. Die Interferenzerscheinungen sind für die Korpuskulartheorie unerklärlich; vom Standpunkte der Wellenlehre aus können sie dagegen vollständig vorhergesagt und vorherberechnet werden.
2. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes ist nach allen Versuchen in Luft größer als in Wasser. Mit der Äthertheorie ist diese Tatsache in Einklang; die Korpuskulartheorie verlangt aber gerade das Gegenteil.
3. Die Wellen der drahtlosen Telegraphie verhalten sich gerade so wie die Lichtwellen; sie unterscheiden sich von ihnen nur durch die Wellenlänge. Dieselben gehen mit wachsender Wellenlänge kontinuierlich in statische elektrische Felder über. Das ist nach der Korpuskulartheorie unmöglich.
4. Die Geschwindigkeit des Lichtes hat sich als unabhängig von der Geschwindigkeit der Lichtquelle gezeigt — ganz so, wie es die Äthertheorie fordert, während es die Korpuskulartheorie in Abrede stellt.

Um 1900 war die Äthertheorie augenscheinlich ganz fest begründet. Wenige Jahre später erhoben zwar einige ganz scharfe Vertreter der Relativitätstheorie Einwendungen; diese Theorie geht aber, wie man nach meinem Dafürhalten heutzutage allgemein annimmt, an der Frage, ob es einen Lichtäther gibt oder nicht, vorbei. Denn dieser Äther wurde in die wissenschaftliche Vor-

stellung lediglich zu dem Zwecke eingeführt, um für die elektromagnetischen Wellen einen Träger zu haben; offenbar steht und fällt der Lichtäther mit der Frage, ob es im vollkommenen Vakuum solche Wellen gibt. Diese Frage wurde aber meines Wissens bis jetzt noch von niemanden untersucht.

## 2. Schwierigkeiten gegen die Wellentheorie.

Eine elektromagnetische Welle betrachtete man als eine Störung, welche an jenem Punkte im Äther entsteht, wo eine elektrische Ladung eine Änderung ihrer Geschwindigkeit erfährt; man nahm weiter an, daß sie sich von diesem Punkte aus als eine Kugelwelle oder als ein Impuls fortpflanzt, wobei die gesamte Energie der Störung immer gleichmäßig über die Wellenfläche verteilt ist. Bis zum Jahre 1903 erfuhr diese Theorie von keiner Seite einen ernstlichen Widerspruch. Sie konnte wirklich hervorragende Erfolge aufweisen: allen bekannten Tatsachen wurde sie gerecht und mehr als einmal ließ sie neue Erscheinungen voraussagen. Auf Schwierigkeiten stieß man erst nach der Entdeckung des Elektrons, und zwar bei der Untersuchung, welcher Zusammenhang zwischen dem Elektron einerseits, der Ausstrahlung und der Absorption von solchen elektromagnetischen Wellen andererseits besteht. Zum ersten Male wies darauf J. J. Thomson in seinen Sillimanvorlesungen (Yale) im Jahre 1903 hin<sup>1)</sup>: Die Röntgenstrahlen können sehr große Strecken in einem Gase zurücklegen und hierbei ionisieren sie dasselbe, indem sie die Moleküle in positive und negative Ionen spalten. Die Anzahl der Moleküle, welche auf diese Weise zerlegt werden, ist jedoch nur ein äußerst geringer Bruchteil — selbst von kräftigen Röntgenstrahlen wird weniger als ein Billiontel von der Gesamtzahl der Gasmoleküle zertrümmert. Über die meisten Moleküle gehen vielmehr die Röntgenstrahlen hinweg, ohne daß sie Energie an dieselben abgeben und ohne daß sie dieselben auf irgend eine erkennbare Weise beeinflussen. Nur hier und da treffen sie auf ein Atom, von welchem sie — wie es die Fig. 18, 19, 20 zeigen — ein negatives Elektron unter Erteilung einer sehr großen Geschwin-

---

<sup>1)</sup> J. J. Thomson, Elektrizität und Materie, S. 41. Übersetzt von Siebert (Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn).

digkeit abspalten. Das ist die merkwürdigste und hervorstechendste Eigenschaft der Röntgenstrahlen, und zwar jene, welche sie von den  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen ebenso scharf unterscheidet, wie die Tatsache, daß sie in einem Magnetfeld nicht ablenkbar sind. Denn wie man aus Fig. 14, 15, 18, 19, 20 sieht, spalten weder die  $\alpha$ - noch die  $\beta$ -Strahlen von den Atomen, durch welche sie hindurchfliegen, Elektronen ab, deren Geschwindigkeiten mit jenen verglichen werden können, welche die Röntgenstrahlen den Elektronen erteilen, wenn sie dieselben aus dem Atomverbände herausreißen; sonst müßten dort (Fig. 14, 15) neue Zickzacklinien auftreten, welche sich allenthalben von den einzelnen Punkten der Spurlinien der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen abzweigen, welche in jenen Figuren dargestellt sind.

Diese Eigenschaft der Röntgenstrahlen bereitet nun der Äthertheorie eine sehr ernste Schwierigkeit. Denn wenn die elektrische Energie auf der Wellenfläche der Röntgenstrahlen groß genug ist, um ein Teilchen aus einem bestimmten Atom loszureißen und ihm dabei eine gewaltige Geschwindigkeit zu erteilen, so muß man sich doch fragen: Warum werden dann nicht auch aus allen anderen Atomen, über welche die Welle hinwegschreitet, solche Teilchen abgetrennt?

Wenn ultraviolettes Licht auf ein Metall auffällt, so werden ebenfalls, wie durch die Röntgenstrahlen, negative Elektronen zur Abschleuderung gebracht. Diese Erscheinung ist unter dem Namen „Lichtelektrische Wirkung oder photoelektrischer Effekt“ wohl bekannt. Lenard <sup>1)</sup> machte zuerst die überraschende Entdeckung, daß die Energie, mit welcher das Elektron abgeschleudert wird, von der Stärke des Lichtes, welches die Abspaltung bedingt, ganz und gar unabhängig ist: es ist für die Wirkung vollkommen belanglos, wenn die Stärke des Lichtes irgendwie geändert wird — gleichgültig, ob nun der Abstand der Lichtquelle vergrößert oder verkleinert wird, oder ob absorbierende Schirme zwischengeschaltet werden. Dieses Verhalten habe ich <sup>2)</sup> sorgfältig nachgeprüft und die Entdeckung von Lenard vollkommen bestätigt gefunden. Überdies wurde diese Unabhängigkeit auch für negative Elektronen festgestellt, welche durch Röntgenstrahlen oder durch  $\gamma$ -Strahlen zur Abspaltung gebracht werden.

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) 8, 149 (1902).

<sup>2)</sup> Phys. Rev. 1, 73 (1913).

Derartigen Erscheinungen kann eine Theorie, welche auf der Ausbreitung von Wellen beruht, kaum gerecht werden. Dagegen gelingt ihre Erklärung leicht, wenn man von einer Korpuskulartheorie ausgeht; denn falls die Energie eines entweichenden Elektrons von der Absorption einer Lichtkorpuskel her stammt, dann muß die Energie, mit welcher das Elektron abgeschleudert wird, unabhängig von der Entfernung der Strahlungsquelle sein — also gerade so, wie es der Versuch wirklich zeigt. Außerdem können wir leicht begreifen, daß Korpuskularstrahlen nur einen ganz kleinen Bruchteil der Atome, welche in dem durchstrahlten Raume enthalten sind, treffen. Die Korpuskulartheorie läßt also folgende zwei Versuchsergebnisse, welche uns im ersten Augenblicke so überraschten, leicht begreifen:

1. die Tatsache, daß die Energie der Ausstrahlung von der Lichtstärke unabhängig ist;
2. die Tatsache, daß nur eine so außerordentlich kleine Anzahl von Atomen ionisiert wird.

Oben (S. 209) haben wir aber vier Punkte kennen gelernt, welche ein Zurückgreifen auf die alte und bereits aufgegebene Gestalt der Korpuskulartheorie unmöglich machen. Um nun die neuen Erscheinungen, wie z. B. die Aussendung von Elektronen unter der Einwirkung von Ätherwellen erklären zu können, versuchte Thomson, die Wellentheorie mit diesen neuen überraschenden Tatsachen durch folgende Annahme in Übereinstimmung zu bringen<sup>1)</sup>: der Äther besitzt einen faserigen Aufbau; jede elektromagnetische Energie breitet sich längs Faradayscher Kraftlinien aus, welche wie wirkliche Fäden den ganzen Raum durchziehend gedacht werden. Diese Vorstellung, welche wir die „Ätherfadentheorie“ nennen wollen, gleicht wohl der Korpuskulartheorie darin,

1. daß die Energie längs bestimmter Linien zusammengehalten wird, nachdem sie den strahlenden Körper verließ,
  2. daß sie bei der Absorption als Ganzes aufgenommen wird —
- aber sie ist bei alledem im wesentlichen eben doch eine Äthertheorie: denn in ihr ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch

---

<sup>1)</sup> Elektrizität und Materie, S. 40. Übersetzt von Siebert (Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1904).

die Eigenschaften des Zwischenmittels bestimmt und steht mit der Natur oder mit dem Zustande der Strahlungsquelle in keinem Zusammenhange. Die letzten drei von den Einwendungen, welche oben (S. 209) gegen die Korpuskulartheorie vorgebracht wurden, kommen demnach hier nicht in Betracht. Was den ersten Einwurf angeht, so hat noch niemand gezeigt, daß die Vorstellung von Thomson sich mit den Tatsachen der Interferenz verträgt; freilich hat meines Wissens auch noch niemand endgültig gezeigt, daß sie sich damit durchaus nicht verträgt.

Aber wenn wir auch von der Interferenz absehen, so sind die ganzen Verhältnisse für die Theorie von Thomson nicht günstig. Denn man sieht sich ernstesten Schwierigkeiten gegenüber, wenn man versucht, sich das Weltall als ein unendliches Spinnengewebe vorzustellen, dessen Fäden sich niemals verwickeln und niemals abreißen, trotzdem die elektrischen Ladungen, zu denen sie gehören, überall umherfliegen.

### 3. Die Quantentheorie der Strahlung von Einstein.

Weder durch die Kühnheit der „Ätherfadentheorie“ von Thomson noch durch ihre Schwierigkeiten ließ sich Einstein <sup>1)</sup> abhalten, dieselbe im Jahre 1905 noch weiter auszubauen. Um an die Ergebnisse anknüpfen zu können, auf welche Planck bei seinen Untersuchungen über die Strahlung des schwarzen Körpers kam, führte Einstein folgende Annahmen ein:

1. Die Energie, welche irgend ein strahlender Körper aussendet, wird in Quanten zusammengehalten (ähnlich wie Thomson eine Zusammenfassung in „Fäden“ angenommen hat), wenn sie den Raum durchheilt, oder „bei Ausbreitung eines von einem Punkte ausgehenden Lichtstrahles ist die Energie nicht kontinuierlich auf größer und größer werdende Räume verteilt, sondern es besteht dieselbe aus einer endlichen Zahl von in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen“.
2. Ein gegebener Körper kann strahlende Energie nur in Einheiten, welche alle gleich  $h\nu$  sind, abgeben oder aufnehmen.

---

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) 17, 132 (1905); 20, 199 (1906).

Hier ist  $\nu$  die natürliche Schwingungszahl des strahlenden Körpers,  $h$  ist eine Konstante, welche für alle strahlenden Körper den nämlichen Wert hat.

Ich will hier nicht versuchen, die Grundlagen dieser Annahme zu entwickeln; solche gibt es zurzeit wohl kaum. Trotzdem war Einstein dadurch ohne weiteres in der Lage, vorauszusagen, daß die Energie, mit welcher Teilchen unter dem Einflusse von auffallendem Licht (lichtelektrische Wirkung) ausgestrahlt werden, bestimmt ist durch die Gleichung

$$\frac{1}{2} m v^2 = V \cdot e = h \nu - p^1) . . . . . (41)^*$$

$h \nu$  ist die Energie, welche das Elektron aus der Lichtwelle oder aus dem Lichtquantum aufnimmt; denn jener Annahme entsprechend ist das ja die gesamte Energie, welche in jenem Quantum enthalten ist.

$p$  ist die Arbeit, welche aufgewendet werden muß, um das Elektron aus dem Metall abzuspalten (Abtrennungsarbeit).

$\frac{1}{2} m v^2$  ist die Energie, mit welcher es die Oberfläche verläßt — diese Energie wird offenbar durch das Produkt aus der Ladung  $e$  des Elektrons und dem Spannungsunterschied  $V$  gemessen, gegen welchen es sich gerade bewegen kann, bevor es zur Ruhe kommt.

Diese Voraussage war damals, als sie ausgesprochen wurde, ebenso kühn wie die Annahme, auf welche sie sich stützte; denn zu jener Zeit lagen noch keinerlei Messungen vor, wie die *Größe des positiven Potentials*  $V$ , das an die belichtete Elektrode angelegt werden muß, damit weiterhin keine negativen Elektronen mehr aus der Oberfläche unter der Einwirkung von einfarbigem Lichte austreten können, *sich mit der Schwingungszahl  $\nu$  dieses Lichtes ändert*. Ebenso wenig konnte man damals irgendwie entscheiden, ob die Größe  $h$ , für welche Planck bereits einen Zahlenwert angegeben hatte, mit der lichtelektrischen Entladung irgendwie verknüpft erscheint. Und jetzt nach zehnjähriger Arbeit im Ryerson-Laboratorium und in anderen Instituten über die lichtelektrische Wirkung können wir bewundernd feststellen, daß die Einstein-Gleichung alle Erscheinungen, welche in der Folgezeit beobachtet wurden, genau vorhersagt.

<sup>1)</sup> Vgl. Pohl-Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen, Sammlung Vieweg, Heft 1. Sommerfeld, Atombau (2. Aufl.), S. 197 f. u. 474. (Der Übersetzer.)

\* Phys. Zeitschr. **17**, 217 (1916). (Der Übersetzer.)

#### 4. Die Prüfung der Gleichung von Einstein.

Die Versuchsanordnung, welche im Ryerson-Laboratorium zur Prüfung der Richtigkeit der Gleichung von Einstein benutzt wurde, enthält sehr viele bis ins kleinste durchgebildete Feinheiten über die Behandlung der leicht entzündlichen Alkalimetalle in einem Gefäße, aus welchem alles Gas entfernt ist. Es ist deshalb vielleicht nicht ganz unangebracht, die jetzige Versuchsanordnung — einen Maschinensatz im Vakuum — zu beschreiben. Fig. 27 gibt ein Schaubild, aus dem man die Einzelheiten erkennen kann.

