

Ein elektrostatischer Analysator zur
Messung der Energie von Ionen und
Elektronen aus heissen Plasmen

Helmuth Niedermeyer

IPP 1/66

Juni 1967

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

Ein elektrostatischer Analysator zur
Messung der Energie von Ionen und
Elektronen aus heißen Plasmen

Abstract

Helmuth Niedermeyer

IPP 1/66

Juni 1967

An electrostatic energy analyzer for recording the energy spectrum of plasma particles (electrons and positive ions) in the range of 10 eV to a few 10 keV is described. The resolution of the cylindrical capacitor used as energy filter can be set between 1 % and 3 %. The transmitted particle current is measured with a scintillation detector sensitive to ions or electrons depending on the applied electrode voltages (ions produce secondary electrons, which are detected with the scintillator). For a time resolution of 5 ns a particle current of 10^{-7} A is measured with a statistic error of 2 %. The sensitivity of the detector was calibrated absolutely with an electron and ion beam respectively. Plasma particles are admitted to the analyzer through a highly evacuated, magnetically shielded tube system that can be placed to within a few centimeters of a high temperature plasma. The calibration method and the electron and ion sources used for calibration are also described.

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Abstract

An electrostatic energy analyzer for recording the energy spectrum of plasma particles (electrons and positive ions) in the range of 10 eV to a few 10 keV is described. The resolution of the cylindrical capacitor used as energy filter can be set between 1 % and 3 %. The transmitted particle current is measured with a scintillation detector sensitive to ions or electrons depending on the applied electrode voltages (ions produce secondary electrons, which are detected with the scintillator). For a time resolution of 5 ns a particle current of 10^{-7} A is measured with a statistic error of 2 %. The sensitivity of the detector was calibrated absolutely with an electron and ion beam respectively. Plasma particles are admitted to the analyzer through a highly evacuated, magnetically shielded tube system that can be placed to within a few centimeters of a high temperature plasma. The calibration method and the electron and ion sources used for calibration are also described.

B.	Das elektrostatische Teilchenenergie-Analysegerät	30
1.	Das Gesamtsystem	31
2.	Die magnetische Abschirmung	43
3.	Die Verdünnung des Teilchenstroms	44
4.	Die nichtstationäre Bewegung der Teilchen vom	45
	Massenfilter zum kapazitiven Energie-Analysegerät	

Zusammenfassung	483
Einleitung	484
A. Der Teilchenanalysator	515
1 Der Zylinderkondensator	516
1.1 Die elektronenoptischen Eigenschaften	516
1.2 Die Konstruktion	518
1.3 Elektronenoptische Daten des Zylinderkondensators	519
1.4 Das maximal zulässige Magnetfeld	10
1.5 Die Raumladung zwischen den Ablenkplatten	11
2 Der Teilchendetektor	14
2.1 Das Prinzip	14
2.2 Die Leistungsfähigkeit des Detektors	15
2.3 Die Konstruktion	19
2.4 Bedeutung der Gitter beim Nachweis von Elektronen	20
2.5 Bedeutung der Gitter beim Nachweis von positiven Ionen	25
2.6 Die Lichtausbeute des Szintillators	30
2.7 Der Einfluß der Al-Aufdampfschicht	33
2.8 Die Daten des Multipliers 6810-A	35
B. Das Anpassungssystem zwischen Theta-Pinch und Analysator	40
1 Das Vakuumsystem	41
2 Die magnetische Abschirmung	43
3 Die Verdünnung des Teilchenstroms	44
4 Die nichtadiabatische Bewegung der Teilchen vom Pinch-Feld in den magnetfeldfreien Analysator	45

1	Meßmethoden	48
1.1	Methoden zur Messung von zeitunabhängigen Funktionen	48
1.2	Die Absoluteichung des Teilchendetektors	51
2	Die Elektronenquelle	55
2.1	Das Prinzip	55
2.2	Mechanische Daten	56
2.3	Elektrische Daten	56
3	Die Ionenquelle	58
3.1	Das Prinzip	58
3.2	Mechanische Daten	59
3.3	Betriebsdaten	60
	Literaturverzeichnis	62

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird ein elektrostatischer Energieanalysator beschrieben, der sich zur Aufnahme des Energiespektrums von Plasmateilchen (Elektronen und positiven Ionen) in einem Bereich zwischen 10 eV und einigen 10 keV eignet. Das Auflösungsvermögen des als Energiefilter verwendeten Zylinderkondensators kann zwischen 1 % und 3 % eingestellt werden. Der durchgelassene Teilchenstrom wird mit einem Szintillationsdetektor gemessen, der je nach den angelegten Elektrodenspannungen für Ionen oder Elektronen empfindlich ist (Ionen erzeugen Sekundärelektronen, die mit Hilfe des Szintillators nachgewiesen werden). Bei einer Zeitauflösung von 5 ns wird ein Teilchenstrom von 10^{-7} A mit einem statistischen Fehler von 2 % gemessen. Mit einem Elektronen- und einem Ionenstrahl wurde die Empfindlichkeit des Detektors absolut geeicht. Plasmateilchen werden dem Analysator durch ein hochevakuiertes, magnetisch abgeschirmtes Röhrensystem zugeführt, das sich bis auf wenige Zentimeter an ein Gasentladungsplasma heranbringen läßt.

Weiterhin werden das Eichverfahren sowie die Elektronen- und die Ionenquelle beschrieben, mit denen die Eichung durchgeführt wurde.

DER TEILCHENANALYSATOR

EINLEITUNG

Die Teilchenanalyse der aus einem Plasma ausströmenden Teilchen ist eine immer häufiger angewandte diagnostische Methode. An Theta-Pinch-Experimenten bietet sich die Analyse der axial ausströmenden Teilchen an, die bereits von einigen Autoren [1,2] durchgeführt wurde. Der in der folgenden Arbeit beschriebene Analysator wurde speziell für solche Messungen gebaut, seine Anwendbarkeit ist jedoch keineswegs so eng begrenzt. Ähnliche Analysatoren, die für Messungen an anderen Aufheizexperimenten (besonders Einschußmaschinen) bestimmt sind, wurden bereits mehrmals beschrieben [3,4,5]. Im Gegensatz zu diesen Experimenten macht die höhere Neutralgasdichte im Theta-Pinch ein leistungsfähiges Differentialpumpsystem notwendig, und der rasche Entladungsablauf erfordert eine sehr hohe Zeitauflösung. Um Elektronen und Ionen analysieren zu können, ohne mechanische Veränderungen innerhalb des Vakuumsystems vornehmen zu müssen, wurde ein Detektor entwickelt, der nach Änderung der Elektrodenspannungen für beide Teilchenarten empfindlich ist.

Abb. 1. Der Prinzip des Teilchenanalysators

- 1. Eintrittsblende
- 2. Ablenkplatte
- 3. Austrittsblende
- 4. Teilchendetektor

Von der Eintrittsblende wird aus dem ankommenden, nahezu parallelen Teilchenstrom ein Strahl ausgeblendet. Teilchen von einem bestimmten Ladungszeichen (abhängig von der Polarität der Platten) und einer bestimmten Energie (abhängig von der Spannung an den Platten) werden zwischen den Platten auf eine nahezu kreis-

DER TEILCHENANALYSATOR

Der Teilchenanalysator ist aus drei Elementen aufgebaut: einem Blendensystem zur Verdünnung des ankommenden Plasmastrahls, einem elektrostatischen Analysator und einem empfindlichen Detektor zur Messung des Teilchenstroms. Verdünnung des Plasmas ist nötig, damit Ionen und Elektronen durch elektrostatische Felder getrennt werden können (der Debye-Radius muß groß gegen den Strahldurchmesser sein). Das Prinzip des Analysators ist aus Abb. 1 ersichtlich (das Blendensystem zur Verdünnung des Plasmas ist weggelassen).

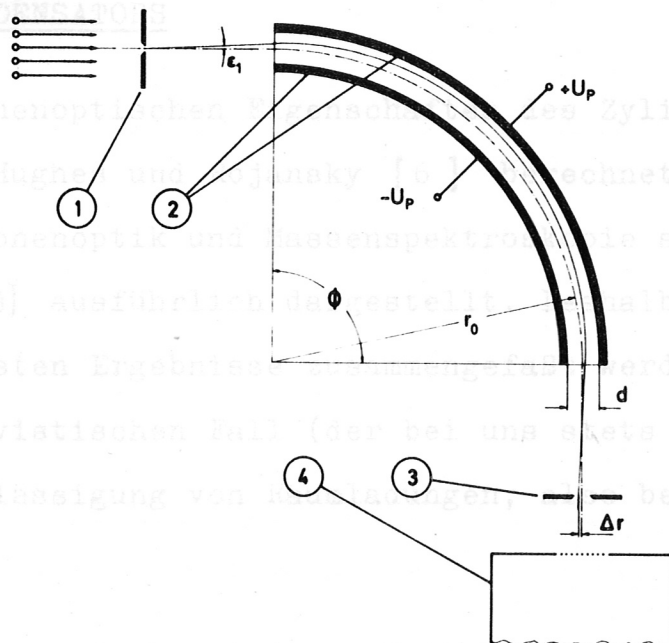


Abb. 1 . Das Prinzip des Teilchenanalysators

- | | |
|--------------------|---------------------|
| 1. Eintrittsblende | 2. Ablenkplatten |
| 3. Austrittsblende | 4. Teilchendetektor |

Von der Eintrittsblende wird aus dem ankommenden, nahezu parallelen Teilchenstrom ein Strahl ausgeblendet. Teilchen von einem bestimmten Ladungsvorzeichen (abhängig von der Polarität der Platten) und einer bestimmten Energie (abhängig von der Spannung an den Platten) werden zwischen den Platten auf eine nahezu kreis-

förmige Bahn abgelenkt und verlassen den Analysator durch die Austrittsblende. Der austretende Teilchenstrom wird mit dem Detektor gemessen.

1. DER ZYLINDERKONDENSATOR

Als analysierendes Element wurde ein Zylinderkondensator vorgesehen, da er verhältnismäßig gute elektronenoptische Eigenschaften hat, Messung der Teilchenenergie in einem sehr großen Bereich zuläßt und verhältnismäßig leicht herzustellen ist.

1.1 DIE ELEKTRONENOPTISCHEN EIGENSCHAFTEN DES ZYLINDERKONDENSATORS

Die elektronenoptischen Eigenschaften des Zylinderkondensators wurden von Hughes und Rojansky [6] berechnet und sind in Büchern über Elektronenoptik und Massenspektroskopie sowie in Nachschlagewerken [7, 8] ausführlich dargestellt. Deshalb sollen hier nur die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt werden. Sie gelten im nichtrelativistischen Fall (der bei uns stets gegeben ist) und unter Vernachlässigung von Raumladungen, also bei kleinen Teilchenströmen.

Die Bahn von einfach geladenen Teilchen hängt nur vom Verhältnis der Teilchenenergie $E = eU_B$ zur Plattenspannung U_P ab, nicht von der Masse der Teilchen. Für die Kreisbahn (strichpunktierte Linie in Abb. 1) gilt

$$E_0 = eU_B = eU_P \cdot r_0 / d \quad \text{für } d \ll r_0 \quad (1)$$

Der Zylinderkondensator fokussiert in radialer Richtung, parallel zur Zylinderachse bewegen sich die Teilchen frei. Eintritts- und Austrittsblende können eindimensional aufeinander abgebildet werden. Brennweite und Lage der Hauptebenen hängen vom Sektorwinkel ϕ

ab. Der Öffnungsfehler Δr ist für kleine Öffnungswinkel ϵ_1 gegeben durch

$$\Delta r = - f r_0 \epsilon_1^2 \quad \text{mit } f \approx 1,9 \text{ für } \phi = 90^\circ \quad (2)$$

Es sei erwähnt, daß eine solche Fokussierung erster Ordnung keine spezielle Eigenschaft des Zylinderkondensators ist. Sie ist immer dann gegeben, wenn sich zwei Teilchenbahnen für gleiche kinetische Energie in irgendeinem statischen Feld zweimal unter kleinem Winkel schneiden.

Der radiale Öffnungswinkel ist durch den Plattenabstand begrenzt. Für $\phi \approx 90^\circ$ ist

$$\epsilon_{1\max} = 0,65 d/r_0 \quad (3)$$

Die Energiedispersion ist gegeben durch

$$\Delta E / E_0 = \Delta r / r_0 \quad (4)$$

(Bei Änderung der Teilchenenergie E_0 um ΔE verschiebt sich der Strahl in der Ebene der Austrittsblende radial um Δr)

Einschuß der Teilchen unter einem Winkel ϵ_1 führt nach (2) und (4) zu einer Falschmessung der Energie um

$$\Delta E' = - f E_0 \epsilon_1^2 \quad (5)$$

Einschuß der Teilchen mit einer Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Zylinderachse (unter einem Winkel ϵ_2 zur Zeichenebene von Abb. 1) führt zur Messung einer um $\Delta E''$ zu kleinen Energie, da nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Zylinderachse vom Analysator erfaßt wird. Es ist

$$\Delta E'' = - E_0 \epsilon_2^2 \quad (6)$$

Wenn Form und Größe der Blenden sowie der Einschubwinkel der Teilchen vorgegeben sind, läßt sich mit (4), (5) und (6) die Durchlaßkurve des Analysators berechnen. Für rechteckige Eintritts- und Austrittsblende und einen parallelen Teilchenstrom mit $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$ ist die Durchlaßkurve trapezförmig (Abb. 2).

