

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN

Forschungsbereich Kosmische Physik

ZENTRALINSTITUT PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts Physik der Erde

Nr. 2

Durchführung spezieller geophysikalischer
Analogieexperimente
und ihre Deutung

von

Horst Hänsel

und

Hans-Joachim Wilke

Als Manuskript gedruckt

1969

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	7
0. Apparatives	9
0.1. Die Vakuumapparaturen	9
0.2. Die Terrellas	10
0.3. Spannungsquellen und Kondensatorenbatterien	11
0.4. Photographische Aufzeichnung der Leuchterscheinungen	12
1. Der Einfluß eines dreidimensionalen magnetischen Dipolfeldes auf die Bewegung von Ladungsträgern, die in Glimmentladungen erzeugt werden	12
1.1. Untersuchungen mit selbständigen elektrischen Entladungen	12
1.1.1. Die Terrellaexperimente von BIRKELAND, BRÜCHE, MALMFORS, BLOCK und HÄNSEL in selbständigen elektrischen Entladungen	12
1.1.1.1. BIRKELANDs Terrellaexperimente	12
1.1.1.2. Der experimentelle Nachweis der STÖRMERSchen Bahnen durch BRÜCHE	13
1.1.1.3. Die Experimente von MALMFORS zur ALFVENSchen Theorie	13
1.1.1.4. Die Terrellaexperimente von BLOCK	15
1.1.1.5. Die Ergebnisse der kritischen Überprüfung der MALMFORS-BLOCKschen Terrellaexperimente durch HÄNSEL	16
1.1.2. Experimente in der selbständigen elektrischen Entladung zur weiteren Aufklärung der Vorgänge und Erscheinungen	17
1.1.2.1. Leuchterscheinungen bei der Verwendung kleiner kugelförmiger Katoden	18
1.1.2.2. Experimente mit kleinflächigen ebenen Katoden	21
1.1.2.3. Experimentelle Untersuchung der Elektronenbahnen im Magnetfeld der Terrella	22
1.1.2.4. Die Erzeugung des BIRKELANDschen Entladungsrings um die Terrella	24
1.1.3. Weiterführende Terrellaexperimente mit selbständigen elektrischen Entladungen	25
1.1.3.1. Der Einfluß des magnetischen Dipolfeldes auf negative Ladungsträger im elektrisch feldfreien Raum	25
1.1.3.2. Experimente, die sich an die ALFVENSche Theorie anschließen	26
1.1.4. Diskussion der Experimente mit selbständigen elektrischen Entladungen	27
1.1.4.1. Die Bahnen der Ladungsträger in der selbständigen Entladung	27
1.1.4.2. Über die Vorgänge, die zu den beschriebenen Erscheinungen führen	30
1.1.4.3. Kritische Bemerkungen zur Deutung BLOCKs	32
1.2. Untersuchungen mit unselbständigen elektrischen Entladungen	33
1.2.1. Experimente in der unselbständigen elektrischen Entladung zur weiteren Aufklärung der Vorgänge und Erscheinungen	33
1.2.1.1. Experimente zur Überprüfung der BLOCKschen Ergebnisse	33
1.2.1.2. Experimente zur Herkunft der Ladungsträger, die auf die Terrella treffen	35
1.2.1.3. Experimente zum Einfluß der magnetischen Induktion auf Form und Lage der Leuchterscheinungen auf der Terrella	36
1.2.1.4. Experimente zum Einfluß der elektrischen Potentialverhältnisse auf Lage und Exzentrizität der Leuchtgebilde auf der Terrella	37
1.2.2. Diskussion der Experimente in der unselbständigen elektrischen Entladung	38
1.2.2.1. Über die Vorgänge, die zu den beobachteten Erscheinungen führen	38

1.2.2.2.	Die Abhängigkeit der Lage und der Exzentrizität der Fluoreszenzonen von der magnetischen Induktion und den elektrischen Potentialverhältnissen	40
1.2.2.3.	Abweichungen der Vorgänge in der unselbständigen elektrischen Entladung von denen in der selbständigen Entladung	51
1.2.2.4.	Kritische Einschätzung der Ergebnisse und Ansichten BLOCKs	51
1.3.	Die Terrellaexperimente in der selbständigen und unselbständigen elektrischen Entladung als Analogieversuche zu geomagnetischen Erscheinungen	53
1.3.1.	Beziehungen zwischen den durchgeführten Experimenten und den geomagnetischen Erscheinungen	53
1.3.1.1.	Abweichungen der experimentellen Parameter von den durch die Ähnlichkeitstransformation bestimmten	53
1.3.1.2.	Beziehungen zwischen den durchgeführten Experimenten und der STÖRMERSchen und der ALFVENSchen Theorie	54
1.3.1.3.	Eine mögliche Deutung der durchgeführten Experimente als Analogieversuche	54
1.3.2.	Ausblick auf weitere experimentelle Anordnungen, die den kosmischen Verhältnissen näherkommen	55
2.	Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und durch Stoßentladung erzeugten Ladungsträgern	56
2.1.	Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und einem quasineutralen Plasma	56
2.1.1.	Zusammenstellung der wichtigsten bisher erprobten Anordnungen und ihrer Ergebnisse	56
2.1.1.1.	BOSTICKs Plasmoidversuche	56
2.1.1.2.	Experimentelle Anordnungen mit Koaxialkanonen (Übersicht)	56
2.1.1.3.	Formen der Wechselwirkung zwischen Plasmawolken und magnetischem Dipolfeld	57
2.1.2.	Experimentelle Untersuchungen mit einer koaxialen Plasmaquelle	58
2.1.2.1.	Erzeugung von bewegten Plasmawolken mit einer Koaxialkanone	59
2.1.2.2.	Experimente zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen bewegtem Plasma und magnetischem Dipolfeld mittels Langzeitphotographie	60
2.1.2.3.	Ergebnisse der Untersuchungen mit der Koaxialkanone	61
2.1.2.4.	Nachteile der Experimente mit Koaxialkanonen	61
2.2.	Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und vorwiegend unipolaren Ladungsträgern	62
2.2.1.	Experimente zur Wechselwirkung eines vorwiegend negativen Ladungsträgerstromes mit dem Magnetfeld	62
2.2.1.1.	Erzeugung einer Ladungsträgerwolke mit vorwiegend negativen Ladungsträgern	62
2.2.1.2.	Experimente zur Wechselwirkung mit negativen Ladungsträgern	63
2.2.1.3.	Experimente zur Abhängigkeit der Art und Form der Leuchterscheinungen von Kapazität und Spannung der Kondensatorenatterie	64
2.2.1.4.	Diskussion der Experimente mit vorwiegend negativen Ladungsträgern	64
2.2.2.	Experimente zur Wechselwirkung eines vorwiegend positiven Ladungsträgerstromes mit dem Magnetfeld	65
2.2.2.1.	Experimente mit vorwiegend positiven Ladungsträgern im Druckbereich des Hochvakuums	65
2.2.2.2.	Diskussion der Experimente mit vorwiegend positiven Ladungsträgern	65

2.3.	Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und einem Plasma mit vorbestimmter Trägerzusammensetzung	67
2.3.1.	Experimentelle Untersuchung der Leuchterscheinungen bei der Wechselwirkung zwischen Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung und dem Magnetfeld	67
2.3.1.1.	Erzeugung einer bewegten Plasmawolke mit vorbestimmter Trägerzusammensetzung	67
2.3.1.2.	Experimente zum Einfluß der Trägerzusammensetzung auf Art und Form der Leuchtgebilde	68
2.3.1.3.	Diskussion der Experimente mit Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung	69
2.3.2.	Experimentelle Untersuchungen zur Änderung des magnetischen Dipolfeldes während der Wechselwirkung mit Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung	69
2.3.2.1.	Experimente zum Nachweis der Änderung des magnetischen Dipolfeldes mittels Magnetfeldsonde	69
2.3.2.2.	Vergleich von Lage und Form der Leuchterscheinungen mit der Änderung der magnetischen Induktion	71
2.4.	Die Untersuchungen mit Stoßentladungen als Analogieexperimente zu geophysikalischen Erscheinungen	75
2.4.1.	Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen in Stoßentladungen	75
2.4.2.	Vergleich der kosmischen Bedingungen mit den experimentell erreichten Werten und Ausblick auf weitere Experimente	76
2.4.2.1.	Vergleich der kosmischen Bedingungen mit den Verhältnissen in den Experimenten	76
2.4.2.2.	Ausblick auf weitere Experimente	77
3.	Literaturverzeichnis	78
Tafeln (Abb. 4-11, 13, 14, 16-21, 23, 24, 26, 27, 31-33, 35-37, 58, 60-64, 66)		

V o r w o r t

Die nachfolgende Arbeit soll einen Beitrag zu folgender Problematik liefern: Inwieweit ist es möglich, mittels stationärer elektrischer Entladungen oder Stoßentladungen geomagnetische Vorgänge im Zusammenhang mit Polarlichtern und magnetischen Stürmen unter Laboratoriumsbedingungen modellmäßig nachzuahmen und zu untersuchen. Der erste Teil bezieht sich auf Möglichkeiten, Analogieexperimente zu geomagnetischen Erscheinungen mittels stationärer elektrischer Entladungen durchzuführen. Im Mittelpunkt der Betrachtungen stehen dabei die MALMFORS-BLOCKSchen Terrellaexperimente. Ihre Deutung wurde bereits 1962 von HÄNSEL angezweifelt. Um eine Aussage treffen zu können, ob es sich wirklich um Analogieexperimente zu geomagnetischen Erscheinungen handelt, werden sowohl in der selbständigen wie auch in der unselbständigen elektrischen Entladung die Bahnen der Ladungsträger systematisch untersucht, die zu den bekannten Leuchtphänomenen führen. Diese Aufklärung des Entladungsmechanismus der stationären elektrischen Entladung in Gegenwart eines magnetischen Dipolfeldes führt u. a. zu folgenden Konsequenzen: 1. Die Deutung der experimentellen Ergebnisse durch MALMFORS und BLOCK ist falsch. 2. Die weitgehende Übereinstimmung zwischen der Lage der Auftreffgebiete der Ladungsträger auf dem Erdmodell und der Zone der größten Polarlichthäufigkeit auf der Erde ist rein zufällig und wird vor allem durch die Anordnung der Katode bedingt. 3. Eine Entscheidung über die Gültigkeit der STÖRMERSchen oder ALFVENSchen Theorie ist sowohl bezüglich der experimentellen Ergebnisse als auch der andersartigen Bewegung der Ladungsträger und völlig anderer Voraussetzungen in Theorie und Experiment nicht zulässig. 4. Die Terrellaexperimente von MALMFORS und BLOCK stellen in dem angegebenen Sinne keine Analogieexperimente zu geomagnetischen Erscheinungen dar.

Eine Abschätzung der experimentellen Möglichkeiten in stationären elektrischen Entladungen führt zu dem Ergebnis, daß es z. Z. nur möglich ist, Teilprozesse der geomagnetischen Vorgänge in Analogieexperimenten zu untersuchen.

Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit wird die Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern, die in elektrischen Stoßentladungen erzeugt werden, und dem magnetischen Dipolfeld untersucht. Nur durch den Einsatz derartiger Entladungen kann allen Forderungen der HÄNSELschen Ähnlichkeitstransformation weitgehend nachgekommen werden. Es finden dabei drei verschiedenartige Quellen zur Erzeugung von Ladungsträgerströmen hoher Trägerdichte Verwendung. Bezüglich ihres großen Durchmessers übertreffen sie alle aus der Literatur bekannten Anordnungen. Bisher blieben durch einige wesentliche Nachteile der Koaxialkanonen u. a. folgende Fragen unbeantwortet: Welche Leuchtphänomene werden vorwiegend durch positive und welche durch negative Ladungsträger bedingt? Dominiert der Einfluß einer Ladungsträgerkomponente auf den Typ der auftretenden Wechselwirkung? Übt die Geschwindigkeit der Ladungsträger einen entscheidenden Einfluß auf die beobachteten Leuchterscheinungen aus? Diese und andere Fragen lassen sich durch den Einsatz der beiden neuartigen Ladungsträgerquellen beantworten. Sie ermöglichen es, sowohl mit unipolaren Ladungsträgerströmen zu arbeiten als auch die Plasmazusammensetzung, die Trägergeschwindigkeiten und die Trägerdichten in weiten Grenzen unabhängig voneinander zu variieren. Außerdem wirken sich die ebenen Teilchenfronten und die weitgehende Homogenität der Ladungsträgerströme positiv auf die experimentellen Untersuchungen aus. Die Experimente führen zu einer Fülle neuer Aussagen und Anregungen für weiterführende experimentelle Arbeiten. Die beobachteten Erscheinungen sind den geomagnetischen weitgehend analog.

0. Apparatives

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die wesentlichsten apparativen Hilfsmittel und Arbeitsverfahren, die bei den experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit benutzt werden.

0.1. Die Vakuumpumpen

Die verwendeten Pumpstände besitzen den in Abb. 1 skizzierten Aufbau. Als Vakuumgefäße dienen Rezipientenglocken aus Glas von 540 mm innerem Durchmesser und 760 mm maximaler innerer Höhe. Sie ruhen auf Stahltellern von 1000 mm Durchmesser. Die Dichtung erfolgt durch einen ungefetteten Ring aus Vakuummummi. Als elektrische Zuleitungen dienen Kupferstifte. Sie sind mittels Epoxidharz isoliert vakuumdicht durch den Rezipiententeller geführt. Spezialstecker schützen vor störenden Nebenentladungen und ermöglichen ein schnelles Wechseln der angeschlossenen Versuchsteile. Sie haben sich bei Strömen von 75 A und Spannungen bis zu 10000 V bewährt. Bei den Stoßentladungen steigt der Strom sogar bis auf 60000 A an. Als weitere Zuleitung wird der geerdete Rezipiententeller verwendet.

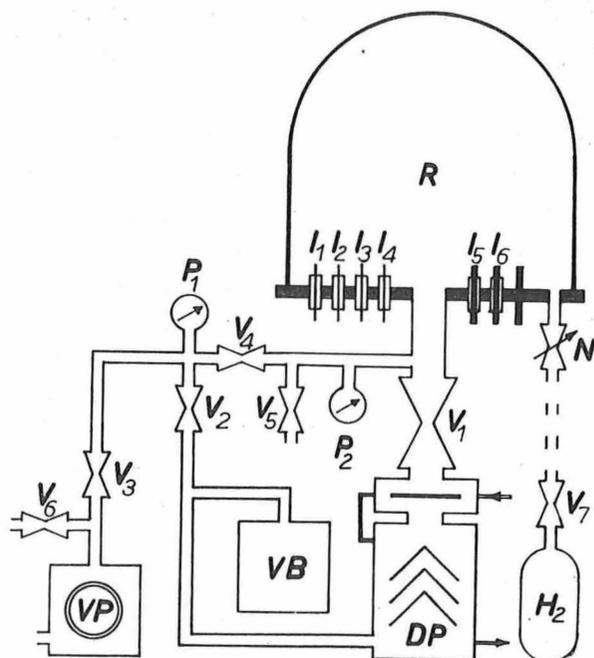


Abb. 1: Hochvakuumapparatur

R - Rezipient; DP - Hochvakuum-Öldiffusionspumpe; VP - Vorvakuumpumpe;
 VB - Vorvakuumbehälter; V - Ventil; N - Nadelventil; I - Isolierdurchführung;
 P - PIRANI-PENNING-Meßsonde; H₂ - Wasserstoffbehälter

Für die Erzeugung eines guten Vorvakuums sorgt eine zweistufige Drehschieberpumpe mit der Saugleistung 30 m³/h. Die Anlage zur Erzeugung des Hochvakuums, die unter dem Rezipiententeller befestigt ist, besteht aus Hochvakuumbauerelementen des VEB Carl Zeiss, Jena. Als Hochvakuumpumpe wird eine Öldiffusionspumpe HVPO 500 benutzt. Die Einstellung des gewünschten Arbeitsdruckes wird mittels Nadelventilen vorgenommen.

Die Druckmessung erfolgt im Bereich von 1 Torr bis $1 \cdot 10^{-3}$ Torr mit PIRANI-Manometern, bei Vakua besser als $1 \cdot 10^{-3}$ Torr mit PENNING-Manometern.

0.2. Die Terrellas

Zur Erzeugung eines variablen, dreidimensionalen magnetischen Dipolfeldes finden Kugelspulen Verwendung. Die bei ihrer Herstellung benutzte Wicklungsvorschrift [42] garantiert ein Dipolfeld, das für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit als ideal bezeichnet werden kann. Die eisenfreien Spulen sind in Halbkugelschalen aus Aluminium eingekapselt. Die Berührungslinie der Aluminiumschalen markiert die Äquatorebene des magnetischen Dipolfeldes. Der Terrelladurchmesser beträgt 89,5 mm. Tabelle 1 gibt eine Übersicht über weitere Daten der Terrellas. Die verwendeten Drahtstärken ermöglichen eine optimale Nutzung der für die Erregung zur Verfügung stehenden Gleichspannungsquellen. Die Ergebnisse der exakten Ausmessung der Dipolfelder sowie weitere Angaben über die hier benutzten Terrellas findet man bei HÄNSEL [39]. Von dort ist auch ihre Nummerierung übernommen worden.

Tabelle 1

Terrella Nr.	Durchmesser des Drahtes	Windungszahl	Magnetisches Moment bei 1 A
II	0,42 mm	1696	3789 Gauß cm ³
III	0,62 mm	735	1748 Gauß cm ³

Die maximal verwendete Stromstärke beträgt bei Terrella II 33 A. Sie bedingt eine Leistungsaufnahme von etwa 10 kW und führt infolge der geringen Wärmeabgabe zur schnellen Temperaturerhöhung. Bei Terrella III liegen die entsprechenden Werte bei 72 A und 15 kW. Das entspricht einer magnetischen Induktion von fast 3000 Gauß am Durchstoßpunkt der magnetischen Dipolachse durch die Terrellaoberfläche. Die Angabe der magnetischen Induktion B bezieht sich im folgenden immer auf diesen Punkt.

Die Terrella ist im Entladungsgefäß entweder auf einer kleinen Kugelpfanne aus Aluminium gelagert oder mittels eines Messingstabes an einem Stativ befestigt, der in Verlängerung der Dipolachse der Terrella eingeschraubt werden kann. Durch die leitende Verbindung dieser Teile mit den entsprechenden Spannungsquellen wird sowohl das Potential der Terrellaoberfläche festgelegt als auch der Spulenstrom zugeführt.

Um die Auftreffstellen der Ladungsträger ermitteln zu können, wird die Terrella mit einer Fluoreszenzstoffschicht überzogen. An sie werden neben einer hinreichenden mechanischen Stabilität folgende wesentliche Anforderungen gestellt:

- Die Schicht muß sowohl durch Elektronen als auch durch Ionen zum Leuchten angeregt werden.
- Sie soll das Auftreffen von Teilchen mit Energien von etwa 10 eV bis 10000 eV registrieren.
- Das Fluoreszenzlicht muß für hochempfindliche photographische Filme in einem günstigen spektralen Bereich liegen.
- Die Fluoreszenz darf bei Temperaturanstieg auf 150 °C nicht wesentlich beeinträchtigt werden.

e) Teile des Belages sollen sich bei den benutzten Teilchenenergien nicht elektrostatisch aufladen.

Weitreichende Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß Magnesiumarsenat alle geforderten Eigenschaften optimal in sich vereint, wenn die Terrella damit auf bestimmte Weise präpariert wird.

Zur Erzeugung größerer magnetischer Kraftflußdichten wird ein Elektromagnet benutzt. Sein Feld ist dem eines Dipols ähnlich. Der Eisenkern hat einen Querschnitt von $44 \cdot 48 \text{ mm}^2$. Die Polschuhe laufen kegelförmig aus und sind durch zwischengelegte Gummiplatten galvanisch vom Kern getrennt. Bei einem Strom von 5 A und einem Polschuhabstand von 30 mm beträgt die magnetische Kraftflußdichte in der Mitte der Verbindungslinie zwischen dem Nord- und dem Südpol 2000 Gauß [43]. Diese Linie wird in den folgenden Abhandlungen "magnetische Achse" genannt. Der jeweils angegebene Betrag der magnetischen Induktion bezieht sich immer auf die Mitte dieser Geraden.

0.3. Spannungsquellen und Kondensatorenbatterien

Zur Erzeugung des magnetischen Dipolfeldes steht eine isoliert aufgestellte Akkumulatorenbatterie mit 340 V Spannung zur Verfügung. Das Ein- und Ausschalten des Terrellastromes erfolgt mit einem Schaltschütz. Er wird wahlweise von Hand oder über einen rotierenden Schalter betätigt.

Tabelle 2 gibt eine Übersicht der Spannungsquellen, die bei der Erzeugung der elektrischen Entladung im Vakuum Verwendung finden. Spannungsquelle III kann zur Vergrößerung der Spannung von Quelle I oder II benutzt werden. Spannungsquelle IV dient nur zum Aufladen der Kondensatoren für die Plasmaquellen vom BOSTICK-Typ. Davon vor allen Stoßentladungen eine galvanische Trennung der Kondensatoren von den Spannungsquellen erfolgt, benötigt sie keine Glättungsglieder.

Tabelle 2

Spannungsquelle Nr.	Maximale Spannung in kV	Maximaler Strom in mA	Restwelligkeit bei maximaler Spannung
I	6	1000	0,5 % bei 100 mA
II	3	500	0,1 % bei 100 mA
III	3	100	0,2 % bei 100 mA
IV	12	30	100 % bei 30 mA

Die im letzten Teil der Arbeit beschriebenen Versuche erfordern den gleichzeitigen Einsatz aller Spannungsquellen. Das Laden und Entladen der Kondensatoren geschieht dabei über Relais. Sie werden entweder von Hand oder ebenfalls über den rotierenden Schalter betätigt. Letzterer ist bei allen Aufnahmen so eingestellt, daß der Entladestromkreis 0,7 Sekunden nach dem Einschalten des Terrellastromes geschlossen wird. Die Stoßentladung erfolgt dann selbst bei beträchtlicher Verzögerung noch vor dem Zusammenbrechen des Magnetfeldes der Terrella.

Für die Stoßentladungen finden außer induktionsarmen Kondensatoren auch Hochspannungskondensatoren und Elektrolytkondensatoren Verwendung. Geräte gleicher Art sind mittels Kupferschienen und Kupferbändern zu Batterien zusammengeschaltet. Kombinationen dieser Batterien führen zu den jeweils benötigten Kapazitäten. Alle Leitungen, einschließlich der im Vakuumgefäß, sind optimal kurz ausgelegt. Um die benötigten Spannungen zu erreichen, müssen die Kondensatoren oft bis zum Mehrfachen der angegebenen Arbeitsspannung belastet werden.

0.4. Photographische Aufzeichnung der Leuchterscheinungen

Zur Anfertigung der photographischen Aufnahmen werden Kleinbildkameras vom Typ "Exakta varex" und "Pentacon" mit Tessar 2,8/50 benutzt. Als Aufnahmematerial findet der ORWO-Negativ-Film NP 27 Verwendung. Er wird mit Feinstkornentwickler A 49 entwickelt. Die Vergrößerung geschieht auf extrahartem Papier.

Nur durch günstige Wahl der Belichtungszeit sowohl beim Photographieren als auch beim Vergrößern ist es möglich, Aussagen über die z. T. sehr kontrastarmen Leuchterscheinungen im Gasraum zu machen. Es müssen daher in beiden Arbeitsgängen Serien von Aufnahmen bzw. Vergrößerungen mit wenig voneinander abweichenden Belichtungswerten angefertigt werden.

Zur Untersuchung der Leuchtfarben in den verschiedenen Teilen der Leuchtgebilde werden Aufnahmen mit dem ORWOCOLOR-Umkehr-Film UT 16 angefertigt.

1. Der Einfluß eines dreidimensionalen magnetischen Dipolfeldes auf die Bewegung von Ladungsträgern, die in Glimmentladungen erzeugt werden

1.1. Untersuchungen mit selbständigen elektrischen Entladungen

1.1.1. Die Terrellaexperimente von BIRKELAND, BRÜCHE, MALMFORS, BLOCK und HÄNSEL in selbständigen elektrischen Entladungen

1.1.1.1. BIRKELANDs Terrellaexperimente

Der Gedanke, kosmische Erscheinungen mit den Mitteln des Laboratoriums modellmäßig nachzubilden, stammt von BIRKELAND [11, 12]. Er war es auch, der erste erfolgversprechende Versuche durchführte. Er brachte ein kleines Erdmodell - von ihm "Terrella" genannt -, das mit einer Fluoreszenzstoffschicht überzogen war, in ein Vakuumgefäß von etwa einem Kubikmeter Volumen. BIRKELAND wählte Terrelladurchmesser zwischen 24 und 36 cm. Das in seiner Form dem Erdfeld ähnliche magnetische Feld wurde durch eine Spule im Innern der Terrella erzeugt, während die Terrellaoberfläche als Anode einer elektrischen Entladung wirkte. Eine Aluminiumplatte in einer Ecke des Entladungsgefäßes diente als Katode.

BIRKELAND beobachtete, daß nach Anlegen einer genügend hohen Spannung große Gebiete der Terrellaoberfläche gleichmäßig leuchteten. Das Einschalten des magnetischen Feldes hatte zur Folge, daß nur noch zwei eng begrenzte Bereiche, je einer in der Nähe jedes Pols, fluoreszierten. Dabei schnürte sich die Entladung ein. Die Ansatzstellen der Entladung auf der Terrella veränderten ihre Lage und Größe mit der Stärke des magnetischen Feldes. Bei großen Feldstärken verschwanden sie gänzlich. Ferner vermochte BIRKELAND, bei höheren Entladungsstromstärken einen leuchtenden Ring um die Terrella zu erzeugen. Er lag konzentrisch in der magnetischen Äquatorebene.

Die große Bedeutung der BIRKELANDschen Untersuchungen besteht nicht nur im Nachweis, daß ein Zusammenwirken des magnetischen Feldes der Erde und einer einfallenden Korpuskelstrahlung zu den bekannten geophysikalischen Erscheinungen führt. BIRKELANDs Aufnahmen zeigen bereits alle wichtigen Züge der elektrischen Entladung in Gegenwart eines magnetischen Dipolfeldes, die später von MALMFORS, BLOCK, HÄNSEL und anderen quantitativ ausgewertet wurden.

1.1.1.2. Der experimentelle Nachweis der STÖRMERSchen Bahnen durch BRÜCHE

STÖRMER hat sich in seinen Arbeiten die Frage gestellt, auf welchen Bahnen die geladenen Teilchen in die engere Umgebung der Erde gelangen und wo die Auftreffstellen der Ladungsträger auf der Erdoberfläche liegen [69 - 74]. Dabei setzte er in seinen Berechnungen außer dem magnetischen Dipolfeld der Erde entweder ein radiales elektrisches Feld voraus, oder er nahm den Raum als elektrisch feldfrei an. Bei einem genügend starken magnetischen Feld und nicht zu hohen Elektronenenergien erhielt er folgende wesentliche Ergebnisse:

- a) Die Bahnen der Elektronen verlaufen in der Nähe der Erde so, daß diese von einer ringförmigen, äquatorialen Wulst umgeben ist, in die die Elektronen nicht eindringen.
- b) Ein Teil der Elektronenbahnen endet in der Nähe der magnetische Äquatorebene, ohne die Erdoberfläche zu erreichen. Sie veranlaßten STÖRMER zur Annahme eines äquatorialen Ringstromes.
- c) Die Elektronen, die von einem in der Äquatorebene liegenden, weit von der Erde entfernten Punkt in unterschiedliche Richtungen ausgehen, erreichen die Erdoberfläche in Punkten, die auf einer Spirale liegen. Diese beginnt in der Nähe des Pols und nähert sich asymptotisch einem Breitenkreis.

Die Ergebnisse STÖRMERS wurden in letzter Zeit mehrfach überprüft und ergänzt durch den Einsatz von Rechenautomaten [48, 64, 54].

Dabei richtete sich das Hauptaugenmerk auf positive Teilchen der Energie 1 bis 10 GeV. Statt der für die Berechnung einer Bahn durch numerische Integration von STÖRMER auf bis zu 5000 Stunden veranschlagten Zeit benötigte der nach dem RUNGE-KUTTA-Verfahren arbeitende AVIDAC-Computer 2 Minuten. Als wichtige Ergebnisse seien folgende genannt [54]:

- a) Bei einem großen Öffnungswinkel der Quelle existieren mehrere unterschiedliche Vorzugszonen, in denen die Teilchen die Erdnähe erreichen.
- b) Die Lage dieser "Impact"-Zonen hängt stark von der Deklination der Quelle ab (in bezug auf den erdmagnetischen Äquator).
- c) Das Erdfeld fokussiert die Teilchen vornehmlich in höhere Breiten.

Um die Bahnen der Elektronen im Modell nachzubilden, bediente sich BRÜCHE der Fadenstrahlen [26 - 29]. Zur Erzeugung eines dipolähnlichen Magnetfeldes benutzte er eine Kugelspule mit Eisenkern. Sie war in eine Kupferkugel von 7 cm Durchmesser eingekapselt. BRÜCHE gelang es mit dieser Anordnung, einige der von STÖRMER berechneten Bahnen experimentell aufzufinden sowie STÖRMER auf einer Reihe weiterer existierender Bahnen aufmerksam zu machen [70]. BRÜCHE beschäftigte sich dabei im wesentlichen mit wenig verschlungenen, periodischen Bahnen in der Nähe der magnetischen Äquatorebene. Die Größe der benutzten Vakuumgefäße erlegte im dabei erhebliche Beschränkungen auf. Eine zweite Schwierigkeit ergab sich daraus, daß bei Berücksichtigung des Transformationsfaktors von der Natur zum Modell das magnetische Moment seiner Kugelspule viel zu klein war. Er bediente sich deshalb der Terrella nur als Hilfsmittel zur Erzeugung des magnetischen Dipolfeldes. Dadurch konnte BRÜCHE nur Bahnen untersuchen, die sich in großer Entfernung von dem auf einen Millimeter verkleinert gedachten Erdmodell befanden.

1.1.1.3. Die Experimente von MALMFORS zur ALFVENSchen Theorie

ALFVEN nimmt in seiner Theorie der magnetischen Stürme und Nordlichter im Gegensatz zu STÖRMER an, daß der von der Sonne ausgehende Teilchenstrahl aus positiven und negativen Ladungsträgern besteht und nach außen hin neutral erscheint [1 - 6].

Außerdem soll er ein eigenes Magnetfeld mitführen. Er betrachtet es als homogen und als parallel zur magnetischen Dipolachse der Erde gerichtet. Befindet sich die Sonne in der magnetischen Äquatorebene, so tritt senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ladungsträger und zur magnetischen Kraftflußdichte ein elektrisches Feld auf, das er unter Vernachlässigung jeglicher Raumladungerscheinungen in der Nähe der Erde als homogen voraussetzt. Seine Berechnungen führen zu einer von primären Elektronen freien Zone, der die gesamte Umgebung der Erde angehört. Da sich für positive Ionen eine kleinere verbotene Zone ergibt, die sich innerhalb der ersteren befindet, entstehen Raumladungen, die sich nach ALFVEN längs der magnetischen Feldlinien ausgleichen. Die Nordlichtkurve ist somit die Projektion der Randkurve des verbotenen Gebietes längs der magnetischen Feldlinien auf die Erdoberfläche.

Zur Überprüfung und Bestätigung der ALFVENschen Theorie führte MALMFORS Analogieexperimente zu kosmischen Erscheinungen durch [55, 56]. Seine Versuchsanordnung wird in Abb. 2 gezeigt. Zwei rechteckige Metallplatten der Maße 60 cm x 25 cm, die im Abstand von 24 cm isoliert angeordnet waren, dienten der Erzeugung des elektrischen Feldes und der Entladungserscheinungen. Die eine Elektrode besaß an einer weit von der Mitte entfernten Stelle eine Bohrung. Dort hatte MALMFORS auf der Rückseite der Platte eine Elektronenquelle angebracht, die es ermöglichte, einen Elektronenstrahl in den Raum zwischen die Platten zu schicken. Die Spannung zwischen den Elektroden

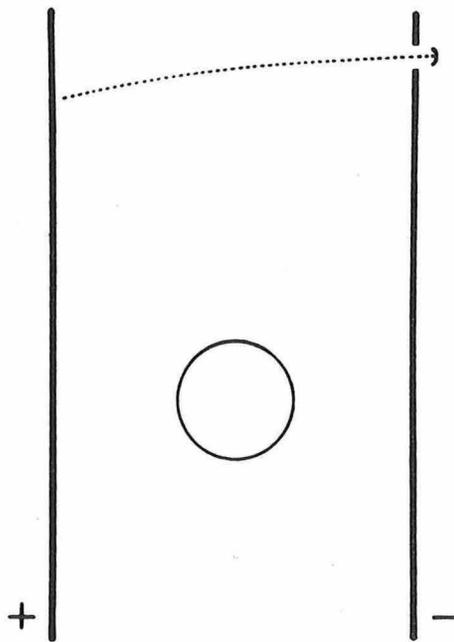


Abb. 2: Versuchsanordnung von MALMFORS

lag bei einigen tausend Volt. Das Magnetfeld wurde durch eine im Felde eines Zyklotronmagneten homogen magnetisierte Kugel aus Alnico-Magnetstahl von 10 cm Durchmesser erzeugt. Die Oberfläche der Kugel war mit einer Fluoreszenzstoffschicht überzogen.

Unter diesen Bedingungen erschienen bei dem geringsten erreichten Druck zwischen 10^{-3} und 10^{-4} Torr zwei ringförmige, leuchtende Bereiche auf der Kugel, je einer um jeden Magnetpol. Wurde der Druck erhöht, so änderte sich nur wenig an der Erscheinung. Es konnte dann auf den ionisierenden Elektronenstrahl verzichtet werden. Bei noch größerem Druck beobachtete MALMFORS zwischen der Katode und der Kugel Leuchter-

scheinungen, die zur negativen Platte hin scharf begrenzt waren. Er kam zu der Ansicht, daß sich beim Ändern des Abstandes Kugel - Platte diese Grenze nicht verlagert, sie also nicht vom Vorhandensein der Platte abhängt [56].

Außerdem fiel MALMFORS die exzentrische Lage der Ringe auf. Er erkannte, daß sich die Exzentrizität mit den Potentialverhältnissen zwischen Katode, Kugel und Anode veränderte.

Bezüglich der beobachteten fluoreszierenden Ringe und bogenförmigen Leuchterscheinungen vertritt MALMFORS die Meinung, daß sie nicht auf "hochenergetische" Elektronen, die von der Katode ausgehen, zurückzuführen sind. Als Ursache dafür nimmt er Elektronen an, die nahe dem Magneten erzeugt werden [56].

1.1.1.4. Die Terrellaexperimente von BLOCK

BLOCK wurde durch die Resultate der MALMFORSschen Untersuchungen angeregt, Experimente in größerem Maßstab durchzuführen [13 -16]. Er wählte einen dem MALMFORSschen sehr ähnlichen Versuchsaufbau, lediglich die Abmessungen waren größer. BLOCK benutzte als Elektroden zwei quadratische Aluminiumplatten von je 60 cm Kantenlänge. Seine Terrella besaß einen Durchmesser von 10,6 cm. Das magnetische Feld wurde durch eine Spule in ihrem Inneren erzeugt. Die maximale magnetische Induktion betrug 3000 Gauß an den Polen.

Bei Drücken größer $2 \cdot 10^{-3}$ Torr trat eine selbständige elektrische Entladung auf. Die Spannung zwischen Katode und Terrella lag bei 2000 Volt, zwischen Terrella und Anode bei 30 Volt. Im Falle der unselbständigen Entladung, die wie bei MALMFORS durch einen Elektronenstrahl aufrechterhalten wurde, befand sich die Katode auf einem Potential von - 10000 Volt in bezug auf die Terrella und die Anode auf + 3000 bis + 5000 Volt. Der Druck war kleiner als $1 \cdot 10^{-3}$ Torr.

Bei der selbständigen elektrischen Entladung beobachtete BLOCK, wie sich bei zunehmenden, zunächst jedoch schwachen magnetischen Feldern die Auftreffstellen der Elektronen auf der Terrella immer weiter zur "Tagseite" verschoben. Bei einer magnetischen Induktion von über 300 Gauß an den Polen begannen sich die "Polarlichtzonen" auszubilden. Mit steigender Kraftflußdichte wurden sie schmaler und verlagerten sich weiter zu den Polen. Im Falle der unselbständigen Entladung zeigten sich auf der Terrella ähnliche Fluoreszenzgebilde.

Nach BLOCK gibt es zwei Möglichkeiten, das Auftreten der "Polarlichtringe" um die Pole der Terrella zu erklären [13].

- a) Die von der Katode kommenden Elektronen bewegen sich auf Bahnen, die den von STÖRMER berechneten nahekommen. Dabei treten vor allem Abweichungen durch das andersartige elektrische Feld auf, das STÖRMER als kugelsymmetrisch voraussetzte.
- b) Die Elektronen, die auf die Terrella gelangen, werden hauptsächlich durch Ionisation im Entladungsraum erzeugt. Sie bewegen sich auf Bahnen, die den von ALFVEN berechneten ähnlich sind.

Bezüglich der Leuchterscheinungen auf der Terrella hält BLOCK sowohl im Falle der selbständigen als auch der unselbständigen elektrischen Entladung die unter b) beschriebenen "niederenergetischen" Bahnen für bestimmend. Zur näheren Erklärung der Vorgänge, die zu den beobachteten Erscheinungen führen, nimmt BLOCK an, daß ein singulärer Punkt in der Äquatorebene zwischen Katode und Terrella Ausgangspunkt der Entladung ist. In diesem Punkt soll die Drift, zurückzuführen auf das inhomogene magnetische Feld, entgegengesetzt gleich der Drift infolge des elektrischen und des magnetischen Feldes sein. Deshalb bewegen sich die Elektronen in dieser Gegend wiederholt schraubenförmig um ein und dieselbe magnetische Feldlinie zwischen der nördlichen und der südlichen "Polarlichtzone". Sie bewirken dadurch eine starke

Ionisation. BLOCK schlußfolgert richtig [13]: "It should therefore be possible to switch off the discharge by a horizontal plate at this point." Er brachte eine Platte aus isolierendem Material ein, aber es zeigte sich nicht der erwartete Effekt, weder in der selbständigen noch in der unselbständigen Entladung. Auch die für BLOCK naheliegende Vermutung, daß die beiden hellen Flecke, je einer auf jeder Halbkugel der Terrella, die Projektionen des singulären Punktes längs der magnetischen Feldlinien auf die Terrellaoberfläche darstellen, erwies sich als unzutreffend. So äußert BLOCK schließlich den Gedanken, daß die Elektronen, die die hellen Flecke auf der Terrella hervorrufen, aus dem Teil des Entladungsraumes stammen könnten, in dem die magnetischen Feldlinien senkrecht auf der Grenze zwischen Katodenfall und Entladungsplasma stehen. Im Katodenfallraum sei das magnetische Feld zu schwach, um die Elektronen abzulenken. Das Plasma beginnt nach BLOCK an der Stelle, wo die Elektronen durch das magnetische Feld "eingefangen" werden.

1.1.1.5. Die Ergebnisse der kritischen Überprüfung der MALMFOS-BLOCKschen Terrellaexperimente durch HÄNSEL

HÄNSEL wies nach [39], daß BLOCK der Transformation der physikalischen Größen von der Natur zum Modell nicht genügend Aufmerksamkeit schenkte. So transformierte BLOCK z. B. die elektrische Spannung und die magnetische Induktion nach den Ähnlichkeitsgesetzen der Elektronenoptik, alle übrigen Parameter jedoch nach den Ähnlichkeitsgesetzen der Gasentladungsphysik [14]. Letztere gelten aber nur bei unveränderter Spannung und Stromstärke. Die Transformation der Stromstärke vernachlässigte er gänzlich. Um die kosmischen Verhältnisse möglichst allumfassend im Laboratorium nachbilden zu können, muß man aber alle erforderlichen Größen für die Experimente berechnen. Als erster veröffentlichte HÄNSEL eine allgemeine Ähnlichkeitstransformation [39]. Er ging auf folgende physikalische Größen ein:

Länge l (k_1)	Masse m (k_m)	Flächenelement F
Volumenelement V	Temperatur T	mittlere freie Weglänge λ
elektrische Ladung q (k_q)	elektrische Spannung Φ	Raumladungsdichte η
Stromstärke I	magnetische Induktion B	Druck p
Komponente des Stromdichtevektors j		elektrische Feldstärke E
Geschwindigkeitskomponente der elektrisch geladenen Teilchen v_g (k_g)		
Geschwindigkeitskomponente der elektrisch neutralen Teilchen v_n (k_n)		
Anzahl der Neutralgasteilchen pro Volumenelement N		
Radius der Schraubenbahn eines elektrisch geladenen Teilchens im Magnetfeld r (k_r)		
Zeit für elektrisch geladene Teilchen t_g		
Zeit für elektrisch neutrale Teilchen t_n		
Kraftkomponente der ungeladenen Teilchen K_n		
Kraftkomponente der elektrisch geladenen Teilchen K_g .		

Die in Klammern gesetzten Symbole bezeichnen den die entsprechende Größe betreffenden Transformationsfaktor. Tabelle 3 gibt für die betrachteten physikalischen Größen das allgemeinste Transformationsschema an.

Außer den Einwänden gegen die BLOCKschen Untersuchungen, die sich aus dieser Ähnlichkeitstransformation ergeben, seien einige weitere Bedenken HÄNSELs angeführt [40]:

- Das in der Theorie vorausgesetzte homogene elektrische Feld liegt in den Experimenten auch nicht angenähert vor.
- Durch das Arbeiten mit festen Elektroden weicht die Anordnung stark von den Gegebenheiten in der Natur ab. Dabei muß sich besonders störend auswirken, daß sich die Elektroden innerhalb der "verbotenen" Zone befinden.

Tabelle 3: Die allgemeinsten Transformationsbeziehungen für die angegebenen Größen nach HÄNSEL

$$\begin{array}{lll}
 l_1 = k_1 l_2, & {}^1N_1 = \frac{{}^1N_2^{(+)}}{k_1}, & q_1 = k_q q_2, & F_1 = k_f^2 F_2, \\
 p_1 = \frac{k_m k_n^2 (+)}{k_1} p_2, & \Phi_1 = \frac{k_m k_g^2}{k_q} \Phi_2, & v_1 = k_f^3 v_2, & t_{g1} = \frac{k_1}{k_g} t_{g2}, \\
 E_1 = \frac{k_m k_g^2}{k_q k_1} E_2, & v_{g1} = k_g v_{g2}, & t_{n1} = \frac{k_1}{k_n} t_{n2}, & \eta_1 = \frac{k_m k_g^2}{k_q k_f^2} \eta_2, \\
 v_{n1} = k_n v_{n2}, & K_{g1} = \frac{k_m k_g^2}{k_1} K_{g2}, & B_1 = \frac{k_m k_g}{k_q k_r} B_2, & m_1 = k_m m_2, \\
 T_1 = k_m k_n^2 T_2^{(+)} & r_1 = k_r r_2, & I_1 = \frac{k_m k_g^3}{k_q} I_2, & \lambda_1 = k_1 \lambda_2, \\
 K_{n1} = \frac{k_m k_n^2}{k_1} K_{n2}, & j_1 = \frac{k_m k_g^3}{k_q k_f} j_2. & &
 \end{array}$$

c) Die Ergebnisse der Experimente, in denen BLOCK in die Äquatorebene der Terrella eine ebene Platte brachte, widersprechen dem angenommenen ALFVENSchen Mechanismus.

Zur Aufklärung der Vorgänge in der selbständigen elektrischen Entladung in Gegenwart eines magnetischen Dipolfeldes führte HÄNSEL weitere Terrellaexperimente durch [39]. Zunächst veränderte er die Geometrie der BLOCKSchen Anordnung, indem er den Abstand zwischen Terrella und Katode verringerte und die Terrella im elektrischen Feld drehte. Ein Vergleich der Leuchterscheinungen mit den zugehörigen Feldlinienbildern läßt erkennen, daß die Leuchtgebilde bevorzugt dort auftreten, wo elektrische und magnetische Feldlinien weitgehend parallel verlaufen. HÄNSEL fand diese Vermutung in Experimenten bestätigt, in denen die Elektrodenanordnungen stark von der BLOCKSchen abwichen. Die daraus resultierende Deutung der Terrellaexperimente erklärt eine große Zahl weiterer experimenteller Ergebnisse von BIRKELAND, MALMFORS und BLOCK.