Zu den wichtigsten Folgerungen aus der Theorie von Einstein gehört nachstehender Satz: Die kinetische Energie, mit welcher Elektronen aus einem Metall durch einfarbiges Licht abgeschleudert werden, ist der Schwingungszahl des Lichtes proportional. Läßt man also einmal rotes Licht einfallen und dann violetttes Licht, dessen Wellenlänge gerade die Hälfte der Wellenlänge des roten Lichtes ist (dessen Schwingungszahl also noch einmal so groß ist), so soll das Elektron durch das violette Licht mit der doppelten Energie wie im Falle des roten Lichtes zur Abschleuderung gebracht werden. Will man nun untersuchen, ob eine derartige lineare Beziehung zwischen der Energie des entweichenden Elektrons und zwischen der Schwingungszahl des Lichtes besteht, welches das Elektron in Freiheit setzt, so ist es vor allem notwendig, über einen möglichst großen Bereich von Schwingungszahlen zu verfügen. Aus diesem Grunde mußten die Alkalimetalle: Natrium, Kalium, Lithium benutzt werden. Denn aus den gewöhnlichen Metallen werden Elektronen nur durch ultraviolettes Licht losgelöst; bei den Alkalimetallen aber wirken alle Wellen, welche kürzer als die roten sind, d. h. also so ziemlich das ganze sichtbare und das ultraviolette Spektrum. Aus den genannten Metallen wurden Zylinder gegossen, welche auf die Scheibe *W* (Fig. 27) aufgesetzt wurden. Frische reine Oberflächen erhielt man dadurch, daß ein Messer *K* aus den Metallen Spänchen im Vakuum abschnitt; *K* wurde durch einen Elektromagneten *F*, der außerhalb der Röhre saß, in Tätigkeit gesetzt. Die frisch geschnittene Oberfläche wurde durch einen anderen Elektromagneten so weit gedreht, daß sie der Öffnung *O* (Fig. 27) gegenüberstand, durch welche ein Bündel einfarbigen

Lichtes aus einem Spektralapparat eintrat. Zur Messung der Energie, mit welcher die Elektronen durch das Licht aus der Oberfläche abgeschleudert werden, wurde an die Oberfläche eine

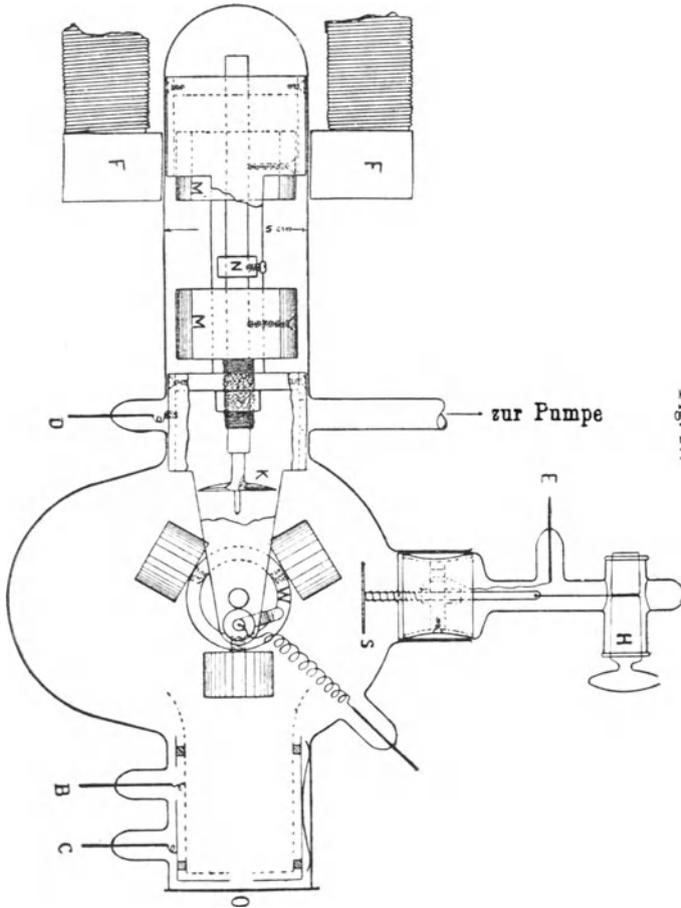


Fig. 27.

positive Spannung angelegt, welche gerade groß genug war, um zu verhüten, daß eines von den abgetrennten Elektronen an den gegenüberliegenden Zylinder aus Drahtgaze gelangen konnte. Der Nachweis, daß kein Elektron dort ankam (daß also keinerlei

beobachtbare negative Ladung dem Zylinder mitgeteilt wurde), wurde mit Hilfe eines Quadrantelektrometers erbracht, an welches der Zylinder angeschlossen war. (In Fig. 27 ist dieser Zylinder durch gestrichelte Linien angedeutet.) Um die Gleichung vollkommen zu prüfen, mußte auch die kontaktelektromotorische Kraft zwischen der frischen Oberfläche und einer Versuchsplatte  $S$  gemessen werden, was mit einer weiteren elektromagnetischen Vorrichtung geschah, deren Einzelheiten in der Veröffentlichung: Phys. Rev. **7**, 362 (1916) nachgesehen werden mögen.

Es mag hier folgender Hinweis genügen: Die Gleichung von Einstein verlangt,

1. daß die Beziehung zwischen der angelegten positiven Spannung und der Schwingungszahl des Lichtes durch eine Gerade dargestellt wird;
2. daß die Neigung dieser Geraden genau gleich  $\frac{h}{e}$  ist.

Aus dieser Neigung muß man  $h$  erhalten können, da ja  $e$  bekannt ist.

Fig. 28<sup>1)</sup> zeigt uns die Genauigkeit, mit welcher sich eine lineare Beziehung ergibt. Aus der Neigung der Geraden findet man für  $h$  den Wert  $6,26 \cdot 10^{-27}$ ; derselbe stimmt mit jenem Werte, den Planck aus den Strahlungsgesetzen ableitete, so genau überein, wie es bei der Sicherheit, mit welcher Strahlungsmessungen angestellt werden können, nur irgend möglich ist. Der zuverlässigste Wert von  $h$ , welcher aus der Betrachtung dieser ganzen Arbeit sich ergibt, ist

$$h = 6,56 \cdot 10^{-27}.$$

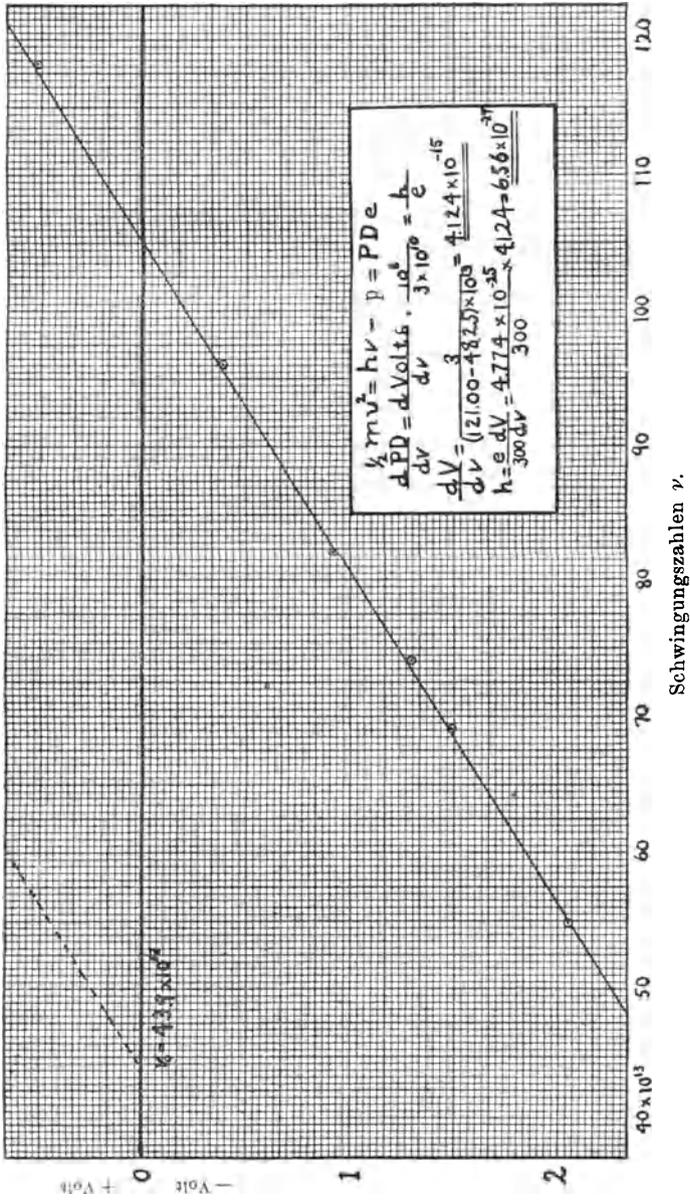
<sup>1)</sup> a) Fig. 28 stellt [nach Phys. Zeitschr. **17**, 219 (1916)] die Abhängigkeit des Potentials  $V$  (das angelegt werden muß, um gerade den Photostrom im Zylinder zum Verschwinden zu bringen,) von der Schwingungszahl  $\nu$  des einfallenden Lichtes dar. Die Figur gibt die Messungen an Natrium wieder.

b) Der Schnittpunkt der  $V, \nu$ -Geraden mit der  $\nu$ -Achse gibt die Grenzfrequenz  $\nu_0$ , bei der die beleuchtete Substanz anfängt, photoelektrisch zu werden (für Na ist  $\nu_0 = 43,9 \cdot 10^{13}$ ; Wellenlänge  $0,68 \mu$ ).

c) „Um den  $\nu_0$ -Wert zu erhalten, wurde die  $V, \nu$ -Gerade in Richtung der positiven Potentiale um den Wert des Kontaktpotentials verschoben“ (gestrichelte Linie). Phys. Zeitschr. **17**, 219 (1916).

d)  $PD$  in der Beischrift zu Fig. 28 hat die entsprechende Bedeutung wie  $V$  in Gleichung (41), S. 214. Siehe Bemerkung von Sommerfeld in „Atombau und Spektrallinien“. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 2. Aufl., 1921. S. 198 oben u. S. 474 f. (Der Übersetzer.)

Fig. 28.



In der ursprünglichen Veröffentlichung<sup>1)</sup> finden sich noch weitere Beweise für die Gleichung von Einstein. Das Hauptergebnis dieser ganzen Arbeit ist die vollkommene Bestätigung der Gleichung, welche zuerst Einstein auf Grund seiner halbkorpuskularen Theorie der strahlenden Energie aufstellte. Und wenn diese Gleichung allgemeine Gültigkeit hat, so muß sie zu den grundlegendsten und umfassendsten Gleichungen der ganzen Physik gezählt werden: in der Zukunft wird sie eine kaum minder wichtige Rolle spielen, als es die Maxwell'schen Gleichungen in der Vergangenheit taten; denn sie muß die Umwandlung jeder kurzwelligen elektromagnetischen Energie in Wärmeenergie beherrschen.

### 5. Einwürfe gegen eine „Ätherfaden“-Theorie.

Trotz aller Bestätigungen, welche wir eben für die Gleichung von Einstein beibrachten, stehen wir der außerordentlich merkwürdigen Tatsache gegenüber, daß die halbkorpuskulare Theorie, welche Einstein zu seiner Gleichung führte, ganz und gar unhaltbar erscheint; sie ist auch tatsächlich ziemlich allgemein aufgegeben. Nur J. J. Thomson<sup>2)</sup> huldigt mit einigen Wenigen<sup>3)</sup> noch der Ätherfadentheorie in der einen oder anderen Form, wonach die Energie im Raume an einzelnen Stellen zusammengehalten bleibt, statt daß sie sich über die ganze Wellenfront ausbreitet.

Zwei sehr gewichtige Einwendungen müssen aber gegen jede Form der Ätherfadentheorie nachdrücklichst geltend gemacht werden; und die Theorie von Einstein ist ja nur eine besondere Abart. Der erste Einwurf ist folgender: Bis jetzt konnte noch niemand zeigen, daß eine solche Theorie irgend eine der Interferenzerscheinungen vorhersagen läßt. Zum zweiten kann die Anschauung, der Aufbau des Äthers sei faseriger Art, unmittelbar widerlegt werden. Denn wenn ein statisches elektrisches Feld einen faserigen Bau hat (wie es jede Form der Ätherfadentheorie verlangt), „wobei jede Einheit positiver Elektrizität der Ausgangspunkt und jede Einheit negativer Elektrizität das Ende einer Faraday-Röhre ist“<sup>4)</sup>, dann kann sich die Kraft, welche zwischen den Platten eines Luft-

<sup>1)</sup> Phys. Rev. 7, 362 (1916).

<sup>2)</sup> Proc. Phys. Soc. London 27, 105 (15. Dez. 1914).

<sup>3)</sup> Modern Electrical Theory, Cambridge, Univ. Press 1913, S. 248.

<sup>4)</sup> J. J. Thomson, Electricity and Matter, S. 9 (deutsche Übersetzung: Elektrizität und Materie, S. 10, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn).

kondensators auf ein einzelnes Elektron wirkt, unmöglich kontinuierlich mit dem Spannungsunterschied, der zwischen den Platten herrscht, ändern. Bei unseren Versuchen mit den Öltröpfchen<sup>1)</sup> können wir nun wirklich das Verhalten eines einzelnen Elektrons für sich in einem solchen elektrischen Felde verfolgen; innerhalb der weitesten Grenzen ergibt sich, daß strenge Proportionalität zwischen der Feldstärke und zwischen der Kraft, welche auf das Elektron wirkt, besteht; hierbei ist diese letztere Kraft durch die Geschwindigkeit gemessen, mit welcher sich das Öltröpfchen, an dem das Elektron haftet, durch die Luft bewegt.

Wenn man die Stärke des Feldes unverändert läßt und die Ladung des Tröpfchens ändert, dann erkennt man aus den sprunghaften Änderungen der Geschwindigkeit den körnigen Aufbau der Elektrizität; wenn aber die Ladung dieselbe bleibt und die Feldstärke geändert wird, so zeigt sich nunmehr in der Geschwindigkeit keine sprunghafte Veränderung; damit wird aber die Behauptung von einem faserigen Aufbau des Feldes widerlegt, es müßte denn die Annahme gemacht werden, daß eine außerordentlich große Anzahl von Ätherfäden in einem Elektron endigt. Eine solche Annahme aber würde einer Ätherfadentheorie jeden Wert nehmen.

Der Erfolg der Gleichung von Einstein ist augenscheinlich ein vollkommener — und trotzdem hat sich gezeigt, daß die physikalische Theorie, als deren symbolischer Ausdruck jene Gleichung bezeichnet wurde, so unhaltbar ist, daß sie Einstein selbst meines Erachtens nicht länger aufrecht erhält. Wir sind demnach in der gleichen Lage wie ein Baumeister, der einen ganz vollkommenen Bau aufrichtet und dann die Grundmauern vollständig wegnimmt, ohne daß das Gebäude einstürzt: Es bleibt ganz, bleibt unversehrt, aber ohne jede Art von sichtbaren Trägern. Es müssen aber Grundpfeiler vorhanden sein — auch für unser Problem: und es ist eine der fesselndsten Aufgaben der modernen Physik, diese Grundlagen zu finden. Das Experiment hat die Theorie überholt — oder, besser gesagt, es hat, geführt von einer falschen Theorie, Beziehungen aufgedeckt, welche von höchster Wichtigkeit sind — aber warum diese Beziehungen bestehen, das verstehen wir bis jetzt in keiner Weise.

---

<sup>1)</sup> Phys. Rev. 2, 109 (1913).

## 6. Versuche einer Lösung.

Es ist aber möglich, unserem Ziele um ein Stück näher zu kommen: wir können einige Bedingungen angeben, denen eine spätere Lösung genügen muß. Denn die Energie  $h\nu$ , mit welcher das Elektron nach den Versuchen aus dem Atom entweicht, muß entweder von der Energie herkommen, welche im Innern des Atoms aufgespeichert ist, oder vom auffallenden Lichte. Eine dritte Möglichkeit gibt es nicht. Nun wissen wir, daß die Energie, mit welcher das Teilchen abgeschleudert wird, die gleiche bleibt — ganz gleichgültig, ob der bestrahlte Körper bloß um 1 cm von der Lichtquelle absteht, so daß das Licht sehr stark ist, oder ob der Abstand 1 km beträgt, so daß das Licht ganz schwach ist. Diese Tatsache weist scheinbar darauf hin, daß das Licht nur eine bestimmte Wirkung im Atom auslöst (wie etwa das Abziehen des Hahnes am Gewehre die Explosion des Pulvers in der Patrone einleitet). Nach dieser Vorstellung stammt die gesamte Energie, mit welcher das Elektron aus dem Atom herausfliegt, von dem Atom selbst; diese Anschauung sprach ursprünglich Lenard<sup>1)</sup> im Jahre 1902 aus.

Wenn aber andererseits das Licht die ganze Energie liefert, so muß das Licht selbst aus Energieknoten bestehen, welche während der Ausbreitung im Raume beisammen bleiben, wie es in der Thomson-Einstein-Theorie zum Ausdruck kommt.

Nun ist aber die Energie der Abschleuderung direkt proportional der Schwingungszahl  $\nu$  des auftreffenden Lichtes: diese Tatsache spricht gegen die oben vorgetragene Anschauung von Lenard, nach welcher es sich nur um einen Auslösungsvorgang handeln soll. Denn wenn die Energie ganz aus dem Atom stammen soll, so müßte es vollkommen gleichgültig sein, welche Wellenlängen den Auslösungsvorgang einleiten. Dagegen wären Unterschiede zu erwarten je nach der Art des Gewehres, des Geschützes, d. h. in unserem Falle je nach der Art der Atome, welche vom Lichte getroffen werden. Aber die beobachteten Tatsachen widersprechen beiden Erwartungen vollständig. Die Energie des entweichenden Teilchens muß also auf irgend eine Weise von dem einfallenden Lichte stammen.

---

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) 8, 149 (1902).

Wenn wir nun versuchen, auf Grund irgend einer Theorie über die Ausbreitung der Wellen zu berechnen, wieviel Energie ein Teilchen von einer bestimmten Lichtquelle erhalten kann, so finden wir immer nur einen ganz kleinen Bruchteil jenes Energiebetrages, den das abgeschleuderte Teilchen wirklich zeigt.

So ist die gesamte Lichtenergie, welche eine Hefnerkerze einem Quadratcentimeter im Abstände von 3 m in der Zeiteinheit zustrahlt, gleich 1 Erg<sup>1)</sup>. Demnach ist unter diesen Umständen der Betrag, welcher in einer Sekunde auf einen Körper von der Größe eines Atoms, d. i. vom Querschnitt  $10^{-15}$  qcm fällt, gleich  $10^{-15}$  Erg; die Energie  $h\nu$  jedoch, mit welcher ein Teilchen durch Licht von der Wellenlänge  $500 \mu\mu$  abgeschleudert wird, ist gleich  $4 \cdot 10^{-12}$  Erg oder 4000 mal so groß. Eine Natrium- oder Lithiumfläche ist für Wellen bis zu  $500 \mu\mu$  empfindlich. Nun steckt aber in den Wellenlängen unter  $500 \mu\mu$  nicht der dritte Teil der einfallenden Energie; demnach müßte eine solche Fläche wenigstens 12 000 Sekunden oder 4 Stunden lang von einer Einheitskerze im Abstände von 3 m belichtet werden, bevor irgend ein Atom so viel Energie aufgenommen hat, wie zur Abtrennung eines Elektrons notwendig ist — und zwar ist bei dieser Betrachtung vorausgesetzt, daß die oben angegebene Energie in einer Welle steckt, was aber nicht der Fall ist.

