

die *Balmer*-Serie des Wasserstoffs. *Pannekoek* und *Minnaert* stellten fest, daß die Intensität der *Balmer*-Linien nach außen hin mit einer e-Funktion abnimmt. *Milne* konnte zeigen, daß der aus der Intensität der Sonnenstrahlung und aus der Intensität der *Balmer*-Linien berechnete Dichteabfall der Chromosphäre geringer ist, als er nach der barometrischen Höhenformel sein sollte. Er nahm deswegen an, daß in der Chromosphäre eine turbulente Bewegung, die im wesentlichen nach außen gerichtet ist, herrschen müsse, welche die thermische Geschwindigkeit der Atome um das Doppelte übertrifft.

Während in den unteren Schichten der Chromosphäre noch eine Reihe weiterer Elemente beobachtet werden konnte, erscheinen in den höheren außer Wasserstoff und Helium vor allem die *Fraunhofer*-Linien H und K, die dem einfach ionisierten Calcium entsprechen. Seine Anwesenheit in so großen Höhen kann nicht durch seine relativ große Häufigkeit in der Sonne allein erklärt werden. *Milne* hat deswegen angenommen, daß der Lichtdruck die Ca^+ -Ionen nach außen treibt, woraus ein Dichteabfall mit $1/r^2$ resultieren würde, der sich bis zu 4000 km erstreckt.

Rosseland stellt für die DichteVerteilung der Sonnenatmosphäre und für die Ausbildung der Korona eine andere Theorie auf, die den Lichtdruck vernachläßigt und die nach außen gerichtete Turbulenz hervorhebt. Er nimmt an, daß aus der Photosphäre eine sehr starke Strahlung negativer Teilchen hervorbricht, welche sich mit annähernder Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt. Ob die Quellen dieser Strahlung an der Oberfläche oder im Sonneninnern liegen, läßt sich nicht sagen. Es ist möglich, daß eine intensive γ -Strahlung diese negativen Teilchen erst erzeugt. Aus sorgfältigen Beobachtungen der Linienformen an den verschiedenen Stellen der Sonnenoberfläche kann man schließen, daß die Sonne ein starkes elektromagnetisches Feld besitzt, welches einen *Zeeman*-Effekt hervorruft. Dieses Feld richtet nach *Rosseland* die Teilchenstrahlung. Die Wechselwirkung dieser Strahlung mit den Ionen und Atomen in dem sehr dünnen Medium der Chromosphäre läßt sich abschätzen und führt bei Berücksichtigung von Reibungskraft und Gravitationspotential zu der beobachteten DichteVerteilung.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik.

Berlin, 6. Dezember 1935.

Dr. E. Steenbeck, Berlin-Siemensstadt: „Über die magnetischen Eigenschaften des Gasentladungsplasmas.“

Zur Untersuchung der physikalischen Vorgänge in der Gasentladung, die außerordentlich kompliziert sind, wurden bisher drei verschiedene Verfahren angewendet. Die erste Methode verwendet den Oszillographen, um Aufschluß über den Stromdurchgang bei der Zündung zu erhalten. Sie erlaubt nur indirekte Schlüsse auf die eigentlichen Vorgänge im Bogen. Eine zweite Möglichkeit besteht in der Messung der Anregungsfunktionen der vom Gas emittierten Spektrallinien. Man erhält auf diese Weise die Wahrscheinlichkeit der Anregung und der Ionisierung der Moleküle in Abhängigkeit von der Spannung, mit der die Elektronen beschleunigt werden. Die dritte Methode, bei der eine Hilfselektrode als Sonde in die Entladung eingeführt wird, gibt Aufschluß über die Zahl und die Energieverteilung der geladenen Teilchen.

Wegen der zum Teil widersprüchlichen Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen schlägt Vortr. vor, als neue Untersuchungsmöglichkeit die magnetischen Eigenschaften des angeregten Gases, des sog. *Langmuir*-Plasmas, zu untersuchen. Zu diesem Zwecke wird eine möglichst homogene Zone, die positive Säule der Gasentladung, mit einer Induktionsspule umgeben und die Suszeptibilität gemessen. Aus den bisherigen Untersuchungen ist bekannt, daß das Plasma aus Elektronen, Ionen und Molekülen besteht, die regellos verteilt sind, daß das Spannungsgefälle und infolgedessen die Strömungsgeschwindigkeit der geladenen Teilchen sehr klein ist und daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen dem *Maxwell*-schen Gesetz gehorcht und einer Temperatur von etwa 10000° entspricht. Da zwischen Elektronen und Molekülen die Energie sehr schlecht ausgetauscht wird, läßt sich das System im stationären Zustand mit einem idealen Metall vergleichen, in dessen Gitter sich ein freies Elektronengas befindet. Wenn das System völlig im Gleichgewicht wäre, so könnte man kein