1.1.2. Experimente in der selbständigen elektrischen Entladung zur weiteren Aufklärung der Vorgänge und Erscheinungen

Wie die kurzen Darstellungen in den vorangegangenen Abschnitten zeigen, war es MALMFORS und BLOCK nicht möglich, die in den Experimenten beobachteten Erscheinungen widerspruchsfrei zu erklären. Durch die HÄNSELschen Untersuchungen im Bereich der selbständigen elektrischen Entladung wurde sogar nachgewiesen, daß bei den von MALMFORS und BLOCK gewählten Anordnungen die Auftreffzonen der Ladungsträger nur rein zufällig im Bereich der natürlichen Polarlichtzonen auftreten. Es liegt daher nahe, durch weitere Experimente die Voraussetzungen für eine Deutung aller Erscheinungen zu schaffen. Sie ermöglicht dann eine Aussage darüber, inwieweit die bekannten Untersuchungen geophysikalische Analogieexperimente darstellen.

Zur Erläuterung der Vorgänge in der selbständigen elektrischen Entladung in Gegenwart eines magnetischen Dipolfeldes sollen zunächst Experimente mit kleinen Kathoden beschrieben werden. Bei diesen einfachen Versuchsanordnungen gelingt es relativ leicht, den Einfluß verschiedener Versuchsparameter auf die Teilchenbahnen zu untersuchen. Die Vergrößerung der Elektroden führt schließlich schrittweise zur BLOCKSchen Anordnung. Hierbei sind ständige Kontrollen darüber möglich, ob die Bahnen der Elektronen bei der aus lauter kleinen Kathoden zusammengesetzt gedachten Katode von den bei kleinen negativen Elektroden ermittelten Bahnen abweichen.

1.1.2.1. Leuchterscheinungen bei der Verwendung kleiner kugelförmiger Katoden

Eine kugelförmige Aluminiumkatode von 10 mm Durchmesser befindet sich im Feld des Elektromagneten. Als Anode werden die Polschuhe des Elektromagneten benutzt. (Abb.3).

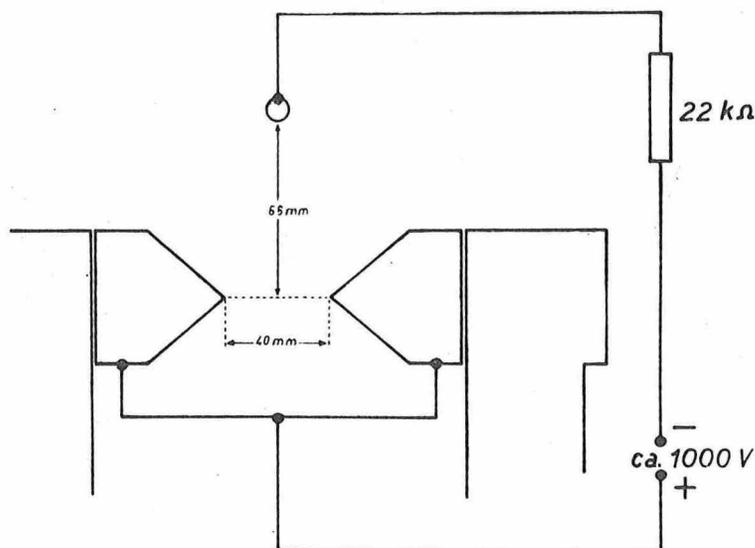


Abb. 3: Geometrie und elektrische Schaltung für die Abbildungen 4a bis f

Beim Anlegen einer Spannung von 800 V fließt bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-1}$ Torr ein Strom von etwa 5 mA. Es leuchtet der ganze Gasraum im Rezipienten, besonders intensiv jedoch das Gebiet zwischen der Kugel und den Polschuhen. Wird der Magnetstrom eingeschaltet und allmählich vergrößert, so wandelt sich das Bild der Leuchterscheinungen ständig. Die Abbildungen 4a bis f vermitteln davon einen Eindruck. Bei langsam zunehmender magnetischer Induktion wird der leuchtende Bereich von den Seiten her in Richtung der magnetischen Achse zusammengedrängt. Dabei können sich immer noch Teilchen auf der vom Magneten abgewandten Seite der Katode weit vom Raum zwischen Kugel und Magnet entfernen (Abb. 4a). Bei wachsender magnetischer Induktion wird der Raum über der Katode allmählich vom trägererzeugenden Gebiet abgespalten (Abb. 4b). Bei weiterer Vergrößerung des Magnetfeldes verkleinert sich das für die geladenen Teilchen "erlaubte" Gebiet immer mehr. Dabei erinnert die äußere Begrenzungslinie, später auch die innere an den Verlauf der magnetischen Feldlinien. Ein Vergleich mit den Feldlinien läßt allerdings erkennen, daß der Durchmesser der Entladungsbahnen in der Nähe der Katode größer ist, als die Feldlinien erwarten lassen. Mit zunehmender magnetischer Induktion wird diese Abweichung immer geringer. Der gleiche Effekt tritt auch bei Verminderung der Spannung auf.

Analoge Erscheinungen werden im Magnetfeld der Terrella beobachtet. So zeigt z. B. Abb. 5 die Leuchterscheinungen, wenn sich 8 Katoden auf einem konzentrischen Ring in der magnetischen Äquatorebene befinden, Abb. 6, wenn sie in einer Ebene, in der die magnetische Dipolachse liegt, angeordnet sind. Alle Katoden besitzen dabei das gleiche Potential. Als Anode wird die Terrellaoberfläche benutzt (vgl. Abb. 7).

Mit entsprechenden Anordnungen erhält man im stärkeren Feld des Elektromagneten Entladungsbahnen mit wesentlich geringeren Durchmessern. In den Abbildungen 8 bis 10 besteht die Katode aus äquidistanten, voneinander isolierten Metallzylindern von 5 mm Durchmesser. Dabei fällt besonders auf (Abb. 9 und 10), daß sich die Entladungsschläuche nicht nur zwischen Katode und Anode ausbilden. Sie treten auch auf der der Anode abgewandten Seite auf. Die längsten Leuchtwülste enden sogar auf dem Teil des Magneten, der gegen die Polschuhe isoliert ist und auf elektrisch unbestimmtem Potential liegt. Das Potential dieser Teile weicht nur um etwa 10 V von dem der Anode ab. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß die Lage der Anode keinen entscheidenden Einfluß auf die Form der Leuchterscheinungen hat. Zur Bestätigung wurden eine Reihe von Experimenten mit positivem Ausgang durchgeführt.

Die Untersuchungen, die unter Verwendung kleiner Katoden mit stark gekrümmten Oberflächen durchgeführt wurden, lassen folgendes erkennen: Bei ausreichender magnetischer Kraftflußdichte tritt zwischen jeder Katode und der Terrella bzw. dem Magneten eine räumlich begrenzte Leuchterscheinung auf. Die Abweichungen der Begrenzungslinien jeder dieser Entladungsbahnen vom Verlauf der magnetischen Feldlinien werden mit zunehmender magnetischer Induktion immer geringer.

Bei der genauen Betrachtung der oben beschriebenen Entladungsbahnen fällt auf, daß diese nur angenähert in der Ebene auftreten, die durch die Lage der magnetischen Achse und des Katodenmittelpunktes bestimmt ist. Wird die Spannung an der Katode, die entsprechend Abb. 3 im Felde des Elektromagneten befestigt ist, stufenweise von 600 auf 1400 V erhöht (Abb. 11a bis f), so zieht sich das leuchtende Gebiet mit wachsender Spannung immer weiter schalenförmig um die Verbindungslinie der Magnetpole herum. Der gleiche Effekt tritt auf, wenn bei sonst unveränderten Versuchsbedingungen die magnetische Induktion verringert wird. Auch eine Verminderung des Druckes begünstigt diese Erscheinung. Beim Vertauschen der Magnetpole erstreckt sich das leuchtende Gebiet in entgegengesetztem Drehsinn um die magnetische Achse.

Experimente mit der Terrella führen zum gleichen Ergebnis. Außerdem gestattet die auf die Terrella aufgebrachte Fluoreszenzschicht, von den Auftreffstellen auf die Gebiete zu schließen, in die die Ladungsträger gelangen. Sie driften wesentlich weiter um die Dipolachse herum, als das die Leuchterscheinung im Gasraum vermuten läßt. Auf der Terrella beobachtet man außer der Auftreffstelle der Ladungsträger, zu der die Entladungsbahn führt, einen Teil eines leuchtenden Ringes.

Wenn die geringe Änderung des elektrischen Feldes, bedingt durch eine andere Lage der Anode, die Entladungsbahnen nicht nachweisbar in ihrer Form beeinflusst, so liegt doch ein merklicher Einfluß auf die driftenden Ladungsträger nahe. Auf ihren langen Wegen, die zu einer beträchtlichen Geschwindigkeitsminderung führen, werden sie viel stärker durch elektrische Felder beeinflusst. Zur Untersuchung wird die Anode nach Abb. 12 nacheinander in die Lagen I und II gebracht. Die Abbildungen 13 und 14 zeigen die beobachteten Fluoreszenzgebilde. Bei der Auswertung muß berücksichtigt werden, daß sich durch die Veränderung des Versuchsaufbaus der Aufnahmeort etwas verschob. Abgesehen von Intensitätsschwankungen lassen sich keine gesetzmäßigen Abweichungen feststellen.

Durch Anlegen einer zusätzlichen Spannung gelingt es bei einer Gesamtspannung von 1800 V, das Potential der Anode gegenüber der Terrella von etwa + 200 bis - 200 V zu variieren. Bei diesen Werten bleibt der durch die zusätzliche Spannungsquelle hervorgerufene Strom noch im vertretbaren Bereich einiger Milliampere. Selbst bei diesen Experimenten läßt sich nicht mit Sicherheit ein Einfluß des elektrischen Feldes auf die Form und Lage der Driftringe nachweisen.

In Verallgemeinerung dieser und anderer bereits bekannter Versuchsergebnisse [43] läßt sich folgendes aussagen: Befindet sich in einer selbständigen elektrischen

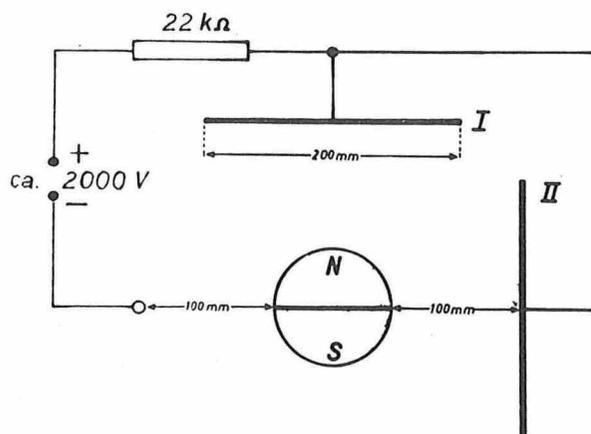


Abb. 12: Experimentelle Anordnung für die Aufnahmen in Abb. 13 (Stellung I) und 14 (Stellung II)

Entladung in Gegenwart eines magnetischen Feldes bei nicht zu geringem Druck eine kleine Katode, so geht von ihr eine leuchtende Entladungsbahn aus, die dem Verlauf der magnetischen Feldlinien folgt. Der Einfluß der Lage der Anode ist dabei so gering, daß er in den Experimenten nicht nachgewiesen werden konnte. Im Grenzfall kann sogar ein Teil der Oberfläche des Magneten als Katode dienen. Auch die gleichzeitige Verwendung mehrerer Katenoden gleichen Potentials ist möglich.

Befindet sich eine kleine kugelförmige Katode im Magnetfeld der Terrella, so ergeben sich gemäß den Abbildungen 13 und 14 folgende Fluoreszenzgebilde auf der Terrellaoberfläche: Auf jeder Halbkugel, symmetrisch zur Äquatorebene der Terrella, erscheint ein heller Fleck, der etwa der Katode gegenüberliegt, und ein mehr oder weniger vollständig ausgebildeter Ring. Die Untersuchungen zur Abhängigkeit der Lage und Form der Leuchterscheinungen von den einzelnen Versuchsparametern führen zu folgenden Ergebnissen:

- a) Der Strom hat bei Werten in der Größenordnung von 1 mA nur einen geringen Einfluß auf die Fluoreszenzgebilde. Steigt er an, so erhöht sich die Intensität des Fluoreszenzleuchtens.
- b) Die in den Abbildungen 13 und 14 dargestellten Veränderungen sind vor allem auf den Einfluß des Druckes zurückzuführen. Mit sinkendem Druck bildet sich der zunächst nur unvollständig entwickelte Driftring immer stärker aus. Seine Breite nimmt ab, die Umrisse treten deutlicher hervor. Auch die Auftreffstelle der primären Ladungsträger wird kleiner und schärfer begrenzt. Sie hebt sich dadurch mehr vom Driftring ab.
- c) Eine Vergrößerung der Spannung begünstigt ebenfalls die Ausbildung des Driftringes. Sie führt außerdem zu seiner Verbreiterung.
- d) Mit wachsender magnetischer Induktion nähert sich jeder Ring dem jeweiligen Magnetpol. Durchmesser und Breite nehmen dabei ab. Bei den benutzten Parametern ändert sich der Ring bei Kraftflußdichten über 2500 Gauß nur noch wenig, wenn die magnetische Induktion weiter erhöht wird.
- e) Mit wachsendem Abstand der Katode von der Terrellaoberfläche verlagern sich die Auftreffzonen der primären Ladungsträger immer weiter in die Nähe der Pole. Entsprechendes gilt für die Driftringe.

1.1.2.2. Experimente mit kleinflächigen ebenen Katoden

Um Auskünfte über die Bahnen der Ladungsträger zu erhalten, die zu den beschriebenen Erscheinungen führen, wird eine Entladung mit einer kleinflächigen ebenen Katode benutzt. Sie ist entsprechend Abb. 15 in einem Glasrohr angeordnet. Infolge der Glashülle und des relativ geringen Druckes im Entladungsraum wirkt nur ein Teil der Frontfläche des Aluminiumblockes, ein in der Mitte gelegener Fleck von etwa 5 mm Durchmesser, als Katode. Dadurch entsteht ein feiner Elektronenstrahl, der bei Spannungen von einigen Kilovolt über eine Länge von mehr als einem Meter nur wenig an Durchmesser gewinnt. Aus Abb. 15 geht außerdem die Lage der Katode im Magnetfeld hervor.

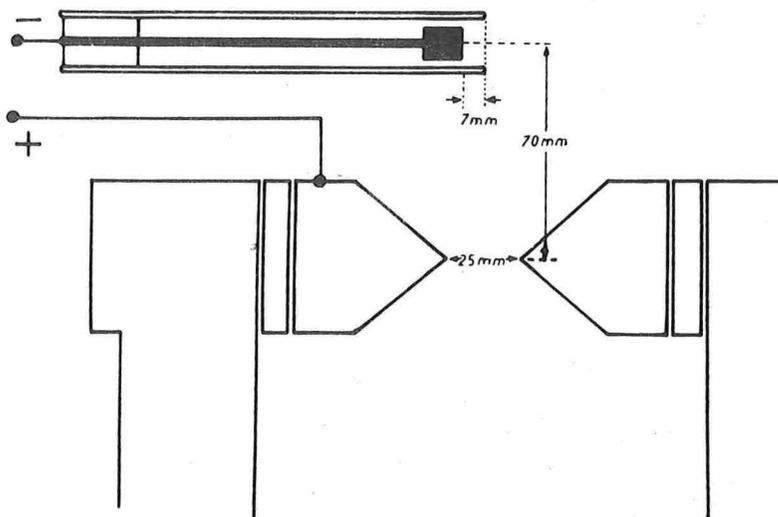


Abb. 15: Elektrodenanordnung, die zu den Leuchterscheinungen in den Abbildungen 16 bis 21 führt

Der Weg des Elektronenbündels erscheint im inhomogenen Magnetfeld als gekrümmte Schraubenbahn, deren Durchmesser und Ganghöhe beim Annähern an den Magnetpol abnehmen. Außerdem ziehen sich vom Bereich des einen Magnetpoles, der vom primären Elektronenstrahl getroffen wird, Leuchterscheinungen zum anderen Pol. Sie sind durch die Drift im inhomogenen Magnetfeld gegenüber den ersteren um die magnetische Achse gedreht. In gleicher Weise gehen Leuchterscheinungen von diesem Magnetpol aus und erreichen wieder den gegenüberliegenden usw.

Wird die Katode langsam um ihre vertikale Achse gedreht, so erreicht der Elektronenstrahl ab einem bestimmten Drehwinkel nicht mehr den Magnetpol. Während sich die Elektronen dem Magneten nähern, nimmt die Ganghöhe ihrer schraubenförmigen Bahnen bis zum Wert Null ab. Sie werden im inhomogenen Magnetfeld reflektiert. Die Abbildungen 16 bis 18 stellen eine Auswahl der beobachteten Teilchenbahnen bei zunehmendem Drehwinkel dar. Die Elektronen bewegen sich von Aufnahme zu Aufnahme immer weniger weit aus der Symmetrieebene der Magnetpole heraus. Die Abbildungen 19 bis 21 geben Bahnen der Elektronen für die gleiche Anordnung wieder. Die Beobachtungsrichtung stimmt dabei mit der Richtung der magnetischen Achse überein. Infolge der be-

sonderen Konfiguration des Magnetfeldes liegen die Bahnen nicht auf einem konzentrischen Ring um die magnetische Achse. Sie erinnern stark an die von BRÜCHE gefundene Bahnen [26, 28].

1.1.2.3. Experimentelle Untersuchung der Elektronenbahnen im Magnetfeld der Terrella

Im Vordergrund der Untersuchungen bezüglich der Elektronenbahnen im Magnetfeld der Terrella steht der Zusammenhang zwischen dem Bahnverlauf und den Fluoreszenzgebilden auf der Terrella. Es wird eine experimentelle Anordnung benutzt, die im Prinzip der BLOCKSchen gleicht. Zunächst wird aber eine viel kleinere Katode nacheinander an verschiedene Stellen gebracht. Dadurch sollen die Bahnen der Elektronen nachgebildet werden, die von den entsprechenden Stellen einer großen Katode ausgehen würden. Die fluoreszierenden Gebiete auf der Terrella, die sich für die verschiedenen Anordnungen der kleinen Katode sowohl in der Form als auch in der Lage voneinander unterscheiden, vereinigen folgende Gemeinsamkeiten in sich:

- a) Auf jeder Halbkugel der Terrella tritt ein fluoreszierender Fleck auf, dessen Lage durch den Ort der Katode bestimmt wird. Er entsteht an der Stelle, an der die magnetischen Feldlinien, die durch die Katode gehen, die Terrellaoberfläche schneiden. Er ist lediglich durch die Drift etwas auf dem jeweiligen Breitenkreis verschoben. Befindet sich zwischen der Katode und der Terrellaoberfläche auf einem der beiden Wege längs der Feldlinien ein Hindernis, so bildet sich der entsprechende Fleck nicht aus.
- b) Wird der Elektronenstrahl durch das magnetische Feld der Terrella so abgelenkt, daß er auf die Wand der Rezipientenglocke fällt, so erscheint ein weiterer leuchtender Fleck. Er wird dort beobachtet, wo die magnetischen Feldlinien, die durch die entsprechende Stelle des Rezipienten verlaufen, die Terrellaoberfläche erreichen. Er ist ebenfalls durch die Drift etwas versetzt.
- c) Erreicht der primäre Elektronenstrahl die Terrella, so fluoresziert sie an der Auftreffstelle besonders intensiv. Dieser Fall liegt z. B. dann vor, wenn sich die Katode in einigen Zentimetern Abstand von der Äquatorebene befindet.
- d) Werden infolge der oben beschriebenen Möglichkeiten auf einer Halbkugel der Terrella mehrere leuchtende Flecke beobachtet, so sind sie untereinander durch einen schwach leuchtenden Streifen verbunden. Seine Form ähnelt der des Elektronenstrahls.
- e) Immer dann, wenn eine der Fluoreszenzstellen auf der Terrella genügend nahe am magnetischen Äquator liegt, bildet sich auf jeder Halbkugel ein leuchtender Ring aus. Er geht durch den Teil des fluoreszierenden Fleckes, der den geringsten Abstand vom Äquator besitzt. Die Ringe erscheinen in Ebenen, die etwa parallel zur Äquatorebene liegen und gleich weit von ihr entfernt sind. Sie bilden sich im Richtungssinn der Drift der Elektronen im inhomogenen Magnetfeld aus.

Eine Verringerung der Beschleunigungsspannung oder eine Erhöhung der magnetischen Induktion verändert die Lage der Auftreffstellen der Ladungsträger für die einzelne Elektrodenanordnung zum Teil grundlegend. Betrachtet man jedoch alle möglichen Lagen der Katode, so ändert sich an den insgesamt möglichen Auftreffstellen nur wenig.

Die in den Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse bilden nur eine der Grundlagen zur Deutung der bei der BLOCKSchen Anordnung auftretenden Leuchterscheinungen. Es ist sicher nicht gerechtfertigt anzunehmen, daß eine Überlagerung aller Leuchtgebilde, die bei den möglichen Lagen der betrachteten Katode beobachtet werden, zu den BLOCKSchen Ergebnissen führt. Bei der Deutung letzterer wird vor allem auf folgende Unterschiede zu achten sein:

- a) Bei der Verwendung einer großflächigen Katode wirkt sich deren geometrischer Einfluß auf einige Teilchenbahnen aus, der bei den vorangegangenen Untersuchungen fehlt.
- b) Die veränderte Elektrodenanordnung führt zu einem anders konfigurierten elektrischen Feld.
- c) Das magnetische Feld bedingt bei Benutzung einer großen Katode Trägeranhäufungen in einigen Bereichen. Die Auswirkungen erstrecken sich auf die Form des elektrischen Feldes, die Wechselwirkung zwischen den Teilchen und die Leuchtdichte.

Diese Überlegungen werden durch die experimentellen Ergebnisse mit einer großflächigen Katode bestätigt. Letztere ermöglichen Vergleiche mit den an anderen Stellen dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen und garantieren den Anschluß an die Experimente von MALMFORS und BLOCK. Tabelle 4 gibt einen Überblick über die in den einzelnen Arbeiten gewählten geometrischen Abmessungen. Die auf einen Terrelladurchmesser von 10 cm bezogenen Werte sind in Klammern gesetzt. Sie zeigen, daß die Größe der Anordnung, die bei den Untersuchungen verwendet wird, zwischen der bei BLOCK und MALMFORS liegt.

Tabelle 4:

	Anordnung von MALMFORS	Anordnung von BLOCK	Anordnung in der vorliegenden Arbeit
Durchmesser der Terrella in cm	10 (10)	10,6 (10)	8,95 (10)
Form der Elektroden	rechteckig	quadratisch	kreisförmig
Fläche einer Elektrode in cm ²	1500 (1500)	3600 (3400)	1960 (2190)
Elektrodenab- stand in cm	24 (24)	57 (54)	45 (50)

Entsprechend Abb. 22 sind die beiden Aluminiumplatten von je 50 cm Durchmesser horizontal angeordnet. Die Abbildungen 23a bis c zeigen die mit der neuen Elektrodenanordnung gewonnenen Fluoreszenzerscheinungen. Es fällt auf, daß die Form der Leuchterscheinungen nur wenig von der abweicht, die sich bei der Verwendung einer kleinen kugelförmigen Katode ergab. Folgende Unterschiede treten auf:

- a) Die Auftreffstelle der primären Ladungsträger ist hier größer. Sie ist vor allem in Richtung Pol verbreitert und liegt so nur zu einem geringen Teil auf dem Driftring.
- b) Der Durchmesser des Driftringes ist kleiner als der bei den Aufnahmen mit der kugelförmigen Katode (vgl. Abb. 13 mit Abb. 23c).

Beide Abweichungen lassen sich in die bisher erlangten Vorstellungen einordnen. Letztere wird durch den großen Katodenabstand bedingt, der gegenüber 10 cm in den angeführten Abbildungen jetzt 18 cm beträgt; erstere dadurch, daß nur die Mitte der Katode von der Terrellaoberfläche 18 cm entfernt ist, alle übrigen Punkte auf ihr jedoch weiter.

Mit der neuen Elektrodenanordnung wurden alle unter 1.1.3.1. getroffenen Aussagen bezüglich der Änderung von Lage und Form der Auftreffgebiete durch Variieren der Versuchsparameter überprüft und vollinhaltlich bestätigt. Die großen Elektroden ermöglichen es, das sich auf - 25 V gegenüber der Anode einstellende Potential der Terrella auf etwa - 500 V zu erhöhen. Bei geringen Drücken können dabei die Ströme, die im Kreise der zusätzlich eingeschalteten Spannungsquelle fließen, in solchen Grenzen gehalten werden, daß die interessierenden Leuchterscheinungen noch gut zu beobachten sind. Erst dabei macht sich ein Einfluß der Potentialverhältnisse auf

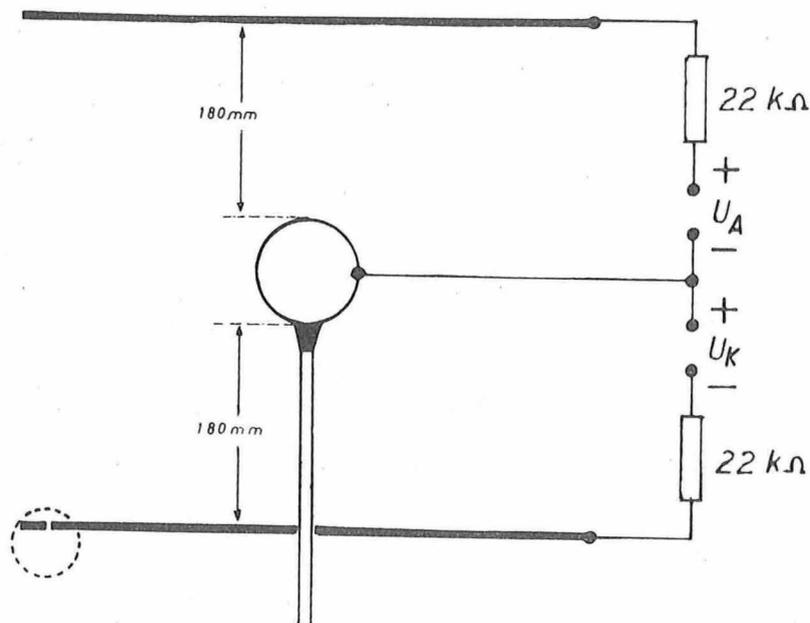


Abb. 22: Elektrodenanordnung ähnlich der von BLOCK und MALMFORS. Bei den im folgenden beschriebenen Experimenten befindet sich die Terrella zunächst auf unbestimmtem Potential, die obere Platte dient als Katode.

die Lage der Ringe bemerkbar. Der Effekt ist allerdings so gering, daß quantitative Aussagen den Untersuchungen im Bereich der unselbständigen elektrischen Entladung vorbehalten bleiben müssen.

1.1.2.4. Die Erzeugung des BIRKELANDSchen Entladungsrings um die Terrella

Außer den bisher betrachteten Leuchtgebilden im Entladungsraum fällt in den Darstellungen BIRKELANDS [12] eine weitere bemerkenswerte Erscheinung auf. Ihm gelang es, unter bestimmten Bedingungen einen leuchtenden Ring um die Terrella zu erzeugen. In keiner der später veröffentlichten Arbeiten wurde auf diese Beobachtung näher eingegangen. Nur HÄNSEL beobachtete den Ring unter besonderen Bedingungen [39].

Es liegt der Gedanke nahe, daß der Ring durch Elektronen hervorgerufen wird, die durch ihre besondere Anfangsrichtung in ähnlichen Bahnen um die Terrella geführt werden, wie das bei den Experimenten zur Reflexion im Feld des Elektromagneten beobachtet wurde (Abb. 18). Voraussetzung ist dazu vor allem ein Winkel zwischen der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen und der der betreffenden magnetischen Feldlinien, der 90° möglichst nahekommt. Diese Bedingung war bei BIRKELAND dadurch gut erfüllt, daß die Fläche seiner Katode in der Größenordnung des Terrellaquerschnittes lag. Das trifft aber nicht für die Anordnung von MALMFORS und BLOCK zu.

Zur Reproduktion ähnlicher Verhältnisse, wie sie bei BIRKELAND vorlagen, wird eine kreisrunde Katode von 8 cm Durchmesser so angeordnet, daß ihre Flächennormale durch den Terrellamittelpunkt verläuft und ihr Mittelpunkt in der magnetischen Äquatorebene liegt. Die der Terrella abgewandte Seite der Katode sowie ihr Rand sind isoliert. Die Abb. 24 zeigt den Leuchtring um die Terrella bei einem Katodenabstand von 7,5 cm von der Terrellaoberfläche. Auf der Terrella werden dabei die gleichen Driftringe wie bei der Anordnung in 1.1.2.3. beobachtet. Die Auftreffstellen der primären Ladungsträger fehlen erwartungsgemäß.

1.1.3. Weiterführende Terrellaexperimente mit selbständigen elektrischen Entladungen

1.1.3.1. Der Einfluß des magnetischen Dipolfeldes auf negative Ladungsträger im elektrisch feldfreien Raum

Den bisher beschriebenen Experimenten war gemein, daß die Erzeugung der Ladungsträger im gleichen Raum erfolgte, in dem auch das magnetische Dipolfeld auf die Ladungsträger einwirkte. Nach den gewonnenen Ergebnissen zu urteilen, dürfte sich an den Leuchterscheinungen nichts ändern, wenn die Elektronen von außen in den elektrisch feldfreien Untersuchungsraum eingeschossen werden. Das ist mit nachfolgend beschriebener Versuchsanordnung möglich. Sie bietet den Vorteil, den Einfluß elektrischer Felder fast vollständig auszuschalten und die Startstellen und Startrichtungen der Elektronen im Untersuchungsraum genau zu kennen.

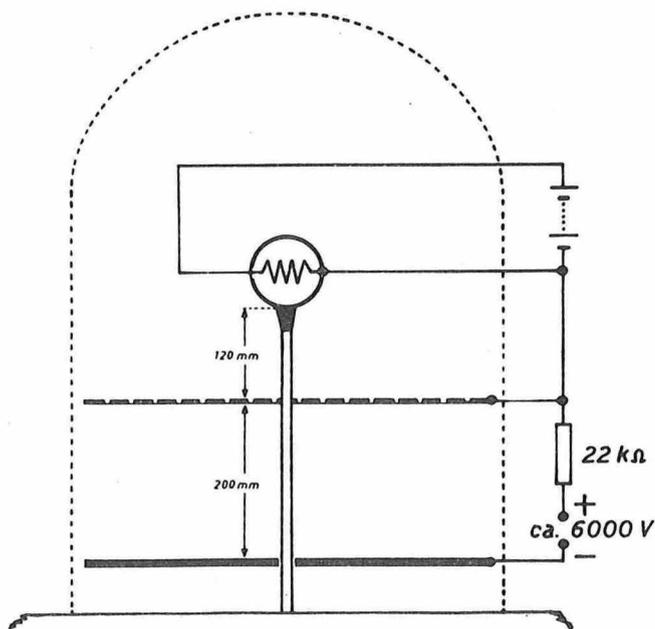


Abb. 25: Geometrie und Schaltskizze der Anordnung, mit der der Einfluß des magnetischen Dipolfeldes auf negative Ladungsträger untersucht wird

Gemäß Abb. 25 ist horizontal über dem Rezipiententeller eine kreisförmige Aluminiumkatode von 50 cm Durchmesser und darüber eine gleich große Anode angebracht. Letztere ist reihenweise so mit Löchern von 2 mm Durchmesser versehen, daß der Abstand von Lochmittelpunkt zu Lochmittelpunkt in zwei zueinander senkrechten Richtungen

gen je 15 mm beträgt. Als Anodenmaterial mußte zur magnetischen Abschirmung Eisen gewählt werden. Die bei einer Entladungsspannung von 5000 V erzeugten Elektronen dringen teilweise durch die Anode in den Untersuchungsraum ein und bewirken ein Aufleuchten der Unterseite der Terrella. Die Abbildungen 26 und 27 zeigen die Fluoreszenzbilder bei zunehmender magnetischer Induktion. Der Blick ist dabei jeweils senkrecht zur Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen gerichtet. In den Abbildungen 26 liegt die magnetische Dipolachse, in den Abbildungen 27 die magnetische Äquator-ebene in der Bildebene. Die teilweise über der Terrella erscheinenden Bilder sind durch die Reflexion des Lichtes am oberen Teil der Rezipientenglocke bedingt. Bis auf die Strukturen in den Leuchtgebilden, die von dem Muster der Bohrungen in der Anode herrühren, stimmen die Bilder mit denen überein, die BLOCK mit seiner Anordnung erhielt [13].

Eine Vergrößerung oder Verringerung des Abstandes Anode-Terrella ändert nichts Prinzipielles an der Form der auftretenden Fluoreszenzerscheinungen. Bei gleicher kinetischer Energie der Elektronen und gleichbleibender magnetischer Induktion liegen die Leuchtringe bei kleinerem Abstand lediglich näher am Äquator. Unter sonst unveränderten Bedingungen lassen sich Entladungsspannung und Kraftflußdichte so variieren, daß die Fluoreszenzgebilde die gleichen bleiben. Wie Abb. 28 zeigt, treten gerade dann gleiche Teilchenbahnen und damit unveränderte Leuchterscheinungen auf, wenn erwartungsgemäß U in demselben Maße wie B^2 wächst.

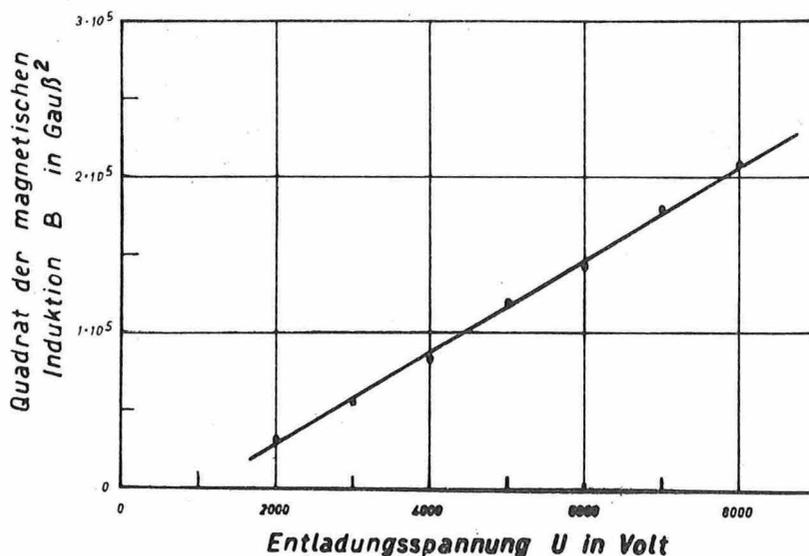


Abb. 28: Wertepaare für das Auftreten der gleichen Leuchterscheinung auf der Terrella

1.1.3.2. Experimente, die sich an die ALFVENsche Theorie anschließen

Nach ALFVEN ist die Zone größter Polarlichthäufigkeit die Projektion der Grenzlinie der verbotenen Zone längs der magnetischen Feldlinien auf die Erdoberfläche. Es liegt daher nahe, diesen Prozeß im Analogieexperiment nachzuahmen. Dazu wird einer Elektrode aus Kupferdraht die Form der Randzone gegeben. Sie ist in der Äquatorebene der Terrella als Katode einer Glimmentladung angebracht.

Die Vorversuche mit kreisförmigen Kupferdrahtringen als Katoden verliefen positiv. Es traten parallel zur Äquatorebene konzentrische Fluoreszenzringe auf. Größere Katodendurchmesser bedingten erwartungsgemäß kleinere Ringe. Die Experimente mit Elektroden von der Form der verbotenen Zone führen dagegen nicht zum gewünschten Erfolg. Auf der Oberfläche der Terrella erscheinen im wesentlichen breite, konzentrisch gelegene Kreisringe. Die Untersuchungen, die das Zustandekommen dieser Ringe aufklärten [75], deuten darauf hin, daß es nicht möglich ist, die Polarlichtzonen dadurch nachzubilden, daß man eine Elektrode von der Form der ALFVENSchen Grenzlinie der verbotenen Zone benutzt. Zwar tritt im Analogieexperiment die von ALFVEN angenommene Projektion längs der magnetischen Feldlinien auf, doch wird das fluoreszierende Gebiet auf der Terrellaoberfläche durch wiederholt reflektierte, driftende Elektronen stark verbreitert. Der erwartete Effekt läßt sich nur in einem Druckbereich beobachten, in dem die Entladungsbahnen des zuerst angeführten Mechanismus gut ausgebildet sind, die Elektronen aber infolge ihrer geringen Reichweite nicht weit driften können. In diesem Druckbereich sind die Fluoreszenzerscheinungen aber so diffus, daß sie nicht quantitativ ausgewertet werden können. Es bleibt somit in erster Linie die Möglichkeit, die Bewegung der Elektronen durch geeignete Felder so zu beeinflussen, daß sie sich bevorzugt im Bereich der Randzone des verbotenen Gebietes vollzieht. Da das magnetische Feld in der vorliegenden Form erhalten bleiben muß, können weiterführende Untersuchungen erst im Bereich der unselbständigen elektrischen Entladung vorgenommen werden.

1.1.4. Diskussion der Experimente mit selbständigen elektrischen Entladungen

1.1.4.1. Die Bahnen der Ladungsträger in der selbständigen Entladung

Der Beschreibung und Erläuterung der Experimente mit einfachen und komplizierteren Elektrodenanordnungen soll nun eine zusammenfassende Deutung der dabei aufgetretenen Erscheinungen folgen. Sie soll sich sowohl auf die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse erstrecken als auch auf die eingangs erwähnten von BIRKELAND, MALMFORS, BLOCK und HÄNSEL. Damit wird eine modellmäßige Vorstellung von den Vorgängen gewonnen, die es ermöglicht, alle beobachteten Erscheinungen zu deuten.

Befindet sich eine kleine kugelförmige Katode bei einem Druck von etwa $1 \cdot 10^{-1}$ Torr entsprechend den Verhältnissen unter 1.1.3.1. im Entladungsraum, so zündet eine selbständige Entladung. Da sie im Bereich des stark anomalen Katodenfalls brennt, kann mit Sicherheit abgeschätzt werden, daß der größte Teil der angelegten Spannung in unmittelbarer Nähe der Katode abfällt und somit bereits dort für die Bewegung der Elektronen bestimmend wird. Auf diese Gesetzmäßigkeit weist sowohl die konzentrische Ausbildung der charakteristischen Leuchterscheinungen hin als auch die Feststellung, daß sich das Potential des Magneten nur um 10 V von dem der Anode unterscheidet.

In Gegenwart des magnetischen Dipolfeldes ändert sich die Bewegung der Elektronen stark. Für einen kleinen Teil der im Bereich der Katode startenden Elektronen stimmt die anfängliche Bewegungsrichtung mit der Richtung der magnetischen Feldlinien überein. Die Bewegung dieser Ladungsträger wird erst dann durch das Magnetfeld beeinflusst, wenn sie in ein Gebiet gelangen, in dem der Winkel zwischen den beiden angeführten Richtungen von Null abweicht. Sie bewegen sich dann auf Schraubenbahnen um die magnetischen Feldlinien, die vorher ihre Bahnkurven darstellten. Auf alle anderen an der Katode erzeugten freien Elektronen wirkt das Magnetfeld sofort nach ihrem Entstehen bewegungsändernd ein. Dadurch treten bei genügend starkem Magnetfeld in fast allen Fällen gekrümmte Schraubenbahnen auf. Der Durchmesser einer

Schraubenbahn wird an einem bestimmten Ort bei gleichartigen Teilchen und konstanter magnetischer Induktion nur durch die Größe der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Richtung der magnetischen Feldlinien bestimmt. Bei einer kinetischen Energie der Elektronen von 700 eV und einer magnetischen Induktion von 50 Gauß ergibt sich aus

$$r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B'} \quad (1)$$

(r = Bahnradius, m = Teilchenmasse, v_{\perp} = Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu B' , q = Ladung des Teilchens, B' = magnetische Induktion)

ein maximal möglicher Bahnradius von 1,87 cm. Die angenommenen Bedingungen liegen z. B. bei Abb. 5 in der Nähe der Katode vor. Ein Vergleich mit dem Durchmesser der Leuchtbulst unter Berücksichtigung des Katodendurchmessers bestätigt das Ergebnis. Nähert sich ein Elektron dem Dipol, so nimmt die magnetische Induktion stark zu. Sie wächst etwa mit $\frac{1}{a^3}$ an, je nachdem wie stark es dabei vom Äquatorialen in den polaren Bereich oder umgekehrt gelangt. Dadurch wird nach (1) der Schraubenbahnradius beträchtlich kleiner. Im gewählten Beispiel der Abb. 5 liegt an den Auftreffstellen der Elektronen auf der Terrellaoberfläche eine magnetische Induktion von etwa 1000 Gauß vor. Der Bahnradius der Elektronen beträgt dort nur noch maximal 0,09 cm. In den Abbildungen 8 bis 10 ist der Radius in der Nähe der Katoden infolge der hohen magnetischen Kraftflußdichte bereits so klein, daß der geringere Durchmesser der Entladungsbahnen in der Nähe der Pole hauptsächlich darauf zurückzuführen ist, daß längs des Weges der Elektronen die betrachteten magnetischen Feldlinien enger aneinanderrücken. In diesen Abbildungen erkennt man auch eine Zunahme der Stärke der Leuchtbulste in der Nähe der Katode. Sie ist darauf zurückzuführen, daß die Bahnradien während des Beschleunigungsvorganges im Katodenfallraum stark anwachsen.

Bei genügend großer magnetischer Induktion enthalten die Entladungsbahnen in ihrer ganzen Länge die gleichen magnetischen Feldlinien und stellen damit eine Möglichkeit zur Untersuchung der Form des magnetischen Feldes dar. Entsprechendes gilt für die Umkehrung [76]. Bei kleinen Kraftflußdichten wird dagegen nur ein Teil der Elektronen durch die LORENTZkraft auf Bahnen gebracht, die auf dem Magneten enden. Mit zunehmender magnetischer Induktion erhöht sich auch die Zahl dieser Teilchen. Als letzte gelangen die Teilchen auf den Magneten, die die von ihm abgewandte Seite der Katode verlassen.

Bewegt sich ein Elektron in der magnetischen Äquatorebene, so ändert sich mit dem Ort der Betrag der LORENTZkraft und damit die Bahnkrümmung. Infolge des rotations-symmetrischen Magnetfeldes durchläuft es eine gekrümmte Schraubenbahn ähnlich einer verlängerten Hypozykloide um die magnetische Dipolachse. In Abb. 20 ist der Weg photographisch aufgezeichnet. Die Abweichungen im unteren Teil der Bahn werden durch die Nähe der Magnetspulen verursacht. Die Drift, zurückzuführen auf das inhomogene magnetische Feld, ist auch zu beobachten, wenn sich das Elektron z. B. von einer kugelförmigen Katode längs einer gekrümmten Schraubenbahn zur Terrellaoberfläche bewegt (Abb. 13). Bei der unter 1.1.3.2. beschriebenen Anordnung lagen die Achsen der Schrauben in der magnetischen Äquatorebene weiter auseinander, wenn bei sonst unveränderten Parametern entweder die Entladungsspannung vergrößert oder die magnetische Induktion verringert wurde. In ähnlicher Weise sind auch die Beobachtungen unter 1.1.3.1. zu deuten. Beide Maßnahmen bewirken eine Vergrößerung des Schraubenbahndurchmessers, wodurch die Elektronen in Gebiete stärker differierender magnetischer Induktion gelangen. Die Ergebnisse stehen damit qualitativ im Einklang mit den Folgerungen aus der Beziehung für die Driftgeschwindigkeit

$$v_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{q \cdot B'} \cdot \frac{\text{grad } B'}{B'} \quad (2)$$

Eine quantitative Abschätzung erfolgt bei der Diskussion der Vorgänge in unselbständigen elektrischen Entladungen.