Nun beobachtet man aber, daß das Teilchen in jenem Augenblicke fortfliegt, in dem die Lichtstrahlung einfällt.

Lord Rayleigh<sup>2)</sup> hat allerdings gezeigt, daß ein Resonator einen Energiebetrag aufnehmen kann, der jenem gleich ist, welcher in der nämlichen Zeit durch eine Fläche der primären Wellenfront geht, die mit  $\frac{\lambda^2}{\pi}$  vergleichbar ist — eine Fläche, welche um ein Vielfaches den Querschnitt des Resonators selbst übertrifft. Das schwächt jedoch in keiner Weise die zwingende Kraft der hier vorgetragenen Beweise: denn wir brauchen ja bloß die nämliche Betrachtung auf den Fall der  $\gamma$ -Strahlen anzuwenden, deren Wellenlänge von der Größenordnung eines Atomdurchmessers ( $10^{-8}$  cm) ist: die Schwierigkeit tritt dann noch viel deutlicher

<sup>1)</sup> Drude, Lehrbuch der Optik 1906, S. 472; 1912, S. 476, Gleichung (7).

<sup>2)</sup> Phil. Mag. **32**, 188 (1916).

hervor. So meint Rutherford<sup>1)</sup> schätzungsweise, daß die Gesamtenergie der  $\gamma$ -Strahlen, welche ein Gramm Radium in der Zeiteinheit abgibt, vermutlich nicht größer als  $4,7 \cdot 10^4$  Erg sein kann. In einer Entfernung von 100 m, wo die  $\gamma$ -Strahlen, welche von 1 g Radium ausgehen, noch leicht nachweisbar sind, würde demnach die Gesamtenergie der  $\gamma$ -Strahlen, welche die Fläche von 1 qmm in der Zeiteinheit aufnimmt,  $= \frac{4,7 \cdot 10^4}{4\pi \cdot 10^{10}} = 4 \cdot 10^{-7}$  Erg sein.

Man bedenke, daß die Fläche von 1 qmm 10 Billionen mal größer ist als der Querschnitt eines Atoms oder rund 1 Milliarde mal größer als der Querschnitt eines Scheibchens, dessen Halbmesser gleich einer Wellenlänge ist. Der obige Betrag von  $4 \cdot 10^{-7}$  Erg ist aber sehr nahe gleich jener Energie, mit welcher  $\beta$ -Teilchen von diesen  $\gamma$ -Strahlen zur Abschleuderung gebracht werden, wie wirklich beobachtet werden konnte; die Geschwindigkeit der ausgestrahlten Teilchen betrug etwa  $\frac{9}{10}$  Lichtgeschwindigkeit. Obgleich also das Atom nach der klassischen Theorie 10 Billionen Sekunden brauchen soll, bis es diesen hohen Energiebetrag aus den  $\gamma$ -Strahlen in sich aufgenommen hat, beobachtet man trotzdem, daß das  $\beta$ -Teilchen mit dieser Energie in dem Augenblicke abgeschleudert wird, in welchem die Radiumstrahlung einsetzt. Daraus aber folgt:

Wenn wir die Thomson-Einstein-Annahme von der „lokalisierten Energie“ aufgeben (diese könnte jene Energiebeziehungen wohl befriedigend darstellen), so bleibt uns nichts anderes übrig, als vorauszusetzen, daß das Teilchen in einer früheren Zeit bereits genug Energie aus dem Lichte von dieser oder von einer anderen Wellenlänge absorbierte und in sich ansammelte, so daß zur Zeit des Versuches nur noch ein ganz geringer Betrag dazukommen muß, damit das Teilchen aus dem Atom mit der Energie  $h\nu$  losgerissen wird.

Das Teilchen, welches auf diese Weise durch das Licht abgetrennt wird, kann nicht etwa eines der freien Teilchen<sup>2)</sup> des Metalls sein; denn wenn ein solches Teilchen im Innern eines Metalls in Bewegung versetzt wird, so stellt es einen elektrischen

<sup>1)</sup> Râdioactive Substances and their the Radiations, p. 288. Siehe Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen (Übersetzung von Marx), S. 243.

<sup>2)</sup> Free corpuscles im Urtext.

Strom dar; wir wissen aber, daß ein solcher Strom seine Energie sofort in Wärme umsetzt. Mit anderen Worten: Es ist undenkbar, daß ein freies Teilchen irgend eine innere Einrichtung besitzt, mit welcher es Energie aufnimmt und aufspeichert, bis es sich selbst plötzlich ruckweise einen Anstoß gibt (gewissermaßen wie ein Reiter an seinen Stiefelstrupfen beim Anziehen seiner langen Stiefel zerrt), wobei dann der Ausgleich mit der gewaltigen Ausstrahlungsgeschwindigkeit erfolgt, die wir tatsächlich beobachten.

Wenn das abgeschleuderte Teilchen <sup>1)</sup> demnach nicht ein freies sein kann, so muß es aus dem Innern des Atoms stammen; in diesem Falle ist, wenn die Theorie von Thomson-Einstein aufgegeben werden soll, die Annahme notwendig, daß innerhalb des Atoms eine Vorrichtung vorhanden ist, welche es einem Teilchen ermöglicht, beständig Energie aufzunehmen und sich mit Energie von einer gegebenen Schwingungszahl aufzuladen, bis ein Wert erreicht ist, der zum mindesten so groß ist wie  $h\nu$ . Welcher Art diese Vorrichtung sein soll, darüber können wir uns jetzt noch keine Vorstellung machen. Wenn es Resonanzerscheinungen sein sollen, welche bei der Absorption eine Rolle spielen — und wir haben bis jetzt keine andere Möglichkeit, uns davon ein Bild zu machen —, so ist es für uns außerordentlich schwierig zu verstehen, wie es in den Atomen eines festen Körpers Teilchen geben kann, welche alle Arten von Eigenschwingungen ausführen können, so daß es unter ihnen immer welche gibt, welche Energie aufnehmen, und welche schließlich durch das einwirkende Licht von einer bestimmten Schwingungszahl losgelöst und fortgeschleudert werden. Aber abgesehen von diesen Schwierigkeiten ist der Vorgang selbst unmöglich, wenn diese absorbierenden Teilchen überhaupt Energie ausstrahlen, auch dann, wenn sie keiner Strahlung ausgesetzt sind; denn wenn sie das tun, so würden sie mit der Zeit ihren ganzen Energievorrat verlieren: Wir würden dann dadurch, daß wir die Körper im Dunkeln halten, in der Lage sein, sie in einen Zustand zu versetzen, wo sie keinerlei Aussendung von Teilchen zeigen, bis sie dann stundenlang oder jahrelang der Bestrahlung mit einer gegebenen Wellenlänge ausgesetzt waren. Das aber widerspricht den Versuchsergebnissen;

---

<sup>1)</sup> Corpuscule im Urtext.

selbst wenn wir von der Thomson-Einstein-Theorie über die örtlich gebundene Energie absehen, sind wir gezwungen, absorbierende Elektronen vorauszusetzen, welche während des Absorptionsvorganges so lange nicht strahlen, bis die aufgenommene Energie einen bestimmten kritischen Wert erreicht hat: dann setzt die Strahlung explosionsartig ein.

Gleichgültig nun, wie wir die Erscheinung der Aussendung von Teilchen unter der Einwirkung von Ätherwellen erklären — ob wir mit Thomson und Einstein ausgezeichnete Stellen von örtlich gebundener Energie annehmen, welche durch den Raum fortschreiten, oder ob wir im Innern eines Atoms besondere Eigenschaften voraussetzen, welche dem Atom die Fähigkeit verleihen, auftreffende Energie kontinuierlich zu absorbieren, dieselbe aber dann explosionsartig auszusenden —: auf jeden Fall scheint es, daß die Haupteigenschaften der Wirkung, welche wir wahrnehmen, uns den Beweis dafür liefern, daß der Vorgang der Energieaussendung durch ein Atom ein diskontinuierlicher, sprunghafter oder explosionsartiger ist. Das war die Hauptannahme, welche Planck seiner sogenannten Quantenlehre der Strahlung zugrunde legte. Die Theorie von Thomson-Einstein läßt sowohl die Energieaufnahme, wie die Energieabgabe als etwas Plötzliches oder Explosionsartiges erscheinen; die Ladungstheorie dagegen, welche zuerst von Planck entwickelt wurde, betrachtet — allerdings von anderen Gesichtspunkten ausgehend — die Absorption als einen kontinuierlichen und nur die Aussendung als einen explosionsartigen Vorgang.

Die Größe  $h$ , welche oben (S. 217) bis auf etwa  $\frac{1}{2}$  Proz. genau bestimmt wurde, stellt die Explosionskonstante dar, d. h. sie gibt das unabänderliche Verhältnis zwischen der Ausstrahlungsenergie und der Schwingungszahl des einfallenden Lichtes. Wir haben es hier mit jener universellen Konstanten zu tun, auf welche zum erstenmal Planck bei seinen Untersuchungen über die Strahlung des schwarzen Körpers kam; freilich scheinen die physikalischen Annahmen, welche den damaligen Berechnungen von Planck zugrunde lagen, nicht mehr haltbar. Denn die amerikanischen Physiker Duane und Hunt<sup>1)</sup> einerseits, Hull<sup>2)</sup>

---

<sup>1)</sup> Phys. Rev. **6**, 166 (1915).

<sup>2)</sup> Ebenda **7**, 157 (1916).

andererseits haben vor kurzem gezeigt, daß die nämliche Größe  $h$  auch auftritt, wenn solche Teilchen (Korpuskeln) gegen irgend einen festen Körper stoßen und dabei gebremst werden; jene Forscher konnten nämlich durch Beobachtung feststellen, daß man die größte Schwingungszahl (Grenzschiwingung im Bremsspektrum) des kontinuierlichen oder weißen Röntgenspektrums erhält, wenn man die kinetische Energie des auftreffenden Teilchens durch  $h$  teilt. Die schwarze Strahlung rührt nun vermutlich davon her, daß freie Teilchen in einem Metalle auf die Atome aufprallen; wenn nun  $h$  sowohl in den Gleichungen, welche die schwarze Strahlung darstellen, wie in den Gleichungen für die kontinuierliche Röntgenstrahlung auftritt, so ist es wahrscheinlich, daß die Ursache in beiden Fällen die gleiche ist; entgegen der Annahme von Planck würde es demnach nicht notwendig sein, daß freie Schwingungen und erzwungene Schwingungen überhaupt zusammenfallen. Die Größe  $h\nu$ , welche hier auftritt, ist nicht für das Atom charakteristisch, sondern sie ist nur eine Eigenschaft des Ätherimpulses, welcher dadurch entsteht, daß ein Elektron in seiner Bewegung gebremst wird. Warum nun aber ein solcher Ätherimpuls in ein kontinuierliches oder „weißes“ Röntgenspektrum auflösbar sein soll, welches noch dazu die besondere Eigenschaft hat, daß es mit einer ganz bestimmten Grenzschiwingungszahl, welche durch die Gleichung

$$h\nu = PD \times e^*)$$

gegeben ist, aufhört, das ist bis jetzt vollkommen rätselhaft. Wir können zurzeit nichts weiter sagen, als daß man auf Grund der Versuche die Forderung nach einer weitgehenden Änderung der Ätherimpulstheorie der sogenannten „weißen“ und der allgemeinen Röntgenstrahlung erheben muß, damit eben die Theorie diesen Versuchsergebnissen Rechnung tragen kann.

Andererseits wieder muß man aus der Tatsache, daß  $h$  in den Gleichungen auftritt, welche die Absorption und die Ausstrahlung von einfarbigem Lichte miteinander verknüpfen (lichtelektrische Wirkung und Bohr-Atom), den Schluß ziehen, daß es im Innern des Atoms irgend einen bis jetzt noch unbekanntes

---

\*) Siehe Gleichung  $h\nu = eV$  bei Sommerfeld: „Atombau und Spektrallinien“, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 2. Aufl., 1921, S. 196.  $V$  ist hier die Röhrenspannung.  $PD$  hat die gleiche Bedeutung wie  $V$ . (Der Übersetzer.)

Mechanismus gibt, welcher bei der Aufnahme der Energie und bei ihrer Aussendung eine Rolle spielt. Diese Forderung findet eine ganz besondere Stütze in jener merkwürdigen Eigenschaft der Materie, Röntgenstrahlen zu absorbieren. Dieses Verhalten wurde von Barkla<sup>1)</sup> entdeckt. Die Bilder von de Broglie (Fig. 22 und 23, S. 189 f.) zeigen dasselbe sehr schön: Die Atome jedes bestimmten Elements lassen die allgemeine Röntgenstrahlung bis zu einer gewissen kritischen Schwingungszahl durch; alle Wellen, deren Schwingungszahlen größer sind als dieser kritische Wert, werden absorbiert. Die große Bedeutung dieser Entdeckung liegt darin, daß sie uns zeigt, daß es eine bestimmte Art von Absorption gibt, welche weder mit Resonanz noch mit freien Elektronen etwas zu tun hat: Die moderne Optik kennt aber nur diese Arten von Absorption. Bis jetzt sind wir nicht imstande, diese neue Art von Absorption mechanisch zu greifen.

Ein Ergebnis aber haben wir, welches durch alle diese Versuche endgültig sichergestellt ist. Ob nun die Strahlung dadurch entsteht, daß ein freies Elektron gebremst wird (wie bei den Versuchen von Duane und Hunt und vermutlich auch bei den Versuchen mit dem schwarzen Körper), oder dadurch, daß gebundene Elektronen Energie absorbieren und wieder ausstrahlen (wie bei lichtelektrischen und spektroskopischen Vorgängen), — auf jeden Fall scheint die Größe  $h$  von Planck immer an die Energieaussendung und an die Energieabsorption durch das Elektron irgendwie geknüpft. Deshalb können wir  $h$  als eine der Eigenschaften des Elektrons ansehen.

Die Untersuchung der Eigenschaften des Elektrons brachte viele neue Tatsachen auf dem Gebiete der Strahlung zu unserer Kenntnis und es scheint, daß auf jeden Fall eine sehr gründliche Abänderung und eine weitere Ausgestaltung der klassischen Theorien der Absorption und der Aussendung von strahlender Energie erforderlich ist. Die Theorie von Thomson-Einstein versucht, die neuen Tatsachen auf Grund der unbekanntenen Natur des Äthers zu begreifen; und sie macht über den Aufbau desselben ganz neue Annahmen, welche sich von den früheren vollständig unterscheiden. Die Ladungstheorie läßt den Äther wie

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. 17, 749 (1909).

er war; sie stützt ihre Erklärungen auf die Eigenschaften des Elektrons und auf die unbekanntten Bedingungen und Gesetze, welche für das Innere des Atoms gelten sollen. Die Gründe, welche gegen die erstere Theorie sprechen, habe ich bereits angeführt. Die zweite Art ist zwar bis jetzt noch sehr unvollkommen; aber mir scheint, daß sie die einzig mögliche ist. Sie kann bereits bemerkenswerte Erfolge aufweisen, wie im Falle des Atommodells von Bohr. Diese Theorie ist aber zurzeit noch arg unvollständig und nebelhaft verschwommen. Wir können jetzt nur etwa folgendes sagen: Es scheint, daß wir durch neu entdeckte Beziehungen auf dem Gebiete der Strahlung entweder zur halbkorpuskularen Theorie von Thomson-Einstein gezwungen werden oder aber zu jener Theorie, welche ebenfalls die bisherige Ordnung der Dinge in der Physik umstürzt. Denn jede dieser beiden Möglichkeiten führt uns zu einer ganz revolutionären Quantentheorie der Strahlung. Daß wir in einer Zeit leben, welche über die Art, wie Ätherwellen von der Materie absorbiert und ausgestrahlt werden, so ganz vollständig neue Vorstellungen schafft, das mag unser Herz in Erwartung höher schlagen lassen. Die Welt der Atome und der Elektronen hat sich dem Auge des modernen Physikers in wunderbarer Schönheit und Folgerichtigkeit enthüllt; ihre Beziehungen zur Welt der Ätherwellen ist uns aber noch ein tiefes Geheimnis: es mag für das kommende Geschlecht eine hehre Aufgabe sein, des Rätsels Lösung zu finden.