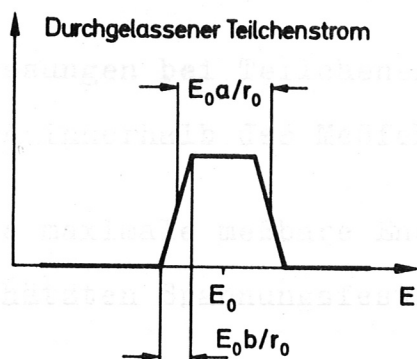


Abb. 2 . Berechnete Durchlaßkurve des Teilchenanalysators (rechteckige Blenden)

a und b sind die Breiten von Eintritts- und Austrittsblende, wobei a der größere von beiden Werten ist.

Bei runden Blenden sind die Ecken des Trapezes gerundet, die Halbwertsbreite der Kurve und damit die Auflösung des Analysators hängen nur von der größten Breite von Eintritts- oder Austrittsblende ab.

1.2 DIE KONSTRUKTION (Abb. 28)

Ablenkplatten: mittlerer Bahnradius $r_0 = 70$ mm, Sektorwinkel $\phi = 90^\circ$, Plattenabstand $d = 5,75$ mm, Höhe (Ausdehnung in Richtung der Zylinderachse) 50 mm, Plattendicke 15 mm. Die Platten sind aus einer Aluminiumlegierung (Al Cu Mg Pb) gedreht und an zwei Metallblöcken (V2A-Stahl) isoliert befestigt.

Blenden: auswechselbar, Nickelblech 0,2 mm dick auf V2A-Träger punktgeschweißt, maximale Breite der Öffnung 2mm, maximale Höhe 15 mm, Abstand von den Plattenrändern ca. 25 mm.

Gehäuse: aus einer Aluminiumlegierung (Al Cu Mg Pb) gefräst, mittlere Wandstärke 25 mm, Pumpöffnung im Boden 80 mm ϕ , auf der Seite der Eintrittsblende 20 mm ϕ .

1.3 ELEKTRONENOPTISCHE DATEN DES ZYLINDERKONDENSATORS

Gleichung (1) ergibt mit den Konstruktionsdaten für die mittlere Energie E_0 der durchgelassenen Teilchen in Abhängigkeit von der Spannung U_p an den Ablenkplatten

$$E_0 = 12,2 eU_p \quad (7)$$

Messungen bei Teilchenenergien zwischen 160 eV und 1,2 keV erfüllten innerhalb des Meßfehlers von 5 % diese Beziehung.

Die maximale meßbare Energie $E_{0 \text{ max}}$ ergibt sich daraus mit der geschätzten Spannungsfestigkeit der Ablenkplatten von 4 kV zu

$$E_{0 \text{ max}} = 50 \text{ keV}$$

Die minimale Teilchenenergie ist durch elektrostatische Störfelder bestimmt, die sich durch Ladungsansammlungen auf isolierenden Verunreinigungen ausbilden oder durch Kontaktspannungen erzeugt werden. Bei Messungen an Elektronen kleiner Energie muß das Erdmagnetfeld kompensiert werden. Dann ist

$$E_{0 \text{ min}} = 10 \text{ eV}$$

Der gemessene Öffnungsfehler ist ca. 50 % höher als der nach Gl. (5) berechnete, nämlich

$$E' = - 3 E_0 \epsilon_1^2$$

Der maximale halbe Öffnungswinkel $\epsilon_1 \text{ max}$ senkrecht zur Achse des Zylinderkondensators beträgt nach Gl. (3) 0,053 oder 3°.

Durchlaßkurve und Energieauflösung wurden mit Ionen und Elektronen verschiedener Energie oszillografisch gemessen (Abb. 29). Sie stimmen gut mit der Theorie überein. Mit den verwendeten Blenden (0,5 mm bis 2 mm breit) ergaben sich Halbwertsbreiten von 0,7 bis

3 %. Ein höheres Auflösungsvermögen kann durch schmalere Blenden erreicht werden.

Abweichend von den berechneten Kurven zeigen sich flache Ausläufer in größerem Abstand von den Kurvenflanken. Sie rühren von Teilchen größerer oder kleinerer Energie als E_0 her, die nach Streuung an den Platten zur Austrittsblende gelangen (Rückstreuoeffizienten findet man bei Landolt-Börnstein [9] und Kaminsky [10]). Da das Integral über diese Ausläufer jedoch klein ist gegenüber dem über die Trapezkurve, sind Fehlmessungen nur bei sehr unregelmäßigen Energiespektren zu befürchten.

1.4 DAS MAXIMAL ZULÄSSIGE MAGNETFELD

Magnetfeldkomponenten senkrecht zur Achse des Ablenkcondensators können den Teilchenstrahl so stark krümmen, daß er die Austrittsblende nicht mehr erreicht. Wir fordern, daß die Ablenkung (aus der Zeichenebene in Abb. 1) auf der 16 cm langen Teilchenbahn zwischen den Blenden kleiner als 2 mm ist. Daraus ergibt sich bei verschiedenen Teilchenarten und Energien die maximal zulässige Feldkomponente senkrecht zu Zylinderachse und Teilchenbahn.

Teilchenenergie $E =$		10 eV	100 eV	1 keV	10 keV
B_{\max} [Gauß] für	H^+	0,7	2	7	20
	H_2^+, D^+	1	3	10	30
	D_2^+	2	5	20	50
	e^-	0,02	0,05	0,2	0,5

Die magnetische Induktion des Erdmagnetfelds beträgt ca. 0,5 Gauß. Bei Messungen mit Elektronen muß das Erdmagnetfeld also kompensiert werden.

Felder der angegebenen Größe in Richtung der Zylinderachse führen zu einer geringfügigen Verfälschung der Energiemessung.

1.5 RAUMLADUNG ZWISCHEN DEN ABLENKPLATTEN

Die Raumladung des Teilchenstrahls, der analysiert wird, verzerrt das Feld zwischen den Ablenkplatten, beeinträchtigt also die Wirkungsweise des Analysators. Der meßbare Teilchenstrom ist dadurch begrenzt. Eine einfache Abschätzung soll Aufschluß über die Größenordnung des zulässigen Teilchenstroms geben.

Wir nehmen an, daß in den Analysator ein Ionenstrahl mit einer breiten Energieverteilung, etwa einer Maxwell-Verteilung, eintritt. Seine positive Raumladung verfälscht vor allem die Messung der langsamsten Ionen, da dabei das Feld zwischen den Ablenkplatten klein ist und alle Ionen mit größerer Energie auf fast geradem Weg auf die äußere Platte prallen. Die Ladung dieses Strahls erhöht die elektrische Feldstärke auf einem beträchtlichen Abschnitt des mittleren Bahnkreises, so daß energiereichere Teilchen als gewünscht zur Austrittsblende gelangen (Abb. 3).

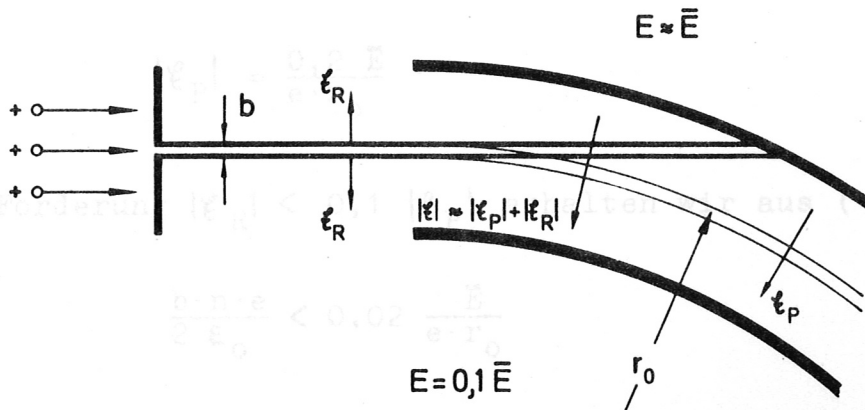


Abb. 3 , Skizze zur Abschätzung des Einflusses der Raumladung des Teilchenstrahls.

Für D^+ -Ionen ($m = 1836 \cdot m_e$, $v = 10^7$ m/s), $b = 10$ mm, $r_0 = 70$ mm erhält man aus (12) den maximalen Gesamtstrom zu $I_{max} = 5 \cdot 10^{-7}$ A.

Zur Abschätzung sei der Fall betrachtet, daß Teilchen mit $1/10$ der mittleren Teilchenenergie \bar{E} gemessen werden. Wir verlangen, daß die Feldstärke durch die Raumladung höchstens um 10 % erhöht werde. Zur Vereinfachung der Rechnung nehmen wir weiterhin an, daß außer den zu messenden Teilchen alle etwa die mittlere Energie haben sollen und daß der Strahl an der Eintrittsblende bandförmig sei. Damit läßt sich das Raumladungsfeld \mathcal{E}_R durch Lösung der eindimensionalen Potentialgleichung abschätzen. Eine Schicht einfach geladener Teilchen der Dicke b und der Dichte n erzeugt ein Raumladungsfeld \mathcal{E}_R , dessen Betrag gegeben ist durch

$$|\mathcal{E}_R| = \frac{1}{2 \epsilon_0} \cdot b \cdot n \cdot e \quad (e = \text{Elementarladung}) \quad (8)$$

Die Teilchendichte n berechnet sich aus der Teilchengeschwindigkeit v , der Höhe des Strahls h und dem Teilchenstrom I nach

$$I = e \cdot n \cdot b \cdot h \cdot v \quad (9)$$

Das elektrische Feld $|\mathcal{E}_P|$, das durch die Spannung an den Platten erzeugt wird, beträgt beim Nachweis von Teilchen der Energie $0,1 \bar{E}$ nach (1) und mit $|\mathcal{E}_P| = 2 U_P / d$

$$|\mathcal{E}_P| = \frac{0,2 \bar{E}}{e \cdot r_0} \quad (10)$$

Mit der Forderung $|\mathcal{E}_R| < 0,1 |\mathcal{E}_P|$ erhalten wir aus (8) und (10)

$$\frac{b \cdot n \cdot e}{2 \epsilon_0} < 0,02 \frac{\bar{E}}{e \cdot r_0} \quad (11)$$

und mit (9)

$$I < 0,04 \epsilon_0 \cdot \frac{h}{r_0} \cdot \frac{\bar{E}}{e} \cdot v \quad (12)$$

Für D^+ -Ionen, $\bar{E} = 100 \text{ eV}$ ($v = 10^5 \text{ m/s}$), $h = 10 \text{ mm}$, $r_0 = 70 \text{ mm}$ erhält man aus (12) den maximalen Gesamtstrom zu $I_{\max} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ A}$.

Unter den gleichen Bedingungen, jedoch $\bar{E} = 1 \text{ keV}$ ist $I_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ A}$. Der registrierte Teilchenstrom ist wegen der schmalen Durchlaßkurve des Analysators um zwei bis drei Größenordnungen kleiner.

Die Abschätzung ist wahrscheinlich zu pessimistisch, da ein großer Teil der Ionen bereits kurz nach dem Eintritt in den Zylinderkondensator auf eine der Platten fällt. Außerdem kann die Raumladung durch Elektronen, die mit den Ionen durch die Eintrittsblende treten, zum Teil neutralisiert werden. Ein genauerer Wert müßte experimentell durch Vergleichsmessungen mit verschieden breiten Eintrittsblenden am Plasma bestimmt werden.

5. für Lichtstrahlung und Neutronen empfindlich sein,
6. in der Konstruktion einfach und ohne Justieren zu montieren sein.

Als Vorstudie sind zwei verschiedene Typen von bekannten Ionendetektoren, nämlich der Ringdetektor mit Nachbeschleunigung [2] (Elektronen) und der Ringdetektor [3] und Daly-Detektor [4] (Ionen) untersucht worden.



Abb. 4. Prinzip der Aufbau und Wirkungsweise des Teilchendetektors beim Nachweis von Elektronen (links) und positiven Ionen (rechts).

2. DER TEILCHENDETEKTOR

2.1 Das Prinzip

Der Teilchendetektor für unseren Analysator soll

1. für Elektronen- und Ionennachweis geeignet sein, ohne daß an ihm etwas mechanisch verändert werden muß,
2. möglichst empfindlich sein, also möglichst noch einzelne Teilchen nachweisen,
3. Teilchen mit Energien zwischen 0 und 10 keV mit ungefähr gleicher Empfindlichkeit nachweisen,
4. Teilchenströme mit einer Zeitauflösung von ca 10 ns messen,
5. für sichtbares Licht und UV-Strahlung unempfindlich sein,
6. in der Konstruktion einfach und ohne Justieren zu montieren sein.

Als Lösung bietet sich eine Kombination von mehreren bekannten Anordnungen an, nämlich Szintillationszähler mit Nachbeschleunigung zum Elektronennachweis, Ionenbildwandler [8] und Daly-Detektor [11] zur Ionenmessung.