Bewegt sich ein Elektron auf die Terrella zu, so ändert sich mit der magnetischen Induktion auch die Ganghöhe der Schraubenbahn (Abb. 16). Stellt v_{\parallel} die Geschwindigkeitskomponente parallel zu den magnetischen Feldlinien dar, so ergibt sich die Ganghöhe h im homogenen Magnetfeld zu

$$h = \frac{2\pi v_{\parallel} r}{v_{\perp}} \quad (3)$$

Im Fall einer kugelförmigen Katode im Magnetfeld der Terrella durchlaufen bei gleicher Anfangsgeschwindigkeit alle die Elektronen Schrauben mit großen Ganghöhen, deren anfängliche Bewegungsrichtung nur wenig von der Richtung des magnetischen Feldes abweicht. Ihre Gyrationenradien sind klein. Teilchen, die nahezu senkrecht zur Richtung der magnetischen Feldlinien starten, folgen Schraubenbahnen mit großem Radius und kleiner Ganghöhe. Mit zunehmender magnetischer Induktion längs der Bahn eines Teilchens werden sowohl Schraubenradius als auch Ganghöhe kleiner (vgl. (1) und (3)). Die zum magnetischen Kraftfluß parallele Geschwindigkeitskomponente nimmt dabei ab, kann den Wert Null erreichen und mit entgegengesetztem Richtungssinn wieder zunehmen. Das Teilchen ist dann im Magnetfeld reflektiert worden. Es bewegt sich zurück zur Äquatorebene, wobei Ganghöhe und Bahndurchmesser wieder zunehmen. In der Nähe des gegenüberliegenden Magnetpoles wiederholt sich dann der Vorgang erneut, so daß das Teilchen mit der Pendelfrequenz ω_m durch die Äquatorebene schwingt. Ob das Elektron vor dem Erreichen des Magnetpoles reflektiert wird oder nicht, hängt bei vorgegebenem Ausgangspunkt und unverändertem Feld nur von der Richtung und vom Betrag seiner Anfangsgeschwindigkeit ab. Die reflektierten Teilchen bewegen sich durch die schon erwähnte Drift, zurückzuführen auf den magnetischen Feldgradienten, nicht auf demselben Kegelmantel wie die ankommenden Teilchen. Sie umkreisen dadurch gleichzeitig die magnetische Dipolachse mit der azimuthalen Umlauffrequenz ω_d .

Damit ist im wesentlichen die Bewegung der primären Elektronen im Einklang mit den Ergebnissen, die unter Verwendung kleiner Katoden gewonnen wurden, beschrieben. Vernachlässigt wurden dabei

- a) die Änderung des Richtungssinnes der Drift an einigen Stellen des magnetischen Dipolfeldes,
- b) Effekte, die auf die Trägheit der Elektronen zurückzuführen sind,
- c) Einflüsse des elektrischen Feldes und
- d) die beträchtlichen Wechselwirkungen der Elektronen vor allem mit Neutralgasteilchen.

Auf letztere soll nachfolgend im notwendigen Maße eingegangen werden. Die Auswirkungen der unter a) bis c) angeführten Effekte lagen unter der Beobachtungsgenauigkeit.

Auf dem beschriebenen Weg stößt jedes primäre Elektron infolge seiner geringen mittleren freien Weglänge wiederholt mit Neutralgasteilchen zusammen und ionisiert sie zu einem großen Teil. Die Sekundärteilchen besitzen wesentlich geringere Geschwindigkeiten und unterschiedliche Bewegungsrichtungen. Nach einer größeren Anzahl von Stößen hat sich auch die Geschwindigkeit des primären Elektrons so verringert, daß es die gleichen Eigenschaften wie die sekundären Elektronen aufweist. Diese werden ebenso wie die positiven Ionen auf Schraubenbahnen in die Nähe der Pole geführt, je nach dem Richtungssinn ihrer Geschwindigkeitskomponente v_{\parallel} zum Nordpol

oder zum Südpol. Sie bewegen sich dabei auf ähnlichen Bahnen wie die primären Elektronen, nur sind ihre Bahndurchmesser und ihre Driftgeschwindigkeiten in der Regel viel kleiner. Auch ihre Reichweite ist geringer. Ein großer Teil von ihnen gelangt bis an die Oberfläche des Magneten bzw. der Terrella, bevorzugt diejenigen, die in der Nähe der Reflexionsstelle der primären Elektronen erzeugt werden. So bedingen die sekundären Elektronen und die positiven Ionen z. B. die Leuchterscheinungen in den Abbildungen 16 bis 18, die die Schraubenoberflächen zwischen den Bahnen der primären Elektronen füllen. Außerdem bewirken sie das Leuchten zwischen dem Reflexionsgebiet des primären Elektronenstrahls und dem benachbarten Magnetpol.

Treffen Elektronen genügend großer Energie auf ein Hindernis, z. B. auf die Magnetoberfläche oder die Rezipientenwandung, so gehen von dieser Stelle Elektronen aus, die den gleichen Gesetzmäßigkeiten genügen.

1.1.4.2. Über die Vorgänge, die zu den beschriebenen Erscheinungen führen

Mit Hilfe der beschriebenen gesetzmäßigen Zusammenhänge ist es möglich, alle experimentellen Ergebnisse ohne Annahme von Zusatzhypothesen zu deuten.

Befinden sich annähernd punktförmige Katoden bei einem Druck in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-1}$ Torr in einem starken Magnetfeld, so treten in der selbständigen Entladung dünne leuchtende Entladungsbahnen auf. Sie können mit dem Verlauf der magnetischen Feldlinien durch die Katode weitgehend identifiziert werden, da sich die Schraubenbahnen, bedingt durch die große magnetische Induktion, eng um die Feldlinien legen, die Drift vernachlässigbar klein ist und eine wiederholte Reflexion der primären Elektronen infolge der geringen Reichweite bei diesem Druck nicht vorkommt. Die Feldlinien, die durch die Katode gehen, werden sogar dann markiert, wenn Teile des Magneten bzw. der Terrella die punktförmigen Katoden verkörpern. Dieser Fall entspricht dann den bekannten Anordnungen [34, 35]. Die Deutung der beobachteten Erscheinungen durch EHRENHAFT steht allerdings im Widerspruch zu den Ergebnissen, die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden.

Bei vielen Versuchsanordnungen erscheinen die Entladungsbahnen gerade in den Bereichen, in denen die elektrischen und magnetischen Feldlinien weitgehend parallel verlaufen. Auf diesen Fall ist HÄNSEL bereits eingegangen [44]. Diese zufällige Übereinstimmung tritt sogar bei einer großen Zahl der Fälle auf, bei denen sich die Anode in größerer Entfernung von dem Magneten befindet und dieser zunächst auf unbestimmtem elektrischem Potential liegt. Nach gezündeter Entladung besitzt er dann ein Potential, das nur wenig von dem der Anode abweicht. Innerhalb der Entladungsbahnen fallen damit die Richtungen der magnetischen und elektrischen Feldlinien in der Regel zusammen.

Für die Leuchterscheinungen bei einer Versuchsanordnung ähnlich der von BLOCK und MALMFORS ergibt sich folgende Deutung: Der auf jeder magnetischen Halbkugel auftretende helle Fleck stellt die Projektion der Katode längs der magnetischen Feldlinien auf die Terrellaoberfläche dar. Er ist die Auftreffstelle für primäre Elektronen, bevorzugt für solche, die von zwei parallelen Streifen auf der Katode ausgehen, welche in gleichem Abstand von der Äquatorebene liegen. Mit zunehmender magnetischer Induktion wächst die Entfernung dieser Streifen von der Äquatorebene, auch ihre Breite nimmt zu. Außerdem erreicht ein großer Teil der auf dem Wege der primären Elektronen durch Stoßionisation erzeugten Ladungsträger diesen Fleck. Infolge der geringen magnetischen Kraftflußdichte, die bei den Experimenten in der Nähe der Katode vorliegt, bewegen sich die primären Elektronen zunächst auf einer wenig gekrümmten Bahn und werden erst in der Nähe der Terrella auf Schraubenbahnen mit kleinen Durchmessern geführt. Aus diesem Grunde erreichen sie die Terrellaober-

fläche näher an der Äquatorebene, als das aus dem Verlauf der magnetischen Feldlinien, die durch die Katode gehen, folgt.

Die Elektronen, die zwischen den beiden Streifen von der Katode ausgehen, gelangen wegen des großen Winkels zwischen der Richtung ihrer Anfangsgeschwindigkeit und der magnetischen Kraftflußdichte nicht auf die Terrellaoberfläche. Je nach dem Abstand ihres Ausgangspunktes von der Äquatorebene entfernen sie sich mehr oder weniger weit von ihr. Sie werden dann reflektiert und schwingen wiederholt durch die Äquatorebene. Infolge der zonalen Drift umkreisen sie gleichzeitig die Dipolachse der Terrella.

Den Elektronen stellen sich auf diesem Wege einige Hindernisse entgegen. Zunächst beeinflußt die Katode selbst die Bewegung eines großen Teils der Elektronen stark. Denkt man sich die Katode in Richtung der Projektion der magnetischen Dipolachse in zwei gleiche Teile zerlegt, so werden die auf der einen Hälfte der Katode startenden Elektronen nach der Reflexion durch die zonale Drift auf Bahnen geführt, die die Katode berühren oder sogar schneiden. Ihre Geschwindigkeit wird dadurch beim Eintritt in das Gebiet des Katodenfalls stark verringert, so daß sie erheblichen Bahnänderungen unterliegen. Die von der zweiten Hälfte der Katode ausgehenden Elektronen werden durch diese um so weniger beeinflußt, je näher ihr Startpunkt der Äquatorebene liegt. Den Elektronen, die aus größerer Entfernung von dieser Ebene kommen, gelingt es erst nahe dem Katodenrand, die Katode zu verlassen. Als weiteres Hindernis wirkt die Rezipientenglocke. Durch sie werden aber vornehmlich nur die Teilchen behindert, die von der zweiten Hälfte der Katode in zu großer Entfernung vom Katodenmittelpunkt starten.

Damit erscheint die Terrella von einer ladungsträgerfreien ringförmigen Wulst umgeben, die symmetrisch zur magnetischen Äquatorebene liegt. In größerer Entfernung von der Dipolachse bewegen sich die Elektronen auf ihren verschlungenen Bahnen um die Wulst. Dadurch werden die Neutralgasteilchen in diesem schalenförmigen Gebiet stark ionisiert. Die sekundären Ladungsträger folgen z. T. den primären auf ähnlichen Bahnen, z. T. gelangen sie in engen Schraubenbahnen um die Feldlinien auf die Oberfläche der Terrella, wo sie die ringförmigen fluoreszierenden Gebiete verursachen. Die Relativlage vom jeweiligen leuchtenden Fleck und Ring bestätigt den beschriebenen Einfluß von Katode und Rezipientenwandung auf die Bewegung der wiederholt reflektierten Elektronen. Die große Katode bedingt eine große Auftreffstelle. Es können sich aber nur die Elektronen ungestört um die Terrella bewegen, die in der Nähe der Katodenmitte starten. Deshalb geht der Fluoreszenzring durch den Teil des Leuchtfleckes, der der Äquatorebene am nächsten liegt.

Die beobachteten Abhängigkeiten von Form und Lage der Leuchterscheinungen ergeben sich zwangsläufig aus dem beschriebenen Bewegungsmechanismus der Ladungsträger [75]. Die Ergebnisse der BLOCKSchen Experimente konnten auch im Bereich geringer magnetischer Induktion reproduziert werden. Die unter 1.1.4.1. beschriebene Anordnung, die einen elektrisch feldfreien Untersuchungsraum ermöglicht, führte zu den gleichen Erscheinungen. Bei der Untersuchung wirkt sich die Rasterung infolge der durchbohrten Anode besonders positiv aus. Auf eine Beschreibung der Ladungsträgerbahnen, die die verschiedenartigen Fluoreszenzgebilde bei wachsender magnetischer Induktion bedingen, soll hier verzichtet werden. Sie folgt aus den in 1.1.3.3. angeführten Experimenten [75].

Bei der Deutung der beobachteten Erscheinungen standen in den vorangegangenen Abschnitten die Bahnen der einzelnen Ladungsträger im Vordergrund. In der Entladung liegt jedoch ein kompliziertes Zusammenspiel vieler Teilchen vor. Es drängt sich deshalb die Frage auf, ob ein derartiges Vorgehen gerechtfertigt ist.

Das Entladungsbild wird im wesentlichen von "hochenergetischen" Elektronen bestimmt. Ihre Bahnen werden im ersten Teil nur wenig durch die übrigen Teilchen beeinflusst. Dadurch wird die schalenförmige Zone, die die Terrella umgibt und in der sich die primären Elektronen bewegen, nur geringfügig an Breite und Dicke zunehmen. Die Beeinflussung der abgebremsten primären Elektronen sowie der sekundären Elektronen und Ionen ist jedoch erheblich größer. Sie sind aber durch das starke magnetische Feld so sehr an den Verlauf der Feldlinien gebunden, daß sie durch die Störungen der übrigen Teilchen ebenfalls nur wenig von der erwarteten Bahn abweichen. Durch ihre relativ geringe Reichweite kann sich das nur schwach auf die Leuchterscheinungen auswirken. So führt eine Berücksichtigung des Einflusses der übrigen Teilchen im wesentlichen nur zu einer geringen Verbreiterung der fluoreszierenden Gebiete auf der Terrella.

1.1.4.3. Kritische Bemerkungen zur Deutung BLOCKs

Bei der Betrachtung der Geometrie der MALMFORS-BLOCKschen Anordnung fallen eine Reihe von Momenten auf, die sie in bezug auf die zugrunde gelegten Theorien, die bestätigt oder widerlegt werden sollen, als willkürlich erscheinen lassen. Bereits unter 1.1.1.4. wurde darauf verwiesen, daß BLOCK die Leuchterscheinungen sekundären "niederenergetischen" Elektronen zuschreibt, die von einem Bereich zwischen Katode und Terrella ausgehen. Diese Region soll dadurch ausgezeichnet sein, daß in ihr keine resultierende Drift auftritt. Als Stütze hierfür geben MALMFORS und BLOCK an, daß die sichtbare Entladung auf der Katodenseite scharf begrenzt ist und daß diese Grenze im Entladungsraum nicht von der Lage der Katode abhängt. Letztere Feststellung muß von den Autoren vorschnell getroffen worden sein. Die Entladung zeigt in dem für die Experimente gewählten Druckbereich einen ausgeprägten HITTORFSchen Dunkelraum. Das Glimmlicht setzt mit dem Glimmsaum in einigen Zentimetern Abstand von der Katode ein. Ein allmähliches Vergrößern der magnetischen Induktion von 0 auf 3000 Gauß bewirkt ein kontinuierliches Verschieben dieses Glimmsaumes zur Katode hin. Bei unterschiedlichen Drücken und konstanter magnetischer Kraftflußdichte ist der Abstand zwischen Katode und Glimmlicht verschieden groß. Beim Berringern des Abstandes zwischen Katode und Terrella von 18 bis auf 4,5 cm bilden sich in der Nähe der Katode die gleichen Erscheinungen aus. Immer ist ein Dunkelraum ausgeprägt. In allen Fällen vermindert sich seine Länge mit wachsender magnetischer Induktion.

Gegen die BLOCKsche Deutung der Vorgänge in der selbständigen Entladung sprechen noch eine Reihe weiterer experimenteller Ergebnisse, von denen folgende angeführt werden sollen:

- a) Eine in der magnetischen Äquatorebene zwischen Terrella und Katode gebrachte Isolierstoffplatte verändert nichts Wesentliches an den Leuchtgebilden. Nimmt man als Ausgangspunkt der Elektronen die Katode an, so erwartet man im Gegensatz zu BLOCK dieses Ergebnis. Ein Teil der Driftringe wird ausgelöscht, da die Elektronen in der Nähe der Katode am Durchschwingen der Äquatorebene gehindert werden. Überzieht man die Platte mit einer leitenden Schicht und variiert deren Potential, so wirkt sie als weitere Elektrode und bedingt genau die Leuchterscheinungen, die BLOCK beobachtete.
- b) Die scharfe Grenze der Leuchterscheinungen bildet eine weitgehend ebene, zur Katode parallele Fläche. Nach der BLOCKschen Annahme müßte sie stärker dem Verlauf der magnetischen Feldlinien angepaßt sein.
- c) Beim Einschließen der Ladungsträger in den elektrisch feldfreien Raum sind die gleichen Leuchterscheinungen wie in der selbständigen elektrischen Entladung zu erkennen. Infolge des fehlenden elektrischen Feldes kann aber hier kein Gebiet der resultierenden Driftgeschwindigkeit Null existieren.

d) Da in der selbständigen Entladung die elektrische Feldstärke bis auf den Bereich des Katodenfalls sehr klein ist, könnte eine resultierende Driftgeschwindigkeit Null nur in der Nähe der Katode existieren. Die Elektronenzyklotronradien sind aber in diesem Gebiet so groß, daß die Elektronen schon während des Durchlaufens eines Schraubenganges den Katodenfallraum verlassen. Außerdem läßt die Lage der Driftringe erkennen, daß sich die Ladungsträger vorwiegend in Gebieten bewegen, die einen geringeren Abstand von der Terrella besitzen als die Katode.

Da BLOCK die Ergebnisse seiner Experimente in der selbständigen elektrischen Entladung im Zusammenhang mit denen in der unselbständigen Entladung diskutiert, soll nach der Darstellung und Deutung der Erscheinungen in dieser Entladungsform weiter auf sie eingegangen werden.

1.2. Untersuchungen mit unselbständigen elektrischen Entladungen

1.2.1. Experimente in der unselbständigen elektrischen Entladung zur weiteren Aufklärung der Vorgänge und Erscheinungen

Die von MALMFORS und BLOCK in der unselbständigen elektrischen Entladung beobachteten Leuchterscheinungen weichen nur in wenigen Zügen von denen in der selbständigen Entladung ab. BLOCK kam durch quantitative Auswertungen bezüglich Exzentrizität und magnetischer Breite der Polarlichtzonen zur Ansicht, daß die Vorgänge in der unselbständigen Entladung stärker als die in der selbständigen Entladung den kosmischen Verhältnissen entsprechen [13]. "It is probable, that the invisible discharge has more to do with the phenomena in nature than the visible one." Bezüglich des Zustandekommens der Erscheinungen übertrug er seine Vorstellungen von der selbständigen Entladung auf die unselbständige.

Da die Experimente mit Blenden und Schirmen zu den gleichen Widersprüchen wie in der selbständigen Entladung führen, erscheint es auch im Bereich der unselbständigen Entladung zweckmäßig, weitere Experimente durchzuführen. Sie sollen ermöglichen, die Beobachtungen in jeder Hinsicht widerspruchsfrei zu erklären und festzustellen, inwieweit es sich dabei um wirkliche Analogieversuche zu kosmischen Erscheinungen handelt.

1.2.1.1. Experimente zur Überprüfung der BLOCKSchen Ergebnisse

Entsprechend der BLOCKSchen Anordnung wird der Versuchsaufbau gemäß Abb. 22 benutzt. Der Elektroneneinschuß erfolgt durch eine Bohrung in der Katode, die in der magnetischen Äquatorebene der Terrella liegt, 5 mm Durchmesser und 25 mm Abstand vom Plattenrand besitzt. Als Elektronenquelle dient die Wendel einer Glühlampe, die mit Bariumoxid präpariert ist und gemäß Abb. 29 unter der Katode angebracht wird. Bei schwacher Rotglut liegt die Betriebsspannung der Glühentladung zwischen 100 und 300 V, der Strom beträgt 0,3 bis 10 mA. Geringe Änderungen des Heizstromes führen je nach den Bedürfnissen zu beliebigen Wertepaaren aus diesen Bereichen.

Alle folgenden Untersuchungen werden, wenn nicht anders betont, im Druckbereich von $8 \cdot 10^{-5}$ bis $5 \cdot 10^{-4}$ Torr durchgeführt. Zwischen Katode und Terrella liegt eine Spannung in der Größenordnung von 1000 V, die die Katodenspannung U_K darstellt. Dabei ist der negative Pol der Spannungsquelle stets mit der Katode verbunden. Außerdem liegt eine regelbare Spannung zwischen Terrella und oberer Aluminiumplatte, die Anodenspannung U_A . Befindet sich diese Platte z. B. auf einem positiven Potential von 2000 V gegenüber der Terrella, so wird das durch die Angabe $U_A = +2000$ V gekennzeichnet. Als maximaler Anodenstrom tritt etwa 1 mA auf. Damit liegt der Strom

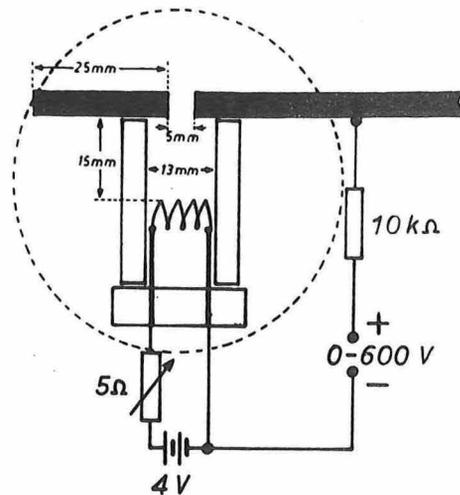


Abb. 29: Anordnung der Elektronenquelle zur Erzeugung einer unselbständigen Entladung unter der Katode. Die Gesamtanordnung entspricht Abb. 22, wobei die markierte Stelle in der hier gezeichneten Weise verändert ist.

in dieser Entladung in der gleichen Größenordnung wie der dem Elektronenstrahl entsprechende.

Die Experimente ergeben die gleichen Leuchterscheinungen, wie sie bereits MALMFORS und BLOCK registrierten. Sie weichen nur wenig von denen ab, die bei der Verwendung der gleichen Elektrodenanordnung in der selbständigen Entladung entstehen. Um die Ergebnisse quantitativ erfassen zu können, muß die Lage der jeweiligen Leuchtgebilde auf der Terrellaoberfläche durch Ausmessen bestimmt werden. Die Abbildung 30 läßt erkennen, wie aus den photographischen Aufnahmen Polarwinkel und Exzentrizität der Leuchtringe ermittelt werden. θ_1 und θ_2 sowie die daraus berechnete Exzentrizität ϵ beziehen sich dabei auf die Grenze der Ringe, die dem Äquator zugewandt ist. Es wäre aber sinnvoller, von der Ringmitte auszugehen. Die Angabe BLOCKs, daß das erstere Verfahren um 10 % kleinere Werte für ϵ ergibt, ist

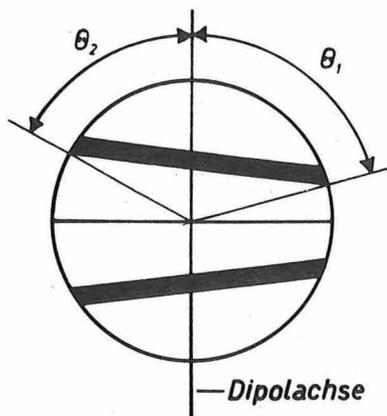


Abb. 30: Definition der Exzentrizität ϵ : $\epsilon = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1}$

leider nicht für alle Ringbreiten und unterschiedliche Lagen der Ringe auf der Terrella verwendbar. Es erscheint deshalb für eine größere Zahl von Aufnahmen zweckmäßig, auch die Polarwinkel θ_1 und θ_2 für die polnahe Grenze der Leuchtringe zu bestimmen und daraus in entsprechender Weise ϵ' festzustellen. Da diese Grenze in der Regel weniger scharf ausgeprägt ist, sind die Werte mit größeren Fehlern behaftet (siehe z. B. Abb. 53). Bleiben die Abweichungen in vertretbaren Grenzen, so werden im folgenden jeweils aus den θ_1 und θ_2 mittlere Polarwinkel berechnet, aus denen sich dann eine mittlere Exzentrizität ergibt. Leider sind die Fluoreszenzgebilde nicht so scharf begrenzt, wie sie auf den Photographien erscheinen. Geringe Veränderungen der Belichtungszeit verschieben die Begrenzungslinien. Es entstehen erst dann brauchbare Mittelwerte, wenn eine große Zahl von Aufnahmen ausgewertet wird. Aus diesem Grunde stellen alle in den folgenden Abschnitten angegebenen Werte Ergebnisse einer großen Zahl von Aufnahmen dar.

1.2.1.2. Experimente zur Herkunft der Ladungsträger, die auf die Terrella treffen

Es liegt die Vermutung nahe, daß der Elektronenstrahl maßgeblich Lage und Form der Leuchterscheinungen beeinflusst [39]. Der Weg dieser primären Elektronen läßt sich jedoch bei nicht zu geringen Drücken leicht verfolgen, da ihn die Restgasteilchen durch bläuliches Leuchten markieren. Im Magnetfeld der Terrella wird der Elektronenstrahl zur Rezipientenwandung gebogen. Außerdem sprechen die Leuchtgebilde auf der Terrella gegen einen erheblichen Einfluß des Elektronenstrahls, da sie den in der selbständigen Entladung auftretenden weitgehend gleichen. Es liegt daher nahe, ähnliche Vorgänge in der unselbständigen Entladung zu vermuten, wie sie in der selbständigen Entladung gefunden wurden. Dann erscheint aber der Einfluß der eingeschossenen Elektronen noch unbedeutender, da sie ebenfalls von der Katode kommen und sich bezüglich der Endgeschwindigkeit nur um etwa 10 % von den Elektronen unterscheiden, die in der unselbständigen Entladung durch die volle Spannung beschleunigt werden.

Um zu untersuchen, ob die Leuchtgebilde unmittelbar durch die Katode bestimmt werden, wie das bei der selbständigen Entladung festgestellt wurde, wird die Katode mittels Vakuummummi teilweise isoliert. Gegenüber dem experimentellen Aufbau in Abb. 31 ist in Abb 32 die Katode durch Auflegen eines konzentrisch angeordneten Kreisringes in ein Gebiet von 20 cm Durchmesser in ihrer Mitte und einen 4 cm breiten Streifen an ihrem Rande geteilt. Die Fluoreszenzringe werden dabei nicht merklich verändert, der helle Fleck der Halbkugel zerfällt jedoch in zwei voneinander getrennte Bereiche. Wird auch noch der äußere Teil der Katode bis auf einen quadratischen Fleck von 3,5 cm Seitenlänge in der Nähe der Elektronenquelle isoliert, so entstehen die Leuchtgebilde der Abb. 33. Es fällt eine deutliche Schwächung des weiter links gelegenen Teilgebietes auf.

Außerdem wird für einige Aufnahmen der Abstand zwischen Katode und Terrella bzw. Anode und Terrella von 18 cm auf 9 cm und danach auf 4,5 cm verringert. Dabei bleibt die Lage der Eintrittsstelle des Elektronenstrahls am Katodenrand unverändert. Bei konstanter Anodenspannung, Katodenspannung und magnetischer Induktion ergibt sich folgende Beziehung: Je kleiner der Plattenabstand ist, um so breiter sind die Ringe auf der Terrella. Auf die Untersuchungsergebnisse, die die Abhängigkeit der Polarwinkel von der Anodenspannung und der magnetischen Kraftflußdichte für diese Abstände betreffen, soll nicht näher eingegangen werden [75]. Sie stehen in vollem Einklang mit dem angenommenen Bewegungsmechanismus der Ladungsträger. Für die geringsten Polarwinkel ergeben sich innerhalb der Fehlergrenze die gleichen Werte, wie sie in der selbständigen Entladung beobachtet wurden, wenn dort der Druck sehr niedrig gewählt war.

Die Exzentrizität der Ringe wächst mit abnehmendem Elektrodenabstand und ist außerdem von der angelegten Anodenspannung abhängig (Abb. 34). Ein Vergleich der Abbildungen 35 und 36 läßt den Einfluß des Katodenabstandes auf die exzentrische Lage der Fluoreszenzringe auf der Terrella deutlich erkennen.

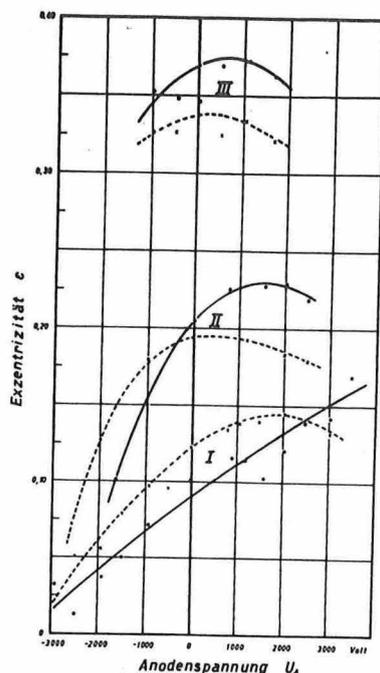


Abb. 34: $\epsilon = F(U_A)$ für drei verschiedene Abstände zwischen den Elektroden
 $U_K = 2000$ V, ---- B = 1000 Gauß, — B = 500 Gauß
 Abstände bei I 18 cm, bei II 9 cm, bei III 4,5 cm

1.2.1.3. Experimente zum Einfluß der magnetischen Induktion auf Form und Lage der Leuchterscheinungen auf der Terrella

Befindet sich die Terrella auf Anodenpotential, so leuchtet bei kleiner magnetischer Feldstärke lediglich ihre der Katode zugewandte Hälfte intensiv. Bei größerer Feldstärke entstehen Fluoreszenzerscheinungen, die sich von den bei der selbständigen Entladung beobachteten nur unwesentlich unterscheiden. Bei einer Katodenspannung von 2000 V und 18 cm Abstand zwischen Katode und Terrella bilden sich bei etwa 370 Gauß Fluoreszenzringe aus, die mit zunehmender Kraftflußdichte weiter in die Nähe der Magnetpole wandern, schmaler werden und schärfer begrenzt erscheinen (vgl. Abb. 36 und 37). Je größer die Anodenspannung ist, um so stärker verschiebt sich das Auftreten analoger Leuchtgebilde in den Bereich größerer magnetischer Induktionen.

Mit der magnetischen Induktion ändert sich auch die Exzentrizität der Leuchtringe. Abb. 38 zeigt, daß sie bei positiver Anodenspannung im untersuchten Bereich zunächst stark, dann schwächer mit der magnetischen Induktion zunimmt. Liegen Katode und Anode auf gleichem Potential, so ergeben sich für die Exzentrizität bei ansteigender magnetischer Kraftflußdichte zunächst größere, dann kleinere Werte. Infolge großer möglicher Meßfehler ist letztere Aussage nicht völlig experimentell gesichert.

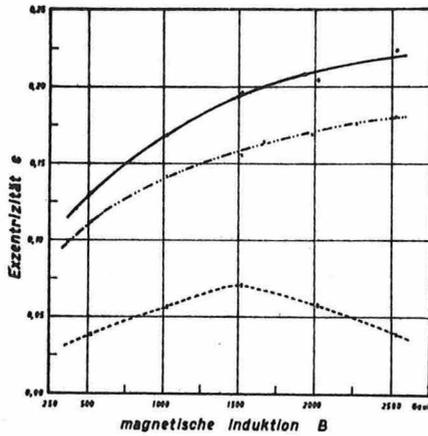


Abb. 38: $\epsilon = F(B)$

- o— U_A = 2000 V, U_K = 2000 V
- x···· U_A = 0 V, U_K = 2000 V
- !----- U_A = -2000 V, U_K = 2000 V

1.2.1.4. Experimente zum Einfluß der elektrischen Potentialverhältnisse auf Lage und Exzentrizität der Leuchtgebilde auf der Terrella

Die benutzte Versuchsanordnung läßt es bei einem Druck von etwa $1 \cdot 10^{-4}$ Torr zu, bei einer Katodenspannung von 2000 V die Anodenspannung zwischen ungefähr + 4000 V und - 4000 V zu verändern. Im Gegensatz zur selbständigen elektrischen Entladung treten dabei Ströme zwischen Terrella und Anode auf, die im Höchstfall 1 mA erreichen. Unabhängig von den Potentialverhältnissen stimmen Form und Lage der Leuchterscheinungen auf der Terrella bei großen magnetischen Induktionen weitgehend überein. Es bilden sich zwei leuchtende Ringe aus, außerdem erscheint innerhalb jedes Ringes etwa gegenüber der Katode ein fluoreszierender Fleck. Wird das Anodenpotential negativ und nähert sich dem Potential der Katode, so tritt in jedem Ring ein weiterer fluoreszierender Fleck immer stärker in Erscheinung, der dem ersteren diametral gegenüberliegt. Die Anode wirkt dann in gleicher Weise wie die Katode. Eine Vergrößerung der Spannung zwischen Katode und Terrella verschiebt die Ringe in die Nähe des magnetischen Äquators. Diese Erscheinung ist um so stärker ausgeprägt, je kleiner die magnetische Induktion der Terrella ist. Den gleichen Einfluß, wenn auch in geringerem Maße, übt eine Zunahme der Anodenspannung aus. Befindet sich die Anode auf Terrellapotentiale, so besitzen die Ringe in der Nähe der Katode einen kleineren Abstand vom jeweiligen Pol als auf der der Katode abgewandten Seite der Terrella. Erhöht man das Potential der Anode, so nimmt diese Exzentrizität zu, wählt man es dagegen schwach negativ und verringert es weiter, so nimmt sie bis auf Null ab. Bei noch kleineren Anodenspannungen ergeben sich für die Exzentrizitäten negative Werte. Damit haben Anode und Katode ihre Rollen vertauscht.

1.2.2. Diskussion der Experimente in der unselbständigen elektrischen Entladung

1.2.2.1. Über die Vorgänge, die zu den beobachteten Erscheinungen führen

Die Untersuchungen zum Einfluß der Lage der Elektroneneinschußstelle zeigen eindeutig, daß die Fluoreszenzerscheinungen nicht direkt vom Elektronenstrahl herrühren. Er bewirkt im wesentlichen nur das Aufrechterhalten der unselbständigen elektrischen Entladung und löst damit genau die Aufgabe, die ihm bei den Experimenten zugedacht ist. Als Quelle der Ladungsträger, die auf die Terrella treffen, kommen somit nur die Katode und der Gasraum zwischen den Elektroden in Betracht. Die Experimente mit der teilweise abgedeckten Katode und mit dem veränderten Elektrodenabstand zeigen, daß sich Lage und Form der fluoreszierenden Flecke in erklärbarer Weise mit dem Versuchsaufbau ändern. Sie liegen bei großen magnetischen Induktionen an den Stellen der Terrella, an denen die magnetischen Feldlinien austreten, die durch den jeweils wirksamen Teil der Katode gehen.

Die im Vergleich zur selbständigen elektrischen Entladung bis auf erklärbare Abweichungen festgestellte Übereinstimmung der Untersuchungsergebnisse legt die Vermutung nahe, daß hier im wesentlichen beim Entstehen der Fluoreszenzerscheinungen der gleiche Mechanismus vorliegt. Gestützt wird diese Annahme dadurch, daß bei langsam ansteigendem Druck die unselbständige Entladung allmählich in die selbständige übergeht, ohne daß erhebliche Änderungen der Fluoreszenzgebilde auftreten. Es müssen daher folgende Vorgänge angenommen werden:

Längs des Weges des Elektronenstrahls wird das Restgas ionisiert. Die Elektronen, die dabei entstehen, und diejenigen, die von den Auftreffstellen des Elektronenstrahls auf der Rezipientenwandung starten, erreichen z. T. die Terrellaoberfläche und hinterlassen dort einen hellen Fleck. Die positiven Ionen gelangen auf gekrümmten Bahnen zur Katode, aus der sie Elektronen herausschlagen. Letztere bewegen sich dann auf ähnlichen Bahnen wie unter 1.1.4.1. für die selbständige Entladung beschrieben wurde, zur Terrella bzw. in dem für sie erlaubten Raum um die Terrella. In diesem Bereich bedingt die große mittlere freie Weglänge ein besonders häufiges Pendeln der Elektronen auf gekrümmten Schraubenbahnen veränderlichen Durchmessers durch die Äquatorebene. Die dabei durch Stoßionisation erzeugten Elektronen und positiven Ionen bedingen z. T. die fluoreszierenden Ringe auf der Terrella. Der größte Teil der positiven Ionen sorgt für Nachfolgeelektronen von allen Teilen der Katode.

Da sich die primären Elektronen (d. h. die von der Katode ausgehenden) von denen des Elektronenstrahls nur um etwa ein Zehntel der Gesamtenergie unterscheiden, verhalten sich beide sehr ähnlich. Die Elektronen des Strahls werden vom magnetischen Dipol auf fast die gleichen Bahnen gebracht wie die in der Nähe der Einschußstelle startenden Elektronen. Nun führten aber die Untersuchungen unter 1.1.4.1. zu dem Ergebnis, daß bei dem hier gewählten Richtungssinn des magnetischen Dipols vor allem die Elektronen auf Bahnen um die Terrella gelangen, die von dem Teil der Katode starten, der der Elektroneneinschußstelle gegenüberliegt. In diesem Bereich sind aber keine Feldverzerrungen durch den Elektronenstrahl zu erwarten. Wird dagegen als Einschußstelle die Nähe der Katodenmitte gewählt, so machen sich die Potentialveränderungen geringfügig bemerkbar (Abb. 39).

Bei der Beschreibung der Ladungsträgerbahnen in Gegenwart eines magnetischen Dipolfeldes in der selbständigen elektrischen Entladung konnte der Einfluß elektrischer Felder außer acht gelassen werden. In der unselbständigen Entladung treten aber wesentlich höhere Feldstärken auf, deren Größe weitgehend willkürlich vorgegeben werden kann. Somit muß bei der Untersuchung der Ladungsträgerbewegung noch die Drift

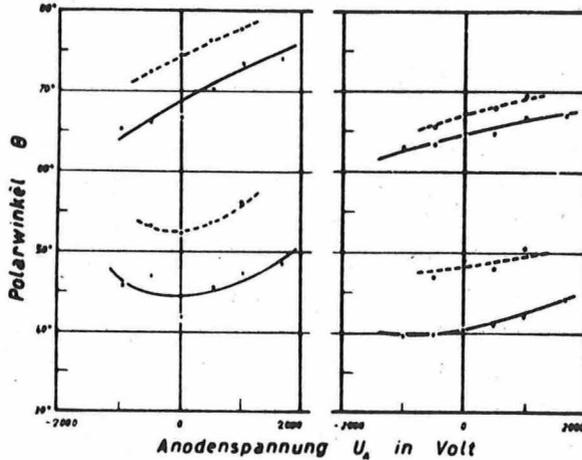


Abb. 39: $\theta = F(U_A)$ bei unterschiedlich gelegenen Elektroneneinschußstellen

$U_K = 2000$ V, Elektrodenabstand 4,5 cm

linke Abb. bei 500 Gauß, rechte Abb. bei 1000 Gauß

Einschußstelle nahe Katodenrand ———

Einschußstelle nahe Katodenmitte - - - - -

jeweils größter und kleinster Polarwinkel

infolge des elektrischen Feldes berücksichtigt werden. Wird ein homogenes elektrisches Feld vorausgesetzt, so bewirkt sie, daß auf das Elektron an allen Stellen der Äquatorebene eine Kraft in gleicher Richtung wirkt. Es ändert sich dadurch der geometrische Ort des Krümmungsmittelpunktes des LARMOR-Kreises so, daß für das magnetische Moment gilt [3]:

$$|\mu| = \frac{E_{\text{kinl}}}{B'} = \text{const.} \quad (1)$$

Dabei ist E_{kinl} die kinetische Energie des Teilchens senkrecht zum Magnetfeld und B' die magnetische Induktion an der betreffenden Stelle.

Ein weiterer Unterschied zur selbständigen Entladung bei einem Druck von etwa 0,1 Torr besteht in den unterschiedlichen Schraubenbahndurchmessern der Elektronen in verschiedenen Abständen von der Katode. Infolge der größeren elektrischen Feldstärke nimmt die Geschwindigkeit der Elektronen in der unselbständigen Entladung auf dem gesamten Wege zur Anode allmählich zu. Das aus (1) in 1.1.4.1. erwartete Anwachsen der Bahndurchmesser wird allerdings nicht wirksam, da die Elektronen durch die Drift im elektrischen Feld in Gebiete größerer magnetischer Induktion geführt werden. Dadurch nimmt der Elektronenzyklotronradius der Teilchen, die sich in der Nähe der magnetischen Äquatorebene bewegen, auf dem Weg zur Anode sogar ab.

Steht die magnetische Induktion B' senkrecht auf dem elektrischen Feld der Feldstärke E , so errechnet sich die Driftgeschwindigkeit v_D , die auf das gleichzeitige Auftreten beider Felder zurückzuführen ist [38], nach

$$v_D = \frac{E}{B'}. \quad (2)$$

Bei einer magnetischen Induktion von 2000 Gauß an den Polen der Terrella und einer Katoden- und Anodenspannung von je 2000 V ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit in der Nähe der Katode und der magnetischen Äquatorebene in der Größenordnung

$1 \cdot 10^8$ cm/s. In der Äquatorebene wächst v_D mit dem Abstand von der Terrellaoberfläche und erreicht für die angegebenen Parameter etwa $1 \cdot 10^9$ cm/s an der Katodenoberfläche. Die Driftgeschwindigkeit v_{Dm} , die durch das inhomogene Magnetfeld hervorgerufen wird und v_D entgegengerichtet ist, ergibt sich aus der Beziehung [38]

$$v_{Dm} = \frac{1}{2} v_{\perp} r_g \cdot \frac{\text{grad } B'}{B'} , \quad (3)$$

wobei v_{\perp} die Geschwindigkeit senkrecht zum magnetischen Feld und r_g der Gyrationradius der Ladungsträger im Magnetfeld ist. Unter den gleichen Bedingungen wie oben ergibt sich ebenfalls eine Driftgeschwindigkeit in der Größenordnung von $1 \cdot 10^8$ cm/s. Sie erreicht ihr Maximum zwischen Terrella und Katode und nimmt von dort aus sowohl auf dem Wege zur Katode als auch zur Terrella beträchtlich ab. Es bleibt daher die Frage offen, ob außer einem Punkt ein genügend großes Gebiet existiert, in dem beide Driftgeschwindigkeiten den gleichen Betrag besitzen, wie MALMFORS und BLOCK bei ihrer Deutung voraussetzten. In den durchgeführten Experimenten deutet nichts auf die Berechtigung dieser Annahme hin. So müßte z. B. der diesem Bereich entsprechende Teil der Leuchtringe besonders intensiv fluoreszieren.

Die Experimente legen es nahe anzunehmen, daß die Drift infolge des inhomogenen Magnetfeldes im ganzen für Elektronen erlaubten Raum dominiert, wengleich auch die durchgeführte Abschätzung darauf hindeutet, daß in geringen Entfernungen von der Katode die Drift, die auf das elektrische und magnetische Feld zurückzuführen ist, die Vorgänge stark beeinflusst.

Bei den vorangegangenen Betrachtungen wurde ein homogenes elektrisches Feld vorausgesetzt. Für den Fall, daß die Katodenspannung 2000 V und ebenso die Anodenspannung 2000 V beträgt, zwischen Katode und Anode damit eine Potentialdifferenz von 4000 V auftritt, stellt das eine brauchbare Näherung dar, wie HÄNSEL experimentell ermittelte [39]. Bereits in einigen Zentimetern Abstand von der Terrellaoberfläche sind die Abweichungen von einem homogenen Feldverlauf nur noch sehr gering. Durch das Zünden der Entladung in Gegenwart des Magnetfeldes der Terrella ergeben sich weitere Veränderungen. Gewisse Aussagen hierüber lassen die Sondenmessungen von APÉLQVIST und FÄLTHAMMAR [15] in der magnetischen Äquatorebene der Terrella zu. Beim Einsetzen der unselbständigen Entladung stellten sie fest, daß das Potential durch Raumladungen an fast allen Stellen schwach positiv wird. Die maximalen Abweichungen gegenüber den Verhältnissen vor der Zündung der Entladung lagen bei einer verwendeten Gesamtspannung von 5000 V in der Größenordnung 100 V. Die durch Raumladungen bedingten elektrischen Felder können somit zu keinen wesentlichen Abweichungen von dem angenommenen homogenen Feld führen.