---

## XVI. Tabelle der wichtigsten Konstanten,

welche im Verlaufe dieser Untersuchung über die Isolierung und Messung des Elektrons

neu bestimmt wurden<sup>1)</sup>:

Ladung des Elektrons . . . . .	$e = (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10}$
Avogadro-Zahl . . . . .	$N = (6,062 \pm 0,006) \cdot 10^{23}$
Zahl der Gasmolekeln in 1 ccm bei 0° C und 76 cm Druck . . . . .	$n = (2,705 \pm 0,003) \cdot 10^{19}$
Kinetische Translationsenergie einer Molekel bei 0° C . . . . .	$E_0 = (5,621 \pm 0,006) \cdot 10^{-14}$
Änderung der molekularen Translationsenergie für 1° C . . . . .	$\mathcal{E} = (2,058 \pm 0,002) \cdot 10^{-16}$
Masse eines Wasserstoffatoms in Gramm . . . . .	$m = (1,662 \pm 0,002) \cdot 10^{-24}$
Wirkungsquantum von Planck . . . . .	$h = (6,547 \pm 0,013) \cdot 10^{-27}$
Strahlungskonstante nach Wien . . . . .	$C_2 = 1,4312 \pm 0,0030$
Konstante der Gesamtstrahlung nach Stefan-Boltzmann . . . . .	$\sigma = (5,72 \pm 0,034) \cdot 10^{-12}$
Gitterkonstante von Kalkspat . . . . .	$\delta = (3,030 \pm 0,001) \text{ \AA}$

<sup>1)</sup> Proc. Nat. Acad. Sc. **3**, 236 (1917); Phil. Mag. **34**, 1—30 (1917).



oben sich bewegen, und aus der Ionenzahl  $n'$  in 1 ccm an der Stelle  $x$ , d. h.  $N = n'V$ . Deshalb wird nach Gleichung (42)

$$V = \frac{D}{n'} \cdot \frac{dn'}{dx};$$

die Kraft, welche auf diese  $n'$ -Ionen wirkt und welche die aufwärtsgerichtete Bewegung hervorruft, ist der Unterschied in dem Partialdruck der Ionen an der oberen und unteren Fläche eines Zentimeterwürfels an jener Stelle  $x$ . Sie ist demnach gleich  $\frac{dp}{dx}$  Dynen; das Verhältnis aus der wirkenden Kraft und der durch sie erzeugten Geschwindigkeit ist

$$\frac{\frac{dp}{dx}}{V} \quad \text{oder} \quad \frac{\frac{dp}{dx}}{\frac{D}{n'} \frac{dn'}{dx}}$$

Nun muß dieses Verhältnis von der besonderen Art der Kraft, welche die Bewegung verursacht, unabhängig sein. Wir denken uns deshalb, daß die nämlichen  $n'$ -Ionen nicht durch den Diffusionsvorgang, sondern durch ein elektrisches Feld von der Stärke  $F$  in Bewegung gesetzt werden. Die gesamte Kraft, welche auf die  $n'$ -Ionen einwirkt, ist dann  $F \cdot e \cdot n'$ ;  $v$  möge die erzeugte Geschwindigkeit sein; dann ist nunmehr das Verhältnis zwischen der wirkenden Kraft und der erzeugten Geschwindigkeit:

$$\frac{F \cdot e \cdot n'}{v}$$

Dieses Verhältnis muß konstant sein — unabhängig von der Art der Kraft, welche jene Bewegung verursacht; demnach ist:

$$\frac{F \cdot e \cdot n'}{v} = \frac{\frac{dp}{dx}}{\frac{D}{n'} \frac{dn'}{dx}} \dots \dots \dots (43)$$

$v_0$  möge nun die Geschwindigkeit im Einheitsfelde bedeuten — eine Größe, welche als „Ionen-Beweglichkeit“ bezeichnet wird; dann ist

$$\frac{v}{F} = v_0.$$

Der Partialdruck  $p$  ist proportional  $n'$  oder  $p = Kn'$ . Daraus folgt:

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn'}{n'}$$

Gleichung (43) nimmt demnach die Form an:

$$\frac{en'}{v_0} = \frac{1}{D} \quad \text{oder} \quad v_0 = \frac{Den'}{p} \dots \dots \dots (44)$$

Wir führen nun die Annahme ein, daß die Ionen wie ungeladene Moleküle wirken, wenigstens soweit es sich um die Beziehungen des Gasdruckes handelt. (Diese Annahme konnte man früher nicht ohne weiteres als richtig annehmen, sie wurde aber inzwischen als zutreffend erwiesen.) Dann ist

$$\frac{n'}{p} = \frac{n}{P}$$

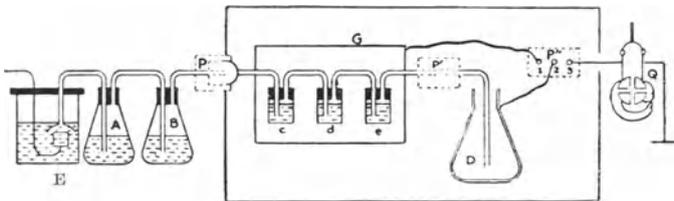
Hier ist  $n$  die Molekelzahl in 1 ccm Luft,  $P$  ist der Atmosphärendruck. Aus Gleichung (44) folgt demnach:

$$ne = \frac{v_0 P}{D} \dots \dots \dots (45)$$

**B. Erster Versuch von Townsend,  $e$  zu bestimmen.**

Fig. 30 zeigt die benutzte Versuchsanordnung. An der Elektrode  $E$  entwickelt sich Sauerstoff<sup>1)</sup>; derselbe perlt zuerst durch

Fig. 30.



Jodkalium in der Flasche  $A$ , um das Ozon zu entfernen; sodann geht er durch Wasser in der Flasche  $B$ , damit die Ionen Gelegenheit erhalten, einen Nebel bilden zu können. Diese Luft<sup>2)</sup> tritt

<sup>1)</sup> Urtext: oxygen. — <sup>2)</sup> Urtext: air.

mitsamt den Nebeltröpfchen, welche sie enthält, durch einen Kanal, der sich in einem Isolator, einem Paraffinblock  $P$  befindet, in die Glasgefäße  $c$ ,  $d$ ,  $e$ , welche konzentrierte Schwefelsäure enthalten. Dort wird der Luft<sup>1)</sup> alle Feuchtigkeit entzogen und auch jener Teil der Ladung, der an Ionen gebunden ist, welche beim Durchströmen durch  $c$ ,  $d$ ,  $e$  mit der Schwefelsäure wirklich in Berührung kommen. Die getrocknete Luft<sup>1)</sup> mit dem Reste der Ladung geht durch eine Bohrung im Paraffinblock  $P'$  in die Flasche  $D$  über. (Wenn das untersuchte Gas leichter ist als Luft, z. B. Wasserstoff, wird  $D$  natürlich umgekehrt.)  $D$  ist an der Außenseite mit Stanniol belegt; von hier aus führt eine Verbindung zu einem der drei Quecksilbernäpfcchen im Paraffinblock  $P''$ . Die Luft in  $D$  möge zuerst keine Ladung enthalten; tritt nun eine Elektrizitätsmenge in die Flasche  $D$  ein, so wird durch Influenz auf dem Stanniolbelage der Flasche eine elektrische Ladung, welche jener Menge genau gleich ist, erzeugt. Zur Messung dieser Menge  $q_1$  werden die Quecksilbernäpfcchen 2 und 3 miteinander verbunden (3 ist an das Quadrantelektrometer  $Q$  geschaltet) und die Ablenkung nach jeder Minute beobachtet. Ganz ähnlich ist die gesamte Elektrizitätsmenge, welche in einer Minute in den Trockenröhren  $c$ ,  $d$ ,  $e$  festgehalten wird, genau gleich der Menge, welche durch Influenz an der Außenwandung des Metallgefäßes  $G$  auftritt, das die Flaschen  $c$ ,  $d$ ,  $e$  umgibt. Diese Menge  $q_2$  kann man messen, wenn man die Quecksilbernäpfcchen 1 und 3 verbindet und die Ablenkung des Quadrantelektrometers nach jeder Minute beobachtet. Wie viele Kubikzentimeter Gas in einer Minute durch den Apparat gehen, kann man leicht aus der Stromstärke in der Zersetzungszelle  $E$  und dem elektrochemischen Äquivalent des Gases finden. Wenn man die Elektrizitätsmengen, die in der Minute auf  $D$  und  $G$  auftreten, durch die Anzahl der Kubikzentimeter Gas, die in einer Minute entwickelt wurden, dividiert, so erhält man die Gesamtladung, welche ein Kubikzentimeter der Wolke mit sich führte.

Man erhält das Gewicht von einem Kubikzentimeter des Nebels, wenn man das Gewicht, welches ein Kubikzentimeter von gesättigtem Wasserdampf hat, von der Gewichtszunahme abzieht, welche die Trockenröhren  $c$ ,  $d$ ,  $e$  erfahren, wenn ein Kubikzenti-

---

<sup>1)</sup> Urtext: air.

meter Gas hindurchstreicht. Dadurch ergänzen sich die in den Gleichungen (2) und (3), S. 29 bzw. 32 dargestellten Messungen.

Zu Gleichung (4), S. 45. Den Mittelwert der Größe der Wassertropfchen fand Townsend, indem er den Nebel, welcher aus *B* herauskam, in eine Flasche eintreten ließ und beobachtete, wie lange der oberste Teil des Nebels brauchte, bis er um eine bestimmte Anzahl von Zentimetern sank.

Der Radius der Tröpfchen ergibt sich sodann nach der rein theoretischen Arbeit von Stokes<sup>1)</sup> aus der Gleichung

$$v_1 = \frac{2 \cdot g \cdot a^2}{9 \cdot \eta} \sigma.$$

Hier ist  $v_1$  die Fallgeschwindigkeit eines kugelförmigen Tröpfchens in einem Gase, dessen Zähigkeitskoeffizient  $\eta$  ist.  $\sigma$  ist die Dichte des Tröpfchens.

Aus obiger Gleichung von Stokes fand Townsend den Mittelwert  $a$  für die Halbmesser der Tröpfchen. Den Mittelwert des Gewichtes  $m$  berechnete Townsend nach der bekannten Formel:

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \sigma.$$

Von dieser Grundlage ausgehend, war es nicht schwer, die Methode weiter auszubauen [siehe Gleichung (5), S. 49].

### C. Die Gleichung für die Brownsche Bewegung.

(Zu S. 137.)

Die Gleichung von Einstein hat Langevin<sup>2)</sup> folgendermaßen in sehr einfacher Weise entwickelt:

Nach der kinetischen Gastheorie ist

$$P V = R T = \frac{1}{3} N m \overline{c^2}.$$

Hier ist

$\overline{c^2}$  = der Mittelwert der Quadrate der Molekelgeschwindigkeiten,

$N$  = Molekelzahl in 1 Grammmolekel,

$m$  = Masse einer Molekel.

<sup>1)</sup> Lamb, Hydrodynamik 1895, S. 533.

<sup>2)</sup> Compt. rend. 146, 530 (1908).

Demnach ist die mittlere kinetische Energie  $E$  der Bewegung jeder Molekel gegeben durch

$$E = \frac{1}{2} m \overline{c^2} = \frac{3}{2} \frac{RT}{N}.$$

Wenn wir die Brownsche Bewegung beobachten, so verfolgen wir nur Bewegungen längs einer Achse. Deshalb müssen wir die gesamte Bewegungsenergie in drei Teile zerlegen, wobei ein Teil davon der Bewegung nach einer der drei Achsen entsprechen möge.

Wir setzen die Geschwindigkeit in Richtung der  $X$ -Achse gleich  $\frac{dx}{dt}$ ; dann ist

$$\frac{E}{3} = \frac{1}{2} m \left( \overline{\frac{dx}{dt}} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{RT}{N} \dots \dots \dots (46)$$

Die Komponente der mittleren Bewegungsenergie von einem Brownschen Teilchen nach einer der Achsen ist also nach der Annahme von Einstein gleich

$$\frac{1}{2} \frac{RT}{N}.$$

Diese Bewegung ist durch die Stöße der Moleküle verursacht. Um nun die Gleichung anschreiben zu können, welche die Bewegung eines Teilchens, das solchen Kräften unterworfen ist, in jedem Augenblicke darstellt, müssen wir bloß kennen

1. den Wert  $X$  der  $x$ -Komponente von allen Stößen, welche die Moleküle in jenem Augenblicke machen;
2. den Widerstand, den das Mittel den Teilchen, welche sich in ihm bewegen, entgegensetzt.

Diese letztere Größe setzten wir gleich  $Kv$ . Wenn sich Öltröpfchen in einem Gase bewegen, so hat  $K$  nach meinen Messungen den Wert

$$\frac{6 \pi \eta a}{1 + A \frac{l}{a}}.$$

Dann kann die Gleichung für die Bewegung, welche ein Teilchen in irgend einem Augenblick unter dem Einflusse der Molekelstöße macht, in folgender Form geschrieben werden:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -K \frac{dx}{dt} + X \dots \dots \dots (47)$$

Bei der Brownschen Bewegung sind nur die absoluten Verschiebungswerte ohne jede Rücksicht auf ihr Vorzeichen von Bedeutung. Wir führen deshalb  $x^2$  und  $\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$  ein, indem wir mit  $x$  multiplizieren. Nachdem für  $x \frac{d^2x}{dt^2}$  sein Wert

$$\frac{1}{2} \frac{d^2(x^2)}{dt^2} - \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$$

gesetzt ist, erhält man

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(x^2)}{dt^2} - m \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = -\frac{K}{2} \frac{d(x^2)}{dt} + Xx \dots (48)$$

Langevin betrachtet nun den Mittelwert, der sich dadurch ergibt, daß diese Gleichung in einem gegebenen Augenblick auf eine große Zahl von verschiedenen Teilchen, die alle einander ganz gleich sein sollen, angewendet wird.

Er schreibt nun  $z$  für  $\frac{d(x^2)}{dt}$ ; hier bedeutet  $\overline{x^2}$  den Mittelwert aus einer großen Zahl von verschiedenen Werten von  $x^2$ . Für  $m \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$  wird  $\frac{RT}{N}$  gesetzt. Bedenken wir außerdem, daß bei der Bildung des Mittelwertes  $\overline{Xx} = 0$  wird, da ja die Größen  $X$  in dem letzten Gliede wahrscheinlich ebenso oft positiv wie negativ sind. Dadurch erhält man

$$\frac{m}{2} \frac{dz}{dt} - \frac{RT}{N} = -\frac{Kz}{2}.$$

Durch Trennung der Variablen erhält man:

$$\frac{dz}{\left(z - \frac{2RT}{NK}\right)} = -\frac{K}{m} dt.$$

Wenn man zwischen den Grenzen 0 und  $\tau$  integriert, so erhält man

$$z = \frac{2RT}{NK} + Ce^{-\frac{K}{m}\tau} \dots \dots \dots (49)$$

Wenn wir nun das Zeittleichen  $\tau$  groß genug wählen, so daß wir es messen können, dann wird  $z$  gleich dem ersten Gliede, weil wir

dann das zweite Glied vernachlässigen können, d. h.  $z$  wird dann gleich  $\frac{2RT}{NK}$ .

Denn wenn Brownsche Bewegungen überhaupt beobachtbar sein sollen, ist  $a$  von der Größenordnung  $10^{-4}$  cm oder kleiner; da ferner  $K$  angenähert gleich  $6\pi\eta a$  ist, so wird, wenn man die Dichte des Teilchens gleich eins annimmt:

$$\frac{m}{K} = \frac{\frac{4}{3}\pi(10^{-4})^3}{6\pi \cdot 0,00018 \cdot 10^{-4}} = 10^{-5}.$$

Wenn demnach  $\tau$  größer als etwa  $10^{-5}$  Sekunden genommen wird, so nähert sich  $e^{-\frac{K}{m}\tau}$  sehr rasch der Größe 0; für irgend ein meßbares Zeitteilchen wird demnach

$$z = \frac{2RT}{NK} \quad \text{oder} \quad \frac{d(\overline{x^2})}{dt} = \frac{2RT}{NK}.$$

$\overline{\Delta x^2}$  möge die Änderung von  $\overline{x^2}$  in der Zeit  $\tau$  darstellen:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{2RT}{NK} \tau \dots \dots \dots (50)$$

Diese Gleichung sagt uns, daß wir den Wert von  $\frac{2RT}{NK} \tau$  ermitteln können, wenn wir

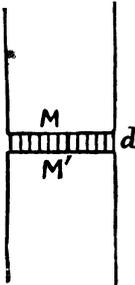
1. eine große Zahl  $n$  von ganz gleichen Teilchen während einer Zeit  $\tau$  beobachten und die Verschiebung  $\Delta x$ , welche jedes dieser Teilchen längs der  $X$ -Achse in jenem Zeitelement  $\tau$  erfährt, messen können;
2. jede dieser Verschiebungen  $\Delta x$  zur zweiten Potenz erheben;
3. aus allen diesen Größen  $(\Delta x)^2$  den Mittelwert  $(\overline{\Delta x})^2$  bilden.

Wir müssen aber offenbar zu ganz genau dem gleichen Ergebnis kommen, wenn wir ein und dasselbe Tröpfchen während  $n$  Zeitteilchen, von denen jedes die Länge  $\tau$  hat, beobachten und dann diese  $n$ -Verschiebungen zu einem Mittelwert zusammenfassen. Das letztere Verfahren ist augenscheinlich zuverlässiger; das erstere geht ja von der Annahme aus, daß die Teilchen alle einander ganz gleich sind.