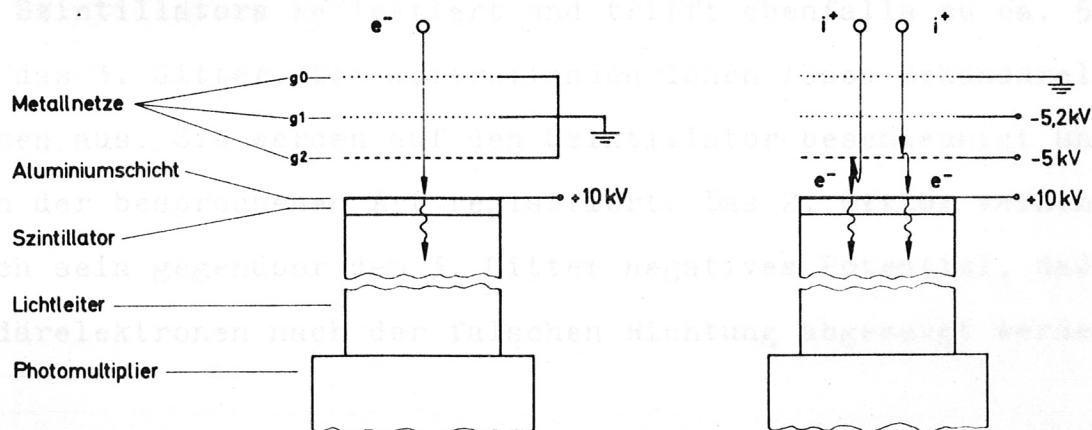


Abb.4 Prinzip von Aufbau und Wirkungsweise des Teilchendetektors beim Nachweis von Elektronen (links) und positiven Ionen (rechts).

Der Detektor besteht aus drei parallelen, engmaschigen Metallgittern, einem Al-bedampften Plastiksintillator und einem Photomultiplier.

Zum Elektronennachweis sind die drei Gitter geerdet, die Al-Schicht des Szintillators liegt auf positiver Hochspannung (ca. 10 kV). Die Elektronen fallen ungefähr senkrecht auf die Gitter, gelangen zu einem erheblichen Anteil durch die Maschen hindurch in das homogene elektrische Feld vor dem Szintillator, durchdringen die dünne Al-Schicht und regen den Szintillator zum Leuchten an. Das entstehende Lichtsignal wird vom Photomultiplier in ein oszillografisch meßbares Stromsignal umgewandelt. Zwei der drei Gitter sind beim Nachweis von Elektronen überflüssig, verringern aber die Detektorempfindlichkeit nicht wesentlich. Sie sind für den Ionennachweis nötig.

Für positive Ionen ist der Detektor empfindlich, wenn das 2. und 3. Gitter (in Flugrichtung der Teilchen gezählt) auf negativer Hochspannung liegen. Die Ionen werden zwischen 1. und 2. Gitter beschleunigt und treffen etwa zur Hälfte auf das 3. Gitter. Der Rest durchfliegt die Maschen, wird durch das positive Potential des Szintillators reflektiert und trifft ebenfalls zu ca. 50 % auf das 3. Gitter. Die auftreffenden Ionen lösen Sekundärelektronen aus. Sie werden auf den Szintillator beschleunigt und nach der besprochenen Art registriert. Das 2. Gitter verhindert durch sein gegenüber dem 3. Gitter negatives Potential, daß Sekundärelektronen nach der falschen Richtung abgesaugt werden.

2.2 Die Leistungsfähigkeit des Detektors

Die Leistungsfähigkeit des Detektors ist im wesentlichen durch folgende Daten gekennzeichnet: Energiebereich der nachweisbaren Teilchen, Verhältnis von Ausgangsstrom zu Teilchenstrom (Strom-

verstärkung), kleinster nachweisbarer Teilchenstrom, Nachweishrscheinlichkeit für ein einzelnes Teilchen, Zeitauflösung. Diese Größen hängen von den Eigenschaften der Gitter, des Szintillators und des Photomultipliers ab. In den folgenden Abschnitten werden diese drei Elemente des Detektors einzeln eingehend behandelt. In diesem Abschnitt wollen wir diese Ergebnisse vorwegnehmen und zu den Daten des gesamten Teilchendetektors zusammenfassen, sowie die Möglichkeiten von Störungen abschätzen.

Energiebereich der nachweisbaren Teilchen:

Der Detektor ist für Elektronen von einigen eV bis zu beliebig hohen Energien und für positive Ionen von einigen eV bis zu einigen 100 keV empfindlich. Für noch höhere Ionenenergien nimmt der Sekundäremissionskoeffizient stark ab, der Detektor wird also mit steigender Ionenenergie unempfindlicher. Falls wünschenswert (z. B. zur Unterdrückung eines Störsignals, das von Sekundärelektronen verursacht werden kann), läßt sich die untere Energiegrenze durch eine negative Spannung am Gitter g_1 für Elektronen bis auf einige 100 eV heraufsetzen. Innerhalb einer Kreisfläche von 18 mm ϕ ist die Empfindlichkeit annähernd konstant.

Stromverstärkung:

Der Stromverstärkungsfaktor α , das Verhältnis von Ausgangsstrom zu auftreffendem Teilchenstrom, läßt sich als Produkt von drei Faktoren darstellen $\alpha = C_g \cdot C_{sc} \cdot C_M$, wobei C_g den Einfluß der Gitter, C_{sc} die Lichtausbeute des Szintillators und C_M die Empfindlichkeit des Photomultipliers kennzeichnet. C_g ist für Elektronen und verschiedene Ionenarten verschieden und hängt von der Energie der Teilchen und der Nachbeschleunigungsspannung ab. C_{sc} ist eine Funktion der Energie, mit der die Elektronen auf den Szintillator auftreffen, C_M ist durch die Betriebsspan-

nung des Multipliers gegeben. C_{ge} (der Index e bedeutet, daß sich die Größe auf Elektronen, der Index i, daß sie sich auf Ionen bezieht), ist aus Abb. 10 zu entnehmen, C_{gi} aus Abb. 9, C_{sc} aus Abb. 11 und C_M aus Abb. 14. Bei einer Betriebsspannung des Multipliers von 1500 V liegt α zwischen 10^5 und 10^6 .

Kleinster nachweisbarer Teilchenstrom:

Der Detektor gibt auch dann einen schwachen Ausgangsstrom ab, wenn er nicht von Teilchen getroffen wird, nämlich den Dunkelstrom des Multipliers. Er beträgt ca. 10^{-8} A, täuscht also bei einem Stromverstärkungsfaktor $\alpha = 10^6$ des Detektors einen Teilchenstrom von 10^{-14} A vor (etwa 10^5 Teilchen pro Sekunde). Der zu messende Teilchenstrom sollte also mindestens 10^{-13} A betragen (wenn keine Zeitauflösung verlangt ist).

Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Teilchen:

Wenn mit einer Zeitauflösung von weniger als 10^{-4} s gemessen werden soll, ist der minimale meßbare Teilchenstrom durch das Verhältnis von Signalstrom zu Rauschstrom bestimmt. Dieses Verhältnis wäre bei einem idealen Detektor durch den Schroteffekt des auftreffenden Teilchenstroms gegeben, in der Praxis ist es jedoch ungünstiger und entspricht dem Schrotrauschen eines um die Nachweiswahrscheinlichkeit $p < 1$ verringerten Teilchenstroms. Der beschriebene Detektor erreicht für Elektronen wie Ionen eine Nachweiswahrscheinlichkeit $p \approx 0,5$.

Zeitauflösung:

Die Zeitauflösung des Detektors ist begrenzt durch die Anstiegszeit des Multipliers [12], die Abklingzeit des Szintillators [13] und beim Ionennachweis durch Laufzeitunterschiede der Ionen im Detektor. (Ionen, die vor dem Szintillator reflektiert werden, legen einen bis zu 12 mm längeren Weg zurück als

die Ionen, die unmittelbar auf das Sekundäremissionsgitter g_2 treffen). Multiplier und Szintillator bewirken zusammen eine Impulsverbreiterung von 5 ns. Wenn Ionen reflektiert werden, treten zwei Impulse mit einem Abstand von ca. 10 ns und einem Amplitudenverhältnis von 1,4 : 1 auf.

Möglichkeiten von Störungen:

Die wichtigsten Störungsursachen sind starke Magnetfelder und Licht. Am empfindlichsten auf Magnetfelder reagiert der Photomultiplier. Seine dreifache Abschirmung aus Mu-Metall, Messing und Aluminium (von innen nach außen) dürfte das Erdmagnetfeld und starke hochfrequente Felder ausreichend schwächen. Das Gittersystem liegt innerhalb des dicken Aluminiumgehäuses des Analysators und ist dadurch gegen hochfrequente Magnetfelder abgeschirmt.

Sichtbares Licht kann durch kleine Löcher in der Aluminiumschicht auf dem Szintillator den Photomultiplier erreichen und Störsignale hervorrufen. Bei den Eichmessungen wurden jedoch keine Störungen durch das Licht der weißglühenden Wolframkathode der Elektronenquelle beobachtet.

Ultraviolettes Licht und weiche Röntgenstrahlung können an den Gittern Photoelektronen erzeugen, die dann nachgewiesen werden. Die Quantenausbeute ist jedoch klein (für $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ unter 10^{-4} , für $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ bis 10^{-1} [9]) und die Strahlung kann nur nach mehrmaliger Reflexion an den Ablenkplatten des Analysators zum Detektor gelangen (der Reflexionsfaktor nimmt mit abnehmender Wellenlänge stark ab). Störungen durch elektromagnetische Strahlung sind deshalb kaum zu befürchten.

2.3 Die Konstruktion

Gitter: Gewebte Metallnetze, Oberfläche im Herstellungszustand (mit Lösungsmittel gereinigt). Die Oxydhaut wurde nicht entfernt, da sie vermutlich bei Berührung mit Luft chemisch stabiler ist als das blanke Metall und deshalb stabilere Sekundäremissionseigenschaften hat.

g_0 und g_1 : Wolfram, Drahtdurchmesser 17 , Drahtabstand 0,48 mm, optische Durchlässigkeit 92,5 %

g_2 : Molybdän, Drahtdurchmesser 50 , Drahtabstand 0,25 mm optische Durchlässigkeit 64 %

Abstand der Netze 3 mm, Abstand zwischen g_2 und Szintillator 6 mm.

Lichtleiter: Polierter Plexiglasstab 20 mm ϕ , 200 mm lang.

Szintillator: Plastikszintillator NE 102-A. Auf den Szintillator ist eine Aluminium-Schicht aufgedampft. Die Schicht ist undurchsichtig, jedoch lassen sich einige sehr kleine Löcher bei der Herstellung nicht vermeiden.

Photomultiplier: RCA 6810-A

Vakuum: Gitter, Szintillator und 90 % des Lichtleiters befinden sich im Hochvakuum, der Photomultiplier in Luft, Vakuumdurchführung des Lichtleiters durch Umfangsdichtung. Für die Funktion des Detektors ist ein Restgasdruck $< 10^{-3}$ Torr erforderlich (über 10^{-3} Torr können Überschläge auftreten), $< 10^{-4}$ Torr wünschenswert (unter 10^{-4} Torr sind Stöße der Teilchen mit Restgasmolekülen zu vernachlässigen).

Spannungsfestigkeit: Überschlagsspannung zwischen g_2 und Szintillator 15 kV, zwischen g_0 und g_1 10 kV.

2.4 BEDEUTUNG DER GITTER BEIM NACHWEIS VON ELEKTRONEN

Auf den Detektor fällt ein Strom I_0 von Elektronen der Energie eU_B (Primärelektronen). Er bewirkt einen mittleren Anodenstrom \bar{I} im Multiplier. \bar{I} / I_0 heißt Stromverstärkungsfaktor α_e des Teilchendetektors für Elektronen. Dem mittleren Anodenstrom \bar{I} ist ein Rauschen überlagert, dessen Größe den statistischen Meßfehler bestimmt.