Liegen Anode und Katode auf gleichem Potential, so fällt in der Nähe der Terrella ein weitgehend radialer Verlauf auf [39].

1.2.2.2. Die Abhängigkeit der Lage und der Exzentrizität der Fluoreszenzzonen von der magnetischen Induktion und den elektrischen Potentialverhältnissen

In der unselbständigen elektrischen Entladung tritt die gleiche Abhängigkeit der Lage der Fluoreszenzzonen von der magnetischen Induktion auf, die bereits bei der selbständigen Entladung beobachtet wurde. Sie läßt sich in entsprechender Weise auf die Bewegung der Ladungsträger im magnetischen Feld zurückführen. Die Abbildungen 40 bis 42 zeigen die erdmagnetische Breite, in der die Leuchtringe erscheinen, als Funktion der magnetischen Induktion für drei verschiedene Potentialverhältnisse. Wegen der exzentrischen Lage der Ringe ist jeweils der größte und der kleinste Breitenwinkel angegeben. Die Grade $\phi = 62,5^\circ$ zeichnet die Breite aus, die der Ring bei

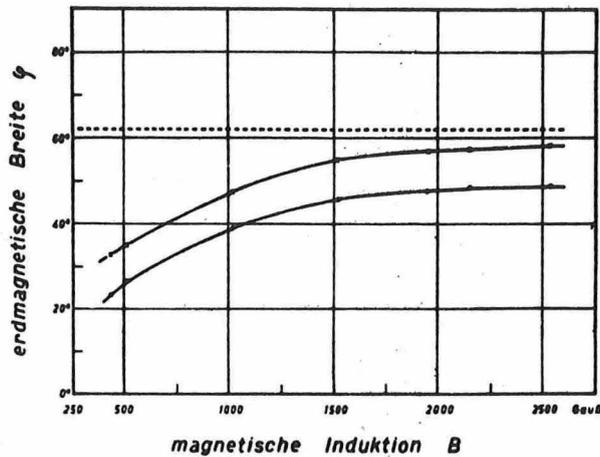


Abb. 40: $\varphi = F(B)$ bei $U_A = 2000$ V, $U_K = 2000$ V

— minimale Breite, x— maximale Breite, ---- maximal mögliche Breite

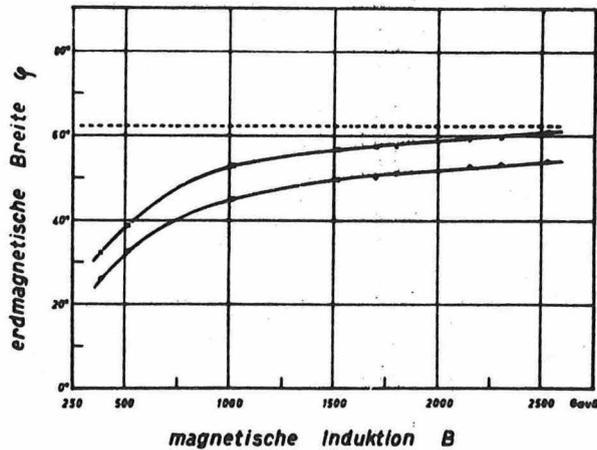


Abb. 41: $\varphi = F(B)$ bei $U_A = 0$ V, $U_K = 2000$ V

— minimale Breite, x— maximale Breite, ---- maximal mögliche Breite

großen Kraftflußdichten auf Grund der angenommenen Vorgänge im Grenzfall erreichen kann. Dabei ist berücksichtigt, daß die zonal driftenden Elektronen gerade noch nicht durch die Gegenwart der Elektroden behindert werden. Die vom äußeren Rand der Katode startenden Elektronen würden unter diesen Bedingungen die Terrella etwa bei $\varphi = 74^\circ$ erreichen; die Rezipientenwand ließe einen maximalen Breitenwinkel der driftenden Elektronen von etwa 67° zu. Die graphischen Darstellungen zeigen das erwartete Ergebnis.

Die sich aus den beiden experimentell ermittelten Kurven in den Abbildungen 40 bis 42 ergebenden mittleren Breiten der Leuchtringe sind in den Abbildungen 43 bis 45

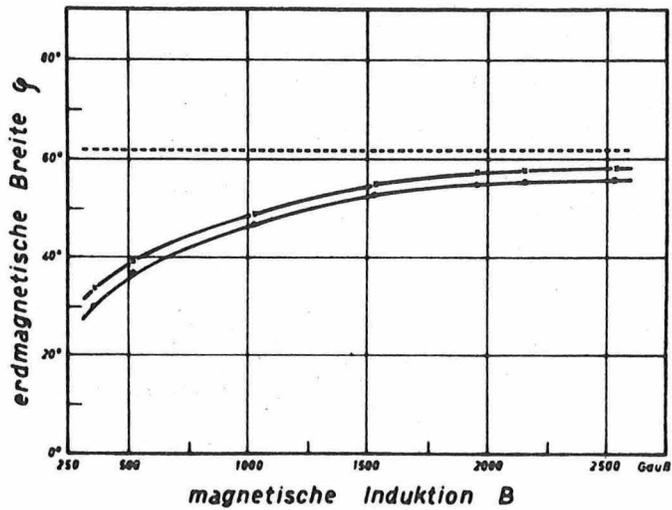


Abb. 42: $\varphi = F(B)$ bei $U_A = -2000$ V, $U_K = 2000$ V

○ — minimale Breite, x — maximale Breite, ---- maximal mögliche Breite

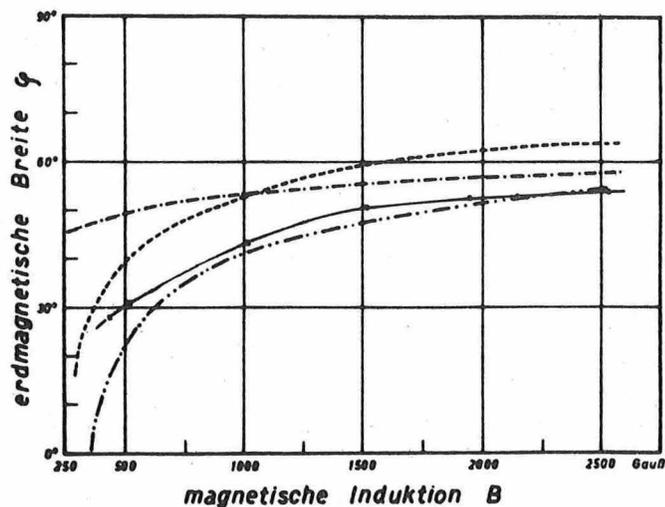


Abb. 43: $\varphi = F(B)$ bei $U_A = 2000$ V, $U_K = 2000$ V

— mittlere Breite (exp.), x — maximale Breite nach ALFVEN,
 •• — •• niedrigste erlaubte Breite nach STORMER ohne elektrisches Feld
 ---- niedrigste Breite nach STORMER mit kugelsymmetrischem COULOMB-Feld

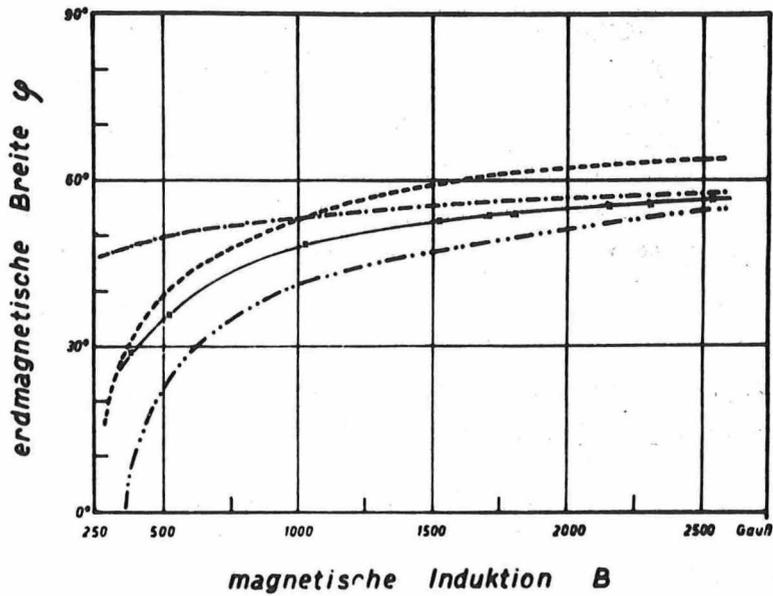


Abb. 44: $\varphi = F(B)$ bei $U_A = 0$ V, $U_K = 2000$ V

— mittlere Breite (exp.), - - - - maximale Breite nach ALFVEN
 niedrigste erlaubte Breite nach STÖRMER ohne COULOMB-Feld
 - - - - niedrigste Breite nach STÖRMER mit kugelsymmetrischem COULOMB-Feld

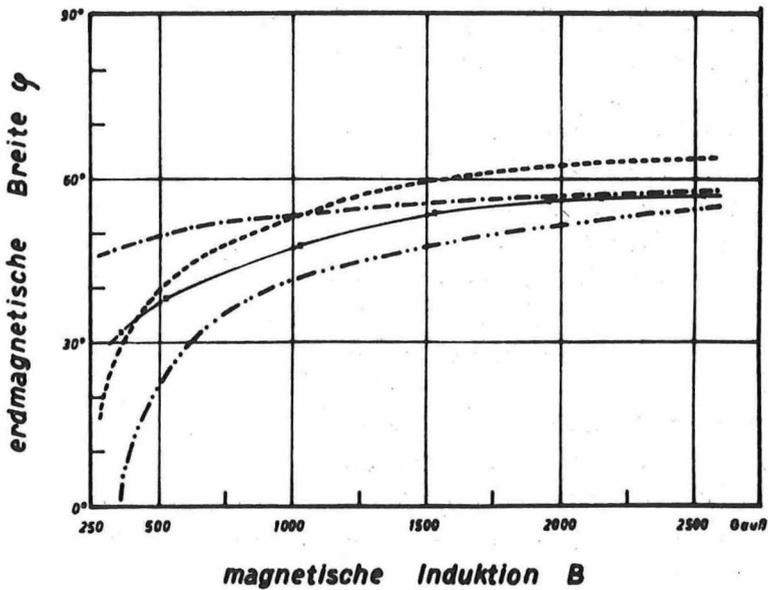


Abb. 45: $\varphi = F(B)$ bei $U_A = -2000$ V, $U_K = 2000$ V

—, - - - -, , - - - - wie oben

als Funktion der magnetischen Induktion dargestellt. Außerdem sind noch drei weitere Kurven eingezeichnet, die die Ergebnisse folgender Betrachtungen wiedergeben:

- Berechnung der niedrigsten erlaubten Breiten φ_0 als Funktion der magnetischen Induktion unter Vernachlässigung elektrischer Felder nach STÖRMER [13]
- Berechnung der niedrigsten erlaubten Breite φ_0 als Funktion der magnetischen Induktion unter Voraussetzung eines elektrischen COULOMB-Feldes nach STÖRMER [13]
- Berechnung der maximalen Breite der Nordlichtzonen nach MALMFORS und ALFVEN [56].

Diese Kurven ergeben sich wie folgt:

- Der Radius der Bahn eines Teilchens mit der Masse m , der Ladung q und der Geschwindigkeitskomponente v_{\perp} senkrecht zum Magnetfeld der Induktion B' beträgt

$$\rho = \frac{m v_{\perp}}{q B'} . \quad (1)$$

Der Berechnung soll die STÖRMERSche Einheitslänge C zugrunde gelegt werden, deren Gebrauch alle Gleichungen dimensionslos macht

$$C = \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{M}{B' \rho} \right)^{1/2} . \quad (2)$$

Dabei ist M des Dipolmoment und μ_0 die Permeabilität des Vakuums. Für den nicht-relativistischen Fall ergibt sich aus (1) für Elektronen

$$B' \rho = 3,37 \cdot 10^{-6} U^{1/2} , \quad (3)$$

wenn B' in Vs/m^2 , ρ in m und U in V gemessen wird. Der Abstand r des Elektrons vom Dipolzentrum läßt sich mit der Einheitslänge C in folgender Form ausdrücken

$$r = A \cdot C . \quad (4)$$

Ist B die magnetische Induktion des Dipols an den Polen, so folgt aus (2), (3) und (4) als Beziehung zwischen U und A für die benutzte Terrella von 89,5 mm Durchmesser für Elektronen an der Terrellaoberfläche

$$U = 0,441 \cdot 10^8 B^2 \cdot A^4 . \quad (5)$$

Die Berechnung der Beziehung zwischen magnetischer Induktion und magnetischer Breite erfolgt nun unter der Annahme, daß die Elektronen im Unendlichen starten und nur durch das magnetische Dipolfeld beeinflußt werden. Nach STÖRMER ergibt sich

$$\cos \omega = \frac{2\gamma}{A \cos \varphi} + \frac{\cos \varphi}{A^2} . \quad (6)$$

Dabei ist ω der Winkel zwischen der Auftreffrichtung des Teilchens und der Ost-West-Richtung und γ eine Konstante, die von der Anfangsrichtung der Teilchenbewegung im Unendlichen abhängt. Die Grenze der verbotenen Zone, d. h. gleichzeitig die niedrigste Breite, in der Polarlicht auftreten kann, erhält man für den Fall, daß ω gleich Null und damit $\cos \omega$ gleich 1 wird. So folgt aus (6)

$$\cos \varphi = \frac{1}{2} A^2 \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8}{A^3}} \right) . \quad (7)$$

Nach STÖRMER können nur die Teilchen den Dipol erreichen, für die $-1 \leq \gamma \leq 0$ und $\cos \varphi > 0$ ist. Deshalb gilt in (7) nur das positive Vorzeichen. Setzt man voraus, daß in der Entladung alle γ -Werte zwischen 0 und -1 vorkommen, und es interessiert

die niedrigste mögliche Breite φ_0 , so muß γ den kleinsten Wert annehmen. Für diesen Fall $\gamma = -1$ ergibt sich

$$\cos \varphi_0 = \frac{1}{2} A^2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{A^3}} \right). \quad (8)$$

Für $U = 2000$ V erhält man aus (5) und (8) die Kurve für die geringste erdmagnetische Breite der Auftreffstellen von Elektronen auf der Terrella in Abhängigkeit von der magnetischen Induktion.

Trotz des geringen Abstandes der Katode von der Terrella und der schroffen Verletzung der Bedingung, daß die Elektronen mit der vollen Geschwindigkeit starten, stimmen die experimentellen Ergebnisse überraschend gut mit den unter Voraussetzung der STÖRMERSchen Theorie berechneten überein.

b) Das Einbeziehen eines elektrischen Feldes kompliziert die Rechnung. STÖRMER hat sie für den Fall eines kugelsymmetrischen Feldes um den Dipol durchgeführt. Er nahm an, daß die Teilchen im Unendlichen mit der Geschwindigkeit Null starten. Für diesen Fall ergibt sich ein A_0 zu

$$A_0 = r_0 \left(-\frac{2b}{a^2} \right)^{1/3} \quad (9)$$

mit

$$a = -\frac{e \mu_0 M}{4\pi m_0} \quad (10)$$

und

$$b = \frac{4U' r_0}{m_0}. \quad (11)$$

Dabei ist m_0 die Ruhmasse des Elektrons in kg und U' das Potential an der Stelle des Elektrons im Abstand r_0 vom Dipolzentrum in V gegenüber dem Unendlichen. Für Elektronen an der Oberfläche der Terrella ergibt sich A_0 zu

$$A_0 = 0,283 \cdot 10^{-2} \left(\frac{U}{B^2} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

Für die niedrigste Breite φ_0 , in der ein Elektron die Terrella erreichen kann, folgt nach einer ähnlichen Rechnung, wie oben angeführt,

$$\cos \varphi_0 = \frac{1}{2} A^{3/2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{3\sqrt{16}}{A^2}} \right). \quad (13)$$

Für die in den Experimenten benutzte Katodenspannung von 2000 V ergibt das

$$\cos \varphi_0 = 3,368 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 5,95 \cdot 10^3 B^{4/3}} \right). \quad (14)$$

Diese Kurve ist gegenüber der experimentell gewonnenen in Richtung größerer Werte von φ verschoben. Es erscheint aber bemerkenswert, daß die beste Übereinstimmung der beiden Kurven gerade in dem Fall auftritt, in dem Anode und Katode auf gleichem Potential liegen. In diesem Falle liegt gerade ein weitgehend kugelsymmetrisches Feld vor.

c) MALMFORS hat, basierend auf der ALFVENSchen Theorie, folgende Beziehung zwischen dem maximalen Breitenwinkel der Nordlichtzonen φ_m , der elektrischen Feldstärke E und dem magnetischen Dipolmoment M erhalten:

$$\cos \varphi_m = \left(285 \cdot \frac{E r^5}{M^2} \right)^{1/16}. \quad (15)$$

Für eine elektrische Feldstärke von 100 V/cm, wie sie etwa im Experiment vorliegt, ergibt sich für die verwendete Versuchsanordnung

$$\cos \varphi_m = \frac{1,41}{\sqrt{B}}. \quad (16)$$

Bei der Herleitung von (15) ging MALMFORS von der ALFVENSchen Voraussetzung aus, daß die Elektronen längs der magnetischen Feldlinien von der nördlichen zur südlichen Halbkugel der Erde hin- und herpendeln. Er betrachtete Elektronen, die in dem angenommenen Punkt starten, in dem die resultierende Driftgeschwindigkeit Null ist, und nahm die Richtung des elektrischen Feldes in Übereinstimmung mit der in der experimentellen Anordnung an. Auch diese Kurve liegt bei größeren Kraftflußdichten im gleichen Bereich wie die beiden STÖRMERSchen Kurven.

Mit den elektrischen Potentialverhältnissen verändern auch die Elektronen in der unselbständigen Entladung ihre Geschwindigkeit und damit ihre mittlere Entfernung von der Terrella. Die Elektronen besitzen in den Bereichen der Äquatorebene den geringsten Abstand von der Terrella, in denen sie die größte kinetische Energie haben. Werden die Sekundärteilchen in einem Gebiet energiereicher Primärelektronen erzeugt, so erreichen sie die Terrella in der Nähe des magnetischen Äquators, entstehen sie in einem Bereich energiereicherer Elektronen, gelangen sie in die Nähe der Pole. Die Abbildungen 46 bis 50 zeigen die Abhängigkeit der Polarwinkel von der Anodenspannung für fünf verschiedene Kraftflußdichten. Sie bestätigen die vorangestellte Überlegung. Die größten Abweichungen zwischen zwei sich entsprechenden Polarwinkeln liegen

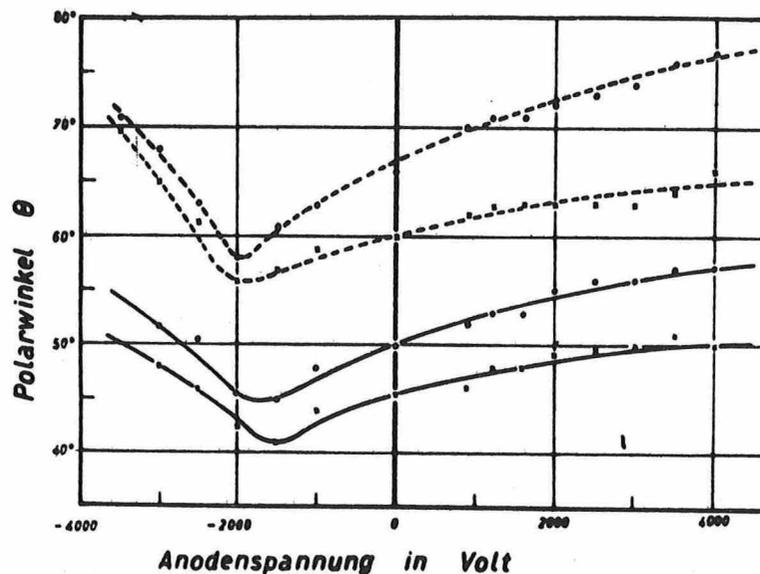


Abb. 46: $\theta = F(U_A)$, $B = 500$ Gauß, $U_K = 2000$ V

°-° größter Polarwinkel der Ringe, x-x kleinster Polarwinkel der Ringe,
 — gemessen am äußeren Rand, ---- gemessen am inneren Rand

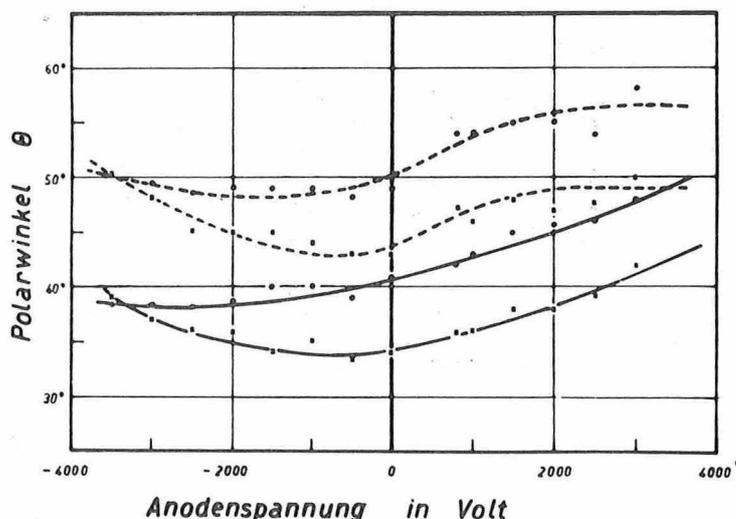


Abb. 47: $\theta = F(U_A)$, $B = 1000$ Gauß, $U_K = 2000$ V
 Kennzeichnung wie in Abb. 46

erwartungsgemäß für einen Ring immer im Falle höchster Anodenspannung vor. Der Verlauf der Kurven in den Abbildungen 46 bis 50 zeigt außerdem, daß die Anode mit sinkender Anodenspannung immer stärker als Katode fungiert. Da die Elektroneneinschußstelle auf der Katode liegt, ist es verständlich, daß die Anode die Rolle der Katode erst bei Anodenspannungen übernimmt, die erheblich unter dem erwarteten Wert -2000 V - liegen.

Aus Abb. 38 ist zu entnehmen, daß die Exzentrizitäten mit wachsender Kraftflußdichte zunächst stark, dann immer schwächer zunehmen. Das ist auf den bereits mehrfach erwähnten Zusammenhang zurückzuführen, daß die Elektronen um so eher wirksam vom Magnetfeld erfaßt werden, je größer die magnetische Induktion ist. Sie gelangen dadurch während eines zonalen Umlaufes in Bereiche stärker differierender Geschwindigkeiten und bewirken so die größeren Exzentrizitäten. Damit wird außerdem verständlich, daß die Exzentrizität bei steigender Kraftflußdichte einem Höchstwert zustrebt. Die größten Werte und die stärksten Zuwachsraten ergeben sich erwartungsgemäß für die höchste Anodenspannung.

Die Beziehung zwischen der Exzentrizität der Leuchtringe und der Anodenspannung geht aus den Abbildungen 51 bis 54 hervor. Den Kurven für unterschiedliche magnetische Induktionen ist gemein, daß die exzentrische Lage der Fluoreszenzringe mit wachsender Anodenspannung zunächst etwa linear zunimmt, dann einem Maximum bei etwa 2000 V zustrebt und danach schwach abnimmt. Nur bei der geringsten magnetischen Induktion von 500 Gauß treten Abweichungen von diesem Verlauf auf. Die Linie ---- in Abb. 53 entspricht dem Verlauf von ϵ' , die Linie ····· dem von ϵ . Die Kurve — stellt ebenso wie auch beide Kurven in der folgenden Abbildung die mittlere Exzentrizität in Abhängigkeit von der Anodenspannung dar. Da sich die Exzentrizitäten zwangsläufig aus den bereits diskutierten Polarwinkeln ergeben, entsprechen sie den aus der Vorstellung von der Elektronenbewegung erwachsenden Erwartungen.

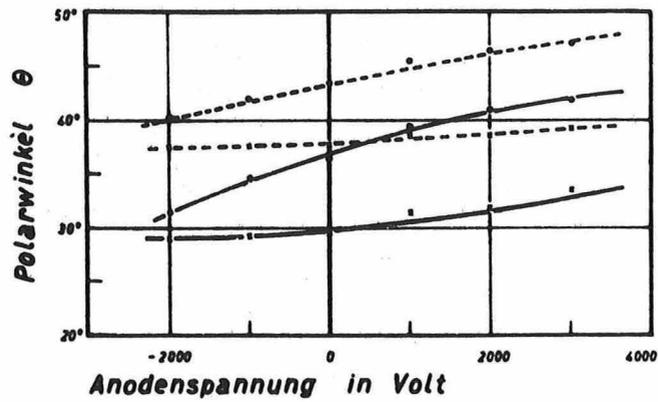


Abb. 48: $\theta = F(U_A)$, $B = 1510$ Gauß, $U_K = 2000$ V, Kennzeichnungen wie in Abb. 46

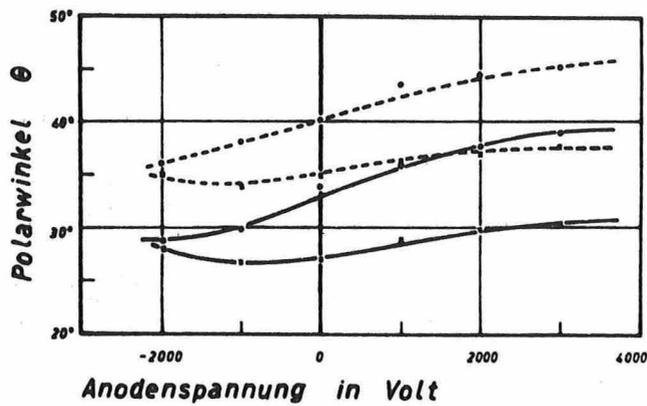


Abb. 49: $\theta = F(U_A)$, $B = 2020$ Gauß, $U_K = 2000$ V, Kennzeichnungen wie in Abb. 46

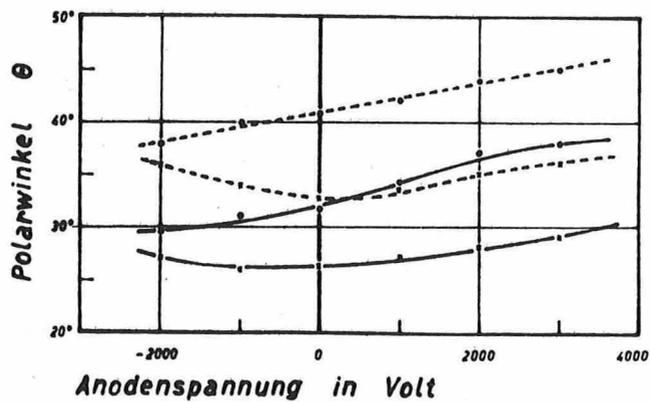


Abb. 50: $\theta = F(U_A)$, $B = 2530$ Gauß, $U_K = 2000$ V, Kennzeichnungen wie in Abb. 46

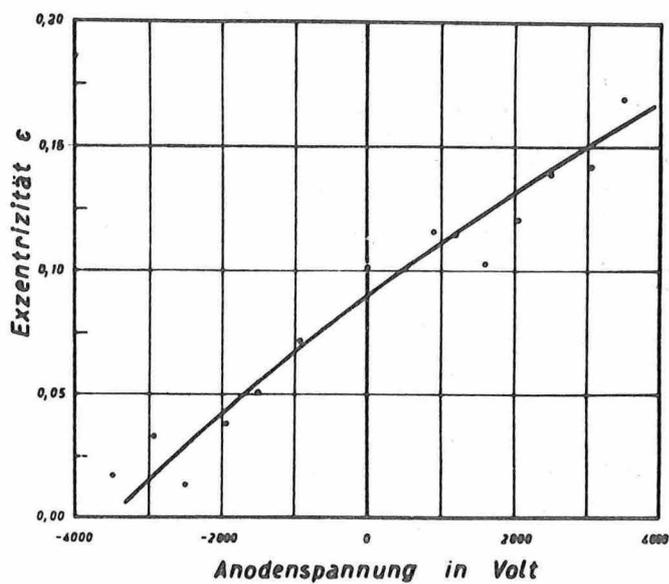


Abb. 51: $\epsilon = F(U_A)$, $B = 500$ Gauß, $U_K = 2000$ V

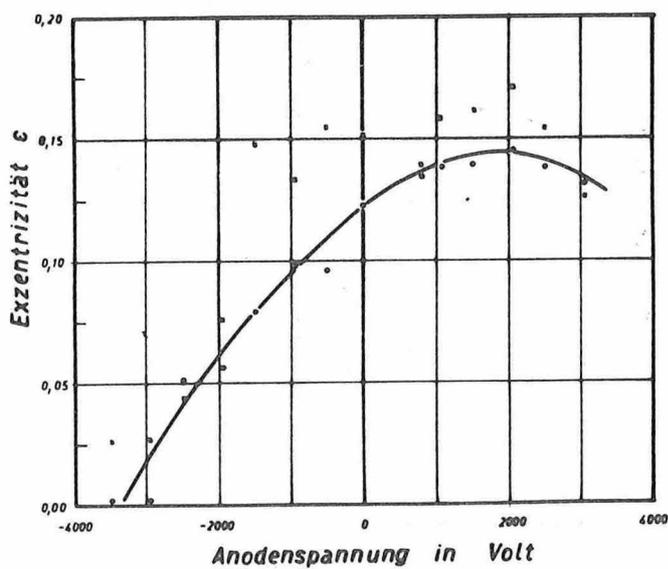


Abb. 52: $\epsilon = F(U_A)$, $B = 1000$ Gauß, $U_K = 2000$ V

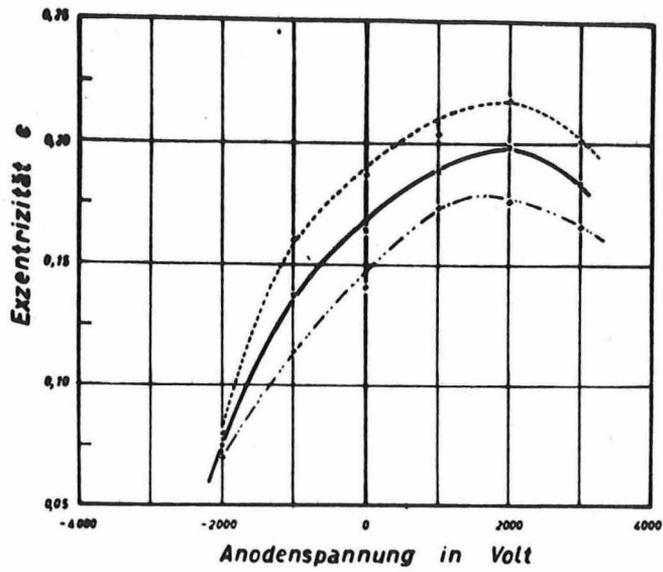


Abb. 53: $\epsilon = F(U_A)$, $B = 1510$ Gauß, $U_K = 2000$ V
 Kennzeichnung der Kurven geht aus dem Text hervor

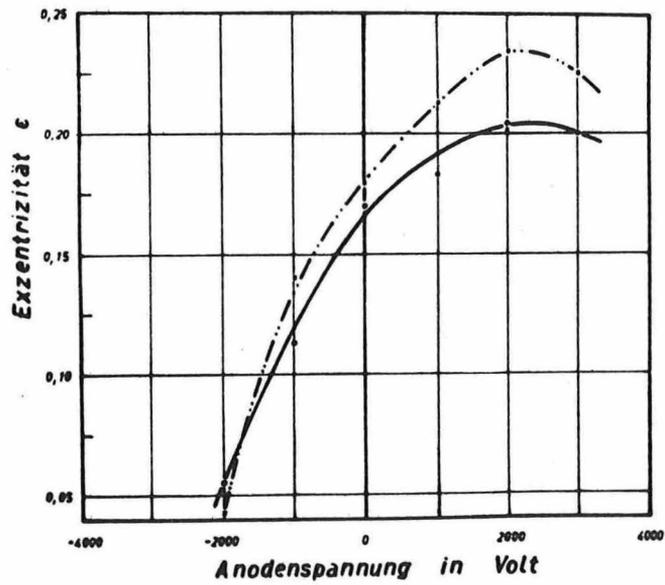


Abb. 54: $\epsilon = F(U_A)$, — $B = 2020$ Gauß, ····· $B = 2530$ Gauß, $U_K = 2000$ V

Bei geringerem Elektrodenabstand erreichen die Exzentrizitäten wesentlich größere Werte (Abb. 34). Das wird vor allem dadurch bedingt, daß sich die Elektronen in Bereichen stärkerer magnetischer Felder bewegen.

1.2.2.3. Abweichungen der Vorgänge in der unselbständigen elektrischen Entladung von denen in der selbständigen Entladung

Wie die durchgeführten Experimente zeigen, weichen die Leuchterscheinungen und die Bahnen der Ladungsträger in der unselbständigen Entladung in nur geringem Maße von denen in der selbständigen Entladung ab. Die beobachteten Unterschiede in Art, Form und Lage der Leuchtgebilde sind auf die größere mittlere freie Weglänge bei dem geringeren Druck und auf die unterschiedlichen Potentialverhältnisse zurückzuführen. Der höhere Druck im Bereich der selbständigen Entladung hat gestörtere Bahnen der Ladungsträger zur Folge. Es treten verbreiterte und diffuse Leuchterscheinungen auf, die Fluoreszenzringe sind nur teilweise ausgeprägt. Arbeitet man mit einem so niedrigen Druck, daß die selbständige elektrische Entladung gerade noch brennt, so verschwinden diese Unterschiede fast völlig. Als wichtige Ursachen der veränderten Erscheinungen im Falle der unselbständigen Entladung bleiben damit im wesentlichen nur die Drift infolge des elektrischen Feldes und die allmähliche Beschleunigung der Ladungsträger im gesamten Untersuchungsraum. Es muß allerdings auch hierzu einschränkend bemerkt werden, daß im Falle einer selbständigen Entladung bei kleinem Druck der Katodenfallraum den größten Teil des Entladungsgebietes einnimmt. Die Elektronen werden somit ebenfalls über große Strecken allmählich beschleunigt und driften infolge des elektrischen Feldes in Gebiete größerer magnetischer Induktion. Die einzige wesentliche Abweichung liegt damit in der Möglichkeit, bei der unselbständigen elektrischen Entladung die elektrischen Potentialverhältnisse in weiten Grenzen willkürlich vorgeben und dadurch die Exzentrizität in starkem Maße verändern zu können.

1.2.2.4. Kritische Einschätzung der Ergebnisse und Ansichten BLOCKs

Auch für den Bereich der unselbständigen Entladung nimmt BLOCK an, daß die Erscheinungen auf Elektronen zurückgehen, die in einem Gebiet zwischen Katode und Terrella starten, in dem die resultierende Driftgeschwindigkeit Null ist. Bereits der Versuch, die Entladung durch Einbringen einer Platte in die Äquatorebene zum Verlöschen zu bringen, scheitert wie im Falle höherer Drücke und spricht gegen den angenommenen Mechanismus. Die Deutung BLOCKs, daß die Platte eine Variation des elektrischen Feldverlaufs bewirkt und sich dadurch der Ursprung der Ladungsträger ändert, begründet er in keiner Weise. Auch die zwei fluoreszierenden Stellen auf der Terrellaoberfläche deutet BLOCK wie in der selbständigen Entladung.

Die aus den Experimenten der vorliegenden Arbeit resultierende Beschreibung der Vorgänge ordnet die Erscheinungen in leicht erklärbarer Weise ein, so daß auf die BLOCKschen Ergebnisse bei den unterschiedlichen Blendenanordnungen hier nur verwiesen werden soll [13]. Daß sie sich in der selbständigen und der unselbständigen Entladung weitgehend entsprechen, ist ein weiterer Beweis für die analogen Verhältnisse in beiden Entladungsformen.

Wie bereits in 1.2.2.2. ausgeführt, stimmen die Werte für die magnetische Breite auf der Terrella gut mit denen überein, die sich aus der STÖRMERSchen und der ALFVENSchen Theorie ergeben. Zu dem gleichen Ergebnis kam BLOCK [13]. Die geringen Abweichungen von der nach ALFVEN berechneten Kurve waren ein weiterer Grund für ihn, die Terrellaexperimente als Stütze der ALFVENSchen Betrachtungen zu werten.

Die Abbildungen 43 bis 45 zeigen jedoch, daß die entsprechenden Wertepaare so dicht beieinander liegen, daß eine derartige Entscheidung ungerechtfertigt erscheint. Bedenkt man, daß in keine der Berechnungen der im Experiment verwendete Elektrodenabstand eingeht, so muß die gute Übereinstimmung mit der gemessenen magnetischen Breite als rein zufällig bezeichnet werden. Die ALFVENSche Kurve steigt z. B. mit der magnetischen Induktion weiter an, so daß sie bei 10000 Gauß schon die Breite überschritten hat, die die Elektronen bei dem gewählten Versuchsaufbau maximal erreichen können. Bei Kraftflußdichten von der Größenordnung von 100000 Gauß an den Polen der Terrella betragen die Abweichungen schon mehr als 10° .

Über den Einfluß des elektrischen Potentials auf die Lage der Leuchterscheinungen auf der Terrella hat bereits BLOCK einige Meßwerte veröffentlicht. Bei unveränderter Spannung zwischen Katode und Anode variierte er das Potential der Terrella. Während sich aus Messungen im Rahmen vorliegender Arbeit für die Polarwinkel ein ähnlicher Verlauf ergibt, weicht der der Exzentrizität in Abhängigkeit vom Spannungsverhältnis erheblich von dem BLOCKschen ab. In Abb. 55 ist die Exzentrizität für den Fall über dem Spannungsverhältnis aufgetragen, daß die Katodenspannung unverändert 2000 V beträgt. Sie läßt erkennen, daß die von BLOCK [15] vorausgesagte starke Zunahme der Exzentrizität für Spannungsverhältnisse $V_a/V_d > 0,5$ nicht auftritt. Auch die Aussage, daß bei $V_a/V_d > 0,55$ eine selbständige Entladung beobachtet wird, erweist sich als unzutreffend. Der Umschlag von der unselbständigen in die selbständige Entladung vollzieht sich nur bei einem relativ hohen Druck und starker Ionisation bei dem Wert 0,55. Es gelang, noch bei Spannungsverhältnissen über 0,7 eine unselbständige Entladung zu erzeugen (Abb. 55).

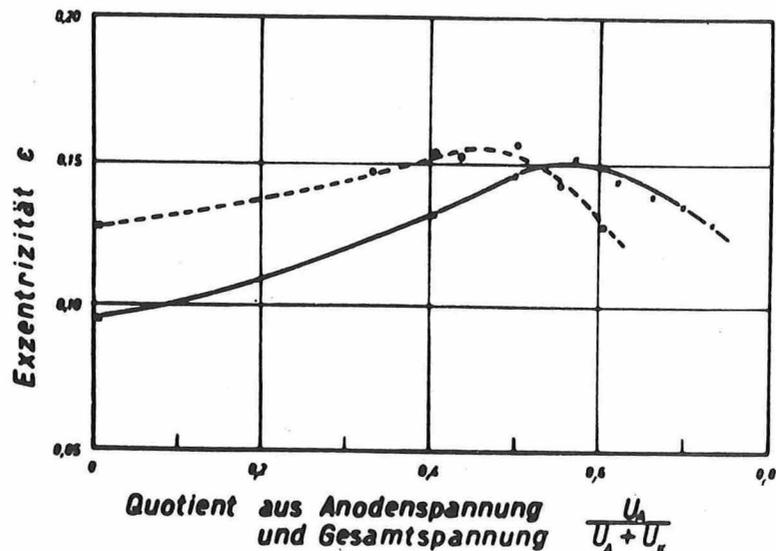


Abb. 55: Abhängigkeit der Exzentrizität vom Verhältnis Anodenspannung zur Gesamtspannung

- B = 500 Gauß, $U_K = 1500$ V
- - - - B = 1000 Gauß, $U_K = 1500$ V

Die Ergebnisse der Experimente und die voranstehenden Betrachtungen zeigen, daß die von BLOCK zur Begründung seiner Ansicht, die wesentlichen Züge der Entladung würden durch "niederenergetische" Bahnen bestimmt, unter 1.1.1.4. angeführten Punkte nicht zutreffend bzw. stichhaltig sind. Außer seiner Aussage "These results indicate very clearly that ALFVEN's auroral theory is applicable to the model experiments" [16] muß auch die Meinung zurückgewiesen werden, daß der neutrale Teilchenstrom, der von der Sonne ausgeht, den Hauptunterschied zwischen Natur und Experiment darstellt. BLOCK übersieht, daß sich die größte Abweichung dadurch ergibt, daß er der Transformation der Stromstärke in keiner Weise Rechnung trägt. Er äußert, daß es nur wichtig sei, die Teilchenbahnen im vorgegebenen Modell zu ermitteln, wobei die Ergebnisse dann unmittelbar auf die Natur zu übertragen sind. Bei den im Modell gewählten Stromstärken kommt es aber gegenüber den Vorgängen in der Umgebung der Erde zu keiner nachweisbaren Beeinflussung des Magnetfeldes durch die Ladungsträger.

1.3. Die Terrellaexperimente in der selbständigen und unselbständigen elektrischen Entladung als Analogieversuche zu geomagnetischen Erscheinungen

1.3.1. Beziehungen zwischen den durchgeführten Experimenten und den geomagnetischen Erscheinungen

1.3.1.1. Abweichungen der experimentellen Parameter von den durch die Ähnlichkeitstransformation bestimmten

Will man mit einem Versuchsaufbau, ähnlich dem von MALMFORS und BLOCK, die Verhältnisse im Kosmos so nachbilden, daß sowohl die Voraussetzungen für das Auftreten der STÖRMERSchen Bahnen als auch der von ALFVEN angenommenen Vorgänge vorhanden sind, so folgen daraus bestimmte Anforderungen. Einige der wesentlichsten seien nachfolgend angeführt.

Der Terrelladurchmesser von 89,5 mm bedingt einen Längentransformationsfaktor k_1 von $1,42 \cdot 10^8$. Daraus ergibt sich für den Abstand des teilchenerzeugenden Systems von der Terrella etwa 10^3 m. Da allerdings der Einfluß des Magnetfeldes der Terrella in einer solchen Entfernung sehr klein ist, läßt sich dieser Abstand sicher um mehr als eine Größenordnung verringern, ohne daß dadurch wesentliche Abweichungen zustandekommen. Sollen die Elektronenbahnen auch im Modell von Elektronen durchlaufen werden, so ergibt sich für die Transformationsfaktoren von Masse und Ladung k_m und k_q der Wert 1. Nimmt man die Geschwindigkeit der Elektronen in der Natur zu 10^6 m/s an, was einer Energie von etwa 3 eV entspricht, und beachtet, daß zur Erzeugung der Gasentladung eine Spannung in der Größenordnung 100 V erforderlich ist, so bedingt das eine magnetische Induktion der Terrella von etwa $1 \cdot 10^9$ Gauß. Sollen dagegen die Bahnen der positiven Ionen mittels Elektronen nachgebildet werden, so ist für Ionen der gleichen Geschwindigkeit nur eine Kraftflußdichte von ca. $1 \cdot 10^7$ Gauß an den Polen der Terrella erforderlich. Auch die Entladungsstromstärke muß in den Experimenten um einige Größenordnungen höher liegen. Nimmt man eine Ladungsträgerdichte von 10 pro cm^3 in der Natur an [62], so würden bei einer Geschwindigkeit von 10^6 m/s $1,3 \cdot 10^{27}$ Teilchen je Sekunde auf die Erdoberfläche treffen, wenn das Magnetfeld der Erde nicht wirksam wäre. Das entspricht einem Strom von etwa $2 \cdot 10^8$ A. Im Modell müßte der Strom im Falle der nachgeahmten Elektronenbahnen $2 \cdot 10^{11}$ A betragen, der unter den gleichen Bedingungen zur Terrella gelangt. Für den Fall, daß die Ionenbahnen mittels Elektronen nachgebildet werden, liegt er immer noch bei $1 \cdot 10^3$ A. Bedenkt man, daß der Elektrodendurchmesser 10 m betragen müßte, so be-

deutet das, daß die Gesamtteilchenströme noch um einige Größenordnungen höher liegen müßten. Eine gewisse Verringerung der magnetischen Induktion und des Katodendurchmessers wäre allerdings vertretbar. Die Verkleinerung der magnetischen Induktion ließe dann auch eine Verringerung des Trägerstromes zu.