**D. Die Trägheit oder Masse einer elektrischen Ladung auf einer Kugel vom Radius  $a$ .**

Fig. 31 stelle einen Magneten mit der Polfläche  $A$  dar,  $d$  sei der Abstand der beiden Pole,  $M$  sei ihre Gesamtmagnetisierung,  $\sigma$  ihre Magnetisierungsdichte,  $H$  die Feldstärke. Dann ist die Arbeit, welche nötig ist, um einen Einheitspol von  $M$  nach  $M'$  zu schaffen,

Fig. 31.



$$= H \cdot d.$$

Die Arbeit, welche notwendig ist, um die Pole  $M$  und  $M'$  zu erzeugen, d. h. um  $M$  magnetische Einheiten gegen ein Feld von der Stärke  $\frac{H}{2}$  (im Mittelwerte) zu verschieben, ist  $\frac{HMd}{2}$ . Die Gesamtenergie  $E_1$  des magnetischen Feldes ist gegeben durch

$$E_1 = \frac{HMd}{2} = \frac{H \cdot A \cdot \sigma \cdot d}{2}.$$

Da  $H = 4\pi\sigma$  ist, so ergibt sich

$$E_1 = \frac{H^2 A \cdot d}{8\pi},$$

$A \cdot d$  ist das Volumen des Feldes. Die Energie  $E$  der Volumeneinheit des magnetischen Feldes ist also gegeben durch

$$E = \frac{H^2}{8\pi} \dots \dots \dots (51)$$

Im Abstände  $r$  von einer Ladung  $e$ , welche sich mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt, hat ein magnetisches Feld die Stärke  $\frac{ev}{r^2}$ .

$\vartheta$  möge der Winkel zwischen  $r$  und der Bewegungsrichtung der Ladung sein. In einem Punkte, der um  $r\vartheta$  von der Ladung absteht, ist die Stärke des magnetischen Feldes gegeben durch

$$H = \frac{ev}{r^2} \sin \vartheta.$$

Die Gesamtenergie des Magnetfeldes, das von der sich bewegenden Ladung herrührt, ist

$$\int E d\tau = \int \frac{H^2}{8\pi} d\tau.$$

Hier ist  $d\tau$  ein Volumenelement, die Integration ist nach  $v, \vartheta$  und  $\varphi$  über den ganzen Raum auszuführen:

$$d\tau = r^2 \sin \vartheta d\vartheta dr d\varphi.$$

Die Gesamtenergie wird demnach gleich

$$\frac{e^2 v^2}{8\pi} \int \frac{\sin^2 \vartheta}{r^4} d\tau = \frac{e^2 v^2}{8\pi} \int_a^\infty \frac{dr}{r^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin^3 \vartheta d\vartheta = \frac{e^2 v^2}{3a}.$$

Da die kinetische Energie  $= \frac{1}{2} m v^2$  ist, so erhält man das Massenäquivalent  $m$  der sich bewegenden Ladung, indem man setzt:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{e^2 v^2}{3a}, \quad m = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{a} \dots \dots \dots (52)$$

Der Radius einer kugelförmigen Ladung, welche einer Masse entsprechen würde, die der beobachteten Masse des negativen Elektrons gleich ist, wird gefunden, indem man in die letzte Gleichung für

$$\begin{aligned} e &= 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ elektrostatische Einheiten,} \\ e &= 1,591 \cdot 10^{-20} \text{ elektromagnetische Einheiten und} \\ \frac{e}{m} &= 1,767 \cdot 10^7 \text{ elektromagnetische Einheiten} \end{aligned}$$

einsetzt. Das gibt

$$a = 1,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Der Ausdruck, den wir eben für  $m$  erhielten, gilt offenbar nur so lange, als das magnetische Feld symmetrisch um die sich bewegende Ladung verteilt ist, wie es bei der Integration angenommen ist, d. h. also so lange, als  $v$  klein ist gegen die Lichtgeschwindigkeit. Wenn  $v$  größer wird als  $0,1 \cdot c$  ( $c =$  Lichtgeschwindigkeit), so wird die Masse der Ladung allmählich größer, und zwar in deutlich meßbarem Betrage; sie wird unendlich groß, wenn  $v$  der Lichtgeschwindigkeit gleich wird. Nach der Theorie von Lorentz hat man

$$\frac{m}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \dots \dots \dots (53)$$

wo  $m_0$  die Masse für kleine Geschwindigkeiten,  $m$  die Masse bei einer beliebigen Geschwindigkeit  $v$  bedeutet.

Wie Bucherer fand, gilt diese Formel für die Massen von negativen Elektronen, deren Geschwindigkeit zwischen  $0,3c$  und  $0,8c$  ( $c =$  Lichtgeschwindigkeit) liegt, strenge.

### E. Querschnitt der Moleküle und mittlere freie Weglänge.

In einem Würfel mit der Seitenlänge 1 cm möge ein einziges Molekül sein, und zwar in Ruhe; die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein anderes Molekül, welches den Würfel durchfliegt, auf jenes Molekül stößt, ist  $\frac{\pi d^2}{1}$ ; hier ist  $d$  der Mittelwert der Durchmesser der zwei Moleküle. Wenn  $n$  Moleküle im Würfel enthalten sind, so erhöht sich die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes um das  $n$ -fache; sie wird also  $\frac{n\pi d^2}{1}$ . Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Teilchen beim Zurücklegen von 1 cm mit einem anderen zusammenstößt, ist im Mittelwert proportional der Anzahl der Stöße, welche in jener Zeit, die zur Zurücklegung der Strecke notwendig ist, wirklich erfolgten. Die mittlere freie Weglänge  $l$  ist der zurückgelegte Weg, geteilt durch die Zahl der Stöße, welche beim Zurücklegen jenes Weges erfolgten. Daher hat man

$$l = \frac{1}{n\pi d^2} \dots \dots \dots (54)$$

Das ist der strenge Ausdruck für die mittlere freie Weglänge eines Moleküls, welches sich durch einen Haufen ruhender Moleküle bewegt.

Wenn aber alle Moleküle in Bewegung sind, dann kommt es offenbar zu einer Reihe von Zusammenstößen, die im ersteren Falle nicht stattfinden würden; die Zusammenstöße sind offenbar häufiger, wenn die Moleküle sich bewegen, als wenn sie in Ruhe sind. In welchem Maße die Zahl der Stöße zunimmt, das hängt von dem Verteilungsgesetze der Molekelgeschwindigkeiten ab. Unter Zugrundelegung des Maxwell'schen Verteilungsgesetzes ist der Nenner des Ausdruckes (54) noch mit  $\sqrt{2}$  zu multiplizieren (Jeans, Dynamical Theory of Gases). Gleichung (54) nimmt also die Form an:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot n\pi d^2} \dots \dots \dots (55)$$

**F. Zahl der freien positiven Elektronen  
in dem Kern eines Atoms — bestimmt nach der Methode  
von Rutherford.**

Es möge sein:

$N$  = Zahl der freien positiven Elektronen in dem Kern,

$e$  = Ladung des Elektrons,

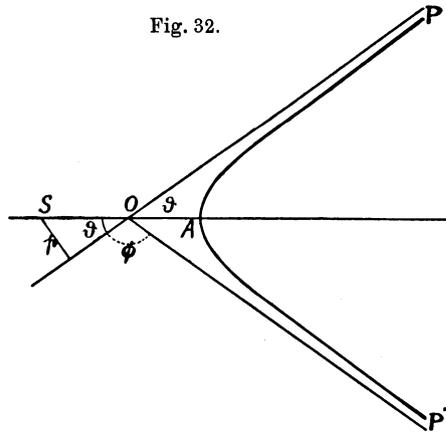
$E$  = bekannte Ladung eines  $\alpha$ -Teilchens, d. i.  $2e$ ,

$\frac{1}{2} m V^2$  = kinetische Energie eines  $\alpha$ -Teilchens.

Wenn ein  $\alpha$ -Teilchen beim Durchfliegen eines Atoms aus der ursprünglichen Richtung stark abgelenkt wird, so ist dies vor allem durch die Wirkung der Kernladung bedingt; die Trägheit der negativen Elektronen kann ja gegenüber jener des  $\alpha$ -Teilchens vollständig vernachlässigt werden.  $b$  sei der geringste Abstand, bis auf welchen das  $\alpha$ -Teilchen sich dem Mittelpunkt des Kernes nähern kann, wenn der Stoß gegen den Mittelpunkt gerichtet ist; das  $\alpha$ -Teilchen wird in diesem Falle auf seine ursprüngliche Bahn zurückgeworfen. Dann muß die ursprüngliche kinetische Energie  $\frac{1}{2} m V^2$  gleich der Arbeit sein, welche gegen das elektrische Feld geleistet wird, wenn das  $\alpha$ -Teilchen sich dem Kern bis auf den Abstand  $b$  nähert;

$$\frac{1}{2} m V^2 = \frac{N \cdot e \cdot E}{b} \quad (56)$$

Wir wollen weiter den Fall betrachten, daß der Stoß nicht zentral ist; die ursprüngliche Richtung des  $\alpha$ -Teilchens soll dadurch bestimmt sein, daß sich das  $\alpha$ -Teilchen dem Kern bis auf die Strecke  $p$  nähern würde, wenn es diese Richtung beibehalten würde (Fig. 32). Das  $\alpha$ -Teilchen wird unter diesen Um-



ständen nicht, wie oben, um  $180^\circ$ , sondern um einen Winkel  $\varphi$  abgelenkt. Aus den geometrischen Eigenschaften der Hyperbel und nach einfachen Sätzen der Mechanik ist

$$p = \frac{b}{2} \cotg \frac{\varphi}{2} \cdot \dots \dots \dots (57)$$

$PAP'$  möge die Bahn des Teilchens sein;

$$POA = \vartheta.$$

$V$  sei die Geschwindigkeit des Teilchens beim Eintritt in das Atom,  $v$  sei seine Geschwindigkeit bei  $A$ . Dann folgt aus dem Satze von der Erhaltung des Impulsmoments

$$p \cdot V = SA \cdot v \cdot \dots \dots \dots (58)$$

Aus dem Satze von der Erhaltung der Energie folgt:

$$\frac{1}{2} m V^2 = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{NeE}{SA},$$

daher

$$v^2 = V^2 \left( 1 - \frac{b}{SA} \right) \cdot \dots \dots \dots (59)$$

Da die Exzentrizität  $\varepsilon = \sec \vartheta = \frac{1}{\cos \vartheta}$  ist und da für jeden Kegelschnitt der Abstand der Brennpunkte gleich ist der Exzentrizität mal der halben großen Achse, d. i.

$$SO = OA \cdot \varepsilon,$$

so folgt, daß

$$\begin{aligned} SA &= SO + OA = SO \left( 1 + \frac{1}{\varepsilon} \right) \\ &= p \frac{1}{\sin \vartheta} (1 + \cos \vartheta) = p \cot \frac{\vartheta}{2}. \end{aligned}$$

Aus Gleichung (58) und (59) folgt:

$$p^2 = SA(SA - b) = p \cot \frac{\vartheta}{2} \left( p \cot \frac{\vartheta}{2} - b \right).$$

Also:

$$b = 2 p \cot \vartheta \cdot \dots \dots \dots (60)$$

Da der Ablenkungswinkel  $\varphi = \pi - 2\vartheta$  ist, so folgt, daß

$$\cotg \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b} \cdot \dots \dots \dots (61)$$

was wir beweisen wollten.

In einem Kubikzentimeter Metallfolie, deren Dicke  $t$  ist, seien  $n$  Atome;  $R$  sei der Halbmesser von jedem Atom. Dann ist, wie man aus Anhang E ersehen kann, die Wahrscheinlichkeit  $M$  dafür, daß ein Teilchen, dessen Ausdehnung im Vergleich mit  $R$  klein ist, eines dieser Atome durchquert, während es das Metallblättchen durchfliegt, gegeben durch

$$M = \pi R^2 n t.$$

In ähnlicher Weise ist die Wahrscheinlichkeit  $m$  dafür, daß das Teilchen das Atom innerhalb eines Abstandes  $p$  vom Atommittelpunkt durchquert, gegeben durch

$$m = \pi p^2 n t.$$

Wenn diese Wahrscheinlichkeit gegenüber 1 klein ist, so stellt sie den Bruch  $q$  dar, der angibt, wie viele Teilchen von einer gegebenen Anzahl beim Durchqueren des Metallblättchens dem Kern eines Atoms dieses Blättchens näher kommen, als die Strecke  $p$  angibt. Den Anteil aus einer gegebenen Gesamtzahl von Teilchen, welche am Kern in einem Abstände zwischen  $p$  und  $p + dp$  vorbeifliegen, findet man, wenn man die obige Gleichung differenziert:

$$dm = 2 \pi p n t \cdot dp.$$

Nach Gleichung (57) ist

$$dp = -\frac{b}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}} d\varphi.$$

Also wird

$$dm = -\frac{\pi}{4} n t b^2 \cotg \varphi \frac{1}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}} d\varphi.$$

Den Teil  $q$  aus einer Gesamtzahl von Teilchen, welche beim Durchqueren eines Atoms eine Ablenkung  $\varphi$  erfahren, deren Betrag zwischen den Grenzen  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  liegt, erhält man durch Integration:

$$q = \frac{\pi}{4} n t b^2 \left( \cotg^2 \frac{\varphi_1}{2} - \cotg^2 \frac{\varphi_2}{2} \right).$$

Geiger und Marsden ermittelten durch unmittelbare Auszählung nach der Szintillationsmethode gerade diesen Bruchteil  $q$

aus einer gegebenen Anzahl von  $\alpha$ -Teilchen, welche in das Metallblättchen hineingeschossen wurden und welche beim Durchqueren desselben um Winkel abgelenkt wurden, welche innerhalb bestimmter Grenzen  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  lagen.  $n$  und  $t$  ist bekannt,  $b$  kann also ohne weiteres gefunden werden. Die Messungen ergaben, daß diese Größe sich mit der Natur des Atoms ändert; sie ist für die schweren Atome größer als für die leichten; für Gold z. B. hat sie den Wert  $3,4 \cdot 10^{-12}$  cm. Das ist eine obere Grenze für die Größe des Kerns des Goldatoms.

Hat man  $b$  auf diese Weise für ein Atom ermittelt, so kann Gleichung (56) nach  $N$  aufgelöst werden, da  $E$ ,  $e$  und  $\frac{1}{2} m V^2$  bekannt ist. Das ist der Weg, auf welchem folgende Sätze gefunden wurden:

1. Die Anzahl der freien positiven Elektronen im Kern eines Atoms ist angenähert gleich dem halben Atomgewicht.
2. Die Ausdehnung des Kerns ist gegenüber der Ausdehnung des Atoms sehr klein.

### G. Die theoretische Ableitung des Wertes der Rydbergschen Konstanten von Bohr.

Wenn sich ein Elektron  $e$  auf einem Kreise mit dem Halbmesser  $a$  um eine anziehende Ladung  $E$ , welche im Mittelpunkt des Kreises zu denken ist, herumbewegt, so lautet die Newtonsche Gleichung

$$\frac{eE}{a^2} = (2\pi n)^2 m a \quad \dots \dots \dots (62)$$

$n$  ist die Zahl, welche angibt, wie oft in der Zeiteinheit die Bahn durchlaufen wird. Die kinetische Energie des Elektrons ist

$$\frac{1}{2} m (2\pi n a)^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{a}.$$

Die Arbeit, welche notwendig ist, um das Elektron aus seiner Bahn bis ins Unendliche zu verschieben, ist

$$\frac{eE}{a} - \frac{1}{2} m (2\pi n a)^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{a}.$$

Wenn wir diesen Energiebetrag mit  $T$  bezeichnen, sieht man, daß

$$2a = \frac{eE}{T} \quad \text{und} \quad n = \frac{\sqrt{2} T^{3/2}}{\pi e E \sqrt{m}} \quad \dots \quad (63)$$

Diese Gleichungen verbinden wir mit Gleichung (37), S. 200:

$$T = \frac{1}{2} \tau h n \quad (\text{Bohrs dritte Annahme});$$

dann erhält man:

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{2 \pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^2}, \\ 2a &= \frac{\tau^2 h^2}{2 \pi^2 m e E}, \\ n &= \frac{4 \pi^2 m e^2 E^2}{\tau^3 h^3}. \end{aligned} \right\} \dots \quad (64)$$

Bei einer Bahnänderung muß die ausgestrahlte Energie sein

$$T_{\tau_1} - T_{\tau_2} = \frac{2 \pi^2 m e^2 E^2}{h^2} \left( \frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2} \right).$$

Setzen wir dies gleich  $h\nu$ , so ergibt sich die Balmergleichung (34), S. 198:

$$\nu = N \left( \frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2} \right),$$

wo

$$N = \frac{2 \pi^2 e^2 E^2 m}{h^3}.$$

Für Wasserstoff ist  $E = e$ ; also ist dann

$$N = \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^3}.$$

Aus Gleichung (64) ist

$$a = \frac{\tau^2 h^2}{4 \pi^2 m e^2}.$$

## XVII.

### H. Die Elemente, ihre Ordnungszahlen, ihre Atomgewichte und ihre Stellung im periodischen System.

1 H  
1,008

0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			
2 He 3,99	3 Li 6,94	4 Be 9,1	5 B 11,0	6 C 12,00	7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,0				
10 Ne 20,2	11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 27,1	14 Si 28,3	15 P 31,04	16 S 32,06	17 Cl 35,46				
18 A 39,88	19 K 39,10	20 Ca 40,07	21 Sc 44,1	22 Ti 48,1	23 V 51,0	24 Cr 52,0	25 Mn 54,93	26 Fe 55,84	27 Co 58,97	28 Ni 58,68	
.....	29 Cu 63,57	30 Zn 65,37	31 Ga 69,9	32 Ge 72,5	33 As 74,96	34 Se 79,2	35 Br 79,92				
36 Kr 82,92	37 Rb 85,45	38 Sr 87,63	39 Y 88,7	40 Zr 90,6	41 Nb 93,5	42 Mo 96,0	43— .....	44 Ru 101,7	45 Rh 102,9	46 Pd 106,7	
.....	47 Ag 107,88	48 Cd 112,40	49 In 114,8	50 Sn 118,7	51 Sb 120,2	52 Te 127,5	53 J 126,92				
54 X 130,2	55 Cs 132,81	56 Ba 137,37	57 La 139,0	58 Ce 140,25	59 Pr 140,6	60 Nd 144,3	61–62 Sm 150,4	63 Eu 152	64 Gd 157,3	65 Tb 159,2	66 Ds 162,5
67 Ho 163,5	68 Er 167,7	69 Tu 168,5	70 Yb 173,5	71 Lu 175,0	72— .....	73 Ta 181,5	74 W 184,0	75— .....	76 Os 190,9	77 Ir 193,1	78 Pt 195,2
.....	79 Au 197,2	80 Hg 200,6	81 Tl 204,0	82 Pb 207,20	83 Bi 208,0	84 Po (210,0)	85— .....				
86 Em (222,0)	87— .....	88 Ra 226,0	89 Ac (227)	90 Th 232,15	Ur X <sub>2</sub> (234)	92 Ur 238,2	.....				