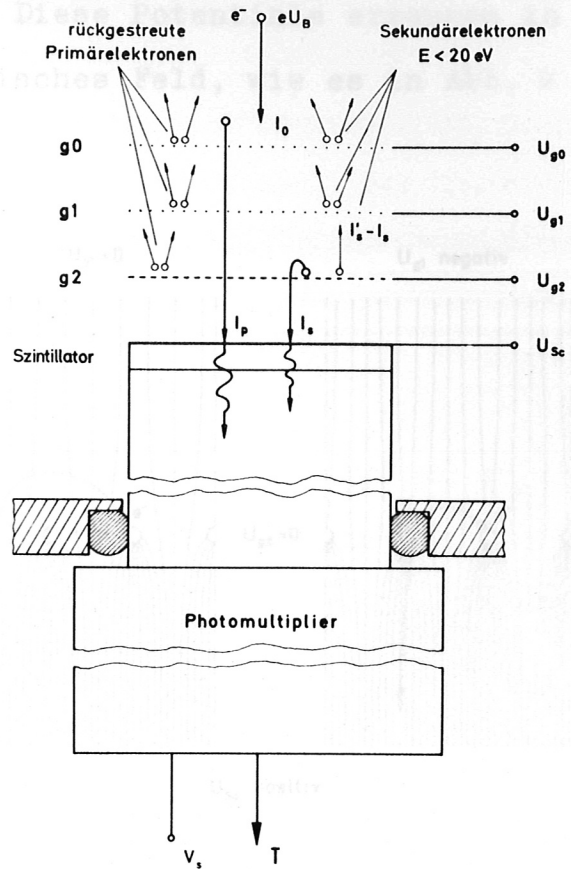


Abb. 5 Die wichtigsten Vorgänge im Detektor beim Elektronennachweis

Die wichtigsten Vorgänge an den Gittern sind: Absorption von auftreffenden Elektronen, Rückstreuung von Primärelektronen, Emission langsamer Sekundärelektronen ($E < 20 \text{ eV}$) und elektronenoptische Beeinflussung der Teilchenbahnen. Da die Maschenweite der Netze klein ist gegen ihren Abstand, herrschen zwischen den Netzen weitgehend homogene elektrische Felder, so daß die Primärelektronen auf fast geraden Bahnen senkrecht zu den Gittern fliegen. Die Durchlässigkeit der Gitter für Elektronen ist also gleich der optischen Durchlässigkeit p_0 , p_1 bzw. p_2 . Der gesamte bis zum Szintillator durchgelassene Elektronenstrom (die "Primärelektronenausbeute") ist also

$$I_p = p_0 \cdot p_1 \cdot p_2 \cdot I_0 = 0,55 I_0 \quad (13)$$

Daneben fällt, wie wir sehen werden, ein beträchtlicher Sekundärelektronenstrom auf den Szintillator.

Im praktischen Betrieb ist $U_{g0} = U_{g2} = 0$, $U_{sc} = 5 \dots 10$ kV, $U_{g1} = 0$ oder einige 100 V negativ. Diese Potentiale erzeugen in der Umgebung von g2 ein elektrostatisches Feld, wie es in Abb. 6 skizziert ist.

Zwischen g2 und dem Szintillator besteht ein starkes Feld, das durch die Maschen von g2 hindurchgreift. Der Raum zwischen g0 und g1 ist praktisch feldfrei.

Negative Spannung an g1 ist erforderlich, wenn der Detektor für langsame Elektronen, die z. B. als Sekundärelektronen an Blendenrändern entstehen können, unempfindlich sein soll. Der Detektor arbeitet dann als Gegenfeldanalysator.

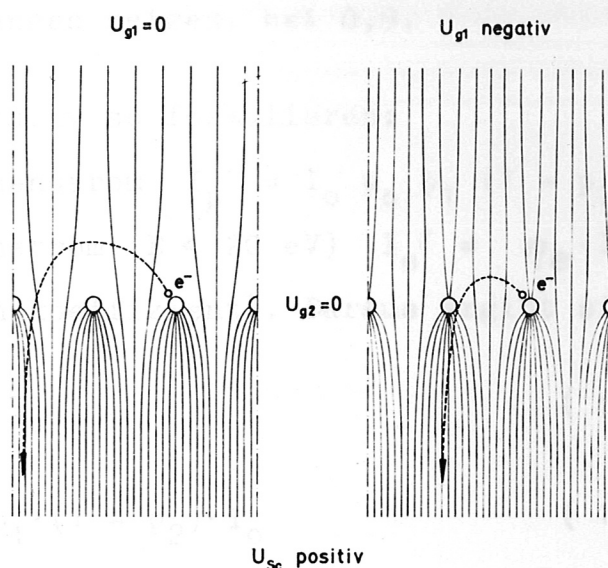


Abb. 6 Ungefährer Verlauf des elektrischen Feldes in der Umgebung des Gitters g2

Ein Teil der Primärelektronen prallt auf die Oberfläche der Gitter. 10 % bis 40 % davon (abhängig von der Anfangsenergie) werden zurückgestreut und verlassen wegen ihrer relativ großen verbliebenen Energie und der kleinen Feldstärken zwischen g_0 und g_2 den Detektor [9]. Außerdem werden an den Gittern Sekundärelektronen ($E < 20$ eV) erzeugt. Die an g_0 und g_1 entstehenden Sekundärelektronen verlassen den Detektor, während das Feld zwischen g_1 und g_2 ausreicht, einen Bruchteil $I_s = \beta_e \cdot I_s'$ des emittierten Sekundär-

elektronenstroms I_s' von g_2 zum Szintillator hin abzulenken. β_e ist, wie Messungen mit Primärelektronen (Abb. 30) und Primärionen (Abb. 31) zeigen, in einem größeren Bereich unabhängig von U_{g1} , nämlich bei $U_{sc} = 2$ kV zwischen 0 und -150 V, bei $U_{sc} = 10$ kV zwischen 0 und -300 V (s. auch Abschnitt über Ionennachweis). Bei stärker negativem U_{g1} werden die Sekundärelektronen auf g_2 zurückreflektiert, bei positivem U_{g1} zu g_1 hin abgesaugt. Der Wert von β_e liegt, wie die weiteren Messungen zeigen, bei 0,9.

Die Vorgänge lassen sich quantitativ so formulieren:

Auf g_2 trifft der Primärelektronenstrom $I_p' = I_0 p_0 p_1 (1 - p_2)$. Er löst einen Sekundärelektronenstrom ($E < 20$ eV) $I_s' = \eta_e \cdot I_p'$ aus (η ist der Sekundäremissionskoeffizient). Daraus ergibt sich

$$I_s' = \eta_e \cdot p_0 \cdot p_1 \cdot (1 - p_2) \cdot I_0 \quad (14)$$

$$I_s = \beta_e \cdot I_s' = \beta_e \cdot \eta_e \cdot p_0 \cdot p_1 \cdot (1 - p_2) \cdot I_0 \quad (15)$$

Das Verhältnis von Sekundär- zu Primärelektronenstrom am Szintillator ergibt sich aus (13) und (15).

$$I_s / I_p = \beta_e \cdot \eta_e \cdot (1 / p_2 - 1) \quad (16)$$

Mit $\beta_e = 0,9$ und $p_2 = 0,64$ wird

$$I_s / I_p = 0,5 \eta_e \quad (17)$$

I_s / I_p wurde für $U_{g0} = U_{g1} = U_{g2} = 0$ gemessen (Abb. 7). Zum Vergleich ist $I_s / I_p = 0,5 \eta_e$ (Gl. 17) mit η_e nach Landolt-Börnstein [9] mit eingezeichnet. Die dick ausgezogene Kurve ist so gelegt, daß sie der Kurve für $0,5 \eta_e$ ähnlich ist und daß mit ihr die Eichmessungen am Szintillator zwanglos erklärt werden können.

Bei Verwendung der Tabellenwerte für den Sekundäremissionskoeffizienten ist zu beachten, daß meist die Summe aus dem echten Sekundäremissionskoeffizienten und dem Rückstreukoeffizienten angegeben ist. Die Kurve in Abb. 7 ist nach der Differenz des angegebenen "Sekundäremissionskoeffizienten" und des ebenfalls bei [9] zu findenden Rückstreukoeffizienten eingetragen. Sie darf nicht überbewertet werden, da für den Rückstreukoeffizienten nur wenige Meßwerte vorliegen und da die Sekundäremission sehr stark durch die Oberflächenbeschaffenheit des Targets beeinflusst wird. Der von uns gemessene gegenüber dem Tabellenwert höhere Sekundäremissionskoeffizient dürfte durch die Oxydschicht auf dem Gitter g2 verursacht sein.

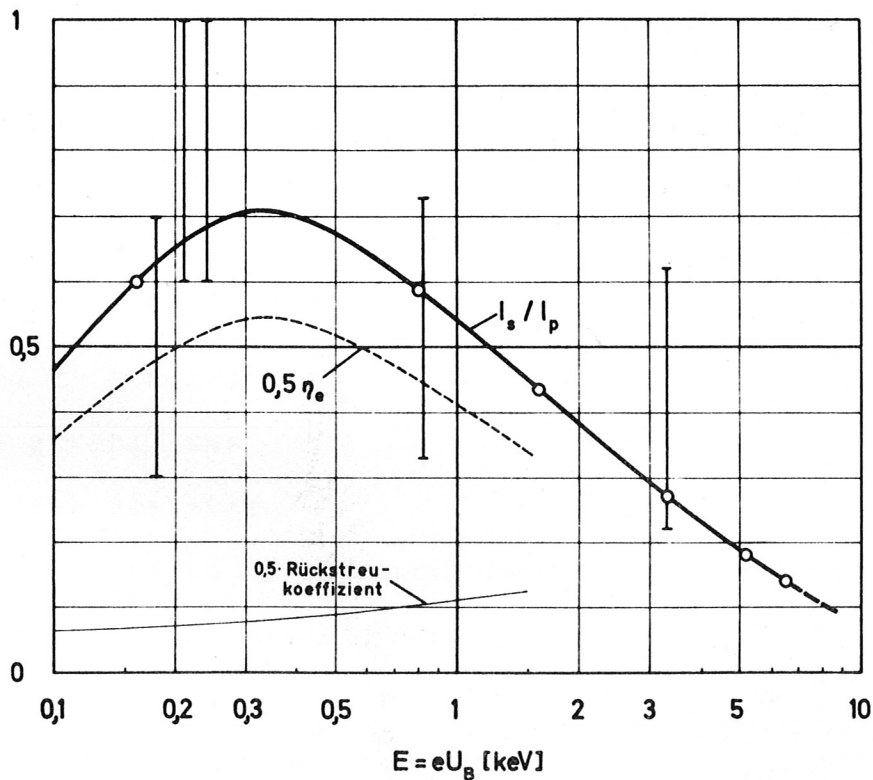


Abb. 7 Gemessener und mit η_e nach [9] berechneter Wert von I_s / I_p

Die Hilfsgröße C_{ge} , die den Einfluß der Gitter auf die Stromverstärkung des Detektors angibt, hängt von I_s / I_p und von den Eigenschaften des Szintillators ab. Sie wird im Abschnitt über die Lichtausbeute des Szintillators behandelt (Abb. 10).

Die Stromverstärkung α_1 des Detektors für Ionen.

Das Gitter g_2 hat die Aufgabe, Sekundärelektronen zu splittern, so daß eine Anzapfenebene mit Erdpotential erzeugt, also das Beschleunigungsfeld zwischen g_0 und g_1 homogen machen, und g_1 soll das Gitter g_2 gegen das starke Beschleunigungsfeld abschirmen, so daß die Sekundärelektronen zum Szintillator abgesaugt werden.

Für die Funktion wichtig sind folgende Effekte:

Absorption oder Neutralisation fast aller auf Metall treffenden Ionen [10], Emission langsamer Sekundärelektronen ($E < 20$ eV) [3,10] und elektronenoptische Beeinflussung der Ionen und Sekundärelektronen. Wie für Elektronen ist die Durchlässigkeit der Gitter für Ionen gleich der optischen Durchlässigkeit p_0, p_1 bzw. p_2 .



Abb. 8 Die wichtigsten Vorgänge im Detektor beim Ionennachweis

2.5 BEDEUTUNG DER GITTER BEIM NACHWEIS VON POSITIVEN IONEN

Auf den Detektor fällt ein Strom I_0 von positiven Ionen der Energie eU_B . Er bewirkt einen mittleren Anodenstrom \bar{I} im Multiplier. \bar{I} / I_0 heißt Stromverstärkungsfaktor α_i des Detektors für Ionen.

Das Gitter g_2 hat die Aufgabe, Sekundärelektronen zu emittieren, g_0 soll eine Äquipotentialebene auf Erdpotential erzeugen, also das Beschleunigungsfeld zwischen g_0 und g_1 homogen machen, und g_1 soll das Gitter g_2 gegen das starke Beschleunigungsfeld abschirmen, so daß die Sekundärelektronen zum Szintillator abgesaugt werden.

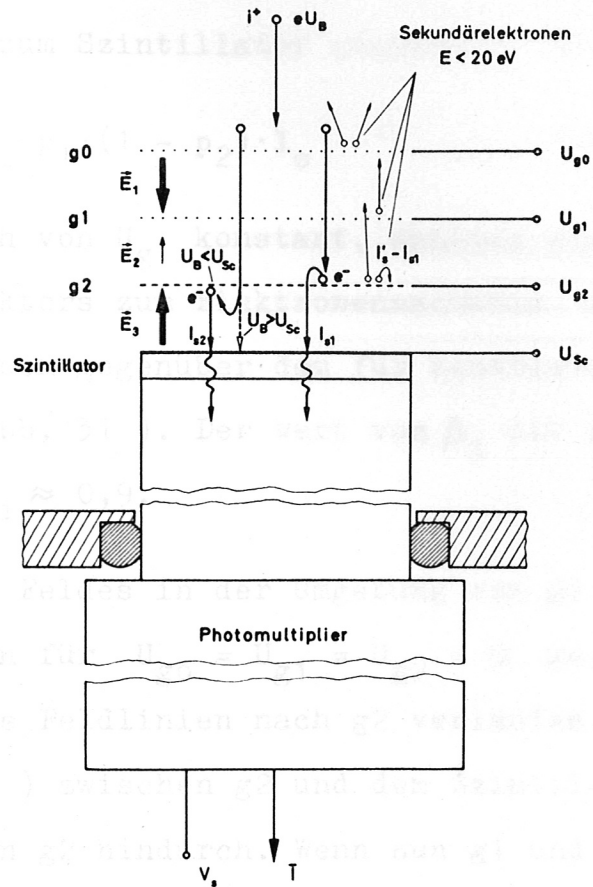


Abb. 8 Die wichtigsten Vorgänge im Detektor beim Ionennachweis

Für die Funktion wichtig sind folgende Effekte:

Absorption oder Neutralisation fast aller auf Metall treffenden Ionen [10], Emission langsamer Sekundärelektronen ($E < 20$ eV) [8,10] und elektronenoptische Beeinflussung der Ionen und Sekundärelektronen. Wie für Elektronen ist die Durchlässigkeit der Gitter für Ionen gleich der optischen Durchlässigkeit p_0 , p_1 bzw. p_2 .