Diese Abschätzungen zeigen, daß die benutzten experimentellen Parameter z. T. um viele Größenordnungen von den Werten abweichen, die sich aus der Ähnlichkeitstransformation ergeben. Bereits die wenigen hier angeführten Anforderungen an das Analogieexperiment bestätigen die Aussage HÄNSELs [39], daß es z. Z. unmöglich ist, die wesentlichsten Züge der geomagnetischen Erscheinungen in einem Modell wiederzugeben. Eine gewisse Verbesserung verspricht das Arbeiten mit Stoßentladungen. Auf diese Möglichkeit wird unter 2. näher eingegangen werden.

1.3.1.2. Beziehungen zwischen den durchgeführten Experimenten und der STÖRMERSchen und der ALFVENSchen Theorie

Wenngleich die vorangegangenen Abschätzungen beweisen, daß die Bedingungen in den Analogieexperimenten schroff von denen abweichen, die sie modellmäßig nachbilden sollen, so muß doch untersucht werden, in welchem Verhältnis sie zur STÖRMERSchen und ALFVENSchen Theorie der Polarlichter stehen. Die von der Katode ausgehenden Elektronen bewegen sich auf Bahnen, die ähnlich denen sind, die STÖRMER berechnet hat. Aber nur wenige von ihnen erreichen die Terrellaoberfläche und deuten dort die Lage der Polarlichtzonen an, die sich nach STÖRMER ergeben würde. Der geringe Abstand der Katode von der Terrella ist dabei von entscheidendem Einfluß. Er bedingt sowohl bei genügend großer magnetischer Induktion die Lage der Auftreffstellen als auch, daß die Teilchen das Erdmodell nur in einem kleinen Gebiet auf dessen "Tagseite" erreichen. Die modellmäßig nachgebildeten Polarlichtzonen werden nicht direkt durch Elektronen hervorgerufen, die sich auf STÖRMERSchen Bahnen bewegen. Dabei treten zwar Bahnen auf, die den von STÖRMER berechneten ähnlich sind, sie führen aber nicht in der von ihm angegebenen Weise zu den Polarlichtzonen. Deshalb können die Experimente nicht als Analogieversuche zu geophysikalischen Erscheinungen auf der Grundlage der STÖRMERSchen Theorie gewertet werden.

Vergleicht man die gewählte Versuchsanordnung mit den Voraussetzungen der ALFVENSchen Theorie, so fallen beträchtliche Abweichungen auf. Im Analogieexperiment fehlt das als homogen vorausgesetzte Magnetfeld der Sonne. Die Teilchen bewegen sich hier im wesentlichen in Richtung des elektrischen Feldes. Außerdem nimmt ALFVEN Raumladungen an, die durch Ladungstrennung des vorher quasineutralen Teilchenstrahls entstehen. Im Modell bewirkt dagegen die große Zahl der sich auf periodischen Bahnen bewegendenden Elektronen in einigen Gebieten eine intensive Ionisation.

Wegen der abweichenden Bedingungen und der zu einem großen Teil andersartigen Prozesse im Modell können diese Experimente nicht in dem von MALMFORS, BLOCK und ALFVEN angegebenen Sinne als Analogieversuche zu den kosmischen Erscheinungen gelten, auch wenn die Ergebnisse weitgehend mit denen der Theorie ALFVENS übereinstimmen. Außerdem ergeben sich für die Exzentrizitäten der Polarlichtertrinne nur dann brauchbare Werte, wenn die Potentialverhältnisse in der unselbständigen Entladung geeignet gewählt werden.

1.3.1.3. Eine mögliche Deutung der durchgeführten Experimente als Analogieversuche

Die Darlegungen in den beiden vorangegangenen Abschnitten zeigen, daß es infolge der Versuchsanordnung nicht möglich ist, die Aussagen der STÖRMERSchen oder der ALFVENSchen Theorie mit den Ergebnissen der Versuche von MALMFORS und BLOCK zu ver-

gleichen. Dennoch ist es möglich, auf Grund der beschriebenen Ladungsträgerbewegungen gewisse Analogien zwischen den kosmischen Erscheinungen und den Vorgängen in den Analogieexperimenten zu finden. So kann man z. B. die durchgeführten Versuche in folgender Weise als Analogieexperimente deuten.

Sowohl in der selbständigen als auch in der unselbständigen elektrischen Entladung bewegen sich die Elektronen bei genügend starkem magnetischem Feld zu einem großen Teil in periodischen Bahnen um die Terrella. Dabei bleibt äquatorial um die Terrella eine ringförmige elektronenfreie Wulst. Im Falle der unselbständigen Entladung läßt sie sich durch Variieren der Spannungsverhältnisse zwischen den Elektroden und der Terrella so verformen, daß ihre innere Grenze in der Äquatorebene stark der Randkurve der verbotenen Zone nach der ALFVENSchen Theorie ähnelt. Dabei wird der Durchmesser der Wulst vom Abstand zwischen Katode und Terrella bestimmt. Die verschlungenen Bahnen der Elektronen führen dicht über der Wulstoberfläche zu einer beträchtlichen Ionisation des Neutralgases. Ein großer Teil der dabei erzeugten Ladungsträger gelangt in der schon beschriebenen Weise in das Gebiet der Polarlichtzonen auf der Terrella. Damit stellen letztere die Projektion der Randkurve der verbotenen Zone längs der magnetischen Feldlinien auf die Terrellaoberfläche dar. Betrachtet man also die experimentelle Anordnung nur als Mittel zur Erzeugung eines ladungsträgerreichen Gebietes in bestimmtem Abstand und von gewünschter Form um die Terrella, so können die dadurch bedingten Vorgänge als modellmäßige Nachbildung eines Teils der Prozesse angesehen werden, die auf die Theorie ALFVENS zurückgehen.

1.3.2. Ausblick auf weitere experimentelle Anordnungen, die den kosmischen Verhältnissen näherkommen

Für weitere experimentelle Anordnungen ergeben sich zwei mögliche Wege, die modellmäßige Nachbildung der kosmischen Erscheinungen zu verbessern. Der erste Weg verläuft im Sinne der zuletzt gegebenen Deutung der MALMFORS-BLOCKschen Terrellaexperimente als Analogieversuche. Er geht von dem Verzicht aus, alle wesentlichen Züge der Realität in einem Experiment widerspiegeln zu wollen. Dadurch brauchen nur die für die jeweilige Untersuchung wesentlichen physikalischen Größen den Ähnlichkeitstransformationen zu genügen. So kommt es z. B. in dem zuletzt betrachteten Fall nicht auf eine richtige Transformation der Stromstärke an. Auch brauchen sich die Elektroden nur in einem solchen Abstand von der Terrellaoberfläche zu befinden, daß sich ein elektronenfreies Gebiet des erforderlichen Durchmessers ausbilden kann. Von der magnetischen Induktion der Terrella muß nur gefordert werden, daß der Elektronenzyklotronradius in der Nähe der Katode in der Größenordnung von einem Zentimeter liegt.

Dieser erste Weg läßt jedoch nicht viel mehr an Ergebnissen zu als die Schlußfolgerung, ob ein erwarteter Mechanismus auftreten kann oder nicht. Durch die stark vereinfachte und von den Forderungen der Ähnlichkeitstransformation abweichende Anordnung ist die Aussagekraft derartiger Analogieexperimente beschränkt. Deshalb liegt der zweite Weg näher, die aus den Transformationsbeziehungen folgenden Werte so weit wie möglich anzunähern. Bereits unter 1.3.1.1. wurde erwähnt, daß das mittels Stoßentladungen in beschränktem Maße möglich ist. Dieser Weg soll mit den im folgenden beschriebenen Experimenten gegangen werden.

2. Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und durch Stoßentladung erzeugten Ladungsträgern

2.1. Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und einem quasineutralen Plasma

2.1.1. Zusammenstellung der wichtigsten bisher erprobten Anordnungen und ihrer Ergebnisse

2.1.1.1. BOSTICKs Plasmoidversuche

BOSTICK entwickelte eine Plasmaquelle, die es gestattet, Plasmawolken mit charakteristischen Eigenschaften, sogenannte "Plasmoide", zu erzeugen [18]. Hauptbestandteil dieser Plasmakanone ist ein zylinderförmiger Isolierstoffkörper. An seiner Stirnfront stehen sich zwei Metallelektroden in geringem Abstand gegenüber. Wird jede Elektrode der im Hochvakuum angeordneten Plasmaquelle mit einem Pol eines geladenen Kondensators verbunden, so bildet sich eine toroidale Plasmawolke aus. Sie bewegt sich mit einer Translationsgeschwindigkeit von etwa 20 km/s, besteht aus Metallionen, Ionen des Füllgases und Elektronen und führt ein eigenes Magnetfeld mit sich.

BOSTICK und Mitarbeiter untersuchten die Wechselwirkung derartiger Ladungsträgerwolken mit Magnetfeldern, speziell auch mit einem zweidimensionalen und dreidimensionalen Dipolfeld [18 - 25, 46, siehe auch 66]. Hierbei erwiesen sich der geringe Durchmesser und die nicht ebene Plasmafront für Analogieversuche zu geomagnetischen Erscheinungen besonders nachteilig. Eine gewisse Verbesserung ergab sich bei der gleichzeitigen Verwendung mehrerer Plasmaquellen. Die photographischen Aufnahmen zeigten, daß der magnetische Dipol von einer magnetischen "Höhlung" umgeben ist, d. h., es tritt eine Staufront des ankommenden Plasmas auf. Innerhalb dieser "Höhlung" liegt ein weiteres, schwach leuchtendes Gebiet, das an die VAN ALLENSchen Strahlungsgürtel erinnert.

Der Vorzug der BOSTICKschen Anordnung gegenüber der von MALMFORS und BLOCK besteht nicht nur in der Berücksichtigung der Forderung, die sich aus der Ähnlichkeitstransformation für den Ladungsträgerstrom ergibt, sondern auch im neutralen Teilchenstrom und seiner geringen Geschwindigkeit.

2.1.1.2. Experimentelle Anordnungen mit Koaxialkanonen (Übersicht)

Mittels Koaxialkanonen gelang es, Plasmawolken größerer Durchmesser herzustellen. Diese Plasmaquellen bestehen aus zwei zylinderförmigen Elektroden unterschiedlichen Durchmessers, die koaxial angeordnet sind. Zur Zündung benutzten BOSTICK und Mitarbeiter [22] ein Plasmoid, das in der Nähe der Plasmaquelle von einer Schaltkanone erzeugt wurde. KAWASHIMA und FUKUSHIMA [50] ließen mittels eines schnellarbeitenden Ventils eine bestimmte Heliummenge aus der inneren Elektrode in den Entladungsraum treten. In einer anderen Anordnung [49] war der Untersuchungsraum teilweise von der Plasmaquelle abgetrennt. Dadurch gelang es, den zur Zündung erforderlichen Druck in der Plasmakanone aufrechtzuerhalten. Auch zur Erzeugung des Magnetfeldes der Kugelspule wurde eine Kondensatorenbatterie verwendet. Tabelle 5 enthält die wichtigsten Angaben für einige experimentelle Anordnungen. Die wenigen anderen in der Literatur beschriebenen Versuchsaufbauten weichen nur geringfügig von den angegebenen ab. In der Tabelle fallen vor allem die geringen Durchmesser

der Plasmaquellen und der Kugelspulen auf. Die erreichten Plasmageschwindigkeiten liegen alle in der Größenordnung $1 \cdot 10^6$ cm/s.

Tabelle 5: Daten erprobter experimenteller Anordnungen

Autoren	BOSTICK, BYFIELD, NAKAGAWA, WEILLS [22]	KAWASHIMA, FUKUSHIMA [50]	OSBORNE, BACHYSNKI, GORE [61, 62]	GLADIS, MILLER, BASKETT [32]
Art der Plasmaquelle	Koaxialkanone	Koaxialkanone	Koaxialkanone	Koaxialkanone
Durchmesser der Plasmaquelle	2,5 cm	10 cm	15 cm	
Kapazität der Kondensatoren	7,5 μ F	10 μ F	40 μ F	1,0 μ F
Spannung der Kondensatoren	3 kV	20 kV	12 kV	
Energie der Kondensatoren	34 J	2000 J	3000 J	
Entladungszeit	10 μ s	10 μ s	40 μ s	
Art der Zündung	durch Hilfsentladung mittels "Knopfkanone"	durch Gas-einlaß	durch Hilfsentladung mittels "Knopfkanone"	durch Gas-einlaß
Geschwindigkeit des Plasmas	$2 \cdot 10^6$ cm/s	$1-5 \cdot 10^6$ cm/s	$2 \cdot 10^6$ cm/s	$6 \cdot 10^6$ cm/s
Ionenart	vorwiegend Kupferionen	Heliumionen	vorwiegend Bariumionen	Wasserstoffionen
Elektronen- bzw. Ionendichte	$1 \cdot 10^{14}$ cm ⁻³	$10^{14}-10^{15}$ cm ⁻³	$2 \cdot 10^{13}$ cm ⁻³	$5 \cdot 10^{12}$ cm ⁻³
Druck im Untersuchungsgefäß	10^{-4} Torr	$10^{-5} - 10^{-6}$ Torr	$10^{-5}-10^{-6}$ Torr	$2 \cdot 10^{-6}$ Torr
Abstand Kanone-Erdmodell	12 cm	70 cm	70 cm	62 cm
Art des Erdmodells	lange Spule	Kugelspule	Kugelspule	kugelförmiger Keramikmagnet oder Spule
Durchmesser des Erdmodells	5 cm	2 cm	6 cm	5,80 cm (Magnet) 12 cm (Kugelspule)
Erzeugung des Magnetfeldes	durch Entladen eines Kondensators	durch Entladen eines Kondensators	durch Entladen eines Kondensators	durch Entladen eines Kondensators
Größe der Kapazität	320 μ F	250 μ F	225 μ F (1 kV)	105 μ F (10 kV)
Erreichte magnetische Induktion	2500 Gauß in 1 cm Abstand von der Spule	20000 Gauß am Äquator	2000 Gauß am Äquator	
Entladungszeit	270 μ s	500 μ s	1500 μ s	

2.1.1.3. Formen der Wechselwirkung zwischen Plasmawolken und magnetischem Dipolfeld

Abhängig von der Art des Plasmastromes wurden zwei Formen der Wechselwirkung zwischen Plasma und magnetischem Dipolfeld beobachtet.

- die Standoff-Wechselwirkung [60]. Dabei wird das ankommende Plasma im Abstand einiger Radien von der Terrella vollständig ferngehalten.
- die Injection-Wechselwirkung [32, 24, 50]. Das Plasma dringt in diesem Fall an einigen Stellen bis zur Terrella vor.

Beide Typen der Wechselwirkung wurden sowohl durch photographische Verfahren (Abb. 56) als auch durch Magnetfeldmessungen registriert. Welche der beiden Wechsel-

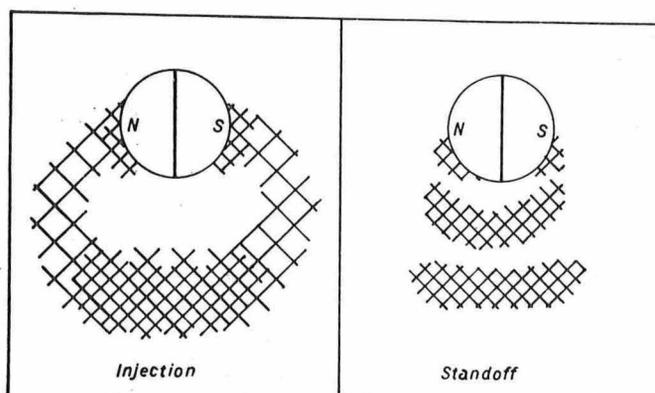


Abb. 56: Lage der leuchtenden Gebiete bei der Injection- und der Standoff-Wechselwirkung nach OSBORNE

wirkungsformen auftritt, hängt von der Energie, die auf der Kondensatorenbatterie gespeichert war, und damit von den Plasmaeigenschaften ab. Bei hohen Energien bilden sich drei charakteristische sichtbare Regionen. Der zur Plasmaquelle gerichtete Teil rührt primär von dem ankommenden Plasmastrom her und markiert die Grenze des magnetischen Feldes. Die diskreten inneren Regionen umfassen einen "Quasi VAN ALLEN Belt" sowie in der Nähe eines jeden magnetischen Pols eine Entladungsregion.

Nimmt die Energie der Kondensatorenbatterie bezogen auf die bei der Standoff-Wechselwirkung ab, so gehen die Erscheinungen allmählich in die über, die für die Injection-Wechselwirkung charakteristisch sind. Dabei verschmelzen die beiden Hauptleuchtregionen miteinander. Gleichzeitig bilden sich in hohen magnetischen Breiten Bahnen für das Eindringen des ankommenden Plasmas in die magnetische Höhlung.

Das Magnetfeld nimmt im Innern der Höhlung durch deren Ausbildung und die Kompression an Stärke zu. Außerhalb wächst es anfänglich durch das Hinwegjagen der Plasmafront stark an, um sich danach dem Werte Null zu nähern. Maximal wurde eine Verstärkung um den Faktor 2,7 erzielt [61, 62]. Er kommt der theoretischen Grenze von 2,82, wie sie MIDGELY und DAVIS [57] und SLUTZ [67] berechneten, sehr nahe.

2.1.2. Experimentelle Untersuchungen mit einer koaxialen Plasmaquelle

In den folgenden Abschnitten werden Experimente beschrieben, in denen das bewegte Plasma mit einer Koaxialkanone erzeugt wird. Infolge der Größe der Terrella erscheint es erforderlich, mit einem Durchmesser der Plasmaquelle zu arbeiten, der von keiner der bisher in diesem Zusammenhang bekanntgewordenen Anordnungen erreicht wird. Daher muß zunächst geprüft werden, ob eine Koaxialkanone mit so großem Querschnitt für die Untersuchungen brauchbare Plasmawolken erzeugt. Die Erscheinungen, die unter Verwendung eines so dimensionierten Plasmas beobachtet werden, sind dann für einen Vergleich bei den Untersuchungen mit den neuartigen ladungsträgererzeugenden Systemen wertvoll.

2.1.2.1. Erzeugung von bewegten Plasmawolken mit einer Koaxialkanone

Die für die folgenden Untersuchungen benutzte Plasmaquelle besteht aus einem zylinderförmigen Glasgefäß von 22 cm Innendurchmesser und 30 cm innerer Höhe. Als Elektroden dienen zwei Kupferrohre von 22 cm und 2 cm Durchmesser bei 20 cm und 24 cm Länge. Sie sind entsprechend Abb. 57 koaxial im Glaszylinder angeordnet. Nach unten ist der Zylinder vollständig geschlossen, nach oben deckt ein weitmaschiges, gut geerdetes Eisendrahtnetz von 1 mm Drahtdurchmesser, das bis zur Rezipientenwandung reicht, die Plasmaquelle ab. Damit ist sie magnetisch gegen das Terrellfeld abgeschirmt, und der Untersuchungsraum ist elektrisch feldfrei. Die Spannungsquelle liegt gegenüber der Erde auf unbestimmtem Potential. Es kann daher keine erhebliche Nachbeschleunigung der Ladungsträger im Gebiet zwischen den Kupferelektroden und dem Eisendrahtnetz auftreten.

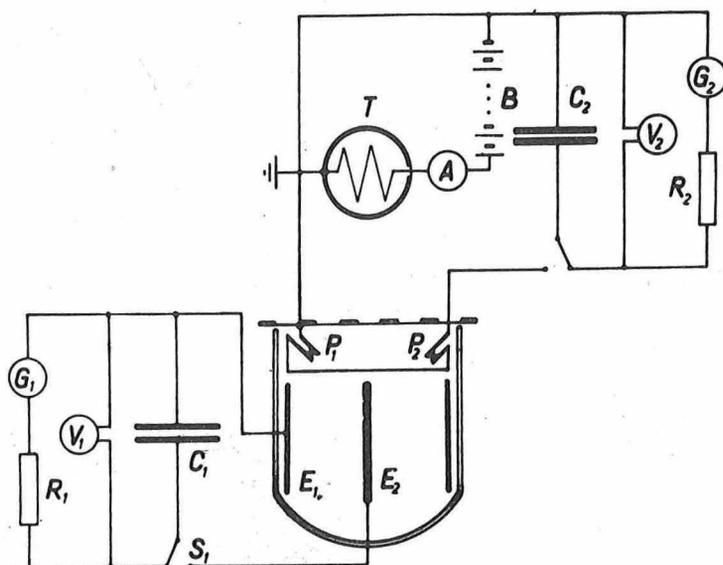


Abb. 57: Anordnung zur Erzeugung eines quasineutralen Plasmastrahls (Koaxialkanone)

T	Terrella	B	Akkumulatorenbatterie max. 340 V	E	Elektrode
P	Plasmakanone	S	Schalter		
G ₁	Gleichspannungsgenerator max. 6 kV	R ₁	Widerstand 22 kΩ		
G ₂	Gleichspannungsgenerator max. 12 kV	R ₂	Widerstand 6 MΩ		
C ₁	Kondensatorenbatterie 500 μF/2 kV				
C ₂	Kondensatorenbatterie 1,2 μF/10 kV				

Da der Raum unter dem Rezipienten oft belüftet werden muß, ist es erforderlich, einen Kompromiß zwischen der Evakuierungszeit und der Güte des Vakuums zu schließen. So ergeben sich Arbeitsdrücke zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und $8 \cdot 10^{-5}$ Torr. Zur Zündung sind dicht unter dem Eisendrahtnetz diametral zwei kleine Plasmaquellen ähnlich den "Knopfkanonen" von BOSTICK innen am Rande des Glaszylinders angebracht. Sie sind in Reihe geschaltet und werden durch einen auf 10000 V geladenen Kondensator C₂ der Kapazität 1,2 μF gespeist.

Außerdem wurde noch eine weitere Möglichkeit, nämlich die Entladung durch Freimachen einer geringen Gasmenge zu zünden, mit Erfolg erprobt [75]. Dieses Verfahren ermöglicht ein gutes Dosieren des Gases und ist vor allem für aufeinanderfolgende Untersuchungen mit Plasmen verschiedener Stoffe geeignet.

2.1.2.2. Experimente zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen bewegtem Plasma und magnetischem Dipolfeld mittels Langzeitphotographie

Da keine experimentellen Möglichkeiten bestanden, photographische Aufnahmen mit Belichtungszeiten in der Größenordnung von einer Mikrosekunde anzufertigen, wurde mit Langzeitphotographie gearbeitet. Die Aufnahmen zeigen folgende Leuchtphänomene: Ist das Magnetfeld der Terrella nicht vorhanden, so tritt als Bild des Plasmas ein vertikaler, breiter, heller Streifen auf. Bei einem Abstand von 25 cm zwischen Terrellamittelpunkt und Mittelpunkt des Eisendrahtnetzes besitzt der Plasmastrom im Bereich der Terrella einen Durchmesser von mehr als 6 Terrellaradien. Wird ein Magnetfeld von etwa 2000 Gauß an den Polen der Terrella erzeugt, so ändert sich das Bild der Leuchterscheinungen erheblich. Die Auswertung der Aufnahmen bereitet allerdings eine Reihe von Schwierigkeiten, die vor allem durch die erhebliche räumliche Ausdehnung der Leuchtgebilde bedingt werden. Außerdem registriert der Apparat die Summe aller Leuchterscheinungen, die im gesamten Zeitintervall auftreten.

Erhöht man bei konstanter Kapazität der Kondensatoren stufenweise die Ladespannung, so ergeben sich folgende Leuchterscheinungen: Bei kleinen Spannungen ist die für Ladungsträger verbotene Zone besonders stark ausgeprägt. Ist die Spannung etwas höher, so dringen die Ladungsträger in der Nähe der Äquatorebene schon weiter zur Terrella vor. Dadurch nähern sich die Auftreffstellen der Teilchen auf der Terrellaoberfläche dem Äquator. Die Grenze der verbotenen Zone wird dabei in den photographischen Aufnahmen immer noch von Linien gebildet, die wie die magnetischen Feldlinien verlaufen (Abb. 58a). Mit zunehmender Spannung entsteht immer deutlicher eine Stauzone des ankommenden Plasmas im Magnetfeld der Terrella. Es erscheinen die typischen Formen der Injection-Wechselwirkung. Eine weitere Steigerung der Energie der Kondensatoren führt dann mehr und mehr zu Leuchtgebilden, die für die Standoff-Wechselwirkung charakteristisch sind (Abb. 58b und c). Es tritt eine Staufront des ankommenden Plasmas im Abstand einiger Radien von der Terrellaoberfläche auf. Sie liegt etwa senkrecht zur verlängerten Achse der Plasmaquelle. Der "Quasi VAN ALLEN Belt" besitzt in der magnetischen Äquatorebene bei nicht zu großen Spannungen eine Ausdehnung von 6 bis 8 Terrellaradien. Er ist nur schwach gekrümmt und befindet sich ebenfalls in einer Ebene, die senkrecht zur Verbindungslinie zwischen seinem Mittelpunkt und dem Terrellamittelpunkt liegt. Gegenüber der Staufront tritt er weiter östlich auf. Die beiden zonalen Entladungsgebiete erreichen in allen Photographien mehr oder weniger deutlich ausgeprägt die innere Leuchtregion, und zwar vornehmlich deren östlichen Teil. Sie sind dabei durch Kurven begrenzt, die etwa dem Verlauf der magnetischen Feldlinien entsprechen, deuten allerdings auf eine Deformation des Dipolfeldes hin. Bei Plasmen, die mit noch größeren Spannungen erzeugt werden, erscheint der "Quasi VAN ALLEN Belt" in etwas geringerem Abstand von der Terrella, seine Schichtdicke ist unverändert, die Ausdehnung in Länge und Breite aber wesentlich kleiner. Es verliert bei zunehmender Energie der Kondensatoren zunächst der westliche, dann der östliche Teil an Größe.

Die gleichen Leuchterscheinungen treten auf, wenn statt der Ladespannung die Kapazität der Kondensatoren variiert wird. So entstehen bei einer Kapazität von 54 μF die gleichen Leuchtgebilde, wie sie in Abb. 58 für 620 μF dargestellt sind, wenn die Spannung statt 600 V 2000 V beträgt.

2.1.2.3. Ergebnisse der Untersuchungen mit der Koaxialkanone

Die beschriebenen Experimente zeigen, daß es möglich ist, mit einer koaxialen Plasmaquelle zu arbeiten, die mehr als den doppelten Querschnitt der bisher bekannten besitzt. Die Art der Leuchtgebilde entspricht der, die von den zitierten Autoren bei äquivalenten Energien zur Plasmaerzeugung beschrieben wurde. Lediglich in der Form, der Größe und der Lage der leuchtenden Teile treten gewisse Abweichungen auf. Sie sind besonders gering beim Vergleich der photographischen Aufnahmen mit denen von OSBORNE und Mitarbeitern [61], die von allen bekannten als am besten auswertbar bezeichnet werden müssen. Auch sie benutzten eine relativ große Terrella, die ein genaues Beobachten ermöglichte. Bei der Standoff-Wechselwirkung besitzt die innere Leuchtregion bei kleinen Energien, die zur Erzeugung des Plasmas dienen, einen Durchmesser von mehr als 6 Terrellarradien gegenüber etwa 3 Terrellarradien bei OSBORNE. Außerdem ist in Abweichung von den Abbildungen bei OSBORNE in allen Photographien eine deutliche Verbindung der inneren Leuchtregion mit den polaren Entladungsgebieten zu erkennen.

Die Form der Leuchtgebilde, die bei der injection-Wechselwirkung im Falle kleinster Energie der Kondensatoren auftritt, weicht nicht wesentlich von der ab, die in der stationären, selbständigen Entladung mit der BLOCKSchen Anordnung beobachtet wurde. Bei genügend großer magnetischer Induktion der Terrella stellen auch hier die Begrenzungslinien des leuchtenden Bereiches Kurven dar, die etwa dem Verlauf der magnetischen Feldlinien folgen.

Gegenüber den Ergebnissen von KAWASHIMA und Mitarbeitern [49, 52] sind die Abweichungen größer. Trotz der erheblich höheren magnetischen Induktion (bis 20000 Gauß am Äquator der Terrella) wurden dort alle Leuchterscheinungen auf der Seite der Terrella, die der Plasmaquelle zugewandt ist, in einem Abstand von nur etwa einem Terrelladurchmesser beobachtet. Der Terrellarradius von 1 cm erschwert allerdings eine genaue Auswertung, so daß auf die Abweichungen nicht näher eingegangen werden soll.

2.1.2.4. Nachteile der Experimente mit Koaxialkanonen

Für Analogieversuche zu kosmischen Erscheinungen besteht der große Vorzug der Koaxialkanone als Plasmaquelle darin, daß die dabei auftretenden Teilchengeschwindigkeiten in der Größenordnung $1 \cdot 10^6$ cm/s liegen. Das entspricht einer Protonenenergie von etwa 10 eV. Nach den Gesetzen der Ähnlichkeitstransformation ist es dadurch möglich, mit weit geringeren magnetischen Feldstärken zu arbeiten, als diese bei der BLOCKSchen Versuchsanordnung zur modellmäßigen Nachbildung der gleichen Erscheinung benötigt würden. Außerdem ist von Vorteil, daß das ausgestoßene Plasma quasineutral ist. Durch Variieren der Kapazität oder der Spannung kann man die Ladungsträgerdichte leicht verändern.

Die experimentelle Anordnung mit der Koaxialkanone besitzt jedoch auch wesentliche Nachteile. So ist es nicht möglich, die Geschwindigkeit der Plasmawolke in größerem Maße zu beeinflussen. Die Koaxialkanone ermöglicht es auch nicht, mit einem weitgehend unipolaren Ladungsträgerstrom zu arbeiten. Es ist daher nur schwer möglich, Aussagen darüber zu treffen, welche Teile der Leuchtgebilde primär oder sekundär durch Elektronen und welche durch positive Ionen bedingt werden. Außerdem entfällt die Möglichkeit, im Modell Elektronen zu benutzen, um die Vorgänge und Erscheinungen nachzubilden, die in der Umgebung der Erde durch positive Ionen bedingt werden.

2.2. Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und vorwiegend unipolaren Ladungsträgern

2.2.1. Experimente zur Wechselwirkung eines vorwiegend negativen Ladungsträgerstromes mit dem Magnetfeld

2.2.1.1. Erzeugung einer Ladungsträgerwolke mit vorwiegend negativen Ladungsträgern

Für die folgenden experimentellen Untersuchungen soll eine Ladungsträgerquelle verwendet werden, die die beschriebenen Nachteile nicht aufweist. Ihr Durchmesser stimmt mit dem der Koaxialkanone überein. Dadurch ist es leicht möglich, beide Anordnungen miteinander zu vergleichen. Eine kreisförmige Elektrode von 11 cm Radius ist am Boden des zylinderförmigen Glasgefäßes angeordnet. Als zweite Elektrode dient das Eisendrahtnetz. Gesamtanordnung und Schaltung sind aus Abb. 59 zu entnehmen. Um eine Ladungsträgerwolke zu erzeugen, die vorwiegend aus Elektronen besteht, wird die untere Elektrode als Katode geschaltet.

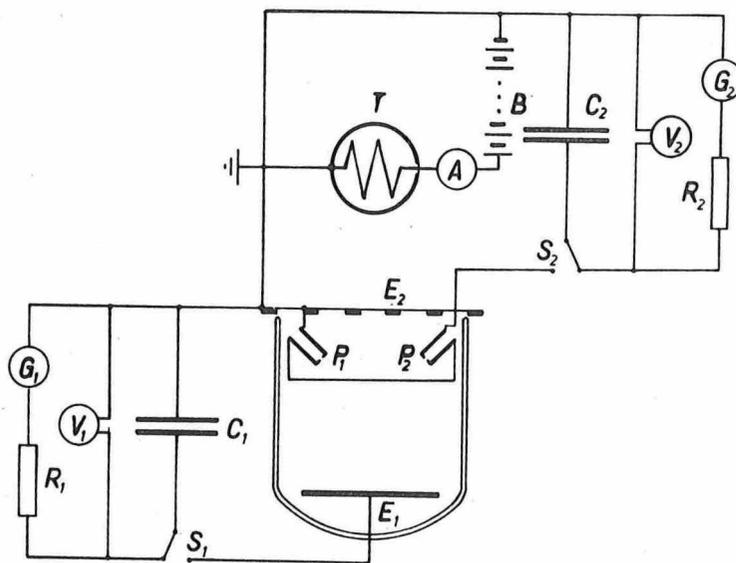


Abb. 59: Anordnung zur Erzeugung eines Strahls vorwiegend unipolarer Ladungsträger
 T Terrella B Akkumulatorenbatterie max. 340 V E Elektrode
 P Plasmakanone S Schalter
 G₁ Gleichspannungsgenerator max. 6 kV R₁ Widerstand 22 kΩ
 G₂ Gleichspannungsgenerator max. 12 kV R₂ Widerstand 6 MΩ
 C₁ Kondensatorenbatterie 500 μF/2 kV
 C₂ Kondensatorenbatterie 1,2 μF/10 kV

Die Untersuchungen wurden in zwei Druckbereichen durchgeführt: im Bereich der selbständigen Entladung bei einem Druck von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ Torr und bei einem Druck von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ Torr, bei dem die Zündung der Entladung mittels der kleinen Plasmaquellen erfolgt. Die Gesamtentladungszeit liegt in beiden Fällen je nach der

Größe der benutzten Kapazität und Spannung zwischen $1 \cdot 10^{-4}$ und $3 \cdot 10^{-4}$ s. Die Auswertung der Oszillographenbilder läßt erkennen, daß das System Kondensatoren-batterie-Leitung-Entladungsstrecke während dieser Zeit gedämpft schwingt. In der zweiten Halbperiode der Schwingung, bei der die untere Elektrode als Anode wirkt, fließt aber nur ein Strom, der sich im Mittel auf etwa ein Drittel der Stärke des primären Entladungsstromes beläuft. Die im Vergleich zum ersten Stromstoß umgewandelte Energie ist dabei so gering, daß die verwendeten Nachweismethoden keine Ergebnisse zeigen, die auf das Schwingen hinweisen.

Zur stärkeren Dämpfung der Schwingungen werden Elektrolytkondensatoren eingesetzt. Wird z. B. durch die hinzugeschalteten Elektrolytkondensatoren die Kapazität der Kondensatorenbatterie verdoppelt, so ist beim Entladen der Kondensatoren von den vorher beobachteten drei vollen Schwingungen nur noch die erste Halbperiode der ersten Schwingung stark ausgeprägt. Bereits die zweite Halbperiode ist nur noch andeutungsweise vorhanden. Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß infolge der geringen Entladungszeit nur ein Teil der Kapazität der Elektrolytkondensatoren wirksam wird. Der Wirkungsgrad der Elektrolytkondensatoren liegt bei 50 %, wenn mit Spannungen gearbeitet wird, die zwischen einem Drittel und zwei Dritteln der Höchstspannung liegen. Wird die Spannung weiter erhöht, so steigt er bis auf maximal 60 %. In den folgenden Ausführungen ist unter Berücksichtigung des jeweiligen Wirkungsgrades immer die effektive Kapazität der entsprechenden Kondensatorenbatterie angegeben.

Die Zeit, die vom Zünden der Entladung bis zum ersten Absinken der Spannung an den Kondensatoren auf den Wert Null vergeht, beträgt $2 \cdot 10^{-5}$ bis $5 \cdot 10^{-5}$ s. Setzt man die Stromstärke in dieser Zeit als konstant voraus, so führt das bei den höchsten im Experiment benutzten Ladungen von 1,00 C zu einer maximalen Stromstärke von etwa 50000 A. Auf Grund des Stromverlaufes ist sicher, daß dieser Wert kurzzeitig noch erheblich überschritten wird. Die in der Entladung umgewandelte Energie liegt im Maximum bei 2300 Ws. Messungen ergaben [45], daß bei einer Elektrodenanordnung, wie sie in der Ladungsträgerquelle Verwendung findet, Elektronen in den Untersuchungsraum gelangen, deren Ladung 55 % der zwischen den Platten transportierten Ladung ausmacht.

Die Geschwindigkeit der im Entladungsraum beschleunigten Elektronen nimmt nach dem Zünden der Entladung mit der Zeit stark ab. Außerdem werden in geringerem Maße im Strahl langsame Elektronen, positive Ionen und Neutralgastteilchen mitgeführt.

2.2.1.2. Experimente zur Wechselwirkung mit negativen Ladungsträgern

Zur genauen Untersuchung werden die Leuchtphänomene für die Terrellaabstände 15 cm, 25 cm und 35 cm bei wirksamen Kapazitäten von 54 μF , 124 μF , 216 μF , 480 μF , 620 μF , 800 μF und 2000 μF jeweils für verschiedene Spannungen im Gesamtbereich von 100 bis 5000 V photographisch aufgezeichnet. Die magnetische Induktion beträgt dabei 2000 Gauß an den Polen der Terrella, der Druck $6 \cdot 10^{-5}$ Torr. Für einige Aufnahmen wird außerdem die magnetische Kraftflußdichte auf 1000 Gauß verringert, für andere auf 2750 Gauß erhöht.

Mit wachsender Ladespannung treten gleichartige Leuchtgebilde auf, wie sie bei den Experimenten mit der Koaxialkanone beobachtet wurden (Abb. 61 und 62). Bei den geringsten Spannungen und Kapazitäten sind die Aufnahmen nicht von denen zu unterscheiden, die mit der gleichen Anordnung im stationären Betrieb bei größeren Drücken erzeugt werden können (Abb. 60). Die Leuchtwürste treten im Bereich solcher magnetischer Feldlinien auf, die durch die Anode gehen bzw. sich ihr stark nähern. Steigt die Spannung an den Kondensatoren, so dringt die Front der ankommenden

Elektronen weiter zur Terrella vor (Abb. 61). Erst dann spaltet sie sich in zwei Bereiche auf, von denen der eine sich mit wachsender Spannung zunächst stark, dann nur noch wenig der Terrella nähert (Abb. 62). Die beiden Leuchtwülste, die in einiger Entfernung von den Durchstoßpunkten der magnetischen Achse durch die Terrellaoberfläche enden, bleiben dabei lose mit ihm verbunden.

2.2.1.3. Experimente zur Abhängigkeit der Art und Form der Leuchterscheinungen von Kapazität und Spannung der Kondensatorenbatterie

Während bei den Experimenten mit einer Koaxialkanone sowohl die Spannungs- als auch die Kapazitätsänderungen nur einen merklichen Einfluß auf die Teilchendichte, nicht aber auf die Geschwindigkeit der Ladungsträger haben, lassen sich diese beiden Parameter bei der hier verwendeten Anordnung in weiten Grenzen und unabhängig voneinander variieren. Die Experimente zeigen, daß sowohl eine Vergrößerung der Spannung als auch der Kapazität eine Änderung des Wechselwirkungstyps von der Injection- zur Standoff-Form zur Folge hat.

Sucht man aus der Fülle der Aufnahmen solche mit leuchtenden Gebieten gleicher Form und Lage und damit gleicher Art der Wechselwirkung heraus, so ergibt sich folgende Gesetzmäßigkeit: Bei geringen Drücken und konstanter magnetischer Induktion treten in dem angegebenen Kapazitäts- und Spannungsbereich genau dann gleiche Leuchterscheinungen auf, wenn zur Erzeugung der Entladung die gleiche Energie Verwendung findet.

Auf die Ergebnisse der Untersuchungen mit vorwiegend negativen Ladungsträgerströmen [75] im Druckbereich des Feinvakuums soll hier nicht näher eingegangen werden. Es wurden dabei sowohl die Veränderungen der Fluoreszenzgebilde auf der Terrellaoberfläche als auch die Leuchtgebilde im Gasraum bei steigender Ladespannung und Kapazität der Kondensatoren sowie verschiedenen magnetischen Induktionen untersucht. Die Ergebnisse stimmen mit denen im Druckbereich des Hochvakuum überein. Nachteilig macht sich im Bereich des Feinvakuums außer der geringen mittleren freien Weglänge der Teilchen die Neigung der Entladung bemerkbar, sich auf wenige Entladungsbahnen einzuschnüren.

2.2.1.4. Diskussion der Experimente mit vorwiegend negativen Ladungsträgern

Die Leuchterscheinungen bei Stoßentladungen mit kleinster Energie der Kondensatoren unterscheiden sich nicht von denen in der stationären Entladung. Das gilt sowohl für die leuchtenden Teile des Restgases als auch für die fluoreszierenden auf der Terrellaoberfläche. Es ist deshalb naheliegend, daß sich die Ladungsträger auf Bahnen bewegen, wie sie unter 1.1.5.1. für den Fall der stationären Entladung beschrieben wurden, da sich die Bedingungen im Raum der Wechselwirkung weitgehend gleichen. Wird im elektrischen Feld der Kondensatoren eine etwas größere Energie gespeichert (etwa 50 J), so führt der Elektronenstrahl ein so starkes Magnetfeld mit sich, daß dadurch die Bewegung der Ladungsträger verändert wird. Am stärksten werden die wiederholt reflektierten, zonal um die Terrella driftenden geladenen Teilchen behindert; denn es verschwinden zuerst die Fluoreszenzgebilde, die durch sie hervorgerufen werden. Diese Ladungsträger gelangen bereits nach der ersten Reflexion wieder in den Bereich der heranströmenden Elektronen, in dem das Magnetfeld der Terrella stark gestört ist. Sie können dadurch ihren Weg nicht in der in Abschnitt 1.1.5.1. beschriebenen Weise fortsetzen. Erst bei viel höherer Energie der Kondensatoren (etwa 500 J) sind auch die eng begrenzten Auftreffstellen der primären Elektronen auf der Terrella nicht mehr zu erkennen. Das trifft dann zu, wenn die Wechselwirkung vom Injection- in den Standoff-Typ umgeschlagen ist.

Die Untersuchung der Auftreffstellen der Ladungsträger auf der Terrellaoberfläche wird dadurch beeinträchtigt, daß durch die Langzeitphotographie die Summe aller Leuchterscheinungen aufgezeichnet wird. Es treten deshalb die charakteristischen Formen der Fluoreszenzgebilde der stationären Entladung noch bei einer Energie der Kondensatoren auf, bei der sie auf Grund des Wechselwirkungstyps schon nicht mehr erwartet werden. Es liegt nahe anzunehmen, daß sie durch Ladungsträger hervorgerufen werden, die zur Zeit geringer Entladungsstromstärke die Elektronenquelle verlassen.

Daß die Form der auftretenden Leuchterscheinungen im Gasraum nur von der Energie abhängt, die im elektrischen Feld der Kondensatoren gespeichert wird, wenn gleiche Entladungszeiten vorliegen, liegt in der Hinsicht nahe, daß zur Verformung des Magnetfeldes der Terrella um einen gewissen Betrag eine bestimmte Energie erforderlich ist. Sie kann von vielen langsamen Elektronen in gleichem Maße wie von wenigen schnellen mit sich geführt werden. Es ist aber sehr aufschlußreich, daß sich bei großen und kleinen Spannungen nicht voneinander unterscheidbare Leuchtgebilde erzeugen lassen, wo sich doch die Elektronenzyklotronradien in dem gewählten Spannungsintervall erheblich voneinander unterscheiden. Als optimaler Abstand zur Ausbildung der Leuchterscheinungen zwischen Elektronenquelle und Terrella wurden 25 cm ermittelt. Bei einer geringeren Entfernung können sich die typischen Formen der Standoff-Wechselwirkung nicht ausbilden. Wird sie dagegen größer gewählt, so machen sich bereits die relativ kleinen Dimensionen des Untersuchungsraumes störend bemerkbar.