Elemente, deren Ordnungszahl eine andere Einreihung in das periodische System erfordert, als ihrem Atomgewicht entspricht, sind kursiv gesetzt. Die Ordnungszahlen, welche fehlenden Elementen entsprechen, sind mit fettem Druck gesetzt.

1 Wasserstoff	24 Chrom	47 Silber	70 Ytterbium
2 Helium	25 Mangan	48 Cadmium	71 Lutecium
3 Lithium	26 Eisen	49 Indium	72 ———
4 Beryllium	27 Kobalt	50 Zinn	73 Tantal
5 Bor	28 Nickel	51 Antimon	74 Wolfram
6 Kohlenstoff	29 Kupfer	52 Tellur	75 ———
7 Stickstoff	30 Zink	53 Jod	76 Osmium
8 Sauerstoff	31 Gallium	54 Xenon	77 Iridium
9 Fluor	32 Germanium	55 Cäsium	78 Platin
10 Neon	33 Arsen	56 Barium	79 Gold
11 Natrium	34 Selen	57 Lanthan	80 Quecksilber
12 Magnesium	35 Brom	58 Cer	81 Thallium
13 Aluminium	36 Krypton	59 Praseodym	82 Blei
14 Silicium	37 Rubidium	60 Neodym	83 Wismut
15 Phosphor	38 Strontium	61 ———	84 Polonium
16 Schwefel	39 Yttrium	62 Samarium	85 ———
17 Chlor	40 Zirkon	63 Europium	86 Emanation
18 Argon	41 Niobium	64 Gadolinium	87 ———
19 Kalium	42 Molybdän	65 Terbium	88 Radium
20 Calcium	43 ———	66 Dysprosium	89 Actinium
21 Scandium	44 Ruthenium	67 Holmium	90 Thor
22 Titan	45 Rhodium	68 Erbium	91 Uran X <sub>2</sub>
23 Vanadin	46 Palladium	69 Thulium	92 Uran

## I. Nachtrag<sup>1)</sup>.

### Ionisierung durch hochgeschwinde $\alpha$ -Strahlen.

Zu S. 131 f.

J. J. Thomson fand, daß langsame positive Strahlen in manchen Fällen mehrere Elektronen aus einem Atom absprengen, d. h. ein mehrfach geladenes Ion bilden. Hochgeschwinde  $\alpha$ -Teilchen lieferten dagegen Millikan bei seinen Versuchen immer nur einfach geladene Ionen, d. h. wenn ein solches  $\alpha$ -Teilchen durch ein Atom hindurchfliegt, so wird nur ein einziges Elektron aus dem Atomverband losgelöst.

Millikan hat mit Gottschalk und Kelly diese wichtige Frage später noch ausführlich untersucht und die Ergebnisse in Phys. Rev. **15**, 157 (1920) veröffentlicht.

Man könnte ja von vornherein erwarten, daß die außerordentlich kräftig ionisierenden  $\alpha$ -Teilchen mit ihrer verhältnismäßig großen Masse und ihrem starken Felde aus einem gegebenen Atom mitunter mehr als ein Elektron losreißen. Ebenso wäre es nicht unmöglich, daß die Zahl der abgetrennten Elektronen von der besonderen Art und den chemischen Eigenschaften des durchquerten Atoms abhängt. Deswegen wurde der Ionisierungsvorgang nicht bloß in Luft, sondern auch in verschiedenen anderen Gasen und Dämpfen mit teilweise hohem Molekulargewicht untersucht: in Kohlensäure; in Tetrachlorkohlenstoff; in Methyljodid; in Dimethylquecksilber  $\text{Hg}(\text{CH}_3)_2$ . Chemische Verbindungen — z. B.  $\text{Hg}(\text{CH}_3)_2$ -Dampf und nicht reiner Hg-Dampf — wurden deshalb gewählt, weil nach der Ansicht von J. J. Thomson die Bildung von mehrfach geladenen Atomen dadurch begünstigt wird.

Die Versuche wurden nach der Öltröpfchenmethode durchgeführt, und zwar mit einem Apparate, wie er in Fig. 12, S. 121 abgebildet ist. An Stelle der Röntgenröhre hat man sich bei diesen Versuchen einen kleinen Behälter mit etwa 0,1 mg Radium-

---

<sup>1)</sup> Hier ist der wesentlichste Inhalt von einigen der neuesten Arbeiten von Millikan vom Übersetzer mitgeteilt.

bromid zu denken. Die obere Platte  $M$  war — geladen, die untere +.

Das positiv geladene Tröpfchen wurde in der früher geschilderten Weise zum Schweben gebracht; wurde nun ein Molekül unmittelbar unterhalb des Tröpfchens von einem  $\alpha$ -Teilchen durchquert und dadurch ionisiert, so wurde es von der oberen Platte angezogen, und bei der Stärke des Feldes kann man annehmen, daß dieses Ion in etwa  $\frac{1}{10\,000}$  Sekunde die Strecke bis zur oberen Platte zurückgelegt hätte. Auf diesem Wege aber traf es auf das Tröpfchen auf; man darf also wohl sagen, daß die Anlagerung des Ions an das Tröpfchen unmittelbar nach der Bildung des Ions sich vollzog.

Der Kondensator  $MN$ , in welchem das Öltröpfchen schwebt bzw. seine Bewegungen ausführt, ist bei diesen Versuchen entweder mit Luft oder mit einem der genannten Gase bzw. Dämpfe erfüllt.

#### Ergebnisse:

- I. Luft zwischen den Kondensatorplatten: An 10 Öltröpfchen wurden im ganzen 624 Ionen-Anlagerungen beobachtet; darunter war nicht ein einziges Ion mit Doppelladung.
- II. Kohlensäure zwischen den Platten: An 7 Tröpfchen wurden im ganzen 356 Ionen-Anlagerungen beobachtet; darunter war eine Anlagerung einer Doppelladung.
- III. Tetrachlorkohlenstoff zwischen den Platten: An 14 Tröpfchen wurden im ganzen 457 Ionen-Anlagerungen beobachtet; darunter eine Anlagerung einer Doppelladung.
- IV. Methyljodid zwischen den Platten: An 9 Tröpfchen wurden im ganzen 478 Ionen-Anlagerungen beobachtet; darunter eine Anlagerung einer Doppelladung.
- V. Dimethylquecksilber zwischen den Platten: An 11 Tröpfchen wurden im ganzen 347 Ionen-Anlagerungen beobachtet; darunter eine Anlagerung einer Doppelladung.

Bei diesen Versuchen wurden H-, C-, O-, N-, Cl-, J-, Hg-Atome von  $\alpha$ -Strahlen durchquert. Die Ionen die dabei entstanden, stammten also aus Atomen, deren Atomgewicht in weitesten Grenzen verschieden war. Unter den mehr als 2200 beobachteten Ionen-Anlagerungen sind lediglich fünf, welche möglicherweise auf eine zweifache Ladung eines Ions hinweisen, und zwar ausnahmslos auf eine doppelte positive Ladung.

Es kann aber ebensogut sein, daß im nämlichen Augenblicke zwei einfach geladene Ionen das Tröpfchen erreichten. Und nach allem, was aus den Versuchen entnommen werden kann, dürfte die letztere Schlußfolgerung die richtige sein. Besonders mag darauf hingewiesen werden, daß in keinem Falle ein Ion eingefangen wurde, welches auf mehr als zwei Elementarladungen hingedeutet hätte.

Bei der Prüfung, ob durch  $\alpha$ -Teilchen mehrfach geladene Ionen entstehen können, muß man sich wohl bewußt sein, daß es sehr schwierig ist, zu unterscheiden, ob auf dem Tröpfchen in ganz dem nämlichen Augenblicke zwei oder mehr Ionen ankommen, von denen jedes nur eine Ladung trägt, oder ob ein Ion sich anlagert, auf dem zwei oder mehrere Ladungen sitzen.

Um möglichst zu verhüten, daß zwei benachbarte Moleküle, welche gerade unterhalb des Öltröpfchens sind, durch das nämliche  $\alpha$ -Teilchen im gleichen Augenblicke durchquert und ionisiert werden, wurden diese Beobachtungen bei einem tunlichst niedrigen Gasdrucke (4 bis 10 cm Hg) angestellt.

Außerdem wurde das Radium in einem solchen Abstände vom Öltröpfchen angebracht, daß die Wahrscheinlichkeit, es könnten zwei  $\alpha$ -Teilchen den Raum unmittelbar unter dem Tröpfchen im gleichen Augenblicke durchsetzen, sehr klein wurde.

Ferner wurden sehr kleine Tröpfchen ausgewählt; je kleiner der Durchmesser ist, um so geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich gleichzeitig zwei Ionen anlagern.

Wurden alle diese Vorsichtsmaßregeln tunlichst berücksichtigt, so war die Wahrscheinlichkeit, daß aus irgend einer der genannten Ursachen zwei Teilchen im nämlichen Augenblicke sich an das Öltröpfchen anlagern, verschwindend klein. Aber eine andere Möglichkeit, welche das gleichzeitige Eintreffen zweier Ionen am Öltröpfchen begünstigt, bleibt doch noch offen: die induzierte Aktivität. Diese wurde zwar möglichst niedrig gehalten: aber wir sehen, daß wir auf jeden Fall zwei Ionisierungsursachen haben — eben den Strom der  $\alpha$ -Teilchen und den aktiven Niederschlag. Und es besteht demnach eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß jene beiden Ursachen zusammen dazu führen können, daß sich auf dem Tröpfchen im nämlichen Augenblicke zwei Ionen anlagern. Wenn der aktive Niederschlag sehr stark war, so ließ sich wirklich durch Beobachtung feststellen, daß die einzelnen

Ionen so rasch nacheinander an das Tröpfchen kamen, daß nur bei der größten Wachsamkeit und Übung das Eintreffen der einzelnen Ionen unterschieden werden konnte.

Von den fünf Ionen-Anlagerungen, welche den Eindruck von Doppelladungen machten, wurden drei am Ende eines Beobachtungstages gemacht, als der aktive Niederschlag sich bereits stark angereichert hatte; dazu kommt, daß der Beobachter natürlich bereits sehr ermüdet war.

Wie viele von den fünf Doppelladungen, die gefunden wurden, von doppelt geladenen Ionen und wie viele von dem gleichzeitigen Einfangen von zwei einfach geladenen Ionen herrühren, das läßt sich zurzeit nicht sagen. Auf jeden Fall ergeben diese ausgedehnten Versuche, daß in mehr als 99 Proz. bei allen untersuchten Gasen und Dämpfen die Ionisierung durch sehr rasche  $\alpha$ -Teilchen darin besteht, daß ein einziges Elektron aus einem Molekül abgesprengt wird — gleichgültig, ob das durchquerte Atom nur 6 bis 8 Elektronen besitzt, wie C oder N oder O, oder ob es deren 80 hat, wie Hg.

Diese Tatsache ist auch für unsere Anschauungen vom Aufbau der Atome von Bedeutung, wie Millikan in Phys. Rev. 18, 457 (1921) ausführt: Denn wir müssen daraus schließen, daß die Elektronen innerhalb eines Atoms ganz unabhängig voneinander wirken. Sie sind sicherlich nicht so angeordnet, daß je 4 oder 8 oder sonst irgend eine Zahl auf einem Ringe sitzen; denn ein solcher Ring müßte beim Verluste von einem der Elektronen instabil werden oder überhaupt zerfallen.

## II. Nachtrag.

### Ionisierung durch langsame $\alpha$ -Strahlen.

Zu S. 131 ff.

Was geschieht, wenn langsame  $\alpha$ -Strahlen ein Atom durchqueren? Wird auch in diesem Falle nur ein Elektron abgesprengt oder kommt es hierbei vor, daß zwei oder mehrere Elektronen losgelöst werden? Wie verhält sich im besonderen das Heliumatom, wenn ein  $\alpha$ -Teilchen, das ja nichts anderes ist als ein Helium-Ion — und zwar ein doppelt geladenes — durch dasselbe hindurchfliegt?

Mit diesen Fragen beschäftigt sich Millikan in Phys. Rev. 18, 457 (1921) im Verein mit T. R. Wilkins.

Methode: Öltröpfchenmethode, wie oben beschrieben.

Das Ionisierungsvermögen eines  $\alpha$ -Teilchens ist um so größer, je kleiner seine Geschwindigkeit ist. Ein  $\alpha$ -Teilchen wird demnach am Ende seiner Bahn, wo seine Geschwindigkeit sehr rasch abnimmt, am häufigsten Ionen bilden. Die verwendeten  $\alpha$ -Teilchen stammten aus Polonium. Ihre Reichweite wurde durch Änderung der Entfernung des Poloniums und durch Zwischenschaltung von Aluminiumblättchen so gewählt, daß das Ende der Reichweite ungefähr unterhalb des Tröpfchens lag. Man darf dann erwarten, daß die Ionen, welche sich in diesem Falle auf dem Tröpfchen anlagern, von  $\alpha$ -Teilchen erzeugt wurden, deren Geschwindigkeit schon gering ist.

Die Untersuchungen wurden vor allem für Heliumgas durchgeführt, d. h. der Zwischenraum zwischen den Kondensatorplatten  $M$  und  $N$  war mit He erfüllt.

#### Ergebnisse:

1. An jener Stelle, wo das  $\alpha$ -Teilchen das größte Ionisierungsvermögen besitzt, trennt es aus den durchsetzten Heliumatomen in 16 Proz. zwei Elektronen, in 84 Proz. nur ein Elektron ab. [Die Beobachtungen ergaben 15 Proz.; das Helium war aber nicht ganz rein (nur 96 Proz. He) — die Beimengungen waren für unsere Aufgabe belanglos —; in 100 Proz. Helium dürften demnach 16 Proz. an doppelt geladenen Ionen sich finden.] Auf je sechs Fälle, wo ein  $\alpha$ -Teilchen in einem Heliumgas ein einwertiges Helium-Ion erzeugt, d. h. ein Elektron aus dem ursprünglichen Atom abtrennt, kommt demnach ein Fall, wo beide Elektronen abgetrennt werden, d. h. wo ein doppelt geladenes Helium-Ion entsteht.

2. In der Mitte seiner Reichweite erzeugt ein  $\alpha$ -Teilchen in 8 Proz. der Fälle doppelt geladene Ionen, dagegen 16 Proz. gegen das Ende seiner Bahn dort, wo sein Ionisierungsvermögen den höchsten Wert hat. Stellt man also die Häufigkeit der Doppeladungen in der Abhängigkeit von der Reichweite zeichnerisch dar, so ergibt sich das gleiche Bild wie bei der Darstellung des Ionisierungsvermögens von der Reichweite.

3. Nur für das Helium konnten wir bis jetzt eine doppelte Ladung eines Ions bei der Ionisierung durch  $\alpha$ -Teilchen mit Sicherheit nachweisen — sonst für kein anderes Atom, auch dann nicht, wenn das  $\alpha$ -Teilchen sich mit jener Geschwindigkeit bewegt, welche dem größten Ionisierungsvermögen entspricht. An anderen Atomen wurden bis jetzt H-, C-, N-, O-, Hg-Atome untersucht und diese alle in molekularen Verbindungen.