Die Ionen werden zwischen g_0 und g_1 beschleunigt. Ein kleiner Teil davon trifft auf die beiden Gitter und löst auf der dem Szintillator abgewandten Seite Sekundärelektronen aus. Auf g_2 fällt der Ionenstrom $p_0 \cdot p_1 \cdot (1 - p_2) \cdot I_0$. Die entstehenden Sekundärelektronen I_s' werden zu einem Bruchteil β_i zum Szintillator abgesaugt. Es ist

$$I_{s1} = \beta_i \cdot I_s' = \beta_i \cdot \eta_i \cdot p_0 \cdot p_1 \cdot (1 - p_2) \cdot I_0 \quad (18)$$

β_i ist über einen größeren Bereich von U_{g1} konstant, ähnlich wie β_e bei der Betriebsweise des Detektors zum Elektronennachweis. Der Bereich für konstantes β_i ist jedoch gegenüber dem für konstantes β_e zu negativen U_{g1} verschoben (Abb. 31). Der Wert von β_i ist ungefähr gleich dem von β_e , d. h. $\beta_i \approx 0,9$.

Eine Betrachtung des elektrischen Feldes in der Umgebung von g_2 macht beides plausibel. Wir hatten für $U_{g0} = U_{g1} = U_{g2} = 0$ gesehen (Abb. 6), daß von g_1 keine Feldlinien nach g_2 verlaufen. Lediglich das Feld E_3 (s. Abb. 8) zwischen g_2 und dem Szintillator greift durch die Maschen von g_2 hindurch. Wenn nun g_1 und g_2 auf gleiches Hochspannungspotential gebracht werden, herrscht zwischen g_0 und g_1 ein starkes Feld E_1 , das durch die Maschen von g_1 hindurchgreift, so daß einige Feldlinien auf g_2 enden. Dieser Anteil des Feldes zwischen g_1 und g_2 läßt sich nun im Mittel dadurch kompensieren, daß g_1 gegenüber g_2 negativ aufgeladen wird.

Der Sekundäremissionskoeffizient η_i hängt von der Masse und Ladungszahl Z der Ionen ab, sowie von der Energie $Z \cdot e \cdot (U_B - U_{g2})$, mit der die Teilchen auf g_2 auftreffen.

Der verbleibende Ionenstrom $p_0 \cdot p_1 \cdot p_2 \cdot I_0$ tritt durch die Maschen von g_2 hindurch. Wenn $U_{sc} < U_B$ ist, erreichen die Teilchen die Al-Schicht des Szintillators und werden dort fast vollständig absorbiert oder neutralisiert [10]. Wenn dagegen $U_{sc} > U_B$ ist, werden

die Ionen reflektiert und treffen zu einem Anteil $(1 - p_2)$ auf das Gitter g_2 . Der entstehende Sekundärelektronenstrom I_{s2} fließt vollständig zum Szintillator, und man erhält

$$I_{s2} = \eta_i \cdot p_0 \cdot p_1 \cdot p_2 \cdot (1 - p_2) \cdot I_0 \quad (19)$$

Man gewinnt also durch Reflexion der Ionen vor dem Szintillator in der Stromverstärkung α_i einen Faktor

$$(I_{s1} + I_{s2}) / I_{s1} = 1 + p_2 / \beta_i = 1,7 \quad (20)$$

Dieser Gewinn wird allerdings durch eine Verschlechterung der Zeitauflösung erkauft, da die reflektierten Ionen einen bis zu 12 mm längeren Weg zurücklegen als die Ionen, die unmittelbar g_2 erreichen.

Das Sprungverhalten von $\alpha_i(U_{sc})$ an der Stelle $U_{sc} = U_B$ wurde oszillografisch untersucht (Abb. 32), wobei sich $(I_{s1} + I_{s2}) / I_{s1} = 1,7$ bestätigte.

Die Ausbeute an Sekundärelektronen ergibt sich für $U_B < U_{sc}$ aus (18) und (19) zu

$$(I_{s1} + I_{s2}) / I_0 = \eta_i p_0 p_1 (\beta_i + p_2)(1 - p_2) = 0,48 \eta_i \quad (21)$$

Die Hilfsgröße C_{gi} muß der Sekundärelektronenausbeute proportional sein, da alle Elektronen mit der gleichen Energie auf den Szintillator fallen. Durch einen willkürlichen Normierungsfaktor von C_g und die Normierung von C_M liegt C_{sc} fest. Wir setzen $C_{ge} = 1$, wenn beim Elektronennachweis das Ausgangssignal nur von Primärelektronen herrührt. Dadurch erhalten wir C_{gi} als das Verhältnis von Sekundärelektronenausbeute beim Ionennachweis zu Primärelektronenausbeute beim Elektronennachweis, also

$$C_{gi} = \frac{[(I_{s1} + I_{s2}) / I_0] \text{ Ionennachweis}}{[I_p / I_0] \text{ Elektronennachweis}} \quad (22)$$

und mit (13) und (21)

$$C_{gi} = \eta_i (\beta_i + p_2)(1/p_2 - 1) = 0,87 \eta_i \quad (23)$$

Experimentell wurde C_{gi} aus $C_{gi} = \alpha_i / C_M \cdot C_{sc}$ bestimmt, wobei α_i , C_M und C_{sc} gemessen wurden bzw. durch eine Normierungsbedingung festlagen.

α_i wurde für verschiedene Ionen gemessen und zwar für verschiedene Ionenenergien $e \cdot (U_B - U_{g2})$ relativ und absolut für eine bestimmte Ionenenergie. Die Ionenmessungen wurden in Abb. 9 zusammengefaßt. In Übereinstimmung mit Kaminsky [10] ist C_{gi} , also auch der Sekundäremissionskoeffizient, proportional zur Quadratwurzel aus der Teilchenenergie (die Meßpunkte für H^+ -Ionen liegen wegen Instabilität der Fokussierung des Ionenstrahls nur stückweise auf Geraden). Bei der Festlegung der absoluten Ordinate wurde die Feststellung Kaminskys [10] berücksichtigt, daß der Sekundäremissionsfaktor des Molekülions (H_2^+ bzw. D_2^+) um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer sein muß als der Sekundäremissionsfaktor des Atomions (H^+ bzw. D^+). (Die Kurve von D_2^+ ist nur nach den Forderungen Kaminskys eingezeichnet). Zum Vergleich ist $C_{gi} = 0,87 \eta_i$ eingezeichnet (η_i nach [10])

Die Werte in Abb. 9 gelten für $U_B < U_{sc}$, also wenn die Ionen vor dem Szintillator reflektiert werden. Für $U_B > U_{sc}$ sind sie entsprechend (20) durch 1,7 zu dividieren.

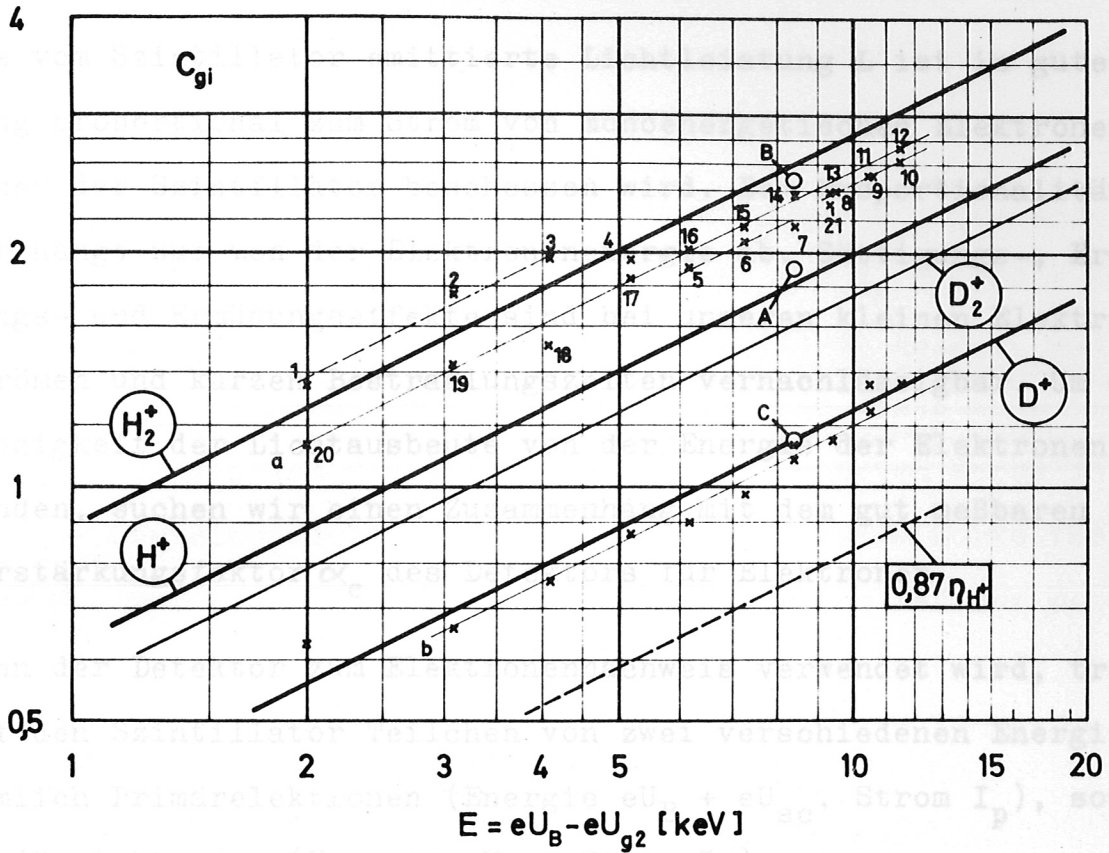


Abb. 9 . C_{gi} in Abhängigkeit von der Energie der Ionen $e \cdot (U_B - U_{g2})$, mit der sie auf das Sekundäremissionsgitter g_2 treffen. Die Zahlen geben die Reihenfolge der Messungen an. Die Punkte A, B, C sind absolute Meßwerte für H^+ , H_2^+ bzw. D^+ . Die Reihen a und b sind relative Messungen für H^+ bzw. H_2^+ . η_{H^+} nach [10] .

$$C_{gi} = 1 + \frac{I_e}{I_p} \cdot \frac{C_{sc}(eU_{sc})}{C_{sc}(eU_B + eU_{sc})} \quad (25)$$

erhalten wir aus Gl. (24)

$$\alpha_e = C_{ge}(eU_B; eU_{sc}) \cdot C_{sc}(eU_B + eU_{sc}) \cdot C_M(V_B) \quad (26)$$

2.6 DIE LICHTAUSBEUTE DES SZINTILLATORS

Die vom Szintillator emittierte Lichtleistung L ist in guter Näherung proportional zum Strom von monoenergetischen Elektronen, mit denen der Szintillator beschossen wird. Der Proportionalitätsfaktor hängt nur von der Elektronenenergie ab. Sättigungs-, Erwärmungs- und Ermüdungseffekte sind bei unseren kleinen Elektronenströmen und kurzen Bestrahlungszeiten vernachlässigbar. Um die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Energie der Elektronen zu finden, suchen wir einen Zusammenhang mit dem gut meßbaren Stromverstärkungsfaktor α_e des Detektors für Elektronen.

Wenn der Detektor zum Elektronennachweis verwendet wird, treffen auf den Szintillator Teilchen von zwei verschiedenen Energien auf, nämlich Primärelektronen (Energie $eU_B + eU_{sc}$, Strom I_p), sowie Sekundärelektronen (Energie eU_{sc} , Strom I_s).