2.2.2. Experimente zur Wechselwirkung eines vorwiegend positiven Ladungsträgerstromes mit dem Magnetfeld

2.2.2.1. Experimente mit vorwiegend positiven Ladungsträgern im Druckbereich des Hochvakuums

Zur Erzeugung eines positiven Ladungsträgerstromes werden bei unveränderter Versuchsanordnung nur die Zuleitungen zu den Elektroden der unter 2.2.1.1. beschriebenen Ladungsträgerquelle vertauscht. Alle wesentlichen experimentellen Parameter gleichen denen im Falle der Erzeugung negativer Ladungsträger. Nur der Wirkungsgrad der Ionenquelle bleibt hinter dem der Elektronenquelle zurück. Nach Messungen [45] muß er zu etwa 25 % abgeschätzt werden.

Bei der Verwendung positiver Ionen treten im Vakuum gleichartige Leuchtgebilde wie bei einem Elektronenstrahl auf. Wiederum lassen sich beide Arten der Wechselwirkung sowohl bei kleinen als auch bei großen Kapazitäten beobachten, wenn nur der Wert der Spannung entsprechend gewählt wird (Abb. 63).

Befindet sich statt Luft Wasserstoff im Entladungsraum, so treten nur geringfügig veränderte Leuchterscheinungen auf. Die Leuchtgebilde sind schärfer begrenzt, so daß sich ihre typischen Teile besser erkennen lassen (Abb. 64).

2.2.2.2. Diskussion der Experimente mit vorwiegend positiven Ladungsträgern

Bei geeigneter Wahl der Spannung läßt sich auch im Falle der positiven Ionen für jede vorgegebene Kapazität innerhalb der betrachteten Bereiche das gleiche Bild der Wechselwirkung erzielen. So bildet sich der Standoff-Typ bei immer kleineren Spannungen aus, wenn die Kapazität wächst, so z. B. bei einer Kapazität von 2000 μF schon bei 400 V. Abgesehen von einer geringen Verkleinerung der magnetischen Höhlung verändern sich dann die Leuchtphänomene bis zu der maximal verwendeten Spannung

nicht mehr. Vergleicht man jedoch die Energie der Kondensatoren, die bei der Verwendung von Ionen und Elektronen zu einem bestimmten Wechselwirkungstyp führt, so fallen erhebliche Abweichungen auf. Bei positiven Ionen ist zur Erzeugung der gleichen Art der Wechselwirkung eine wesentlich geringere, im elektrischen Feld der Kondensatoren gespeicherte Energie erforderlich. Sie liegt bei ca. einem Viertel des Betrages, der im Falle des Elektronenstrahls benötigt wird. Berücksichtigt man noch den kleineren Wirkungsgrad der Ionenquelle, so führt das zu dem Ergebnis, daß die Energie zur Erzeugung gleichartiger Leuchtgebilde bei der Verwendung von Elektronen um den Faktor 10 gegenüber einem Strahl aus positiven Stickstoff- und Sauerstoffionen höher liegen muß.

In der Form der Leuchtgebilde treten folgende Änderungen auf, wenn statt Elektronen positive Ionen von der Ladungsträgerquelle erzeugt werden: Findet ein Elektronenstrahl Verwendung, so ziehen sich in der Übergangsphase von der Injection zur Standoff-Wechselwirkung die äußeren Begrenzungslinien der Leuchterscheinungen etwa längs der magnetischen Feldlinien vom oberen Rand der Elektronenquelle zur Terrellaoberfläche (Abb. 61). Im Falle positiver Ionen nimmt dagegen der Durchmesser des Leuchtgebildes zwischen Ionenquelle und Terrella zunächst ab. Nur der obere Teil ist von Kurven begrenzt, die etwa dem Verlauf der magnetischen Feldlinien folgen. Diese gehen nicht durch die Ladungsträgerquelle, sondern durch Bereiche zwischen Terrella und Eisendrahtnetz (Abb. 63a bis c). Diese Bereiche verlagern sich mit zunehmender Energie der Kondensatoren weiter in die Nähe der Terrella. Die Einschnürung tritt dann etwa an der Stelle auf, an der sich bei genügend großen Energien die Trennung von äußerer und innerer Leuchtregion vollzieht. Im Falle der eingeschossenen Elektronen bleibt dagegen die äußere Begrenzung der Leuchterscheinungen, die dem Verlauf der magnetischen Feldlinien von der Elektronenquelle ab folgen, erhalten, wenn die im elektrischen Feld der Kondensatoren gespeicherte Energie wächst. Es schiebt sich dabei lediglich die ebene, parallel zu den Elektroden gelegene Elektronenfront immer näher an die Terrella heran. Sie spaltet sich schließlich in einen zurückbleibenden und einen mit zunehmender Strahlenergie weiter zur Terrella vorrückenden Teil auf.

Bei den verwendeten magnetischen Induktionen von 2000 Gauß an den Polen der Terrella liegt der Zyklotronradius der positiven Ionen im Bereich des "Quasi VAN ALLEN Belts" in der Größenordnung von 10 cm, wenn Teilchenenergien von einigen hundert Elektronenvolt vorausgesetzt werden. Aus diesem Grunde sind die Leuchterscheinungen wesentlich diffuser als im Falle des Elektronenstrahls. Wird statt Luft Wasserstoff als Füllgas der Ionenquelle benutzt, so erscheinen sie weit schärfer. Es liegt allerdings nahe, daß die durch Stoßionisation erzeugten Elektronen ebenfalls merklich an der Herausbildung der typischen Formen beteiligt sind.

Die unterschiedliche Gestalt der Leuchterscheinungen bei der Verwendung von positiven Ionen und Elektronen läßt sich wie folgt erklären: Bei noch relativ kleiner Energie der Kondensatoren werden die Elektronen infolge ihrer geringen Masse eher wirksam vom Magnetfeld erfaßt, das sie in Schraubenbahnen um die magnetischen Feldlinien in die Nähe der Pole der Terrella führt. Die positiven Ionen folgen zunächst der Richtung des Ionenstrahls. Erst in geringer Entfernung von der Terrella ist der Einfluß des magnetischen Dipolfeldes so stark, daß die Leuchtwellen von Kurven begrenzt werden, die ähnlich wie die magnetischen Feldlinien verlaufen. Auch die ebene Ladungsträgerfront im Falle eingeschossener Elektronen ist auf deren geringe Masse zurückzuführen. Da zur Erzeugung des gleichen Wechselwirkungstyps eine höhere Energie der Kondensatoren als bei positiven Ionen erforderlich ist, führt der Elektronenstrahl ein stärkeres Magnetfeld mit sich. Dadurch wird das Magnetfeld der Terrella an der Grenze der magnetischen Höhlung stärker deformiert als bei der Ver-

wendung von Ionen. In entsprechender Weise geht auch die Abweichung in der Energie zwischen beiden Ladungsträgerarten, die den gleichen Wechselwirkungstyp bewirkt, auf deren unterschiedliche Masse zurück. Die Ionen dringen gegenüber den Elektronen schon bei geringerer Energie der Kondensatoren tief in das Magnetfeld der Terrella ein.

2.3. Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Dipolfeld und einem Plasma mit vorbestimmter Trägerzusammensetzung

2.3.1. Experimentelle Untersuchung der Leuchterscheinungen bei der Wechselwirkung zwischen Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung und dem Magnetfeld

2.3.1.1. Erzeugung einer bewegten Plasmawolke mit vorbestimmter Trägerzusammensetzung

Es soll eine Plasmaquelle Verwendung finden, die es ermöglicht, positive und negative Ladungsträger gleichzeitig zu erzeugen und im beliebigen Verhältnis zu mischen. Dazu liegt ein experimenteller Aufbau nahe, der in Abb. 65 skizziert ist.

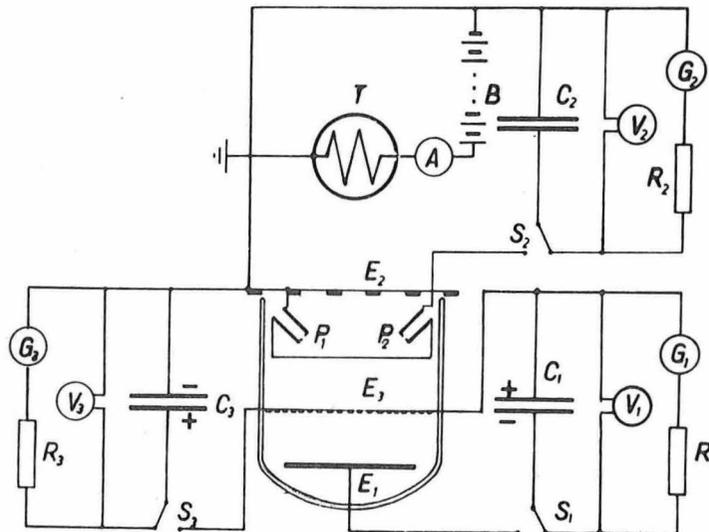


Abb. 65: Anordnung zur Erzeugung eines Plasmastrahls

T Terrella B Akkumulatorenbatterie max. 340 V E Elektrode
 P Plasmakanone S Schalter
 G₁ Gleichspannungsgenerator max. 6 kV R₁ Widerstand 22 kΩ
 G₂ Gleichspannungsgenerator max. 12 kV R₂ Widerstand 6 MΩ
 C₁ Kondensatorenbatterie 500 μF/2 kV
 C₂ Kondensatorenbatterie 1,2 μF/10 kV
 G₃, R₃, C₃ analog G₁, R₁, C₁

Zur Erzeugung der positiven und negativen Ladungsträger dient je eine Kondensatorenbatterie. Die eine Entladung wird zwischen der unteren und der mittleren Elek-

trode erzeugt, wobei erstere als Katode dient. Dadurch gelangen Elektronen durch die mittlere und obere Elektrode in den Untersuchungsraum. Die mittlere Elektrode findet gleichzeitig als Anode für die zweite Entladung Verwendung. Diese bedingt einen positiven Ionenstrom durch das abschirmende Eisendrahtnetz in den Untersuchungsraum. Es lag die Befürchtung nahe, daß sich beide Entladungen stark stören. HÄNSEL beobachtete das beim Versuch, zwei getrennt voneinander erzeugte Ladungsträgerströme zu mischen [45]. Das Experiment zeigt jedoch, daß sich beide Entladungen sogar im stationären Betrieb gegenseitig begünstigen. Dadurch gelingt es, mit Teilspannungen weit unter 100 V zu arbeiten. Wie die Untersuchungen mit dem Oszillographen zeigen, schwingen beide Entladungsströme bei nicht zu großem Kapazitätsunterschied mit gleicher Frequenz und etwa in Phase.

Bei der Wahl der Spannungen und Kapazitäten müssen folgende Fakten beachtet werden: Der Wirkungsgrad der Elektronenerzeugung liegt infolge der spezifischen Bedingungen bei etwa 40 %. Hierbei ist noch nicht die Beeinflussung der Elektronen durch das elektrische Gegenfeld berücksichtigt. Für das System zur Erzeugung der positiven Ionen liegt er bei etwa 18 %. Zur Herstellung eines quasineutralen Plasmas muß sich damit die Kapazität der Kondensatoren C_3 zu der von C_1 wie 20 : 9 verhalten. Bei den folgenden Experimenten beträgt das Kapazitätsverhältnis in der Regel 22 : 9, für einige Experimente auch 13 : 9 und 8 : 9. Daß die Elektronen gegen das elektrische Feld in der oberen Entladung anlaufen müssen, kann zum größten Teil durch eine höhere Spannung an der Kondensatorenbatterie C_1 ausgeglichen werden.

Da es bei den nachfolgend beschriebenen Untersuchungen nur darauf ankommt, den Einfluß des Ionen- bzw. Elektronenanteils auf die Leuchtphänomene zu ermitteln, reichen diese Abschätzungen aus.

2.3.1.2. Experimente zum Einfluß der Trägerzusammensetzung auf Art und Form der Leuchtgebilde

Zur Untersuchung der Leuchterscheinungen wird bei den Experimenten mit Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung in den meisten Fällen mit einer Kapazität von 180 μF zur Erzeugung der Elektronen und 440 μF zur Erzeugung der Ionen gearbeitet. Es werden Aufnahmeserien mit Spannungen zur Gewinnung der positiven Ionen von 200 V, 300 V, 450 V, 600 V, 800 V und 1000 V angefertigt. Zur Elektronenerzeugung wird die Spannung in Stufen von 0 bis 5000 V variiert. Die magnetische Induktion liegt bei 2000 Gauß an den Polen der Terrella.

Alle photographischen Aufnahmen zeigen die bereits bekannten Züge. Besonders gut sind die charakteristischen Teile der Leuchterscheinungen im Falle großer Kapazitäten und geringster Spannungen ausgeprägt. Auch die Erhöhung der magnetischen Induktion auf 2750 Gauß führt zur schärferen Begrenzung der leuchtenden Gebiete.

Wählt man die Beobachtungsrichtung senkrecht zur Richtung des Plasmastrahls und der magnetischen Dipolachse, so sind keine Abweichungen in Form und Lage der Leuchtgebilde zu bemerken, wenn man mit den Ergebnissen beim Einschluß positiver Ionen vergleicht. Vorausgesetzt ist dabei, daß der Plasmastrahl positive Ionen enthält. Blickt man dagegen in Richtung der magnetischen Dipolachse, so fallen Unterschiede auf. Die Wechselwirkung mit einer quasineutralen Plasmawolke zeigt symmetrisch zur verlängerten Achse der Plasmaquelle gelegene Leuchterscheinungen. Überwiegen dagegen die positiven oder negativen Ladungsträger, so zeigt sich wie im Falle einer unipolaren Ladungsträgerwolke eine schräg gelegene Plasmafront. Im Falle überwiegend positiver Ladungsträger verläuft die Grenze der magnetischen Höhlung beim Blick auf den magnetischen Nordpol schräg nach links oben. Beim Injection-Typ schließt sie mit der Horizontalen einen Winkel bis zu 35° ein. Die Plasmafront

bleibt auch bei der Standoff-Wechselwirkung in ähnlicher Lage. Überwiegen die eingeschossenen Elektronen, so zeigt sie schräg nach rechts oben. Der "Quasi VAN ALLEN Belt" ist bei gleicher Blickrichtung im wesentlichen nur links vom Zentrum des Plasmastrahls ausgebildet, wenn in der Mehrzahl positive Ionen vorliegen. Er tritt vor allem im rechten Teil des Untersuchungsraumes auf, wenn vorwiegend Elektronen im Plasmastrahl vorhanden sind (Abb. 66).

2.3.1.3. Diskussion der Experimente mit Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung

Die Untersuchungen mit Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung zeigen Effekte, wie sie auf Grund der Experimente mit unipolaren Ladungsträgern zu erwarten waren. Je nach Anteil der Ladungsträger der entsprechenden Polarität ergeben sich Übergangsformen. Bezüglich der Art der Wechselwirkung bestätigen die Untersuchungen die getroffene Feststellung, daß der jeweilige Typ bei gleicher Zusammensetzung des Plasmas nur von der Energie abhängig ist, die im elektrischen Feld der Kondensatoren gespeichert wird. Erhöht man die Zahl der Ladungsträger geringer Masse, so zeigt die Wechselwirkung erwartungsgemäß Eigenschaften, die dem Standoff-Typ näherkommen. In entsprechender Weise macht sich eine Vergrößerung des Elektronenanteils dadurch bemerkbar, daß die Züge der Injection-Wechselwirkung stärker zur Geltung kommen. Vergleicht man die Kapazität der Kondensatorbatterien, die zum Herausbilden einer markanten Konfiguration der Leuchterscheinungen erforderlich ist, mit der entsprechenden einer Koaxialkanone, so ist sie bei letzterer geringer. Das ist vor allem auf den größeren Wirkungsgrad bei dieser Anordnung zurückzuführen.

2.3.2. Experimentelle Untersuchungen zur Änderung des magnetischen Dipolfeldes während der Wechselwirkung mit Plasmen vorbestimmter Trägerzusammensetzung

2.3.2.1. Experimente zum Nachweis der Änderung des magnetischen Dipolfeldes mittels Magnetfeldsonde

Aus den photographischen Aufnahmen geht hervor, daß die Plasmafront weit in den Bereich des Magnetfeldes der Terrella vordringen kann. Das deutet an, daß während der Wechselwirkung des Plasmas mit dem Dipolfeld erhebliche Änderungen des Magnetfeldes auftreten. Zu deren quantitativem Nachweis wird eine Magnetfeldsonde in Form einer kleinen Spule benutzt. Um störungsfreie Oszillographenbilder zu erhalten, wurde die Windungszahl hoch gewählt. Die photographischen Aufnahmen zeigen, daß die Leuchterscheinungen durch die Gegenwart der Sonde in keiner beobachtbaren Weise verändert werden.

Aus Abb. 67 geht der Verlauf der Induktionsspannung in der Magnetfeldsonde hervor. Für alle untersuchten Stellen in einem Abstand von einigen Zentimetern von der Terrellaoberfläche ergibt sich eine Wechselwirkungszeit von $2,2 \cdot 10^{-4}$ s mit Abweichungen bis zu 30 %. Zur Erzeugung der negativen Ladungsträgerkomponente werden die Kondensatorspannungen 0 V, 1000 V usw. bis 5000 V gewählt. Zur Erzeugung der positiven Ionen findet eine Spannung von 600 V Verwendung. Die wirksame Kapazität beträgt für die erste Teilentladung 180 μ F, für die zwei 440 μ F. Die magnetische Induktion liegt bei 2000 Gauß an den Polen der Terrella, der Druck bei $3 \cdot 10^{-5}$ Torr.

Tritt der ankommende Plasmastrom mit dem magnetischen Dipolfeld in Wechselwirkung, so ändert es sich an allen untersuchten Stellen der magnetischen Äquatorebene. Das geschieht erwartungsgemäß am stärksten im Raum zwischen Terrella und Plasmaquelle. Längs der Verbindungslinie zwischen den Elektrodenmittelpunkten und dem Terrellamittelpunkt ergibt sich dabei folgendes Bild: Im Falle relativ großer

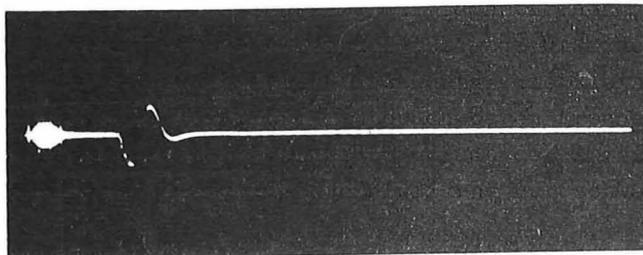


Abb. 67: Zeitlicher Verlauf der Induktionsspannung in der Magnetfeldsonde während der Standoff-Wechselwirkung. Die Sonde befindet sich in der magnetischen Äquatorebene in der Nähe der inneren Leuchtregion. Auf der Abszisse entspricht 1 cm einer Zeit von $3,5 \cdot 10^{-4}$ s.

Energien, die zur Erzeugung des Plasmas dienen, nimmt in 10 cm Abstand von der Terrellaoberfläche die magnetische Induktion zunächst schwach zu, sinkt dann stark ab und strebt anschließend wieder dem ursprünglichen Betrag zu. Wird die Entfernung zwischen Sonde und Terrella schrittweise verkleinert, so werden immer größere Magnetfeldänderungen beobachtet. Dabei wächst bei jeder Wechselwirkung zunächst die magnetische Induktion an und geht danach auf den Anfangswert zurück. An einer bestimmten Stelle liegt eine maximale Änderung der magnetischen Feldstärke vor. Nach dem Überschreiten dieses Maximums nimmt die Abweichung vom jeweiligen Betrag des ungestörten Feldes etwa in gleichem Maße ab, wie sie vorher zugenommen hat.

Im Falle geringer Energie, die zur Erzeugung des Plasmas benutzt wird, tritt an allen untersuchten Stellen zunächst eine Zunahme, dann eine Abnahme des Betrages der magnetischen Induktion auf. Das Maximum befindet sich dabei in größerer Entfernung von der Terrella und ist weniger gut ausgeprägt.

In Abb. 68 ist die Änderung der magnetischen Kraftflußdichte als Funktion des Abstandes von der Terrellaoberfläche für drei unterschiedliche Plasmazusammensetzungen dargestellt. Dem größten Elektronenanteil bei Kurve I entspricht gleichzeitig der Plasmastrom größter Energie. Aus der gestrichelten Linie geht der Betrag der magnetischen Induktion im ungestörten Magnetfeld hervor. Optimal erreicht die angezeigte Magnetfeldänderung eine Vergrößerung der magnetischen Kraftflußdichte von 30 %. Dieser geringe Betrag ist vor allem auf folgende Ursachen zurückzuführen:

- a) Zur Erzeugung des Plasmas finden Energien Verwendung, die klein gegenüber denen sind, die bei der Untersuchung der visuell beobachtbaren Erscheinungen benutzt wurden. In den günstigsten Fällen ist außerdem gerade der Anteil der Elektronen hoch, so daß die Merkmale der Standoff-Wechselwirkung nur schwach ausgeprägt sind.
- b) Die Größe der Magnetfeldsonde bedingt, daß die mittlere Magnetfeldänderung für ein größeres Gebiet angezeigt wird.

Senkrecht zur Verbindungslinie Plasmaquelle-Terrella nimmt die Änderung der magnetischen Induktion in östlicher und westlicher Richtung ab. Während bei Plasmen mit geringem Elektronenanteil die größten Magnetfeldänderungen östlich der Verbindungslinie auftreten, liegen sie bei elektronenreichen Plasmen westlich dieser Linie.

Für die sechs untersuchten Plasmazusammensetzungen ist die Änderung der magnetischen Induktion aus den Abbildungen 69 bis 74 zu entnehmen. Dabei ist die Länge der Geraden ein Maß für die Variation der magnetischen Induktion an der Stelle ihres Schnittpunktes. Die Zahlen in Abb. 74 geben das Verhältnis der jeweils festgestellten Änderung der magnetischen Induktion zur Kraftflußdichte des ungestörten Magnetfeldes wieder.

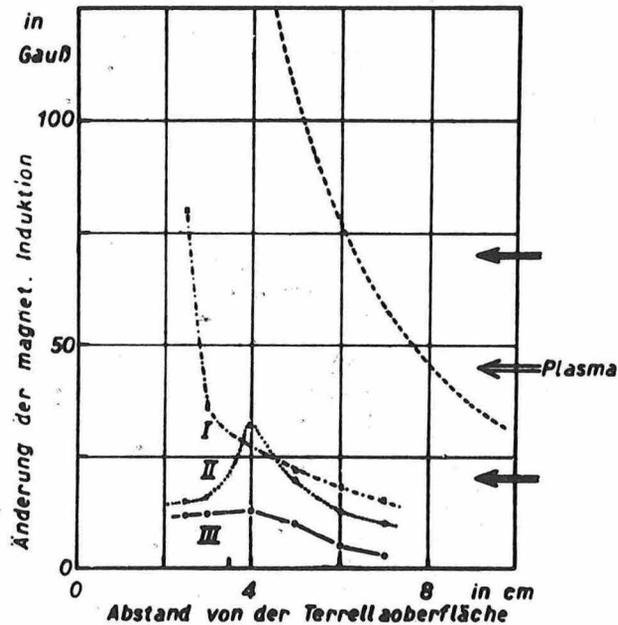


Abb. 68: Änderung der magnetischen Induktion längs der Achse Kanone-Terrella
I entspricht Abb. 74, II - Abb. 71, III - Abb. 69

2.3.2.2. Vergleich von Lage und Form der Leuchterscheinungen mit der Änderung der magnetischen Induktion

Vergleicht man die Änderung der magnetischen Induktion mit der Lage der Leuchterscheinungen, so zeigen sich bestimmte Beziehungen. Je besser der **Standoff-Typ** ausgebildet ist, um so größer sind z. B. die maximalen Variationen der Kraftflußdichte. Die Punkte, in denen die magnetische Induktion nach schwachem Ansteigen stark abnimmt, liegen alle in dem Gebiet, das die Plasmafront zu Beginn der Wechselwirkung durchquert. Die größten Änderungen der magnetischen Induktion werden dort gemessen, wo sich der "Quasi VAN ALLEN Belt" herausbildet. Tiefer in der magnetischen Höhlung sind sie dann wieder geringer. Besteht das Plasma aus vorwiegend positiven Ladungsträgern, so sind äußere und innere Leuchtregion ostwärts verschoben. In entsprechender Weise ist dann auch die Zunahme der magnetischen Induktion in diesen Gebieten wesentlich höher als in denen östlich der Verbindungslinie Elektrodennittelpunkte-Terrellamittelpunkt. Im Falle eines Plasmas, das überwiegend aus Elektronen besteht, nimmt die Kraftflußdichte westlich dieser Verbindungslinie stärker zu (Abb. 74).

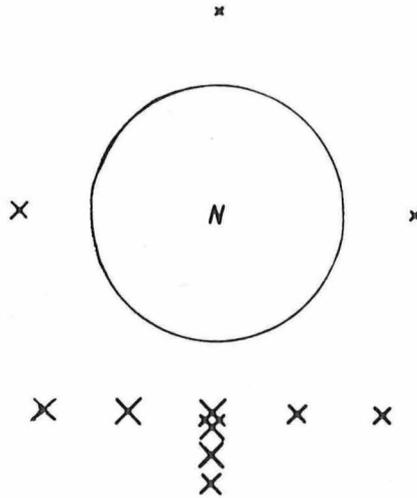


Abb. 69: Änderung der magnetischen Induktion in der Äquatorebene während der Wechselwirkung mit dem Plasma
 $p = 3 \cdot 10^{-5}$ Torr, $B = 2000$ Gauß, $U_1 = 0$ V, $U_3 = 600$ V, $C_1 = 180 \mu\text{F}$
 $C_3 = 440 \mu\text{F}$, ein Kreuz mit einer Geradenlänge gleich dem Radius der Terrella entspricht 45 Gauß

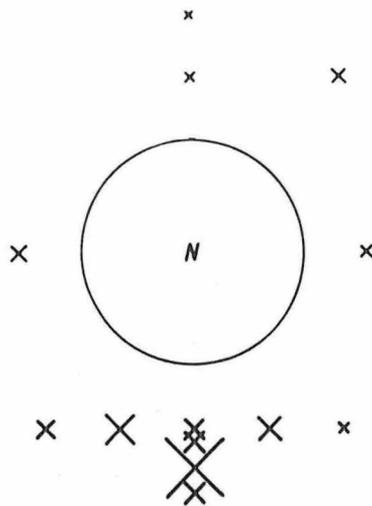


Abb. 70: Wie Abb. 69
 $U_1 = 1000$ V

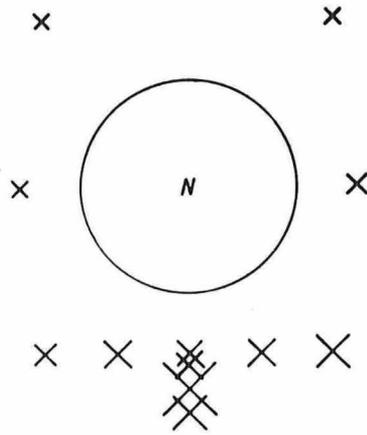


Abb. 71: Wie Abb. 69
 $U_1 = 2000 \text{ V}$

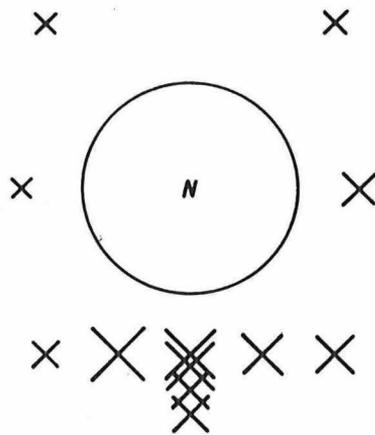


Abb. 72: Wie Abb. 69
 $U_1 = 3000 \text{ V}$

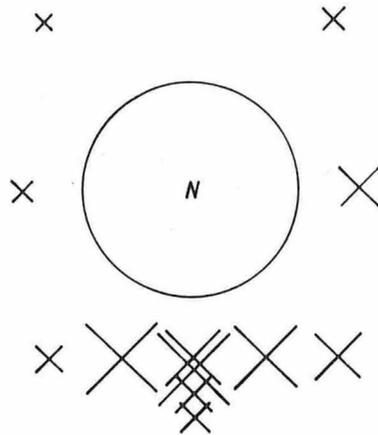


Abb. 73: Wie Abb. 69
 $U_1 = 4000 \text{ V}$

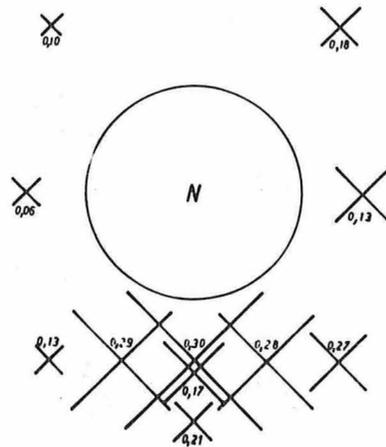


Abb. 74: Wie Abb. 69
 $U_1 = 5000 \text{ V}$

Beim Injection-Typ der Wechselwirkung ändert sich die magnetische Induktion um einen wesentlich geringeren Betrag. Die gemessenen Höchstwerte ergeben sich hierbei im Gebiet der Plasmafront.

Diese Aussagen stimmen qualitativ mit den aus der Literatur bekannten Ergebnissen überein [24, 61, 63, 50, 51]. Da diese Autoren jedoch nur mit quasineutralen Plasmen arbeiteten, konnten sie nur einen Teil der hier angegebenen Beziehungen finden.

2.4. Die Untersuchungen mit Stoßentladungen als Analogie-Experimente zu geophysikalischen Erscheinungen

2.4.1. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen in Stoßentladungen

Die große Ladungsträgerdichte sowie die hohe Elektronen- und Iontemperatur bedingen eine intensive Wechselwirkung aller Teilchen im Plasma. Die Effekte, die auftreten, wenn sich ein Strahl eines derartigen Plasmas einem magnetischen Dipolfeld nähert, werden stark durch den kollektiven Charakter aller Vorgänge bestimmt. Eine formale Betrachtung der Bahnen einzelner Teilchen kann daher nur zu einer modellmäßigen Erklärung einiger der beobachteten Phänomene führen. In der Literatur findet man Ansätze zur Aufklärung der Vorgänge [65, 77, 8, 9, 10, 33, 57, 58, 67, 61, 62, 63, 51]. Die bei der Verwendung vorwiegend unipolarer Ladungsträger beobachtete unsymmetrische Ausbildung der Plasmafront bei beiden Arten der Wechselwirkung legt folgende Bewegung der Ladungsträger nahe: Gehen von der Plasmaquelle vorwiegend positive Ionen aus, so werden diese infolge des vom Plasma mitgeführten Magnetfeldes auf dem ersten Teil ihres Weges nicht vom Magnetfeld der Terrella beeinflusst. Erst in der Nähe der Grenze der magnetischen Höhlung lenkt sie das magnetische Dipolfeld in östlicher Richtung ab. Diese Grenze bildet sich gerade dort aus, wo der "magnetische Druck" des ankommenden Plasmas gleich dem der Terrella ist. Da die positiven Ionen in den Abbildungen 69 und 70 nach links gedrängt werden, verstärkt sich hier der "magnetische Druck". In Abb. 75 ist die dominierende Bahnform der positiven Ladungsträger skizziert. Die im Plasmastrahl vorhandenen Elektronen gelangen unbeeinflusst von magnetischen Feldern bis in die Nähe der magnetischen Höhlung. Scheren sie dann durch die Ablenkung im Magnetfeld westwärts aus dem Strom der positiven Ionen aus oder gelangen an die Grenze der magnetischen Höhlung, so wird der Krümmungsradius jeder Bahn sehr klein. Die Drift im inhomogenen Magnetfeld führt sie in östlicher Richtung und damit in den Bereich der Front der positiven Ionen (Abb. 75). In diesem Gebiet tritt dadurch eine Häufung von Ladungsträgern auf, die durch heftige Stoßionisation weiter erhöht wird. Hinzu kommt, daß die langsameren Sekundärteilchen auf ihren eng gewundenen Bahnen lange Zeit in diesem Bereich verweilen. Mit dem Abklingen der Stoßentladung läßt außerdem der "magnetische Druck" nach. Dadurch gelangen die eben betrachteten Teilchen noch stärker in den Einfluß des magnetischen Dipolfeldes. Sie halten sich noch länger in diesem Gebiet auf, dessen intensives Leuchten sie bewirken.

Die analogen Bahnkurven treten in dem Falle auf, in dem das Plasma aus überwiegend negativen Ladungsträgern besteht. Infolge des geringeren "magnetischen Druckes" der Elektronen muß allerdings der Anteil der Elektronen weit über dem der positiven Ionen liegen, damit es in westlicher Richtung zur Bildung einer schräg verlaufenden Plasmafront kommt. Aus diesem Grunde wird bei der Verwendung eines quasineutralen Plasmas die Lage der Grenze durch den dominierenden Einfluß der positiven Ionen bestimmt. Er führt zu Asymmetrien, die OSBORNE besonders herausstellte, aber nicht erklären konnte [63]: einer leichten östlichen Verschiebung des ankommenden Plasmas

und einem Belt, der sich westwärts bewegt. Diese Ergebnisse, die in Übereinstimmung mit den Satellitenmessungen stehen [53, 17, 37, 47, 59, 10], sprechen nach den oben beschriebenen experimentellen Untersuchungen für einen bestimmenden Einfluß der positiven Ionen bei der Wechselwirkung zwischen der Erde und dem ankommenden Teilchenstrom.

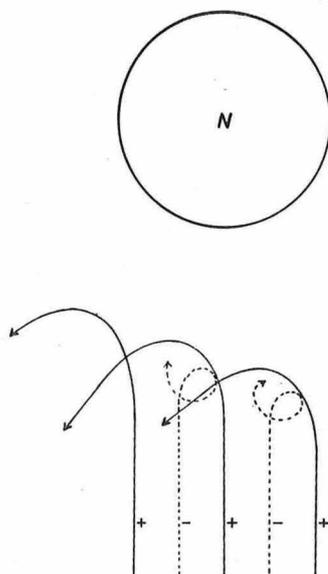


Abb. 75: Wahrscheinliche Bahnformen im Falle der Wechselwirkung zwischen einem Plasma, das aus überwiegend positiven Ladungsträgern besteht, und dem magnetischen Dipolfeld. Der Blick ist auf den magnetischen Nordpol gerichtet, der Äquator liegt in der Zeichenebene.
Bahnen positiver Ionen: ———, Elektronenbahnen: - - - -

Die experimentellen Ergebnisse reichen jedoch noch nicht aus, um genaue Aussagen über das Zustandekommen des "Quasi VAN ALLEN Belts" zu machen. Sie deuten darauf hin, daß die polaren Leuchtgebilde durch die innere Leuchtregion bedingt und damit von deren Lage beeinflusst werden. Es sind Bereiche, in denen Ladungsträger der inneren Leuchtregion in Schraubenbahnen zur Terrellaoberfläche gelangen.

2.4.2. Vergleich der kosmischen Bedingungen mit den experimentell erreichten Werten und Ausblick auf weitere Experimente

2.4.2.1. Vergleich der kosmischen Bedingungen mit den Verhältnissen in den Experimenten

Nachdem es mit den beschriebenen Anordnungen gelang, eine Reihe neuer Ergebnisse zu gewinnen, soll betrachtet werden, inwieweit die experimentellen Bedingungen den Forderungen der Ähnlichkeitstransformation entsprechen. Da sich in den Experimenten gleichartige Strukturen ergeben, wie sie aus Satellitenmessungen in der Umgebung der Erde folgen, und da die Oszillogramme von der Beeinflussung des Magnetfeldes den Aufzeichnungen von der Magnetfeldänderung der Erde infolge eines magnetischen Sturmes gleichen, müssen auch weitgehend ähnliche Verhältnisse vorliegen.

Der Druck in den Experimenten entspricht gut dem unter Berücksichtigung der Temperaturverhältnisse im kosmischen Raum berechneten Wert von $1 \cdot 10^{-18}$ Torr. Für den Vergleich der anderen wesentlichen Parameter soll hier ein Plasma vorausgesetzt werden, dessen Eigenschaften vornehmlich von Protonen der mittleren Energie 100 eV bestimmt werden. Ein derartiges quasineutrales Plasma läßt sich leicht mit der zuletzt beschriebenen Anordnung herstellen. Gegenüber einer Geschwindigkeit des Plasmas in größerer Entfernung von der Erde, die bei $4 \cdot 10^7$ cm/s liegt [61], bewegen sich die positiven Ionen mit einer Geschwindigkeit von $1,4 \cdot 10^7$ cm/s. Aus der Wechselwirkungszeit von 10^5 s in der Natur folgt dann eine solche von $2 \cdot 10^{-3}$ s im Modell. In den Experimenten müßte sie also noch um mehr als eine Größenordnung erhöht werden. Einer Ionendichte von etwa 10 Teilchen pro Kubikzentimeter [61] entspricht im Modell eine Dichte von $3 \cdot 10^{16}$ Ionen pro Kubikzentimeter. Die experimentell erreichten Werte liegen in der Größenordnung $1 \cdot 10^{15}$ cm $^{-3}$. Erhält man die Forderung aufrecht, daß die Bahnradien der Ionen im Magnetfeld in gleicher Weise wie die Längen transformiert werden, so steht der maximal erreichten Kraftflußdichte von etwa $3 \cdot 10^3$ Gauß ein angestrebter Betrag von $2,8 \cdot 10^7$ Gauß gegenüber.

Diese Betrachtungen zeigen, daß die nach den HÄNSELschen Ähnlichkeitsbeziehungen zu fordernden Werte weitgehend in den Experimenten erreicht werden. Die großen Unterschiede in der magnetischen Induktion scheinen von keinem erheblichen Einfluß zu sein. Zu dieser Aussage führt das experimentell gewonnene Ergebnis, daß sich Form und Lage der Leuchterscheinungen nur wenig ändern, wenn bei konstanter Energie zur Erzeugung des Plasmas die Geschwindigkeit der Ladungsträger vergrößert wird. So liegt z. B. die Geschwindigkeit der positiven Ionen in der neuen Plasmaquelle um bis zu zwei Größenordnungen über der in der Koaxialkanone. Es ist daher anzunehmen, daß eine weitere Verringerung der Trägergeschwindigkeit oder Erhöhung der magnetischen Induktion ebenfalls nur wenig an Form und Lage der Leuchtphänomene ändert.

2.4.2.2. Ausblick auf weitere Experimente

Nachdem die Experimente mit der neuartigen Plasmaquelle gezeigt haben, daß sie für Modellversuche zu geomagnetischen Erscheinungen geeignet ist und gegenüber den bisher benutzten Koaxialkanonen entscheidende Vorteile besitzt, sollten die durchgeführten Untersuchungen erweitert und verfeinert werden. Als besonders vorteilhaft hat sich der große Durchmesser der Terrella erwiesen. Er bedingt stark ausgedehnte Leuchterscheinungen, ermöglicht eine gute Beobachtung der Auftreffstellen auf der Terrellaoberfläche und gestattet Sondenmessungen, ohne daß die Wechselwirkung merklich durch die Anwesenheit der Sonde gestört wird. Der Durchmesser des Plasmastrahls sollte noch etwas erhöht werden. Seine Vergrößerung führte schon bei den beschriebenen Experimenten zu veränderten Leuchtgebilden.

Durch den verstärkten Einsatz von Elektrolytkondensatoren lassen sich große Energien bei geringen Spannungen auf kleinem Raum speichern. Das ermöglicht, Trägerdichte und Entladungszeit zu erhöhen und damit den Forderungen der Ähnlichkeitstransformation entgegenzukommen. Außerdem lassen sich die kosmischen Verhältnisse durch folgende Verbesserungen weiter annähern:

- a) Mittels Kondensatorenbatterien großer Kapazitäten werden über Widerstände zunächst Entladungen mit relativ geringen Stromstärken erzeugt. Während des Entladungsvorganges werden dann weitere geladene Kondensatoren direkt mit den Elektroden verbunden. Dadurch gelingt es, im Modell einen analogen Prozeß zum magnetischen Sturm auszulösen.
- b) Zur Vergrößerung des magnetischen Moments der Terrella sollte ebenfalls der Entladungsstrom eines Kondensators dienen. Es muß dann allerdings auf eine Terrella mit geringerem OHMschen Widerstand zurückgegriffen werden.

- c) Um auch den Einfluß des interplanetaren Magnetfeldes berücksichtigen zu können, sollte ein zusätzliches Magnetfeld im Untersuchungsraum wirken [68, 51].

Vorliegende Arbeit wurde auf Anregung des Geomagnetischen Institutes der Deutschen Akademie der Wissenschaften durchgeführt. Sie ist die Fortsetzung der in Abhandlung Nr. 35 dieser Reihe dargelegten Probleme. In ihr wurden die Ergebnisse der an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Pädagogischen Hochschule Potsdam durchgeführten Promotion von Dr. WILKE miterfaßt.

Den Herren Professoren Dr. G. FANSELAU und Dr. O. LUCKE sei an dieser Stelle für ihr stets förderndes Interesse an dieser Arbeit und für wertvolle Hinweise gedankt.