besonderes Verhalten im Magnetfeld erwarten. Der gemessene starke Diamagnetismus erklärt sich aus den Abweichungen vom Gleichgewicht. Einmal verlangt die hohe Elektronentemperatur eine ständige Energienachlieferung, und zweitens findet eine starke Wandaufladung und eine Rekombination von Elektronen und Ionen statt, so daß dauernd Elektronen neu erzeugt werden müssen. Im axialen Magnetfeld werden die Bahnen der Elektronen gekrümmt, wodurch das Plasma diamagnetisch erscheint. Für die Form der Bahn lassen sich zwei Grenzfälle angeben. Bei starkem Magnetfeld und großer freier Weglänge beschreibt das Elektron geschlossene Kreisbahnen. Bei schwachem Magnetfeld bzw. bei kleiner freier Weglänge erscheinen die Einzelbahnen nur schwach gekrümmt. Die Rechnung ergibt, daß im ersten Falle das magnetische Moment der Bahn umgekehrt proportional dem angelegten Magnetfeld ist, während es im zweiten Falle diesem proportional ist. Daraus folgt als wichtiges Ergebnis, daß das mittlere Moment vom äußeren Felde abhängt und zwar in der Weise, daß es mit wachsendem Felde steigt, ein Maximum durchläuft und dann wieder absinkt. Entsprechend wird die induzierte Suszeptibilität mit wachsender Feldstärke zunächst von dieser unabhängig sein und dann proportional dem Quadrat derselben absinken. Da der Bahnverlauf durch die freie Weglänge begrenzt wird, läßt sich diese wichtige Größe aus der experimentell ermittelten Kurve bestimmen.

Die Messung erfolgt aus experimentellen Gründen bei starkem, konstantem Magnetfeld und Variation der Entladungsstromstärke, indem der in einer zweiten Spule induzierte Strom durch ein Vibrationsgalvanometer gemessen wird, also durch eine Transformatorschaltung, bei der die Entladungsröhre den Eisenkern ersetzt. Die gemessenen Werte bestätigen den berechneten Kurvenverlauf. Durch Änderung des Gasdruckes, also durch Variation der freien Weglänge, läßt sich die Suszeptibilität in der erwarteten Weise verschieben. Dagegen ist im Absolutwert keine Übereinstimmung mit dem berechneten Diamagnetismus zu erzielen. Wahrscheinlich tritt ein schwacher paramagnetischer Effekt durch eine Rosettenbahn der Elektronen auf, die durch die Wandaufladung bewirkt wird. Auch der Bahnmagnetismus der Ionen wird einen Effekt in dieser Richtung hervorbringen. Der gemessene Diamagnetismus ist um eine Größenordnung stärker als bei Wismut. Seine Größe ist nur durch die Bahnkrümmung zu erklären. Die bisherigen Ergebnisse erlauben in Verbindung mit den Sondenmessungen neue Bestimmungen der Elektronentemperatur und der Konzentration der Elektronen und der Ionen.

Um die Frequenz der kreisenden Elektronen festzustellen und auf diese Weise die Grundannahme seiner Rechnungen zu kontrollieren, hat Vortr. die Absorption von Ultrakurzwellen gemessen, deren Frequenz der Kreisbewegung der Elektronen bei einem bestimmten Magnetfeld entsprach. Unter diesen Bedingungen ähneln die Vorgänge in der Gasentladung also denen, die im sog. Magnetron zur Erzeugung oder zum Empfang ultrakurzer Wellen dienen.

Deutsche Physikalische Gesellschaft.

Berlin, den 13. Dezember 1935.

Prof. Dr. R. Becker: „Über Keimbildung und Wachstum von Kristallen aus übersättigtem Dampf.“

Die Kondensation einer übersättigten Dampfphase findet, wenn keine Grenzfläche vorhanden ist, unter Tröpfchenbildung statt. Die Bildung der Molekellaggregate, der sog. Keime, ist vom Standpunkt der Thermodynamik etwas schwierig zu verstehen, da der Dampfdruck eines kleinen Tröpfchens infolge der Oberflächenspannung größer ist als der einer Flüssigkeitsoberfläche. Kleine Molekellaggregate, wie sie durch Schwankungserscheinungen zustande kommen, sind also instabil. Erst wenn der Radius des Tropfens eine gewisse kritische Größe überschritten hat, wird das Tröpfchen zwangsläufig weiter wachsen. Die Entstehung der Tröpfchen erfolgt also unter Entropie-Verkleinerung; die Wahrscheinlichkeit für die Keimbildung ist deshalb, wie *M. Vollmer*¹⁾ gezeigt hat, außerordentlich stark vom Grade der Übersättigung abhängig, die Zahl der gebildeten Tropfen/sec $I = K e^{-\frac{E}{RT}}$, wobei

¹⁾ Vgl. diese Ztschr. 42, 708 [1929].