Unter der Annahme, daß der Anodenstrom des Multipliers \bar{I} proportional zu L ist (s. Abschnitt über den Multiplier), ist der Stromverstärkungsfaktor $\alpha_e = \bar{I} / I_0$ gegeben durch

$$\alpha_e = C_M \cdot [C_{sc}(eU_B + eU_{sc}) + \frac{I_s}{I_p} \cdot C_{sc}(eU_{sc})] \quad (24)$$

C_M und C_{sc} sind die bereits früher eingeführten Hilfsgrößen, die der Empfindlichkeit des Multipliers bzw. der Lichtausbeute des Szintillators proportional sind. Mit

$$C_{ge} = 1 + \frac{I_s}{I_p} \cdot \frac{C_{sc}(eU_{sc})}{C_{sc}(eU_B + eU_{sc})} \quad (25)$$

erhalten wir aus Gl. (24)

$$\alpha_e = C_{ge}(eU_B; eU_{sc}) \cdot C_{sc}(eU_B + eU_{sc}) \cdot C_M(V_s) \quad (26)$$

C_{ge} kennzeichnet also nicht wie C_{gi} ausschließlich die Eigenschaften der Gitter. Es hat keine physikalische Bedeutung, sondern soll lediglich die Berechnung von α_e bei vorgegebener Elektronenenergie und Spannung am Szintillator vereinfachen.

α_e wurde bei $V_s = 800$ V für verschiedene U_B und U_{sc} gemessen und durch Division mit $C_M(800$ V) nach Abb. 14 auf $V_s = 1500$ V umgerechnet. Die eingezeichnete Kurvenschar wurde so gelegt, daß sie Gl. (24) erfüllt. Für I_s / I_p wurden passende Werte angenommen, die auch gut mit den Meßpunkten und der berechneten Kurve in Abb. 7 übereinstimmen. C_{sc} ist die asymptotische Kurve für $U_B \rightarrow \infty$. Für hohe Energien der Primärelektronen ist, der Beitrag der Sekundärelektronen zur Stromverstärkung des Detektors zu vernachlässigen ($C_{ge} \rightarrow 1$). In diesem Fall ist α_e der Lichtausbeute des Szintillators proportional.

Mit C_{sc} aus Abb. 111 und I_s / I_p aus Abb. 7 wurde C_{ge} nach Gl. (25) berechnet (Abb. 10).

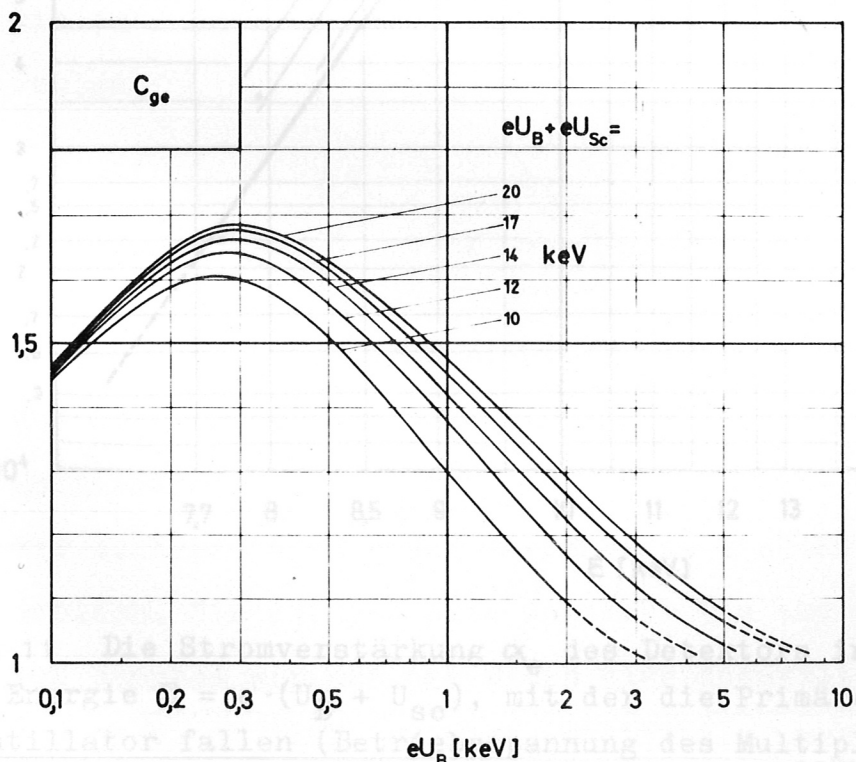


Abb. 10 C_{ge} in Abhängigkeit von der Elektronenenergie eU_B mit $U_B + U_{sc}$ als Parameter.

Abb. 1 Die Stromverstärkung α_e in Abhängigkeit von der Energie $eU_B + U_{sc}$, mit der die Primärelektronen auf den Szintillator fallen (Betriebsspannung des Multipliers 1500 V). Die Hilfsgröße C_{sc} zur Berechnung von $\alpha_e = C_{ge}(eU_B; eU_{sc}) \cdot C_{sc}(eU_B + eU_{sc}) \cdot C_M(V_s)$.

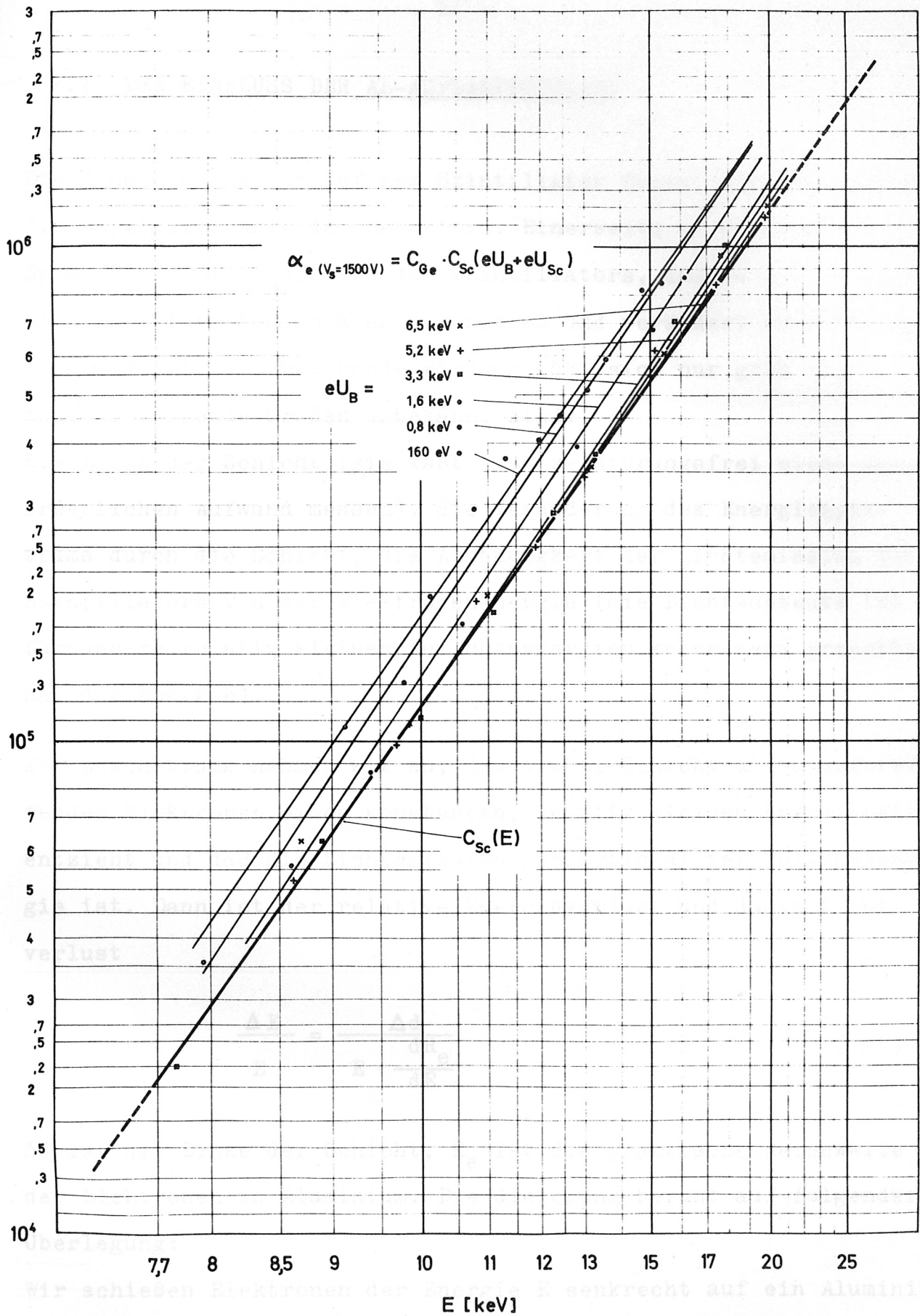


Abb. 11 Die Stromverstärkung α_e des Detektors in Abhängigkeit von der Energie $E = e \cdot (U_B + U_{Sc})$, mit der die Primärelektronen auf den Szintillator fallen (Betriebsspannung des Multipliers 1500 V). Die Hilfsgröße C_{Sc} zur Berechnung von $\alpha_e = C_{Ge}(eU_B; eU_{Sc}) \cdot C_{Sc}(eU_B + eU_{Sc}) \cdot C_M(V_s)$.

2.7 DER EINFLUSS DER AL-AUFDAMPFSCHICHT

Die Aluminiumschicht auf dem Szintillator beeinflusst entscheidend die Empfindlichkeit des Detektors. Einerseits verdoppelt sie als Spiegel die Lichtausbeute des Szintillators, andererseits schwächt sie den auftreffenden Elektronenstrom und verändert sein Energiespektrum. Diese schwächende Wirkung läßt sich nur grob abschätzen, da folgende Größen unbekannt sind:

Die Dicke der Schicht (sie läßt sich zerstörungsfrei nicht ohne erheblichen Aufwand messen), die Veränderung des Energiespektrums durch die Schicht, die Abhängigkeit der Lichtemission des Szintillators von der Elektronenenergie (die Lichtausbeute ist für unsere relativ kleinen Teilchenenergien keineswegs proportional der Energie).

Zur Abschätzung nehmen wir an, daß die Al-Schicht allen auftreffenden Elektronen einen konstanten, relativ kleinen Energiebetrag entzieht und daß die Lichtemission proportional der Teilchenenergie ist. Dann ist der relative Energieverlust und damit Lichtverlust

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta d}{E \cdot \frac{dR_e}{dE}} \quad (27)$$

Δd ist die Dicke der Schicht, R_e ist die praktische Reichweite der Elektronen in Aluminium. Die Gleichung beruht auf folgender Überlegung:

Wir schießen Elektronen der Energie E senkrecht auf ein Aluminiumblech. Sie dringen alle ungefähr bis zur gleichen Tiefe R_e ein. Nun dampfen wir auf das Blech eine zusätzliche Aluminiumschicht der Dicke dR_e auf. Wenn die Elektronen noch bis zum selben Punkt in das Al-Blech vordringen sollen, muß ihre Energie um dE erhöht

werden. Das ist der Betrag, der von der Aufdampfschicht absorbiert wird. Eine Schicht der Dicke Δd absorbiert also

$$\Delta E = \Delta d \frac{dE}{dR_e} = \Delta d / \frac{dR_e}{dE} \quad \text{Spektrale Auflösung} \quad (28)$$

Unter der Annahme $\Delta d = 1000 \text{ \AA}$ und Verwendung der Werte für $R_e(E)$ nach Landolt-Börnstein [9] erhalten wir

E	=	2	3	5	7	10	15	20	keV
$\Delta E / E$	=	(1,1)	(0,54)	0,20	0,12	0,065	0,028	0,016	
ΔE	=	(2,2)	(1,6)	1,0	0,8	0,7	0,4	0,3	keV

Vergleichsmessungen zeigten keinen Unterschied zwischen zwei verschiedenen Szintillatoren. Nach unserer Abschätzung ist dieses Ergebnis für Elektronenenergien $> 10 \text{ keV}$ zu erwarten.

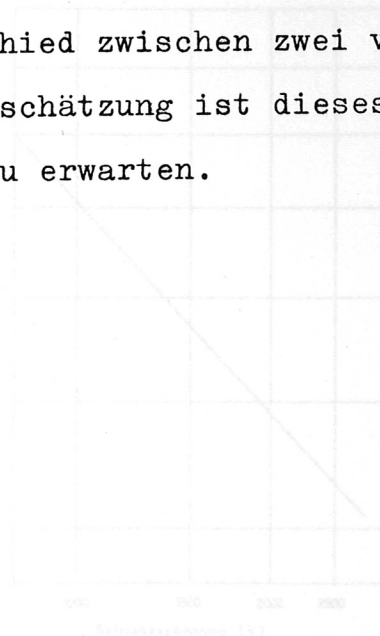


Abb. 12 Laufzeit des Multiplifiers

Laufzeit des Multiplifiers
 Die Laufzeit des Multiplifiers
 erstreckt sich über den gesamten
 der Laufzeit des Multiplifiers
 zögerung durch das angeschlossene
 sene Kabel zu addieren (pro Meter
 ca. 4 ns). Die gesamte
 Laufzeit ist nur in Sonderfällen
 von Bedeutung, z. B. wenn
 durch Veränderung der Anoden-
 plattenspannung des Analysators
 innerhalb einiger 100 ns ein ganzes Energiespektrum aufgenommen
 werden soll.

Die Anodengeseit.

Bei punktförmiger Beleuchtung der Kathode mit einem δ -Lichtimpuls
 weist der Anodenstromimpuls eine Breite von 3 ns auf. Bei flächen-

2.8 DIE DATEN DES MULTIPLIERS 6810-A [12]

Die Photokathode.