3. Literaturverzeichnis

- [1] ALFVEN, H.: Z. Physik 105 (1937) 319
- [2] ALFVEN, H.: Physic. Rev. 75 (1949) 11
- [3] ALFVEN, H.: Cosmical Electrodynamics. Oxford 1950
- [4] ALFVEN, H.: Physic. Rev. 77 (1950) 3
- [5] ALFVEN, H.: Tellus 7 (1955) 50
- [6] ALFVEN, H.: Tellus 10 (1958) 104
- [7] VON ARDENNE, M.: Tabellen zur angewandten Physik I + II. Verlag Wiss., Berlin 1964
- [8] BEARD, D. B.: J. geophys. Res. 65 (1960) 2559
- [9] BEARD, D. B.: Res. Geophys. 2 (1964) 335
- [10] BEARD, D. B.: Rep. Progr. Physics 30 (1967) 409
- [11] BIRKELAND, K.: Arch. Sci. Phys. 1 (1896) 497
- [12] BIRKELAND, K.: The Norwegian Aurora polaris expedition 1902-03. Christiana (Oslo), 1908 (Vol. I), 1913 (Vol. II)
- [13] BLOCK, L.: Tellus 7 (1955) 65
- [14] BLOCK, L.: Tellus 8 (1956) 234
- [15] BLOCK, L.: Ark. Fysik 14 (1958) 153
- [16] BLOCK, L.: Electromagnetic phenomena in cosmical physics. Cambridge 1958, S.312
- [17] BONETTI, A., H. S. BRIDGE, A. J. LAZARUS, B. ROSSI, F. SCHERB: J. geophys. Res. 68 (1963) 4017
- [18] BOSTICK, W. H.: Physic. Rev. 104 (1956) 292
- [19] BOSTICK, W. H.: Physic. Rev. 107 (1957) 1736
- [20] BOSTICK, W. H.: Sci. Ann. (1957) 87
- [21] BOSTICK, W. H.: Rev. mod. Physics 30 (1958) 1090
- [22] BOSTICK, W. H., H. BYFIELD, Y. NAKAGAWA, D. H. WELLS: Physic. Fluids 5 (1962) 1305
- [23] BOSTICK, W. H.: Physic. Fluids 5 (1962) 1406
- [24] BOSTICK, W. H., H. BYFIELD, M. BRETTSCHEIDER: J. geophys. Res. 68 (1963) 5315
- [25] BOSTICK, W. H., H. BYFIELD, A. JERMAKIAN: Physic. Fluids 9 (1966) 2287
- [26] BRÜCHE, E.: Physik. Z. 31 (1930) 1011
- [27] BRÜCHE, E., W. ENDE: Z. Physik 64 (1930) 186
- [28] BRÜCHE, E.: Z. Astrophys. 2 (1931) 30
- [29] BRÜCHE, E.: Physik. Z. 32 (1931) 31
- [30] BRUNBERG, E. A.: Tellus 8 (1956) 215
- [31] CAHILL, L. J., AMAZEEN, P. G.: J. geophys. Res. 68 (1963) 1835
- [32] GLADIS, J. B., T. D. MILLER, J. R. BASKETT: J. geophys. Res. 69 (1964) 2257
- [33] DUNGEY, J. W.: Physic. Rev. Letters 6 (1961) 47
- [34] EHRENHAFT, F., R. F. K. HERZOG, M. J. HIGATSBERGER, F. P. VIEHBÖCK, P. M. WEINZIERL: Acta Physica Austriaca 4 (1950) 129
- [35] EHRENHAFT, F.: Acta Physica Austriaca 4 (1950) 461
- [36] EHRENHAFT, F.: Acta Physica Austriaca 5 (1951) 12
- [37] FREEMAN, J. W., J. A. VAN ALLEN, L. J. CAHILL: J. geophys. Res. 68 (1963) 1
- [38] FÜNFER, E., G. LEHNER: Ergeb. exakt. Naturwiss. 34 (1962) 1
- [39] HANSEL, H.: Habilitationsschrift PHP 1962
- [40] HANSEL, H.: Z. Geophys. 30 (1964) 182
- [41] HANSEL, H.: Staatsexamensarbeit BÖRNER, PHP 1964
- [42] HANSEL, H.: Exp. Techn. Phys. 13 (1965) 17
- [43] HANSEL, H.: Staatsexamensarbeit GÜNTZEL, PHP 1965
- [44] HANSEL, H.: Geomagnetisches Institut Potsdam, Abh. Nr. 35, Akademie-Verlag, Berlin 1965
- [45] HANSEL, H.: Staatsexamensarbeit ZOSEL, PHP 1965
- [46] HARRIS, E. G., R. B. THEUS, W. H. BOSTICK: Physic. Rev. 105 (1957) 46
- [47] HEPPNER, J. P., N. F. NESS, C. S. SEARCE, T. L. SKILLMAN: J. geophys. Res. 68 (1963) 1

- [48] JORY, F. S.: Physic. Rev. 103 (1956) 1068
 [49] KAWASHIMA, N., H. ISHIZUKA: J. physic. Soc. Japan 18 (1963) 736
 [50] KAWASHIMA, N., N. FUKUSHIMA: Planet. Space Sci. 12 (1964) 1187
 [51] KAWASHIMA, N., S. MORI: Physic. Fluids 8 (1965) 378
 [52] KAWASHIMA, N., S. MORI: International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965
 [53] LUCKE, O.: Beitr. Plasmaphysik 4 (1962) 215
 [54] LÜST, R.: Physic. Rev. 105 (1957) 1827
 [55] MALMFORS, K. G.: Ark. Mat., Astronomi Fysik 32A (1945) 1
 [56] MALMFORS, K. G.: Ark. Mat., Astronomi Fysik 34B (1946) 1
 [57] MIDGLEY, J. E., L. DAVIS: J. geophys. Res. 67 (1962) 499
 [58] MIDGLEY, J. E.: J. geophys. Res. 69 (1964) 1197
 [59] NESS, N. R., J. M. WILCOX: Physic. Rev. Letters 13 (1964) 461
 [60] OSBORNE, F. J. F., I. P. SHKAROWSKY, J. V. GORE: Canad. J. Physics 41 (1963) 1747
 [61] OSBORNE, F. J. F., M. P. BACHYNSKI, J. V. GORE: J. geophys. Res. 69 (1964) 4441
 [62] OSBORNE, F. J. F., M. P. BACHYNSKI, J. V. GORE: Appl. Physic. Letters 5 (1964) 77
 [63] OSBORNE, F. J. F., M. P. BACHYNSKI: VII. International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965
 [64] RAY, E. C.: Physic. Rev. 104 (1956) 1459
 [65] ROSENBLUTH, M. V., C. L. LONGMIRE: Ann. Phys. N. Y. 1 (1957) 120
 [66] SACHRANOW, N. A., N. A. CHIZNJAK, V. V. SKODA: Sh. tech. Fis. 37 (1967) 262
 [67] SLUTZ, R. J.: J. geophys. Res. 67 (1962) 505
 [68] SPREITER, J. R., W. P. JONES: J. geophys. Res. 68 (1963) 3555
 [69] STÖRMER, C.: Videnskabs-selakabet i Christiana 1904
 [70] STÖRMER, C.: Z. Astrophysik 1 (1930) 237
 [71] STÖRMER, C.: Z. Astrophysik 3 (1931) 31, 227
 [72] STÖRMER, C.: Z. Astrophysik 4 (1932) 290
 [73] STÖRMER, C.: Z. Astrophysik 6 (1933) 333
 [74] STÖRMER, C.: Astrophysica norvegica 4 (1937)
 [75] WILKE, H.-J.: Dissertation PHP 1968
 [76] YUNG-LAN, S., C. GOU-CHEN, J. JEOU-JANG: Scientia sinica 13 (1964) 1835
 [77] ZHIGULEV, V. N., E. A. ROMISHEVSKI: Dokl. Akad. Nauk SSSR 127 (1959) 1991

I/16/46 F 259/70

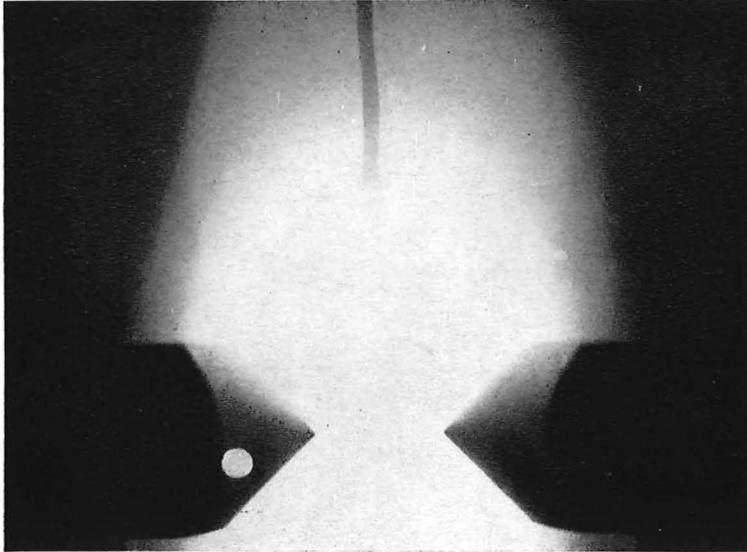
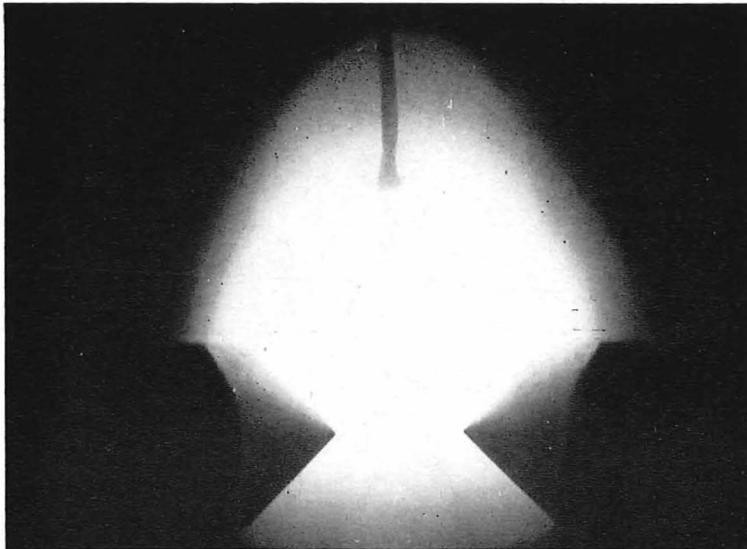


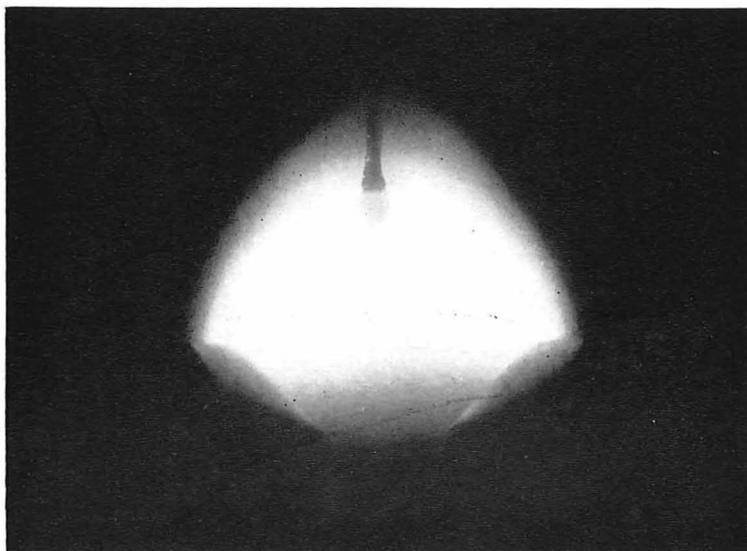
Abb. 4.

Kleine kugelförmige Katode
im Magnetfeld nach Abb. 3.
 $p = 1 \cdot 10^{-1}$ Torr
 $U = \text{ca. } 800$ V
 $I = \text{ca. } 5$ mA

a) $B = 275$ Gauß



b) $B = 400$ Gauß

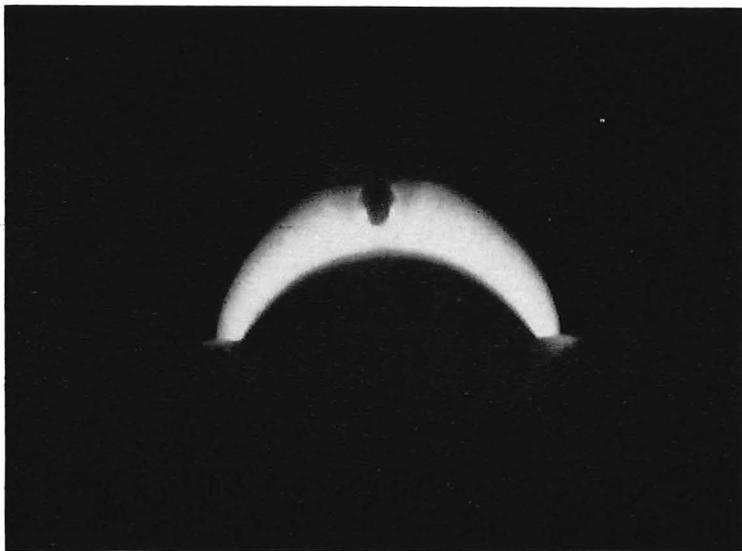


c) $B = 550$ Gauß



Abb. 4.

d) $B = 825$ Gauß



e) $B = 1400$ Gauß



f) $B = 2000$ Gauß

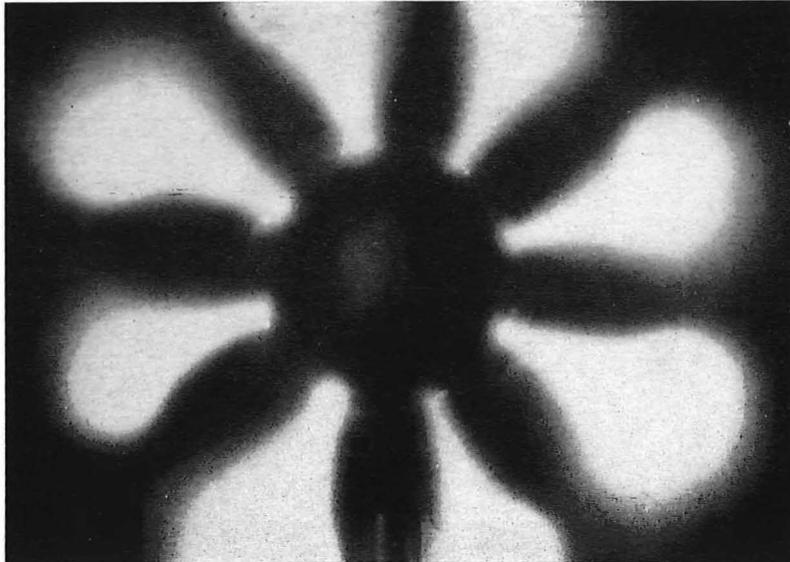


Abb. 5.

8 äquidistante kugelförmige
Katoden in der Äquatorebene.

Daten wie in Abb. 6.

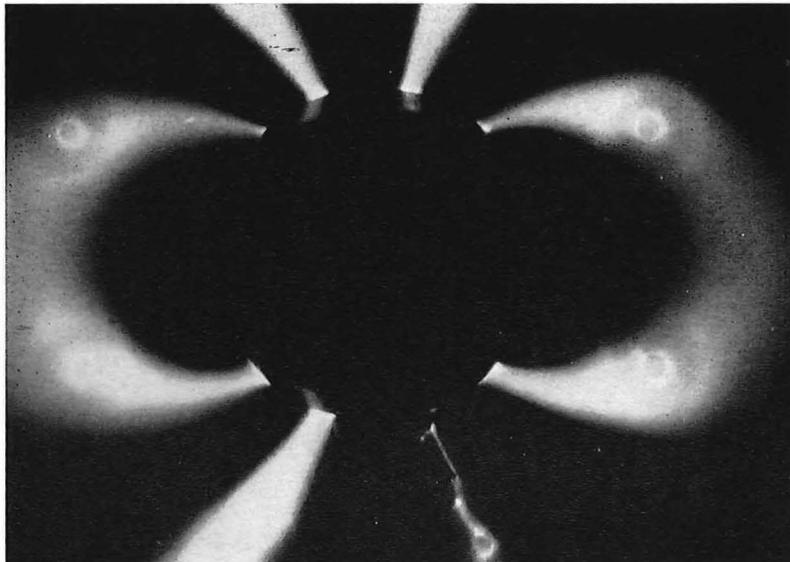


Abb. 6.

Anordnung nach Abb. 7.

$p = 1,5 \cdot 10^{-1}$ Torr

$U = 900$ V

$I = 12$ mA

$B = 1250$ Gauß

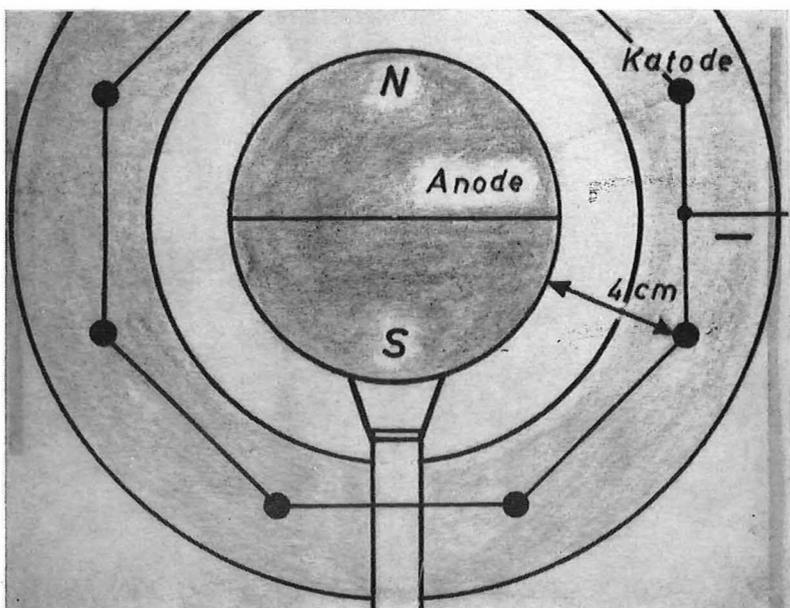


Abb. 7.

Versuchsanordnung
für Abb. 6.

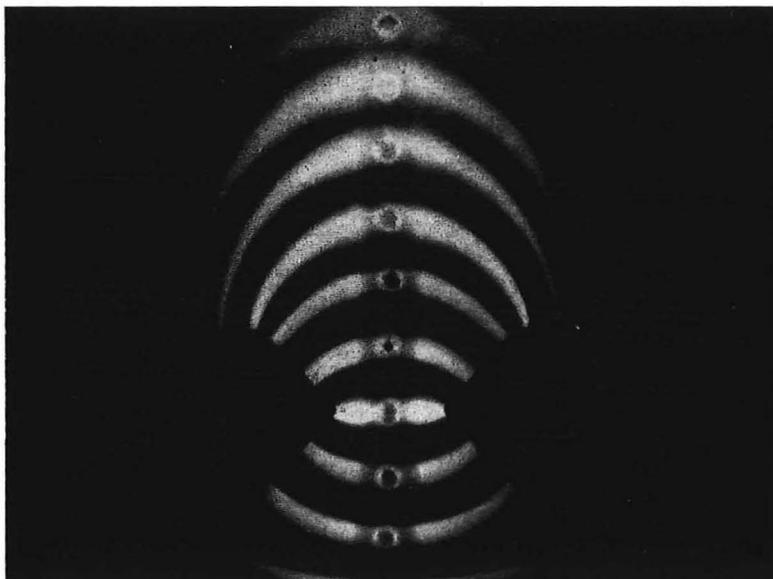


Abb. 8.

10 kleine scheibenförmige
Katoden im Magnetfeld
in je 2 cm Abstand
übereinander.

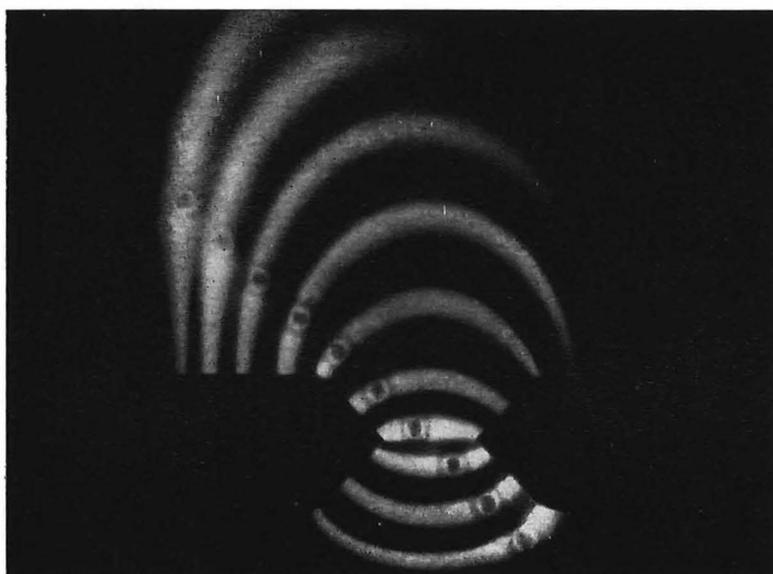


Abb. 9.

Katode wie in Abb. 8,
schräg gehalten.

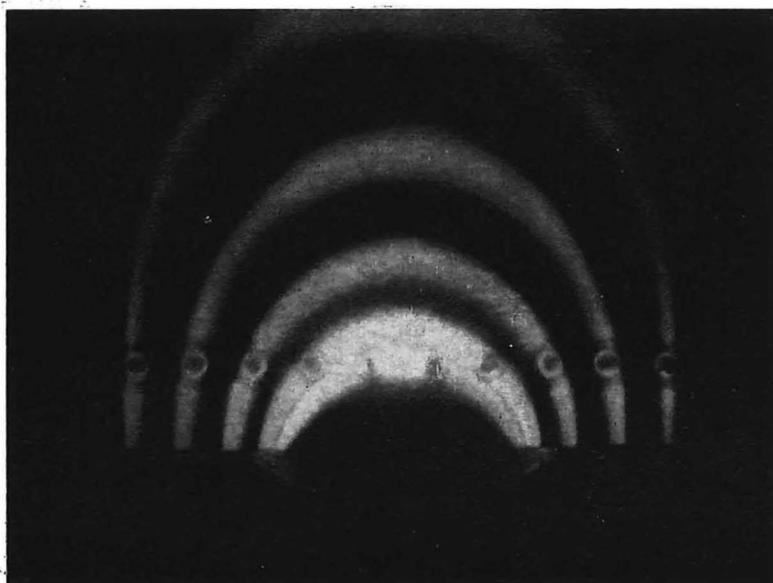


Abb. 10.

Katode wie in Abb. 8,
waagrecht gelagert.

$p = 1,3 \cdot 10^{-1}$ Torr
 $U = 800$ V
 $I = \text{ca. } 20$ mA
 $B = 2000$ Gauß

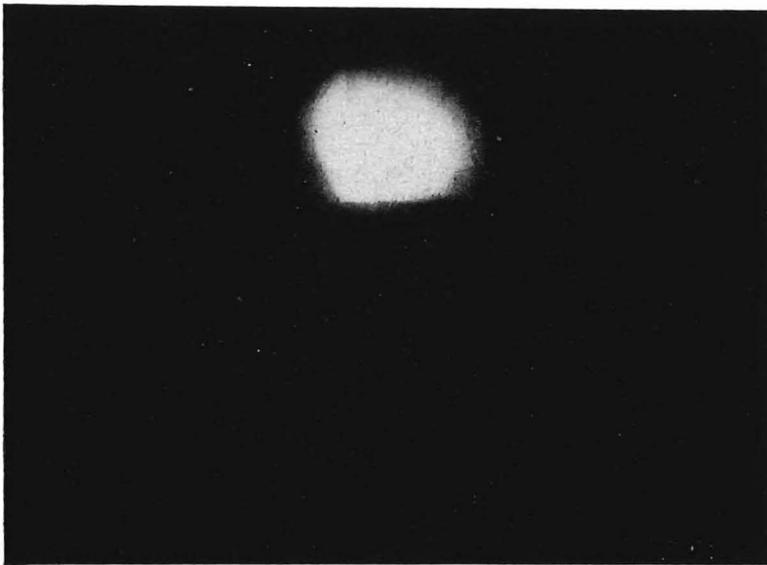


Abb. 11.

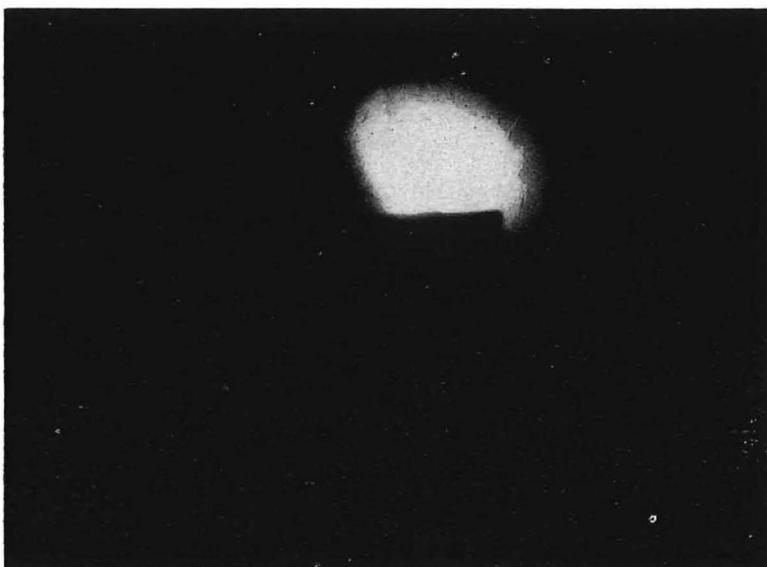
Anordnung wie in Abb. 3.
Blick in Richtung Dipolachse.

$p = 1,2 \cdot 10^{-1}$ Torr
 $B = 650$ Gauß

a) $U = 600$ V
 $I = 4$ mA



b) $U = 700$ V
 $I = \text{ca. } 5$ mA



c) $U = 800$ V
 $I = \text{ca. } 6$ mA

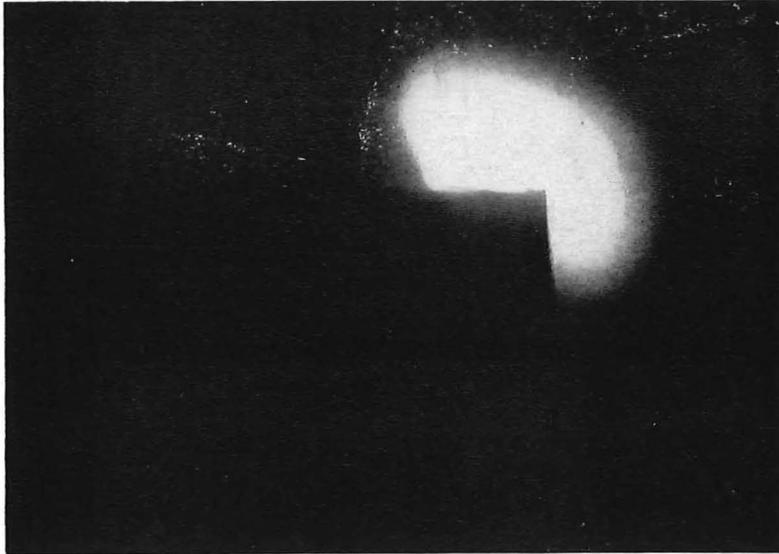
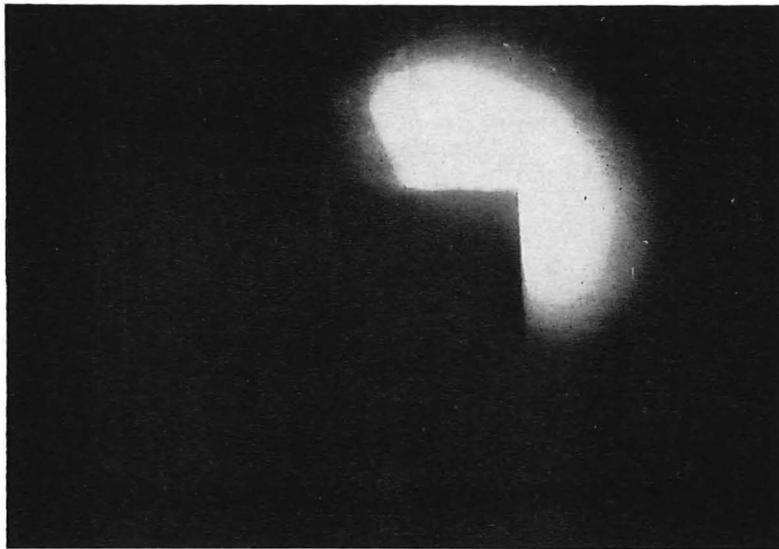
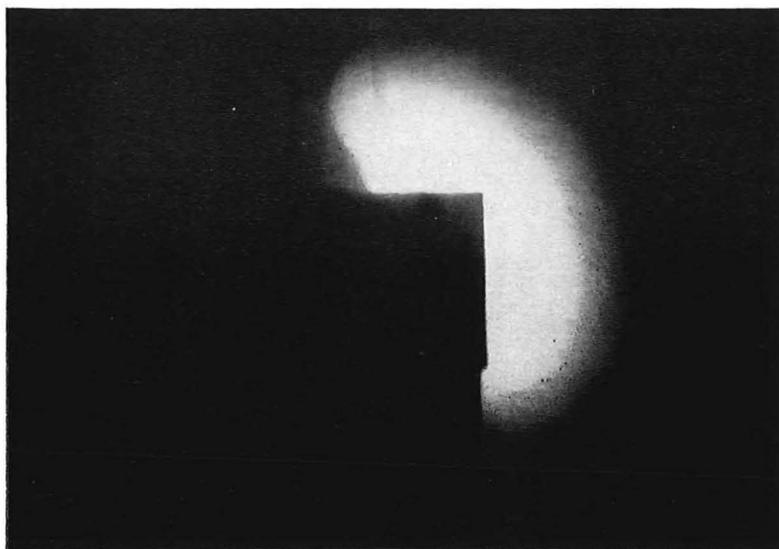


Abb. 11.

d) $U = 1000 \text{ V}$
 $I = \text{ca. } 8 \text{ mA}$



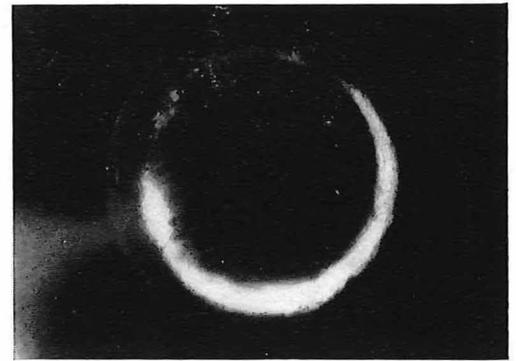
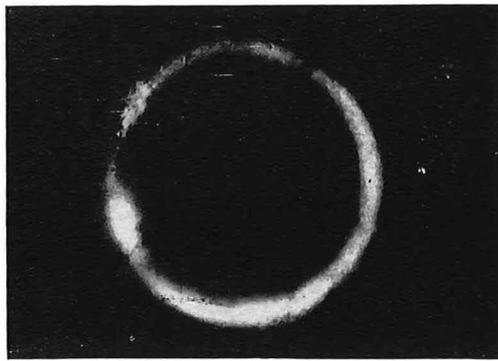
e) $U = 1200 \text{ V}$
 $I = \text{ca. } 9 \text{ mA}$



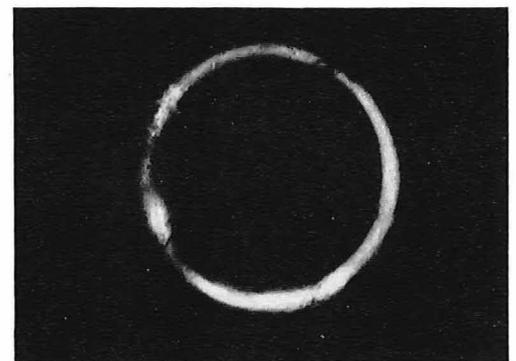
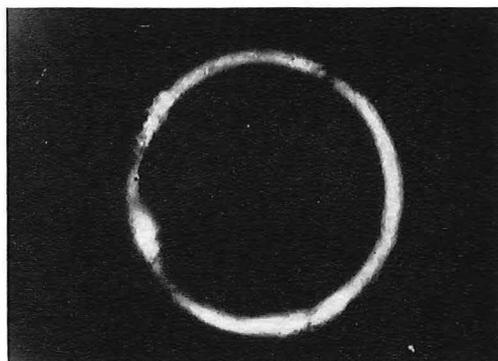
f) $U = 1400 \text{ V}$
 $I = \text{ca. } 11 \text{ mA}$



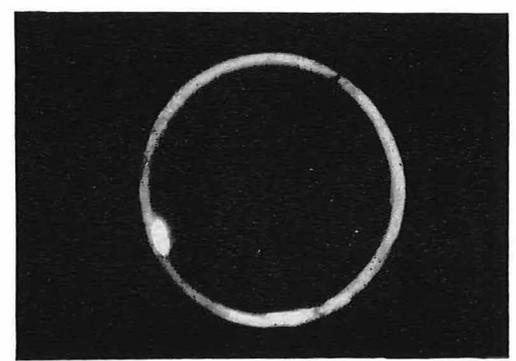
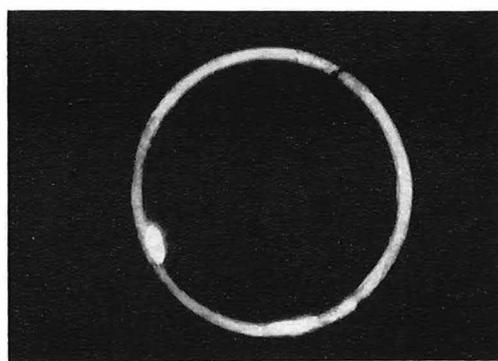
a)



b)



c)



d)

Abb. 13

Abb. 14

Abb. 13. Eine kleine kugelförmige Katode befindet sich nach Abb. 12 im Magnetfeld der Terrella. Die Aufnahmen zeigen die Abhängigkeit der Form und Lage der Leuchterscheinungen vom Druck. Die Anode ist gemäß Stellung I in Aufnahmerichtung hinter der Terrella angeordnet. Die Photographien geben die Leuchterscheinungen beim Blick auf den magnetischen Südpol wieder.

Abb. 14. Wie in Abb. 13. Die Anode befindet sich in Blickrichtung rechts neben der Terrella entsprechend Stellung II in Abb. 12. Die magnetische Induktion beträgt in allen Aufnahmen $B = 1250$ Gauß, die Stromstärke etwa $I = 5$ mA.

Für die einzelnen Abbildungen gelten:

- a) $p = 1,5 \cdot 10^{-1}$ Torr, $U = 1600$ V,
- b) $p = 5 \cdot 10^{-2}$ Torr, $U = 1880$ V,
- c) $p = 2 \cdot 10^{-2}$ Torr, $U = 2000$ V,
- d) $p = 6 \cdot 10^{-3}$ Torr, $U = 2300$ V.

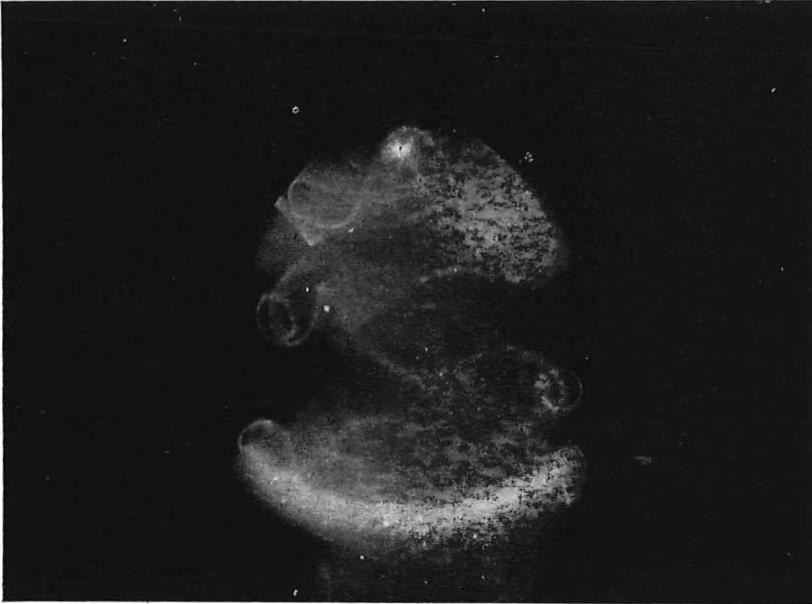


Abb. 16.

Kleine ebene Katode gemäß
Abb. 15 im Magnetfeld.
Kleiner Winkel zwischen
Bewegungsrichtung und Richtung
des Magnetfeldes.

$U = 3500 \text{ V}$
 $B = 1200 \text{ Gauß}$

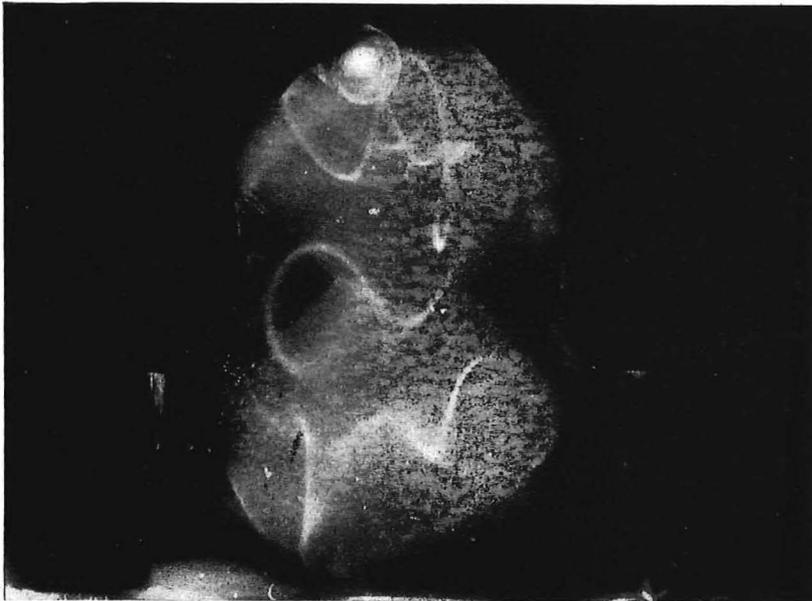


Abb. 17.

Wie oben, Winkel
etwas größer.

$U = 4000 \text{ V}$
 $B = 500 \text{ Gauß}$

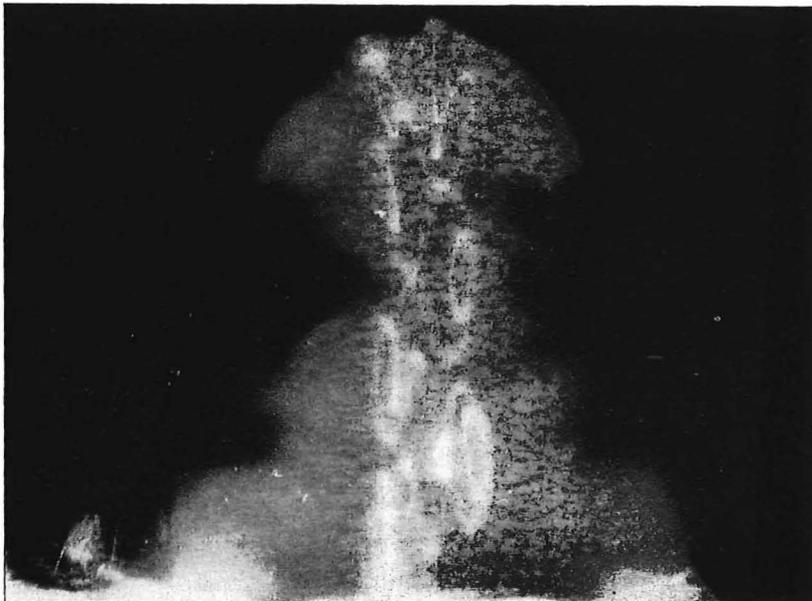


Abb. 18.

Wie oben, Winkel
noch größer

$U = 5000 \text{ V}$
 $B = 800 \text{ Gauß}$
 $p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$
 $I = \text{ca. } 5 \text{ m A}$

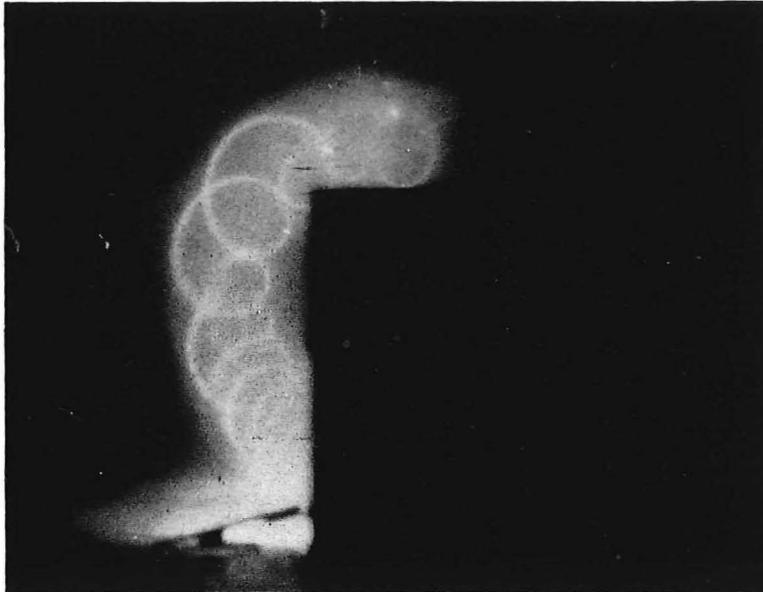


Abb. 19.

Anordnung wie in Abb. 18,
Blick in Richtung der
magnetischen Achse.

$U = 6000 \text{ V}$
 $B = 820 \text{ Gau\ss}$



Abb. 20.

Wie oben.

$U = 6000 \text{ V}$
 $B = 1000 \text{ Gau\ss}$



Abb. 21.

Anordnung wie in
Abb. 19.

$U = 5000 \text{ V}$
 $B = 1100 \text{ Gau\ss}$
 $p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$
 $I = \text{ca. } 5 \text{ mA}$



Abb. 23.

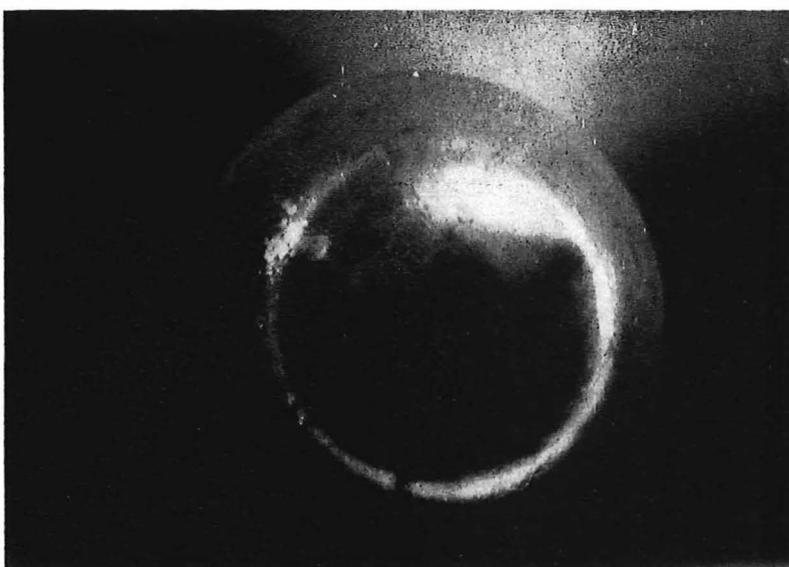
Anordnung nach Abb. 22
Blick auf den Nordpol.