Aus der Tatsache, daß jede sechste Durchquerung eines Heliumatoms durch ein langsames  $\alpha$ -Teilchen beide Elektronen abtrennt und so ein doppelt geladenes Helium-Ion erzeugt, muß geschlossen werden, daß die beiden Elektronen während eines beträchtlichen Teiles ihrer Umlaufzeiten auf der nämlichen Seite des Atomvolumens sind. Das spricht also für die neuere Anschauung von Bohr und für die Anschauung von Landé: die beiden Elektronen bewegen sich um den Kern auf Bahnen, welche stark gegeneinander geneigt sind ( $60^\circ$  bis  $90^\circ$ ); die Durchmesser dieser Bahnen sind nahezu gleich groß.

Warum verliert das Heliumatom, das doch nur zwei Elektronen zu verlieren hat, in dem sechsten Teil der Fälle, wo langsame  $\alpha$ -Teilchen ionisieren, seine beiden Elektronen, während man bei den schweren Atomen, die im Gegensatz dazu so außerordentlich viele Elektronen haben, im allgemeinen nur die Abspaltung von einem Elektron beobachtet?

Zur Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinung, welche im ersten Augenblicke so überrascht, führt Millikan an, daß die Durchmesser der Ringe rasch zusammenschrumpfen, wenn die Ordnungszahl wächst; die Kräfte, welche der Kern auf diese Elektronen ausübt, nehmen demnach mit der Ordnungszahl zu.

Die hier beschriebenen Tatsachen weisen auf folgendes hin:

1. die äußeren Elektronenschalen haben eine andere Struktur als die innere Schale, wie sie im Heliumatom besteht?
2. in den schweren Atomen, wie Quecksilber, befinden sich die Elektronen in starken Kraftfeldern nahe am Kern; die Wahrscheinlichkeit, daß das  $\alpha$ -Teilchen ihnen so nahe kommt, daß dieselben dem Einfluß des hochgeladenen Kernes entrissen werden, ist deshalb sehr gering.

Die hier mitgeteilten Untersuchungen sprechen für die neue Anschauung von Bohr<sup>1)</sup>, daß die äußeren Schalen der schweren Atome nur wenige Elektronen besitzen.

J. J. Thomson und andere beobachteten, daß die positiven Strahlen mehrfach geladene Ionen bilden; doppelte Ionisierung ist ferner ganz einwandfrei durch die Unterschiede zwischen den Funken- und Bogenspektren nachgewiesen. Diese Ergebnisse stehen mit vorliegenden Beobachtungen an  $\alpha$ -Strahlen durchaus nicht in Widerspruch. Diese mehrfache Ionenladung mag davon herrühren, daß das gleiche Atom nacheinander verschiedene Ionisierungen durch Elektronen oder durch Strahlungen aus benachbarten Atomen oder durch beide Umstände zugleich erfährt. Solche vielfache Ionisierungen treten dort auf, wo sehr dichte Elektronenströme vorkommen.

### III. Nachtrag.

#### Entwicklung der Spektre der leichten Elemente mit der Ordnungszahl.

Zu S. 193 und 194.

An jener Stelle ist ausgeführt:

1. Für die Elemente mit den niedrigsten Ordnungszahlen (1 bis 10) konnten die charakteristischen Röntgenstrahlenspektre bis jetzt nicht aufgenommen werden.
2. Die ultraviolette Reihe der Wasserstofflinien, welche Lyman entdeckte, darf man mit großer Wahrscheinlichkeit als die *K*-Reihe für Wasserstoff betrachten.

Um nun den allenfallsigen Zusammenhang zwischen den ultravioletten Spektren und zwischen den charakteristischen Röntgenspektren (*L*-Reihe) bei den leichtesten Elementen weiterhin zu prüfen, hat Millikan im Ryerson-Laboratorium eine Reihe von Untersuchungen veranlaßt, welche den Meßbereich im Ultraviolett möglichst erweitern sollten: es sollten auf diese Weise die kürzesten Wellenlängen (d. h. die raschesten Schwingungen) im optischen Spektrum der einfachsten Elemente aufgefunden werden.

---

<sup>1)</sup> Nature, 24. März, S. 104, 1921.

Eine Zusammenfassung gibt Millikan in der Arbeit:

„Ein Fortschritt in der Erforschung des ultravioletten Spektrums. Entwicklung der Spektren der leichten Elemente mit der Ordnungszahl“,

welche in Proc. Nat. Acad. **7**, 289 (1921) abgedruckt ist.

Bei Kupfer konnte noch die Wellenlänge  $149,5 \text{ \AA-E}$  ( $\text{\AA}$ -Ström-Einheiten;  $1 \text{ \AA} = \frac{1}{10} \mu\mu$ ), bei Aluminium die Wellenlänge  $136,6 \text{ \AA-E}$  ermittelt werden. Damit ist die Grenze des ultravioletten Spektrums ( $136,6 \text{ \AA-E}$ ) um ein Beträchtliches gegen den Bereich der Röntgenstrahlen (größte Wellenlänge bei den Röntgenstrahlen  $13,3 \text{ \AA-E}$ ) verschoben.

Als Linie, welche der  $L_\alpha$ -Linie des charakteristischen Röntgenspektrums entspricht, würde

für Al	der Wert	$144,3 \text{ \AA-E}$	(Ordnungszahl 13)
„ Mg	„	$232,2$	„ ( „ 12)
„ Na	„	$372,2$	„ ( „ 11)

ermittelt; dieselben liegen genau auf der Moseley-Geraden, welche die Abhängigkeit der charakteristischen  $L_\alpha$ -Schwingungen der Röntgenspektren von der Ordnungszahl darstellt. Damit ist nachgewiesen, daß die  $L$ -Reihe sich mit ihren Haupteigenschaften unverändert durch das ganze Gebiet der Ordnungszahlen von Uran (92) bis Neon (10) erstreckt.

Das Aluminium-Atom sendet bei Funkenerregung im Vakuum zwischen  $144,3 \text{ \AA-E}$  und ungefähr  $1200 \text{ \AA-E}$  keine Schwingungen aus. Bei  $1200 \text{ \AA-E}$  beginnt sein  $M$ -Spektrum, welches die drei Außenelektronen hervorrufen. Wir sehen daraus, daß die optischen Spektren und die Röntgenspektren insofern eine große Ähnlichkeit haben, als zwischen den Schwingungszahlen, welche von den Elektronen der einzelnen Ringe oder Schalen herrühren, große Unterschiede sind.

Magnesium zeigt ein ganz ähnliches Verhalten wie Aluminium.  $L_\alpha$  findet sich bei  $232,2 \text{ \AA-E}$ ; dann treten gar keine Linien mehr auf bis  $1700 \text{ \AA-E}$ ; hier setzen jene Schwingungen ein, welche die zwei äußeren Elektronen verursachen.

Ebenso haben wir bei Natrium zwischen den  $L$ -Linien, deren längste bei  $376,5 \text{ \AA-E}$  ist, und zwischen  $2412,6 \text{ \AA-E}$  keinerlei

Schwingungen.  $2412,6 \text{ \AA-E}$  ist aber die Grenzwellenlänge für jene Schwingungen, welche dem einzigen  $M$ -Elektron des Na zugehören und welche in der bekannten Doppellinie  $5890 \text{ \AA-E}$  und  $5896 \text{ \AA-E}$  ihre größte Stärke erreichen.

Atome, deren Ordnungszahl unter 10 ist.

- a) Sauerstoff (Ordnungszahl 8). Das Spektrum, das von den sechs  $L$ -Ring-Elektronen des Sauerstoffs herrührt, beginnt bei  $230 \text{ \AA-E}$  und reicht bis  $834,0 \text{ \AA-E}$ , wo die kräftigste Sauerstofflinie gefunden wurde. Diese wird (willkürlich) als die  $L_\alpha$ -Linie betrachtet.
- b) Kohlenstoff (Ordnungszahl 6). Das Spektrum, das von den vier  $L$ -Ring-Elektronen des Kohlenstoffatoms herrührt, beginnt bei  $360,5 \text{ \AA-E}$  und reicht bis  $1335,0 \text{ \AA-E}$ , wo die kräftigste Linie gefunden wurde; diese wird als die  $L_\alpha$ -Linie betrachtet.
- c) Stickstoff (Ordnungszahl 7). Das Spektrum, das von den fünf  $L$ -Ring-Elektronen des Stickstoffatoms herrührt, beginnt bei  $685,6 \text{ \AA-E}$  und hat bei  $1085,3 \text{ \AA-E}$  eine stärkste Linie. Diese wird als die  $L_\alpha$ -Linie des Stickstoffs betrachtet.
- d) Fluor (Ordnungszahl 9). Bei Fluor wurde eine kräftige Linie bei  $657,2 \text{ \AA-E}$  gefunden. Eine andere Fluorlinie erscheint bei  $607,2 \text{ \AA-E}$ . Das sind die einzigen Linien, welche bis jetzt mit Sicherheit den sieben  $L$ -Ring-Elektronen des Fluoratoms zugeschrieben werden können.  $657,2 \text{ \AA-E}$  wird als die  $L_\alpha$ -Linie des Fluors betrachtet.
- e) Bor (Ordnungszahl 5). Das Spektrum, das von den drei  $L$ -Ring-Elektronen des Bor herrührt, verdient wegen seiner Einfachheit eine besondere Beachtung: es beginnt bei  $676,8 \text{ \AA-E}$ ; als  $L_\alpha$ -Linie wird  $2497 \text{ \AA-E}$  genommen.
- f) Beryllium (Ordnungszahl 4). Das Spektrum, das von den zwei  $L$ -Ring-Elektronen des Berylliums herrührt, beginnt bei  $2175 \text{ \AA-E}$  und erreicht seine größte Stärke bei  $3130,6$  und  $3131,2 \text{ \AA-E}$ ;  $L_\alpha = 3131 \text{ \AA-E}$ .
- g) Lithium (Ordnungszahl 3). Die bisherigen Versuche zeigen keinerlei Linien zwischen der kürzesten meßbaren

Wellenlänge und der gewöhnlichen Li-Reihe, welche von dem einzigen  $L$ -Ring-Elektron herrührt, deren  $L_\alpha$ -Linie bei  $6708 \text{ \AA}$ -E liegt und deren Grenzwellenlänge  $2299 \text{ \AA}$ -E ist.

Der Aufbau dieser optischen Spektren ist sehr merkwürdig und einfach; wir haben hier eine große Ähnlichkeit mit den Spektren der Röntgenstrahlen. Die ultravioletten Spektren der Atome (— zwischen H und Ne —) mit ungerader Ordnungszahl sind alle sehr einfach und zeigen nur wenig Linien; dagegen sind die Spektren der Atome mit gerader Ordnungszahl sehr verwickelt.

#### XVIII. Wellenlängen im äußersten Ultraviolett.

Al: 136,6; 144,3; 1379,7; 1384,5; 1605,9; 1612,0; 1671,0;  
1854,7; 1862,7  $\text{\AA}$ -E.

Mg: 232,2; 1735,2; 1737,9; 1751; 1753  $\text{\AA}$ -E.

Na: 372,2; 376,5; 2412,63  $\text{\AA}$ -E.

---

## Namenverzeichnis.

- |  |   |   |
|--|---|---|
| <p><b>A</b>epinus 11, 12.<br/> <b>A</b>mpere 18, 19.<br/> <b>A</b>rnold 88, 89, 90, 92, 116.<br/> <b>A</b>vogadro 145, 169, 229.</p> <p><b>B</b>almer 203.<br/> <b>B</b>aly 205.<br/> <b>B</b>arkla 184, 189, 227.<br/> <b>B</b>arnett 200.<br/> <b>B</b>egeman 51.<br/> <b>B</b>odaszewski 135, 137.<br/> <b>B</b>ohr <b>193</b>, 199, 200, 201, 202, 203, 205, 206, 207, 226, 228, 244, 252, 253.<br/> <b>B</b>oltwood 148.<br/> <b>B</b>oltzmann 76, 109, 229.<br/> <b>B</b>ragg 131, 176, 185.<br/> <b>B</b>roek, van den 184.<br/> <b>B</b>roglie, de 137, 138, 139, 141, 149, 150, 151, 187, 188, 189, 191, 227.<br/> <b>B</b>rown 9, 123, <b>135</b>, 137, 138, 139, 140, 141, 143, 144, 145, 148, 151, 152, 153, 154, 155, 157, 158, 159, 160, 162, 163, 167, 168, <b>234</b>, 235, 236, 237.<br/> <b>B</b>ucherer 174, 202, 240.</p> <p><b>C</b>ampbell 25.<br/> <b>C</b>arbonelle 135.</p> | <p>Clausius 7.<br/> Coulomb 30.<br/> Crookés 22.<br/> Cunningham 83, 151, 154.</p> <p><b>D</b>alton 2.<br/> Delsaulx 135.<br/> Demokrit 2, 6, 8 (Leit-sätze).<br/> Derieux 166.<br/> Drude 222.<br/> Duane 202, 225, 227.<br/> Dufay 10.</p> <p><b>E</b>hrenhaft 137, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 167, 168.<br/> Einstein 136, 137, 138, 139, 140, 144, 145, 163, 168, 200, <b>213</b>, 214, <b>215</b>, 217, 219, 220, 223, 224, 225, 227, 228, 234, 235.<br/> Enright 41.<br/> Epikur 6.<br/> Evers 31.<br/> Eyring 145.</p> <p><b>F</b>araday 11, 14, 15, 16, 17, 18, 20, 21, 23, 24, 26, 27, 146, 147, 212.</p> | <p>Fletcher 120, 140, 142, 143, 144, 151, 152, 156<br/> Franck 35, 36, 118, 119, 125.<br/> Franklin 9, 10, 11, 12, 13, 18, 23.</p> <p><b>G</b>ärtner 110.<br/> Geiger 147, 148, 167, 183, 243.<br/> Gerlach 127, 129.<br/> Gibson 86.<br/> Gilbert 10.<br/> Gilchrist 86, 87.<br/> Gottschalk 134, 247.<br/> Gouy 135.<br/> Grindley 86.</p> <p><b>H</b>aaas, de 200.<br/> Hadamard 82.<br/> Harkins 196.<br/> Harrington 87, 113.<br/> Helmholtz 21, 22, 23.<br/> Hemsalech 137, 149.<br/> Hertz 15.<br/> Hipp 70.<br/> Hittorf 22.<br/> Hogg 86.<br/> Hull 194, 225.<br/> Hunt 202, 225, 227.<br/> Huygens 208, 209.</p> <p><b>J</b>eans 240.<br/> Joffé 127.<br/> Joule 6.</p> |
|--|---|---|

- Karpowicz 158, 162.  
 Kaufmann 196.  
 Kelly 134, 247.  
 Kelvin, Lord 4, 22.  
 Konstantinowsky 154,  
 160.  
 Ladenburg 89, 90.  
 Lamb 234.  
 Landé 252.  
 Langevin 33, 126, 137,  
 234, 236.  
 Laplace 40.  
 Laue, v. 184.  
 Lavoisier 40.  
 Lee 166.  
 Lenard 182, 211, 221.  
 Leucippus 2.  
 Lodge, Oliver 16, 41.  
 Loeb 35.  
 Lorentz 19, 196, 239.  
 Lottemoser 137.  
 Lucrez 2, 6.  
 Lunn 82.  
 Lyman 194, 198.  
 Marsden 183, 243.  
 Marx 223.  
 Maxwell 7, 16, 17, 18,  
 23, 72, 76, 141, 219,  
 240.  
 Mendeleejeff 192.  
 Meyer, Edg. 127, 129.  
 Meyer, O. E. 29.  
 Moseley 185, 191, 192,  
 193, 194, 195, 196,  
 204.  
 Newton 209.  
 Nordlund 145, 168.  
 Ostwald 9, 146.  
 Paschen 194, 198, 204.  
 Perrin 9, 137.  
 Pierson 127.  
 Planck 109, 200, 201,  
 213, 214, 217, 225,  
 226, 227, 229.  
 Pohl 214.  
 Pringsheim 214.  
 Prout 195.  
 Przi Bram 145, 153.  
 Pythagoras 4.  
 Quincke 46, 47.  
 Ramsay 96.  
 Rapp 86.  
 Rayleigh, Lord 222.  
 Regener 147, 148, 167.  
 Richardson 25.  
 Röntgen 40.  
 Rowland 171.  
 Royds 147.  
 Rutherford 25, 31, 33,  
 45, 147, 148, 167, 176,  
 180, 183, 196, 223,  
 241.  
 Rydberg 205, 244.  
 Sadler 189.  
 Salles 126.  
 Schidlof 158, 162.  
 Schuster 205.  
 Siebert 210, 212.  
 Siegbahn 186, 187.  
 Smoluchowski, v., 137,  
 143.  
 Soddy 193.  
 Sommerfeld 204, 214,  
 217, 226.  
 Spencer 96.  
 Stefan 109, 229.  
 Stokes 42, 44, 49, 57,  
 61, **82**, 83, 84, 85,  
 88, 89, 90, 92, 93, **94**,  
 98, 108, 116, 136, 139,  
 144, 145, 150, 151,  
 154, 234.  
 Stoney 19, 24, 25, 29.  
 Sutherland 80.  
 Svedberg 139.  
 Symmer 11.  
 Thales 1, 5, 195.  
 Thirion 135.  
 Thomson, J. J. 9, 12, 25,  
 26, 30, 31, 32, 38, 39,  
**44**, 45, 46, 47, 48, 50,  
 51, 65, 133, 172, 210,  
 212, 213, 219, 223,  
 224, 225, 227, 228,  
 247, 253.  
 Tomlinson 86.  
 Townsend 33, 34, 35,  
 36, **40**, 41, **42**, 43, 44,  
 45, 46, 47, 50, 65,  
 117, 118, 119, 125,  
**232**, 234.  
 Tyndall 8.  
 Varley 22.  
 Vogel 87.  
 Warburg 30.  
 Watteville, de 138, 149.  
 Weber, Wilh. 18, 19.  
 Webster 202.  
 Weiss 141, 145, 153.  
 Wellish 35.  
 Westgren 145, 168.  
 Westphal 35, 36, 118,  
 119, 125.  
 Wiechert 38.  
 Wien, W. 38, 109, 229.  
 Wiener 135.  
 Wilkins, T. R. 251.  
 Wilson, C. T. R. 43, 46,  
 47, 126, 130, 131, 132,  
 133.  
 Wilson, H. A. 46, **48**,  
 49, 50, 51, 58, 65, 149.  
 Wood 176.  
 Zeeman 38.  
 Zeleny 33.  
 Zerner 154, 155, 156,  
 157.