Halbdurchlässige SbCs-Kathode mit 42 mm ϕ . Spektrale Empfindlichkeit S 11. Maximale Quantenausbeute bei 4300 Å ca. 14 %, Ausbeute zwischen 3500 und 4700 Å >12 %. Die Kathode ist also dem Emissionsspektrum des Szintillators NE 102 A mit dem Maximum bei 4250 Å gut angepaßt.

Die Laufzeit.

Zwischen der Ankunft des Signals an der Photokathode und der Entstehung des Signals an der Anode vergeht eine gewisse Laufzeit, deren Größe von der Betriebsspannung des Multipliers abhängt (Abb.12). Zu dieser Laufzeit ist noch die Verzögerung durch das angeschlossene Kabel zu addieren (pro Meter ca. 4 ns). Die gesamte Laufzeit ist nur in Sonderfällen von Bedeutung, z. B. wenn durch Veränderung der Ablenkplattenspannung des Analysators innerhalb einiger 100 ns ein ganzes Energiespektrum aufgenommen werden soll.

Die Anstiegszeit.

Bei punktförmiger Beleuchtung der Kathode mit einem δ -Lichtimpuls weist der Anodenstromimpuls eine Breite von 3 ns auf. Bei flächen-

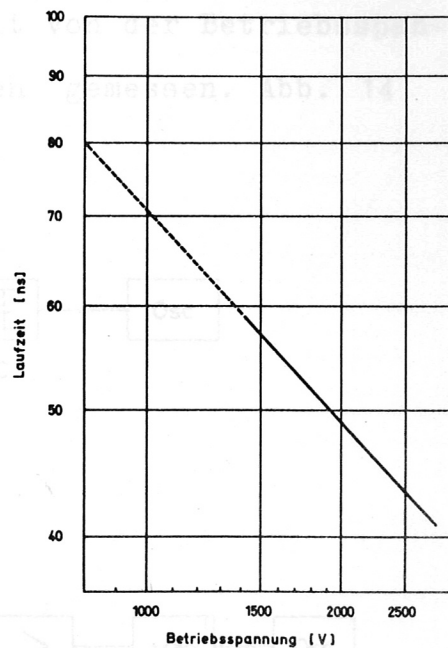


Abb. 12 Laufzeit des Multipliers

hafter Beleuchtung addiert sich zu dieser Impulsverbreiterung der maximale Laufzeitunterschied von 1 ns. Der Multiplier weist also eine praktische Anstiegszeit von 4 ns auf.

Der Stromverstärkungsfaktor.

Er ist bis zu einem bestimmten Anodenstrom, der Linearitätsgrenze, unabhängig von der Intensität der Beleuchtung, jedoch stark abhängig von der Betriebsspannung V_S . Je nach Exemplar beträgt er bei 1500 V zwischen 10^5 und 10^6 . Als Maß für den Stromverstärkungsfaktor wurde C_M eingeführt und bei $V_S = 1500$ V willkürlich als 1 festgesetzt. Der Anodenstrom wurde bei verschiedenen festen Beleuchtungsstärken in Abhängigkeit von der Betriebsspannung mit der Anordnung nach Abb. 13 oben gemessen. Abb. 14 zeigt das Meßergebnis und die Größe C_M .

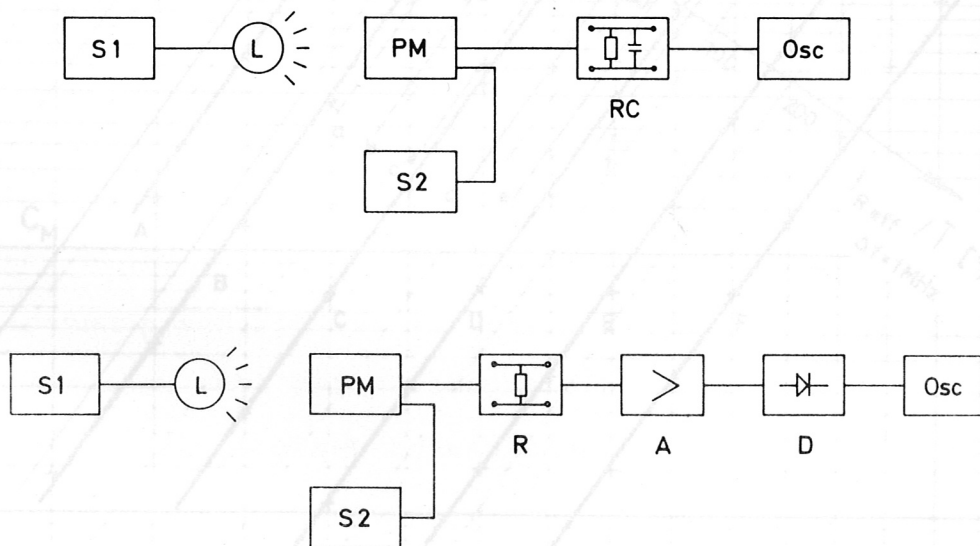


Abb. 13 Schaltung zur Messung des Anodenstroms (oben) und des Rauschens des Multipliers (unten) in Abhängigkeit von der Betriebsspannung

- | | | | |
|--------|-----------------------------|-----|---|
| Abb. L | Glühlampe 7 V | RC | 10 kΩ ; 0,1 μF |
| S1 | Niederspannungsnetzgerät | R | Kabelabschlußwiderstand 120Ω |
| S2 | Hochspannungsnetzgerät | A | Verstärker Tektronix 1121, Bandbreite 5 Hz ... 17 MHz, Verstärkung 100-fach |
| PM | Multiplier 6810-A | Osc | Tektronix 551, Empfindlichkeit 1 mV/cm (Gleichsp.) |
| D | Quadratischer Gleichrichter | | |

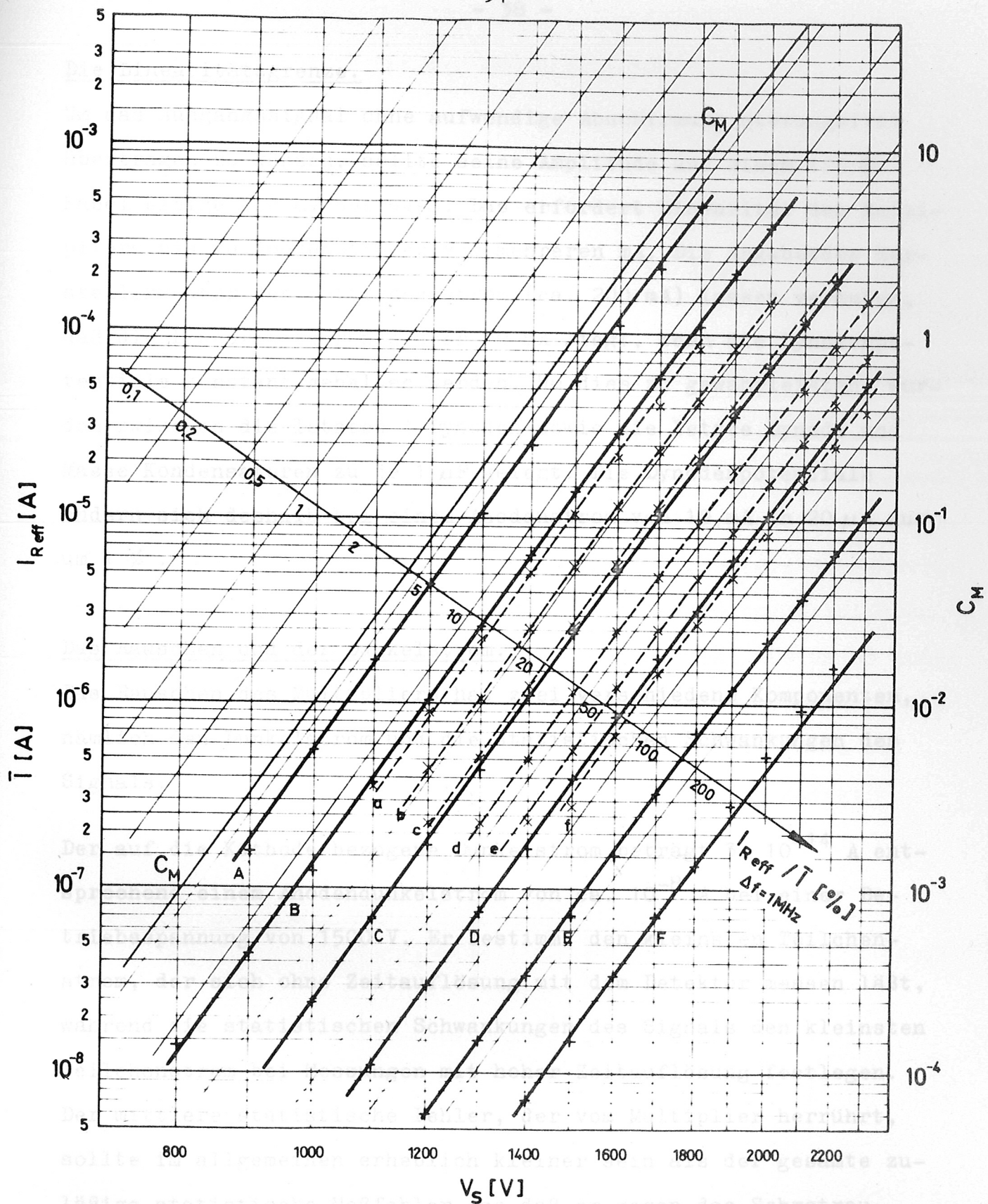


Abb. 14 Mittlerer Anodenstrom \bar{I} in Abhängigkeit von der Betriebsspannung bei konstanter Kathodenbeleuchtung (dick ausgezogene Kurven). Effektiver Rauschstrom ($\Delta f = 10$ MHz) bei Beleuchtung der Kathode mit einer Glühlampe, (gestrichelte Kurven). Die Kurven A und a usw. wurden bei gleicher Beleuchtung gemessen. Die Hilfsgröße C_M ist dem Stromverstärkungsfaktor proportional.

Die Linearitätsgrenze.

Um das Ausgangssignal ohne aufwendige Abschirmung störungsfrei übertragen zu können, sollte seine Amplitude auf einem 120 Ω -Kabel einige 100 mV betragen. Das erfordert Linearität des Multipliers bis zu Anodenströmen von mehreren mA. Die Angaben des Herstellers über den Sättigungsstrom (ca. 200 mA) lassen vermuten, daß die Linearitätsgrenze über 10 mA liegt, wenn die Dynodenpotentiale konstant gehalten werden. Um dies zu gewährleisten, wurden zwischen die letzten 4 Dynoden sowie die letzte Dynode und Masse Kondensatoren zu je 1 μ F gelegt. Die Dynodenpotentiale ändern sich deshalb bei einem Anodenstrom von 10 mA in 20 μ s nur um 1 %.

Das Rauschen und der Dunkelstrom.

Das Rauschen des Multipliers hat zwei verschiedene Komponenten, nämlich den Dunkelstrom und die statistischen Schwankungen des Signals.

Der auf die Kathode bezogene Dunkelstrom beträgt $3 \cdot 10^{-14}$ A entsprechend einem Anodendunkelstrom von ca. 10^{-8} A bei einer Betriebsspannung von 1500 V. Er bestimmt den kleinsten Teilchenstrom, der sich ohne Zeitauflösung mit dem Detektor messen läßt, während die statistischen Schwankungen des Signals den kleinsten Teilchenstrom bei Messungen mit hoher Zeitauflösung festlegen. Der mittlere statistische Fehler, der vom Multiplier herrührt, sollte im allgemeinen erheblich kleiner sein als der gesamte zuläßige statistische Meßfehler, so daß er gegen das Schrotrauschen des Teilchenstroms verschwindet. Deshalb wurde das Rauschen des Multipliers bei Beleuchtung durch eine Glühlampe mit einem quadratischen Gleichrichter gemessen (Abb. 13 unten). Wir erwarten für den Effektivwert des Rauschstroms $I_{R \text{ eff}}$, der identisch ist mit der mittleren statistischen Schwankung des Signals,

folgende Beziehung (\bar{I} ist der Anodengleichstrom).

$$I_{R \text{ eff}} \sim \sqrt{\bar{I}} \quad \text{bei konstanter Betriebsspannung}$$

$$I_{R \text{ eff}} \sim \bar{I} \quad \text{bei konstanter Beleuchtung}$$

$$I_{R \text{ eff}} \sim \sqrt{\Delta f} \quad (\Delta f \text{ ist die Bandbreite des Übertragungssystems})$$

Abb. 14 zeigt die Meßergebnisse. Sie entsprechen gut der Beziehung $I_{R \text{ eff}} \sim \bar{I}$. Die Werte von \bar{I} und $I_{R \text{ eff}}$ für jeweils gleiche Beleuchtungsstärke wurden bei $V_s = 1400 \text{ V}$ aus Abb. 14 entnommen und in Abb. 15 dargestellt. Für $\bar{I} < 1 \mu\text{A}$ entsprechen die Meßwerte also auch $I_{R \text{ eff}} \sim \sqrt{\bar{I}}$. Die Abweichung für kleinere Anodenströme ist auf eine Übersteuerung des Gleichrichters zurückzuführen. (Die Signale bestehen nämlich aus Einzelimpulsen, die um so höher nachverstärkt werden müssen, je seltener sie sind). Deshalb nehmen wir die ausgezogene Kurve in Abb. 15 als wahre Kurve an. Nach ihr wurde die Skala $I_{R \text{ eff}} / \bar{I}$ in Abb. 14 festgelegt.