$U = 1700 \text{ V}$
 $p = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$
 $I = 20 \text{ mA}$

a) $B = 200 \text{ Gau\ss}$



b) $B = 400 \text{ Gau\ss}$



c) $B = 1250 \text{ Gau\ss}$

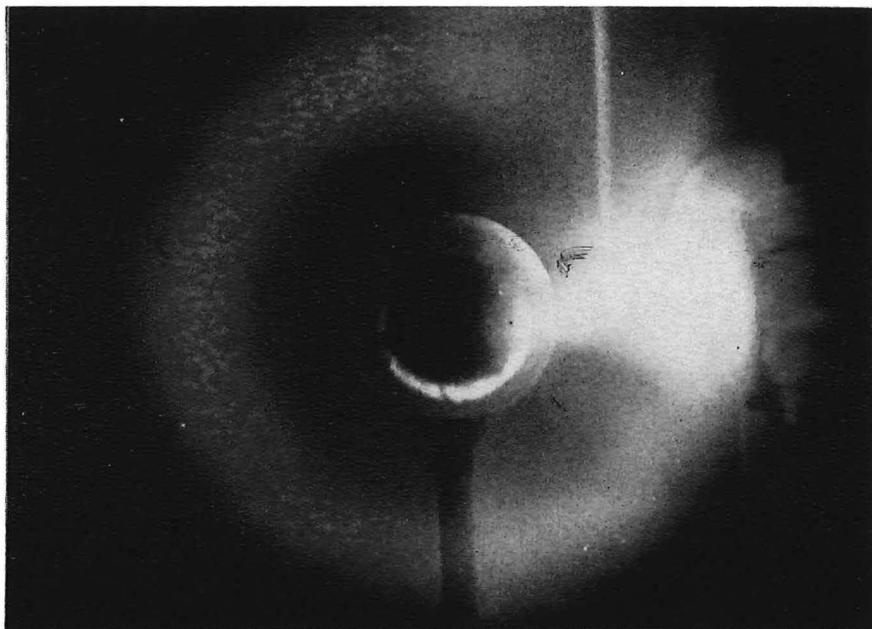
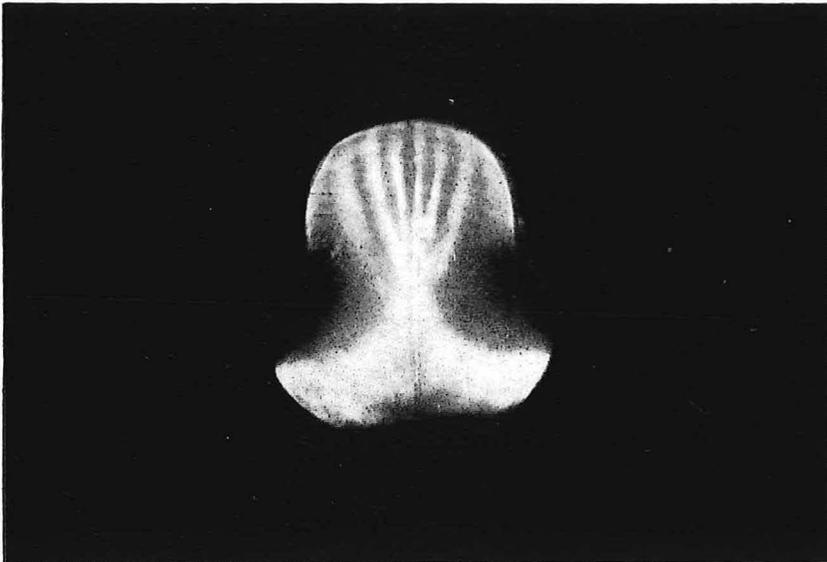
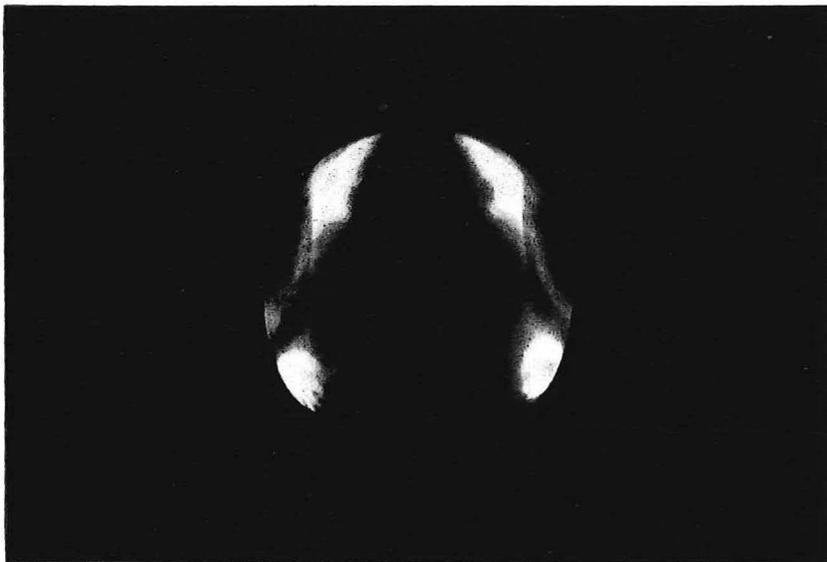


Abb. 24. BIRKELANDscher Entladungsring. Die Katode befindet sich rechts im Bild.
Ihr Abstand von der Terrellaoberfläche beträgt 7,5 cm.
 $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Torr, $U = 2000$ V, $I = 30$ mA, $B = 1500$ Gauß.

Abb. 26.



d) 390 Gauß



e) 580 Gauß



f) 960 Gauß



Abb. 27.

Anordnung und Daten
wie in Abb. 26.
Blick auf den Südpol.

a) $B = 70$ Gauß



b) $B = 150$ Gauß



c) $B = 310$ Gauß

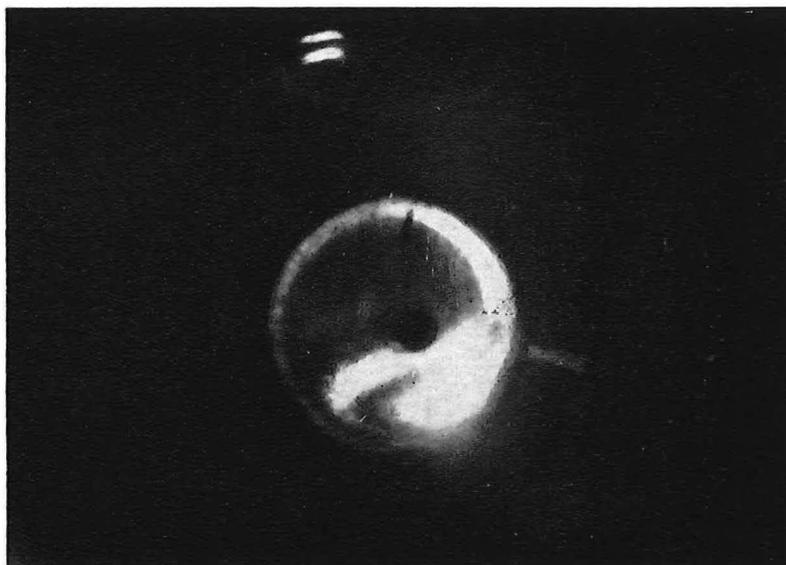


Abb. 27.

d) $B = 390$ Gauß



e) $B = 580$ Gauß



f) $B = 960$ Gauß

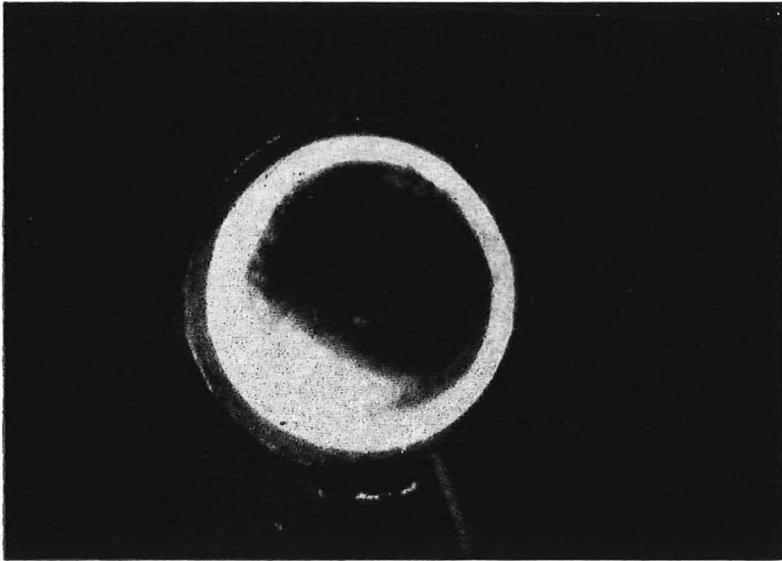


Abb. 31.

Anordnung gemäß Abb. 22. Blick auf den magnetischen Nordpol, die Äquatorebene liegt parallel zur Bildebene.

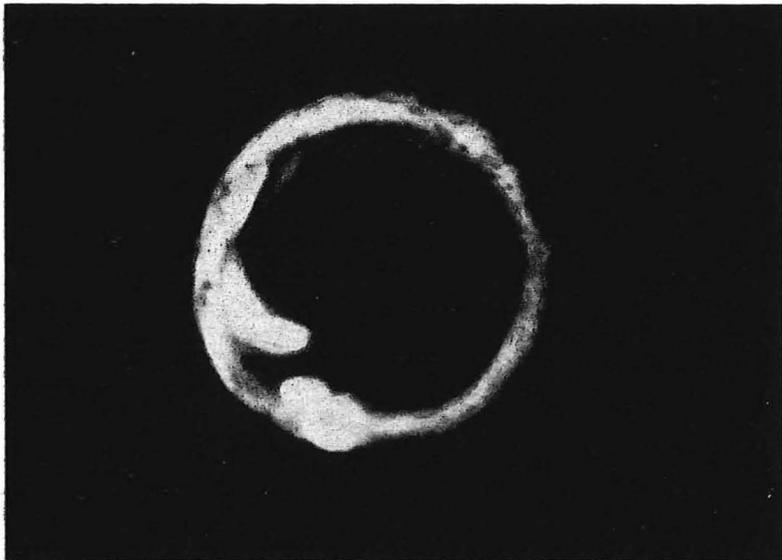


Abb. 32.

Wie Abb. 31. Die Katode ist mittels eines aufgelegten Gummiringes in zwei konzentrische Teile zerlegt.

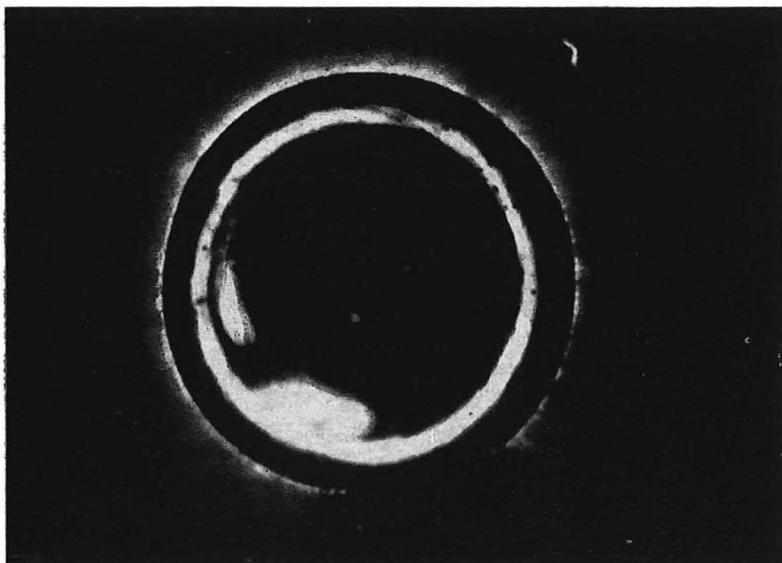


Abb. 33.

Wie Abb. 32. Es wirkt aber nur noch der innere Teil als Katode.

$p = 1 \cdot 10^{-4}$ Torr
 $U_K = 2000$ V
 $U_A = 0$ V
 $B = 1000$ Gauß



Abb. 35.

Anordnung gemäß Abb. 22.
Blick auf den Äquator.
Nordpol links.

$p = 1 \cdot 10^{-4}$ Torr
 $U_K = 2000$ V
 $U_A = 2000$ V
 $B = 500$ Gauß

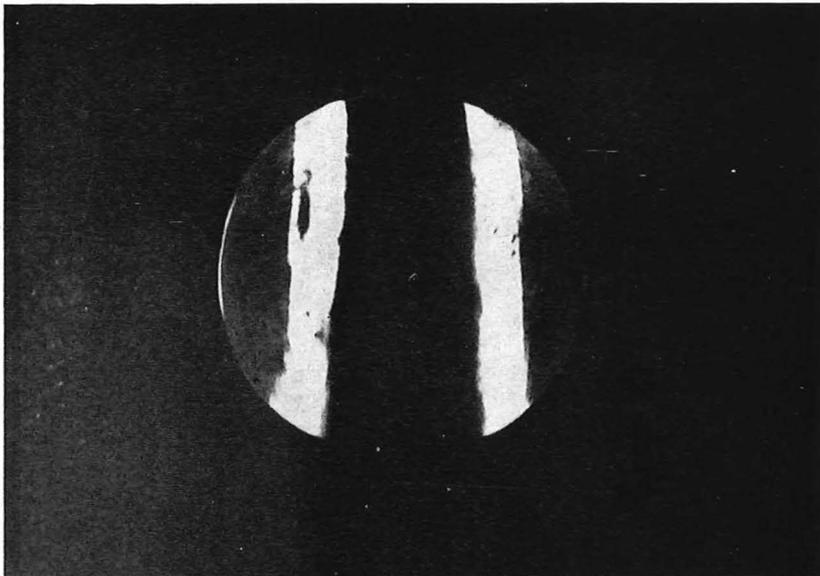


Abb. 36.

Wie Abb. 35. Der Abstand
Katode-Terrella ist jedoch
doppelt so groß
(18 cm).

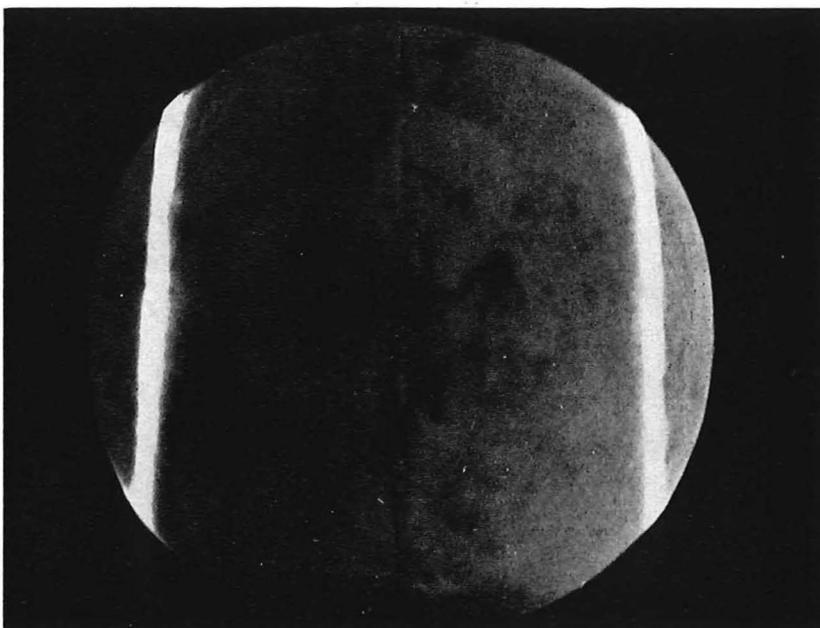


Abb. 37.

Wie Abb. 36.
 $B = 1500$ Gauß

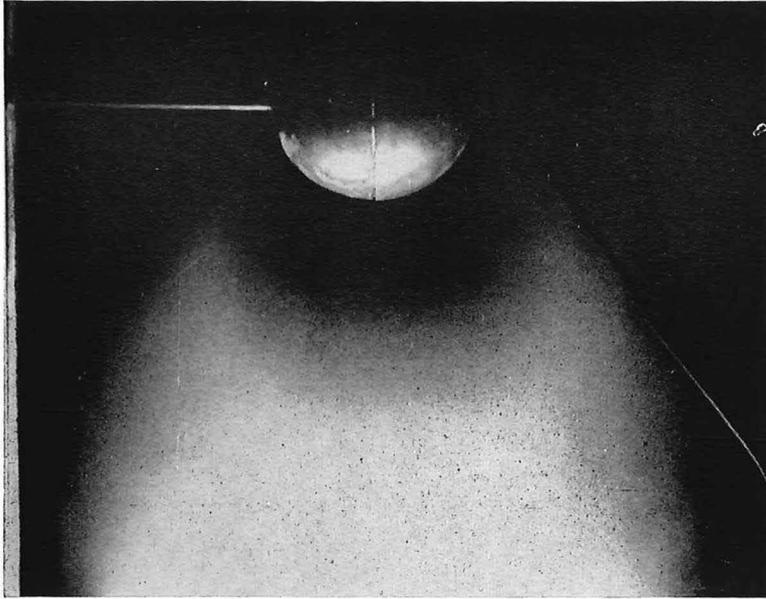


Abb. 58.

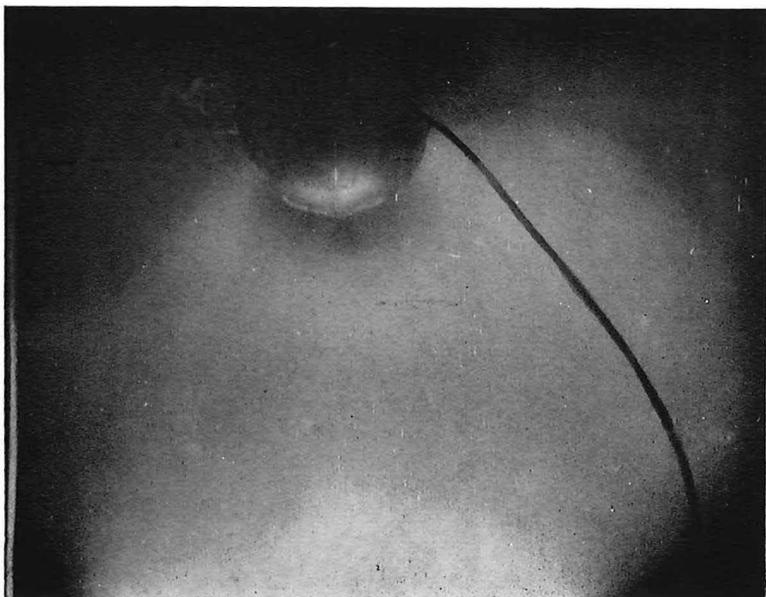
Versuchsaufbau nach Abb. 57.
Nordpol rechts im Bild.

$p = 6 \cdot 10^{-5}$ Torr
 $B = 2000$ Gauß
 $C = 620 \mu\text{F}$

a) 400 V



b) 600 V



c) 800 V

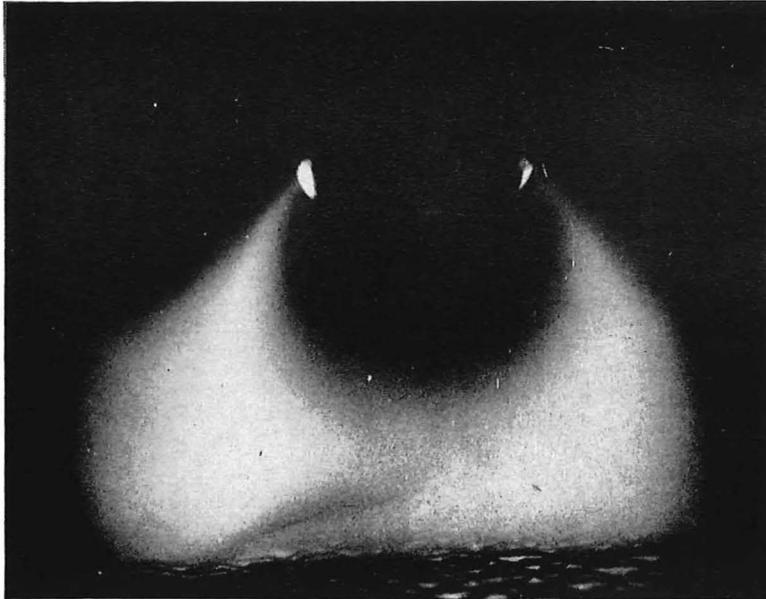


Abb. 60.

Wechselwirkung mit Elektronen.
 Dipolachse liegt in der Bildebene,
 Nordpol befindet sich rechts.
 Stationäre Entladung.
 Abstand 15 cm.

$p = 8 \cdot 10^{-3}$ Torr
 $B = 2000$ Gauß
 $U = 2000$ V
 $I = 12$ mA

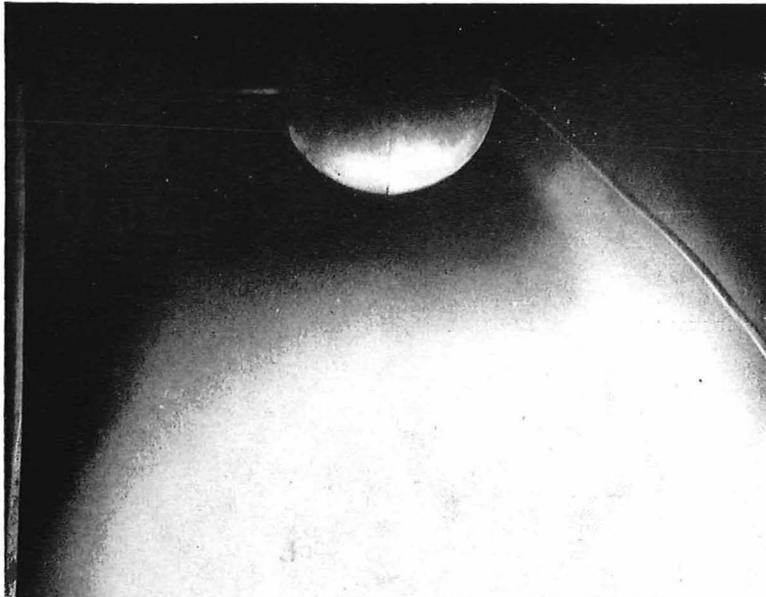


Abb. 61.

Anordnung wie in Abb. 60.
 Abstand 25 cm. Stoßentladung.

$p = 6 \cdot 10^{-5}$ Torr
 $B = 2000$ Gauß
 $U = 250$ V
 $C = 800$ μ F

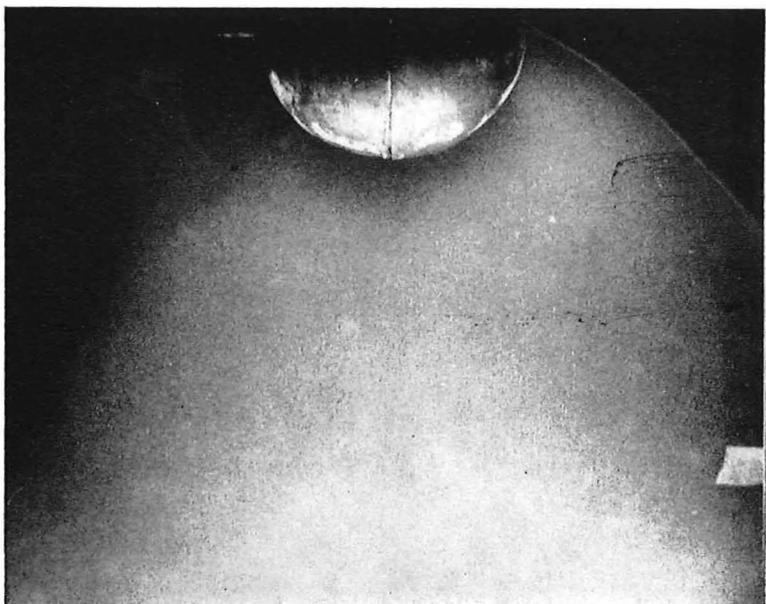


Abb. 62.

Wie in Abb. 61.

$p = 6 \cdot 10^{-5}$ Torr
 $B = 2000$ Gauß
 $U = 3500$ V
 $C = 54$ μ F

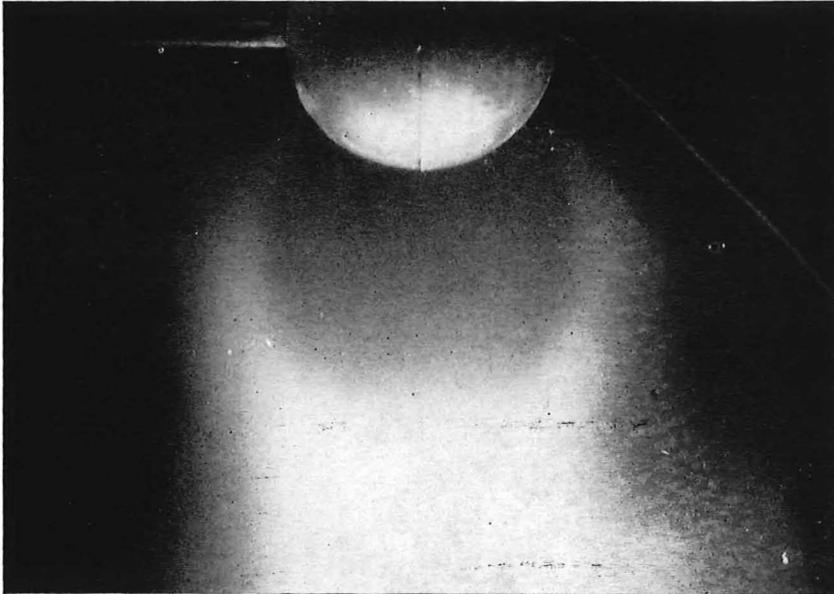


Abb. 63.

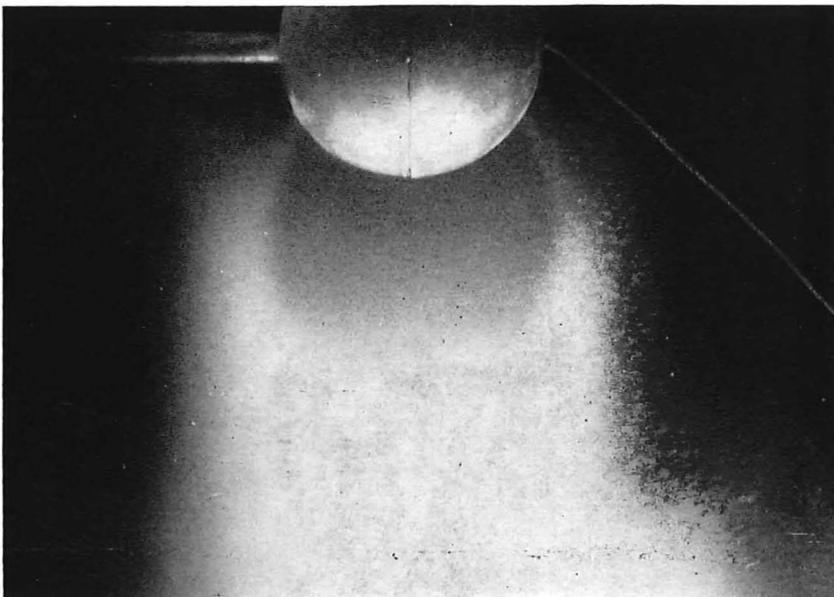
Wechselwirkung mit positiven
Ionen der Luft.
Blick auf den Äquator,
Nordpol rechts.

$p = 6 \cdot 10^{-5}$ Torr
 $B = 2000$ Gauß
 $C = 620 \mu\text{F}$

a) $U = 100$ V



b) $U = 150$ V



c) $U = 200$ V

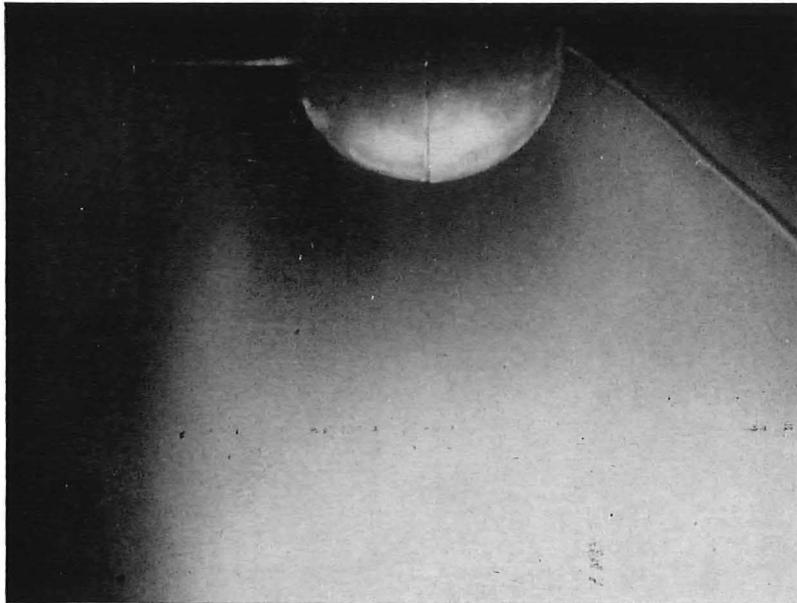
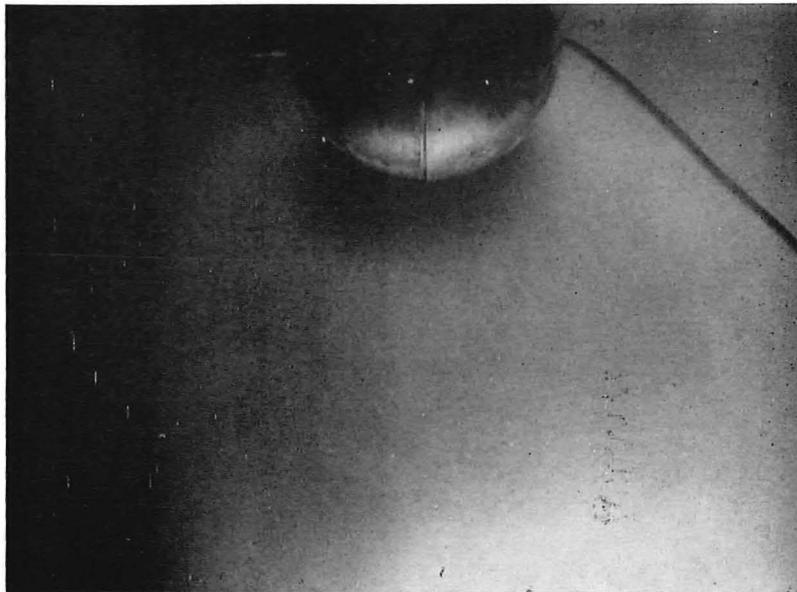
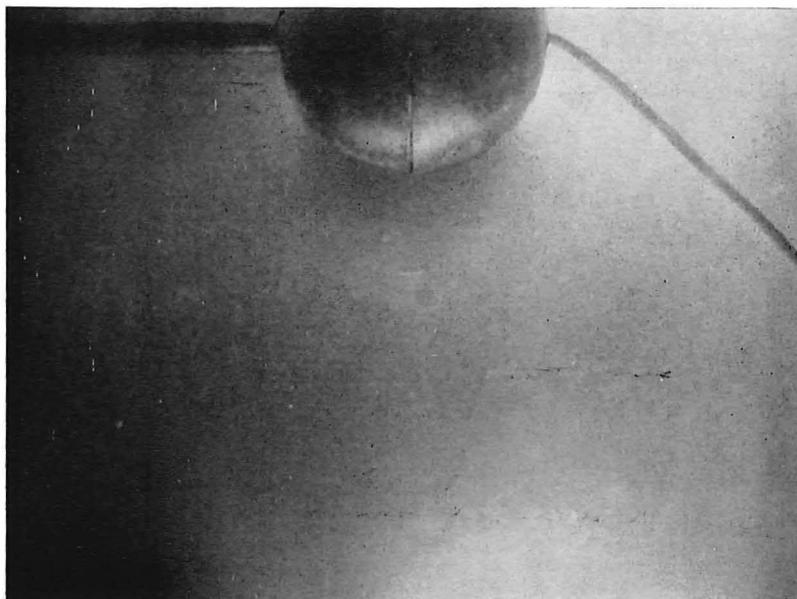


Abb. 63.

d) $U = 500 \text{ V}$



e) $U = 700 \text{ V}$



f) $U = 1000 \text{ V}$

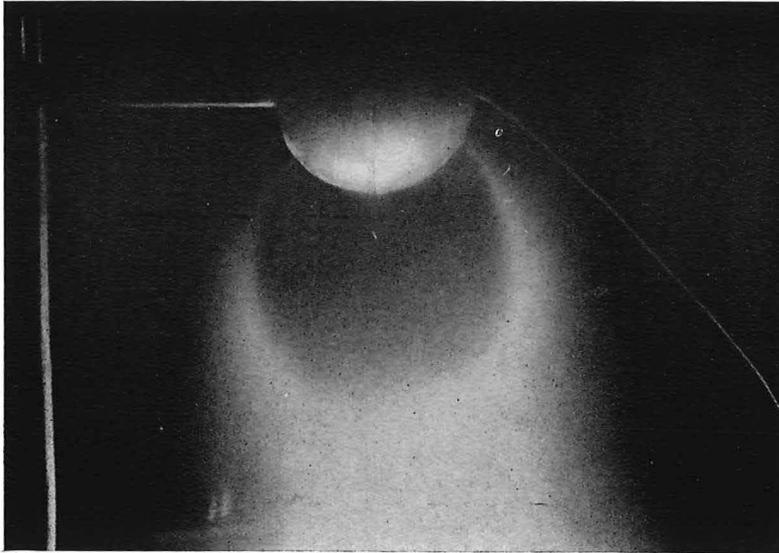
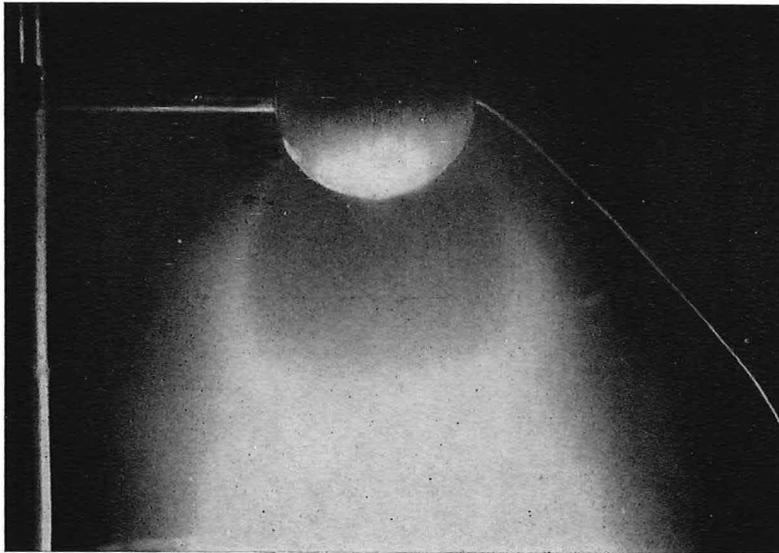


Abb. 64.

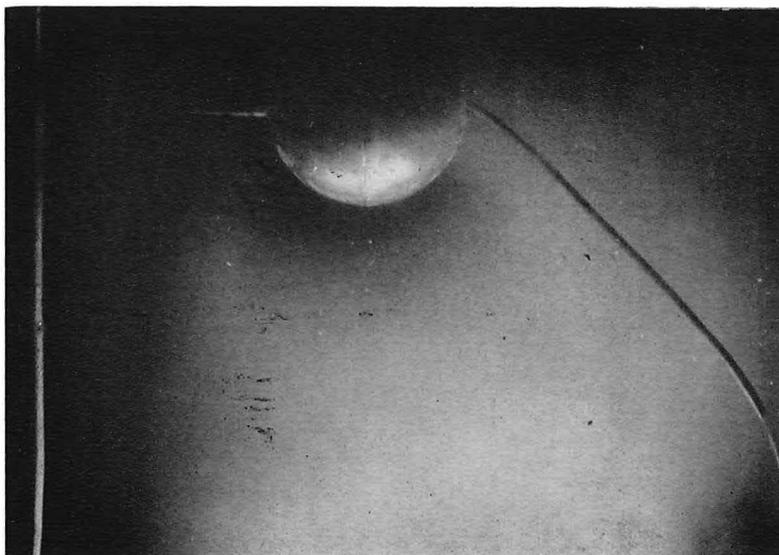
Wechselwirkung mit Protonen.
Nordpol rechts im Bild.

$p = 6 \cdot 10^{-5}$ Torr
 $B = 2000$ Gauß
 $C = 800 \mu\text{F}$

a) $U = 200$ V



b) $U = 300$ V



c) $U = 400$ V

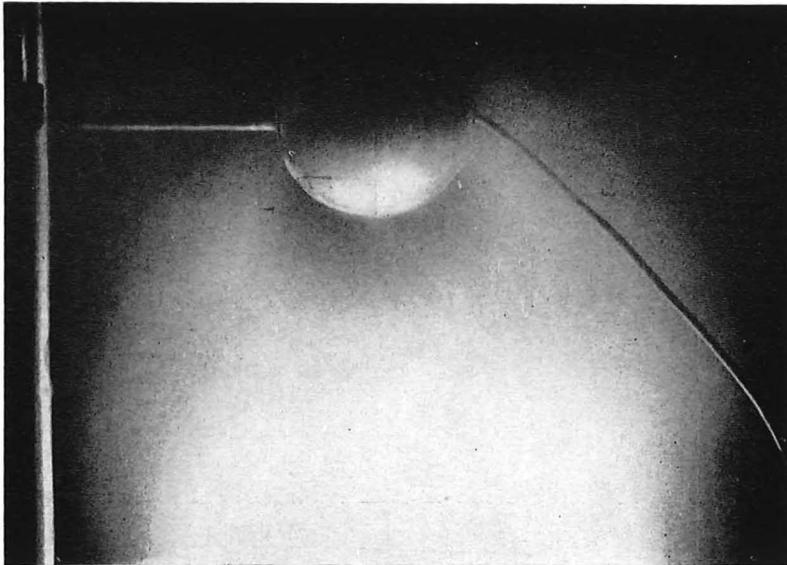
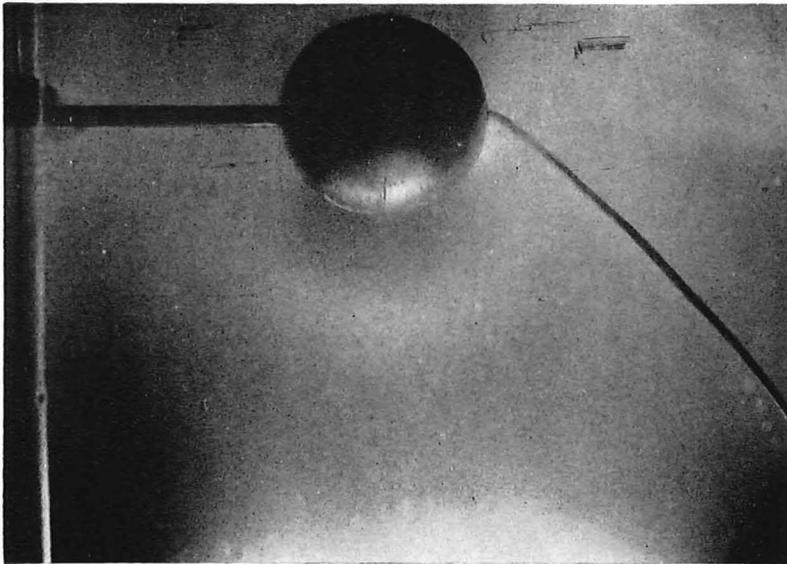
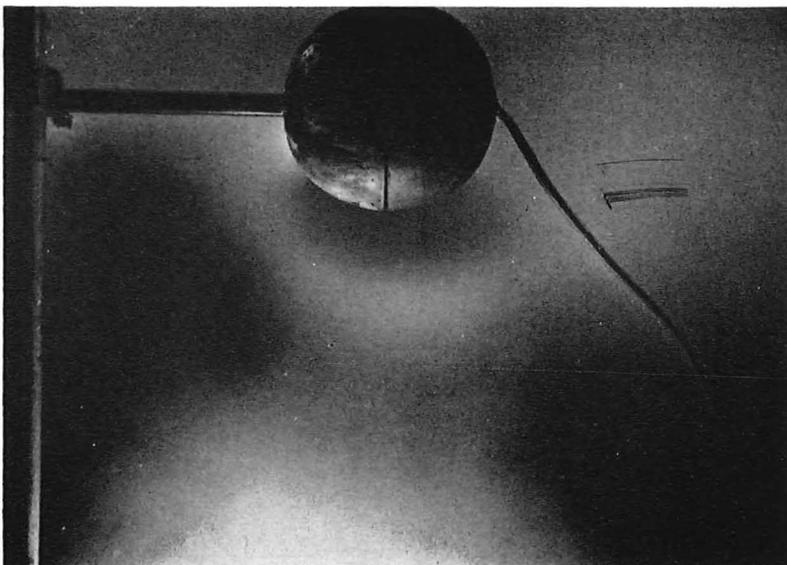


Abb. 64.

d) $U = 500 \text{ V}$



e) $U = 700 \text{ V}$



f) $U = 900 \text{ V}$

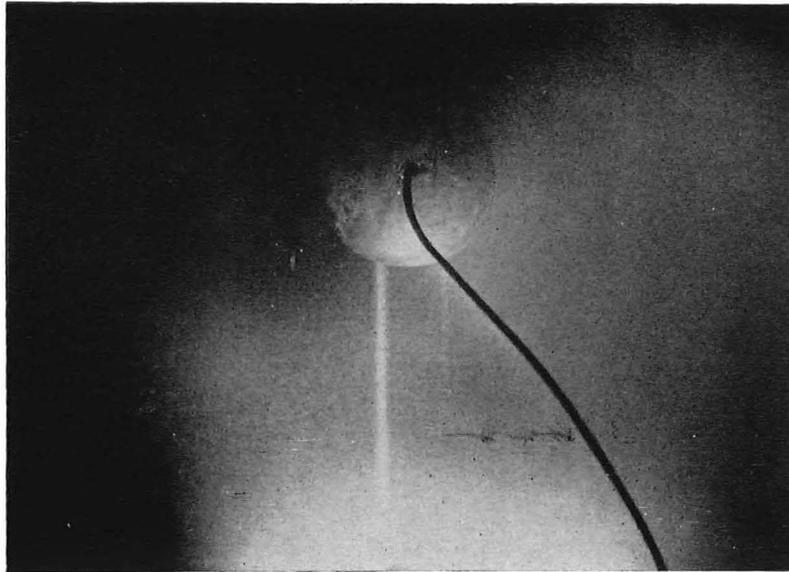
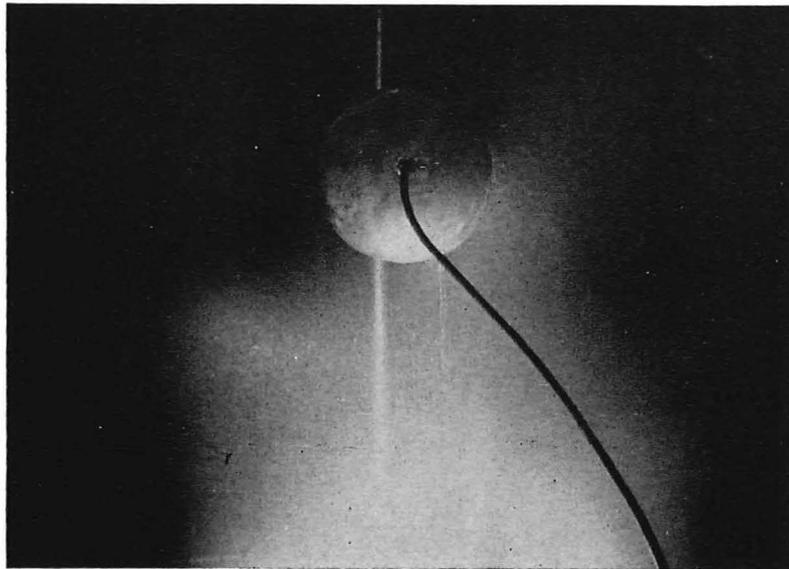


Abb. 66.

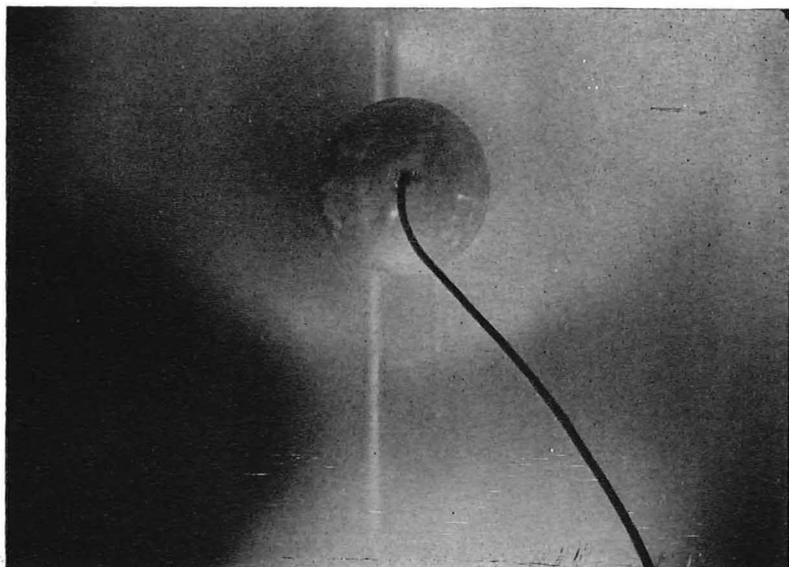
Wechselwirkung mit Plasmen
vorbestimmter Zusammensetzung
Blick auf den Nordpol.

$$\begin{aligned} p &= 3 \cdot 10^{-5} \text{ Torr} \\ B &= 2000 \text{ Gau\ss} \\ C_1 &= 180 \mu\text{F} \\ C_3 &= 440 \mu\text{F} \end{aligned}$$

a) $U_1 = 0 \text{ kV}, U_3 = 1 \text{ kV}$



b) $U_1 = 2 \text{ kV}, U_3 = 1 \text{ kV}$



c) $U_1 = 5 \text{ kV}, U_3 = 1 \text{ kV}$