## Sachverzeichnis.

---

$\alpha$ -Teilchen, Ladung 147 ff.  
 —, Reichweite 176.  
 Absorptionsröntgenspektren 188.  
 Äther 15, 207 ff.  
 —, Fadentheorie 212 f., 219 f.  
 —, Spannungstheorie 16 ff.  
 Aktivität, induzierte 249.  
 Amperesche Ströme 18 f.  
 Atom, Aufbau 4, 168 ff., 181.  
 —, Durchmesser 169 f., 203.  
 —, Kern 180 ff.  
 —, Modell von Bohr 198 f.  
 —, Zahl der Elektronen im 183 f.  
 Atomzahl (Ordnungszahl) 191, 246, 253.  
 Avogadro-Satz 169.  
 —Zahl  $N$  28, 115, 144 f., 229.  
**Bahnen, nichtstrahlende Elektronen-**  
**bahnen** 201 f.  
 Balmerreihen 194, 198, 244.  
 Beweglichkeit von Gas-Ionen 32 f.,  
 126, 230.  
 — in sehr starken elektrischen  
 Feldern 35.  
 — bei sehr niedrigen Drucken 35.  
 —, Messungen von Townsend 32 f.,  
 125 f.  
 —, — von Frank und Westphal  
 35 f., 125 f.  
 Bohrs Atommodell 198 ff.  
 Boltzmann-Maxwellsches Gesetz  
 76.  
 Brownsche Bewegung 9, 151.  
 — — in Gasen 135 ff.  
 — —, Theorie 234 ff.

Charakteristische Röntgenstrahlen-  
 spektren 185.  
 Chronoskop von Hipp 70.  
**Demokrit, Leitsätze** (nach Tyn-  
 dall) 8.  
 Diffusionskoeffizient von Gas-Ionen  
 32 f., 126 f., 230.  
 —, Messungen von Townsend 32 f.  
 —, — von Frank und Westphal  
 35 f.  
**e**, frühere Versuche zur unmittel-  
 baren Bestimmung von — 40 f.;  
 Millikans erste Arbeit (Wieder-  
 holung der Versuche von Wil-  
 son) 51; Millikans zweite  
 Arbeit (Methode der schweben-  
 den Tröpfchen) 52 ff.; Millikans  
 Hauptarbeit 82 ff.; J. J. Thom-  
 sons erste Arbeit über — 44 f.;  
 J. J. Thomsons zweite Arbeit  
 über — 47 f.; Townsends Arbeit  
 über — 40 f.; wesentlichste Züge  
 der Versuchsanordnung von  
 Townsend 42; Mängel 44;  
 H. A. Wilsons Arbeit über —  
 48 f.; Wert endgültiger von —  
 115, 229 (nach Millikan); Wert  
 von — nach Regener, Ruther-  
 ford u. Geiger 147; Wichtig-  
 keit von — 109.  
 $\frac{e}{m}$  147, 239, 244; Wert auf Grund  
 der elektrolytisch. Erscheinungen  
 26 f.; bei den Vorgängen in

- evakuierten Röhren 38 f.; nach Bucherer 202; nach Paschen (Helium) 204; nach J. J. Thomson und Wiechert 38; nach Zeeman 38; für positive Ionen nach Wien 38 f.; für positive Ionen nach Thomson 38 f.
- Einstein, Gleichung für Brownsche Bewegungen 136 f., 234 f.
- , Gleichung, lichtelektrische 214 f.
- , Quantentheorie der Strahlung 213 f.
- Eisemerversuch von Faraday 11.
- Elektrizität, Beweis für die atomistische Natur der — 61 f., 71 f.; Beweis nach der Methode der schwebenden Tröpfchen 52; Theorien, atomistische 3, 13 f., 19; Fluidumtheorien 11 f.; frühere 5; Spannungstheorien 15 f.; Anschauungen von Aepinus 11; Faraday 14 f., Franklin 11, 13 f.; Helmholtz 21 f.; Lord Kelvin 23; Lorentz 19; Maxwell 15 f., 72; Stoney 19 f.; Symmer 11; J. J. Thomson 12; Wilh. Weber 18 f.
- Elektrolytische Gesetze, ausgedehnt auf die Leitung in Gasen 24 f.
- Elektromagnetische Theorie der Masse 171.
- Elektron 2; Bedeutung des Wertes VII, 25; Halbmesser des negativen  $-s$  171, 174; Halbmesser des positiven  $-s$  175; Ladung des positiven und negativen  $-s$  der Größe nach genau gleich 77; kein statistischer Mittelwert 66; Ursprung des Wortes 24; Wert endgültiger 115, 229; Werte, frühere 29 — 51; Wert nach Stoney 20, 29; Zahl der  $-en$  im Atom 183; Zahl der  $-en$  im Kern 241 f.
- Elementarladung, elektrische 3, 17, 24 f.
- , Wert von Stoney 20, 24.
- Elemente, Tabelle nach Mendelejeff (mit Ordnungszahlen) 246.
- Energie, Beobachtung der kinetischen — der Bewegung eines Moleküls 75 f.; explosive Ausstrahlung von — 225; Natur der strahlenden — 207.
- Energieverteilung, Gesetz der — nach Maxwell-Boltzmann 76.
- Explosionskonstante  $h$  (Verhältnis zwischen Ausstrahlungsenergie und Schwingungszahl des einfallenden Lichtes) 225.
- Faradays Gesetze 14, 18, 27.
- Konstante 113.
- $\gamma$ -Strahlen 211, 222.
- Ganzzahlige Beziehungen zwischen den Geschwindigkeitsänderungen der Öltröpfchen 65 f., 70 f.
- Gase, Leitung in Gasen, Natur der — 30 f.; Anschauung von Coulomb 30; Untersuchung von Warburg 30.
- Gas-Ionen, Untersuchung ihrer Eigenschaften 61 ff.; Vergleich des Ions im Gas und des Ions bei einem elektrolytischen Vorgang 32 f.
- Gasmolekel, Durchmesser 170 f., 202 f.; mittlere freie Weglänge 7, 170, 240; Querschnitt 240.
- Geschwindigkeit der Molekularbewegung 7.
- der Ionen 33 f.
- Gewichtsbestimmung der Tröpfchen 94 f.
- Gitter, Kristall- 184.
- , optisches 184.
- Grammolekel, Volumen der — in Gasen 29.
- Gravitation kann nicht als Folge von elektrostatischen Kräften erklärt werden 79.
- Griechische Philosophie 1 f., 8.

*h*, Wert 202, 217, 229.

Halbmesser des negativen Elektrons  
171, 174.

— des positiven Elektrons 175.

— des Atoms 169, 203, 245.

— des Moleküls 170 f., 203.

Herausfangen von einzelnen Ionen  
62 ff.

Hippisches Chronoskop 70.

Impulsmoment, atomistisches Ver-  
halten 203.

Induzierte Aktivität 249.

Innere Reibung, für Luft 86 f.

Ion, Anlagerung eines einzelnen  
—s an ein Tröpfchen 60, 63;  
Beweglichkeit der Gas-Ionen  
32 f., 230 f.; Diffusionskoeffizient  
der Gas-Ionen 32 f., 230 f.; bei  
der Elektrolyse 26 f.

—, Gas-Ion und Ion bei der Elektro-  
lyse 32 f.

—, —, Untersuchung ihrer Eigen-  
schaften 61 ff.

—, Herausfangen von einzelnen Ionen  
62 ff., 72 f.

—, Ladung 36, 71.

—, — von Ionen bei der Elektrolyse  
18, 27.

—, — eines einzelnen Gas-Ions 60 f.

—, Wie kann man Ionen von einer  
gewünschten Ladung auf ein  
Tröpfchen anlagern? 74 f.

—, als Molekülhaufen betrachtet 34 f.

—, negative Ionen in Sauerstoff  
wirken als Kondensationskerne  
für Wasserdampf rascher als  
positive 43.

Ionisierung durch  $\alpha$ -Strahlen 131 f.,  
247 f., 250 f.

— — Ätherwellen 125 f., 127, 210 f.

— —  $\beta$ -Strahlen 130 f.

— bei lichtelektrischen Vorgängen  
127, 211 f., 215 f., 221 f.

— in einatomigen Gasen 37.

—, Erforschung des Vorganges der  
— 61 ff.

Ionisierungsvorgang in Gasen 39.

— Wesen der — 125.

— Mechanismus der Gasionisierung  
117 ff.

—, Wertigkeit bei der Gasionisierung  
119 f.

Kern des Atoms 180.

—, Ladung im — 183 f.

—, Zahl der Elektronen im — 241 f.

Kinetische Energie der Molekular-  
bewegung, unmittelbar beob-  
achtet 75 f.

Kinetische Theorie 8, 29.

Konvektionsströme, Einfluß der —  
auf die Bestimmung von  $e$  44,  
47, 61.

Korpuskeln 25 f.

Korpuskulartheorie 208 f.

Ladung von  $\alpha$ -Teilchen 147 f.; von  
Wasserstoffgas bei der Auflösung  
von Metallen in einer Säure nach  
Laplace und Lavoisier 40;  
nach Enright 41; Anschauung  
von O. Lodge dazu 41; Wider-  
stand des Mittels gegen die Be-  
wegung unabhängig von der —  
79 f.

— von Ionen bei der Elektrolyse 18.

—, Definition der positiven und nega-  
tiven — 10.

— des positiven und des negativen  
Elektrons der Größe nach genau  
gleich 77 f.

—, Messung der relativen — von  
einzelnen Ionen (Methode) 62 ff.

—, Alle statischen Ladungen auf  
Leitern und Nichtleitern bauen  
sich aus Elektronen auf 67 ff.

—, Vergleich einer durch Reibung  
erzeugten — mit einer Ionen-  
ladung 67 f., 70 f.

—, Tröpfchen mit starker — nehmen  
ein Ion, das dieselbe Elektrizität  
trägt, viel weniger leicht auf als  
ein Tröpfchen mit geringerer  
Ladung 76 f.

- Ladungsänderung, Wie geht die Änderung der — eines Tröpfchens vor sich? 72 f.
- Ladungsänderungen bei sehr niedrigem Gasdrucke 73.
- , Die Häufigkeit der Änderungen der Ladung eines Tröpfchens nimmt gesetzmäßig mit dem Drucke ab 73 f.
- eines Ions im gewünschten Sinne 74.
- Leitfähigkeit der Luft durch Radium 30, 117.
- durch Röntgenstrahlen 30, 117.
- Leitung, Natur der — in Gasen 30.
- Lenards Auslösungstheorie bei den lichtelektrischen Erscheinungen 221.
- Lichtelektrische Erscheinungen 127 f., 211 f.; Gleichung von Einstein 214 f. Theorie von Lenard 221; Wirkung 211 f.
- Masse, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 174, 239.
- , elektromagnetische Theorie der — 171.
- einer Ladung auf einer Kugel vom Radius  $a$  238 f.
- Materie, atomistische Theorie der — 5 f., 13, 71 f.
- , kinetische Theorie der — 6, 9.
- Maxwell-Boltzmann, Gesetz 76; Verteilungsgesetz 141.
- Mechanismus der Gas-Ionisierung 117.
- der Ladungsänderung eines Ions 72.
- Mittlere freie Weglänge eines Gasmoleküls 7, 170, 240.
- Molekeln 2, 6; Anzahl in 1 ccm 7, 229; Durchmesser 170 f., 203.
- , mittlere freie Weglänge 7, 170, 240.
- , Querschnitt 240.
- Molekularbewegung, Geschwindigkeit 7.
- , kinetische Energie 75 f.
- Molekularladung, Vorstellung der — bei der Elektrolyse nach Maxwell 18, 72.
- Molekularphysik 7.
- Molekularströme nach Ampère, Theorie von W. Weber 18 f.
- Moseley, Gesetz 193; Abweichungen davon 204.
- Multiple Proportionen 71.
- Naturphilosophie 4, 8 f.
- ne*-Werte bei den elektrolytischen Vorgängen 29 f.; für Gase 32, 45, 230.
- Ne*-Wert bei den elektrolytischen Vorgängen 26 f., 28; Wert für Gas-Ionen 32 f., 113, 141 ff. (Brownische Bewegung), 148 f. (Regener).
- Nebelbildung nach C. T. R. Wilson 43, 46; nach Townsend 41 f., 232 f.
- Nebeltröpfchen, Anzahl der Ladungen auf — 46 f.
- Öltröpfchen, Methode 62 ff.; ihre Elektrisierung durch Reibung 63, 67; Gewichtsbestimmung der — 94 f.; Größe der — 62, 80, 100, 102, 114.
- Ordnungszahlen 191, 246.
- Periodisches System 192; Tabelle 246.
- Philosophie, griechische 2, 6, 8.
- Photoelektrische Erscheinungen 127 f.; 211 f.
- Positive Strahlen 133 f., 247, 253.
- Proportionen, multiple 71.
- Quantentheorie 213 ff.
- Querschnitt der Moleküle 240.
- Radium, Leitfähigkeit der Luft durch — 30 f., 117 f.
- Radius siehe Halbmesser.
- Reibung, Vergleich einer durch — erzeugten Ladung mit einer Ionenladung 67 f., 70 f.

- Reibung, innere, für Luft 86 f., 113.  
 Rekombination 31.  
 Röntgenstrahlen 30 f.; Leitfähigkeit der Luft durch — 30 ff., 117 f.  
 —, Spektra, charakteristische 185.  
 —, Spektrometer 185.  
 Rydberg, Konstante 201 f., 245.  
 —-Schuster, Gesetz 205.
- Sättigungsstrom 31 f.  
 Schuster, Gesetz von — 205.  
 Schwarze Strahlung 225 f.  
 Schwebende Tröpfchen, Millikans Methode der — 52 ff.  
 Spektrum, Röntgenstrahlen, charakteristisches — 185.  
 Stokes, Gesetz von, Einfluß auf die Bestimmung von  $e$  42, 44, 46, 49, 57, 61, 136, 150 f.; Grenzen der Gültigkeit 87 f.; Versagen des Gesetzes 82 f.  
 Strahlende Energie, Natur der — 207 ff.  
 Strahlung, elektromagnetische 4.  
 — des schwarzen Körpers 225 f.  
 Strom, elektrischer, Wesen desselben 68 ff., 72.  
 Subelektron 146 ff.
- Trägheit, verursacht durch elektrische Ladung 172 ff., 238.  
 Tröpfchen, schwebende, Millikans Methode der — 52 ff.  
 —, Wie geht die Änderung der Ladung eines —s vor sich? 72 f.
- Tröpfchen, Wie man auf einem — Ionen von einem gewünschten Vorzeichen anlagern kann 74.  
 — mit starker Ladung nehmen viel weniger leicht ein Ion, das dieselbe Elektrizität trägt, auf als ein Tröpfchen mit geringerer Ladung 76 f.
- Ultim-Atom 197.  
 Unveränderlichkeit von  $e$  164 f.  
 Urelement 1, 2.  
 Ur-Subatom 37.
- Valenz, chemische 14, 24, 206.  
 Verdunstung, Einfluß der — auf die Bestimmung von  $e$  44, 47, 51, 52, 53 f., 56, 57, 60, 61, 79, 156, 159, 162.  
 Verteilungsgesetz von Maxwell 141.
- Wage, elektrische 95 f.  
 Weglänge, mittlere freie — eines Gasmoleküls 7, 170, 240.  
 Wellentheorie 208 ff.  
 Wertigkeit der Ionen bei der Gas-Ionisierung 119 ff., 125 f., 130, 131 f., 247 f., 250 f.  
 Widerstand des Mittels gegen die Bewegung unabhängig von der Ladung 79 f.  
 Wiens Konstante  $C_2$  109, 229.
- Zähigkeitskoeffizient der Luft 86 f., 113.