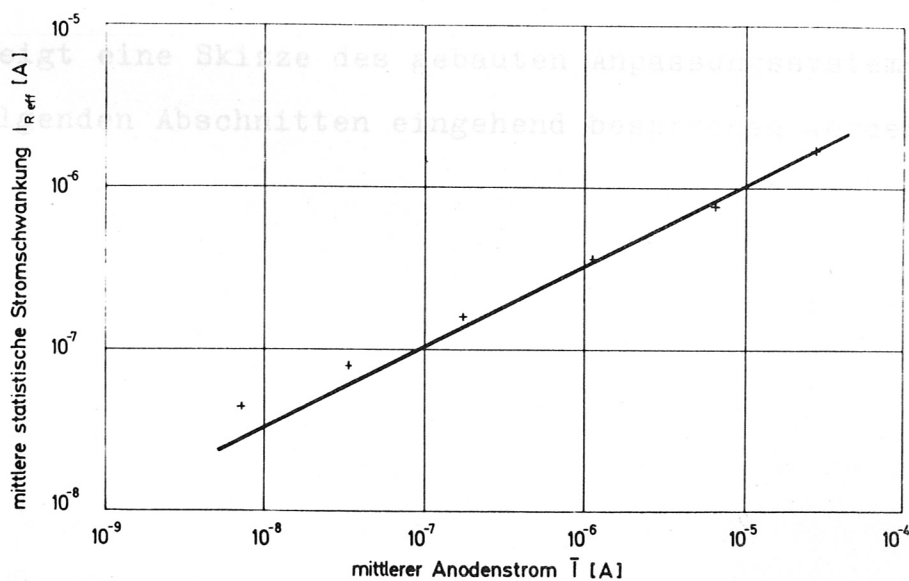


Abb. 15 Das Rauschen des Multipliers (bei $V_s = 1400 \text{ V}$ gemessen und auf $\Delta f = 1 \text{ MHz}$ umgerechnet).

B. DAS ANPASSUNGSSYSTEM ZWISCHEN ANALYSATOR UND PINCH-PLASMA

In den vorausgehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß sich der beschriebene Analysator zur Messung der Energieverteilung von Ionen oder Elektronen eignet. Voraussetzungen sind: Hochvakuum im Analysator, möglichst schwaches Magnetfeld im Analysator und so kleine Teilchendichten, daß Wechselwirkungen der Teilchen untereinander vernachlässigbar sind. Messungen an Teilchenströmen aus den üblichen Pinch-Plasmen (den "Endverlusten"), für die der Analysator bestimmt ist, sind nur über ein Anpassungssystem möglich, das die Teilchendichte reduziert, die Druckdifferenz zwischen Entladungsgefäß (ca. 10^{-2} Torr) und Analysator (ca. 10^{-4} Torr) aufrechterhält und das starke Magnetfeld der Entladung abschirmt. Die Verdünnung des Plasmastroms und der Übergang von Teilchen aus dem starken Magnetfeld in den magnetfeldfreien Raum können die Energieverteilung der ausströmenden Teilchen verfälschen. Es ist erforderlich, daß diese Verzerrung möglichst klein und bekannt ist.

Abb. 16 zeigt eine Skizze des gebauten Anpassungssystems. Es soll in den folgenden Abschnitten eingehend besprochen werden.

Ein einzelnes Teilchen, das aus dem Entladungsplasma entweicht, darf bei seinem Durchgang durch Röhre mit Neutralgas-molekülen oder Ionen keine großen Energie- oder Richtungsänderungen erfahren. Um den maximal zulässigen Partialdruck p_0 im Entladungsgefäß abzuschätzen, betrachten wir die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Stoßprozesse von Elektronen und Protonen mit H_2 -Molekülen [14].

Elastische Streuung ist für langsame Elektronen und Ionen der wichtigste Stoßprozeß. Der Streuquerschnitt für Elektronen und

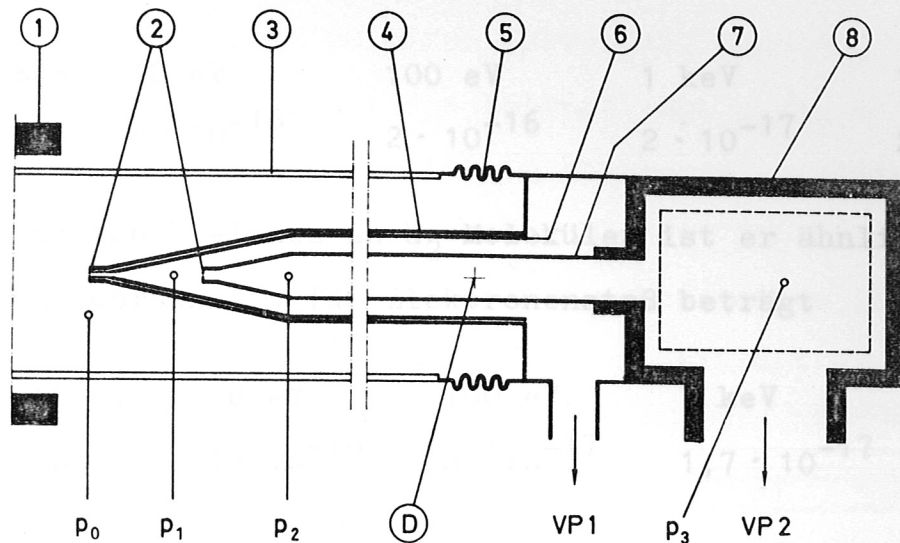


Abb. 16 . Skizze des Anpassungssystems zwischen Analysator und Pinch.

- | | |
|-----------------------|----------------------------|
| 1. Theta-Pinch-Spule | 5. Justiervorrichtung |
| 2. Blenden | 6. Eisenrohr |
| 3. Entladungsgefäß | 7. Inneres Kupferrohr |
| 4. Äußeres Kupferrohr | 8. Gehäuse des Analysators |

Das konische Ende des Röhrensystems kann durch Kippen des Analysators um den Punkt (D) im Gefäß zentriert werden.

1. DAS VAKUUMSYSTEM

Ein geladenes Teilchen, das aus dem Entladungsplasma entweicht, darf auf dem Weg zum Analysator durch Stöße mit Neutralgasmolekülen oder -Atomen keine großen Energie- oder Richtungsänderungen erfahren. Um den maximal zulässigen Fülldruck p_0 im Entladungsgefäß abzuschätzen, betrachten wir die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Stoßprozesse von Elektronen und Protonen mit H_2 -Molekülen [14].

Elastische Streuung ist für langsame Elektronen und Ionen der wichtigste Stoßprozeß. Der Streuquerschnitt für Elektronen und

H₂-Moleküle beträgt in Abhängigkeit von der Elektronenenergie

E =	10 eV	100 eV	1 keV	10 keV
δ [cm ²] =	8 · 10 ⁻¹⁶	2 · 10 ⁻¹⁶	2 · 10 ⁻¹⁷	2 · 10 ⁻¹⁸

Für Streuung von H⁺-Ionen an H₂-Molekülen ist er ähnlich. Der Ionisierungsquerschnitt für Elektronenstoß beträgt

E =	10 eV	50 eV	100 eV	1 keV	10 keV
δ [cm ²] =	0	1 · 10 ⁻¹⁶	8 · 10 ⁻¹⁷	1,7 · 10 ⁻¹⁷	2,6 · 10 ⁻¹⁸

Für Ionen von 1 keV bis 10 keV überwiegt der Ladungsaustausch. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion



beträgt von E = 1 keV bis E = 10 keV ca. 4 · 10⁻¹⁶ cm². Während elastische Stöße lediglich eine (meist kleine) Energie- und Richtungsänderung der stoßenden Teilchen bewirken, führt Umladung zu einem Verlust an energiereichen Ionen, der allerdings nicht sehr stark von der Teilchenenergie abhängt.

Für unsere Abschätzung können wir einen Wirkungsquerschnitt von 5 · 10⁻¹⁶ cm² annehmen und fordern, daß zwischen Plasma und Analysator 1/e aller Teilchen nicht stoßen.

Das hochevakuierte Röhrensystem (Abb. 16) muß einerseits möglichst nahe ans Plasma herangeführt werden, um einen möglichst großen Fülldruck zulassen zu können, andererseits sollte es möglichst weit entfernt bleiben, um Störungen des Plasmas klein zu halten. Als Kompromiß wurde ein Abstand von 3 cm gewählt. Die Rohre sind ca. 1 m lang, der Außendurchmesser des äußeren Rohrs beträgt 60 mm. Nach Jaeckel [15] ergibt sich der Strömungsleitwert des inneren Rohrs und des Zwischenraums zwischen innerem Rohr und Eisenrohr zu je 10 Liter / s (für H₂). Die Öldiffusionspumpen VP 1 und VP 2 (Saug-

vermögen ca. 20 Liter / s bzw. 150 Liter / s) reduzieren den Druck im Gefäß auf zwei Stufen um einen Faktor 16, wenn der Strömungsleitwert der Blenden 2 Liter / s beträgt. Bei $p_0/p_2 = 16$ ist die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß im Röhrensystem gleich der für einen Stoß zwischen Plasma und erster Blende. Die Öffnung der Blenden darf je $4,3 \text{ mm}^2$ betragen entsprechend einem Lochdurchmesser von 2,3 mm. Der zulässige Fülldruck p_0 beträgt dann 10^{-2} Torr, die übrigen Drücke berechnen sich zu

$$p_0 = 10^{-2} \text{ Torr}; \quad p_1 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}; \quad p_2 = 6 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}; \\ p_3 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$$

Der Druck an der Saugöffnung von VP 1 ist ca. 10^{-3} Torr.

2. DIE MAGNETISCHE ABSCHIRMUNG

Das Innere des Röhrensystems muß magnetisch gut abgeschirmt sein, da sonst die zu analysierenden Teilchen auf adiabatischen Bahnen entlang der von der Spule aus divergierenden Magnetfeldlinien zur Innenwand der Röhren abgelenkt würden. Ein Teilchen bewegt sich genügend geradlinig, wenn es innerhalb der Röhren auf einer Schraubenbahn höchstens etwa $1/10$ eines vollen Umlaufs ausführt. Das Verhältnis von axialer Geschwindigkeit und Gyrationfrequenz muß also mindestens gleich der zehnfachen Rohrlänge sein. Eine einfache Rechnung für Elektronen von 10 eV ergibt, daß das Magnetfeld höchstens 0,1 Gauß betragen darf. Bei einem Außenfeld von 1 kGauß muß also das Feld auf das 10^{-4} -fache abgeschirmt werden. Eine gewisse Schwierigkeit ergab sich, da mit dem Analysator an einem Theta-Pinch gemessen werden sollte, der außer dem Pinch-Feld von ca. 500 kHz, das durch ein verhältnismäßig dünnes Kupferrohr genügend stark geschwächt wird, noch ein Feld mit einer Frequenz von ca. 1 kHz erzeugt. Man kann zeigen, daß die Kombination des äußeren Kupferrohrs (Wandstärke 2 mm) mit dem inneren Eisenrohr (Wandstärke 2,5 mm) die gewünschte Wirkung hat. Sie schirmt besser ab

als ein Kupfer- oder Eisenrohr der entsprechenden Wandstärke allein.

Die Skintiefe von Kupfer beträgt bei 1 kHz 2 mm, von Eisen ca. 0,2 mm, wenn die magnetische Sättigung nicht erreicht wird. Außenfelder von 20 Gauß führen jedoch bei einer Permeabilität $\mu = 1000$ bereits zur Sättigung, da die magnetische Induktion im Eisen dann 20 kGauß beträgt. Die äußere Kupferabschirmung schwächt das Magnetfeld trotz der großen Eindringtiefe so stark, daß Eisensättigung nicht mehr auftritt. In der "Kurzschlußspule mit Eisenkern", die das Röhrensystem darstellt, fließen nämlich höhere Abschirmströme als ohne Eisenkern.

3. DIE VERDÜNNUNG DES TEILCHENSTROMS

Wie wir gesehen haben, darf der Teilchenstrom hinter der Eintrittsblende des Analysators nur ca. 10^{-6} A betragen, was bei Deuteronen von 100 eV einer Teilchendichte von ca. 10^7 cm^{-3} entspricht. Die Dichte des Teilchenstroms aus dem Plasma, die bei 10^{12} cm^{-3} liegt, muß um mehrere Zehnerpotenzen vermindert werden. Nun verringert sich die Teilchendichte von der Blende im äußeren Kupferrohr bis zum Analysator ohnehin sehr stark (der Debye-Radius nimmt also zu), da der Teilchenstrahl kegelförmig auseinanderläuft. Durch geeignete Blenden muß verhindert werden, daß die Verdünnung von der Teilchenenergie abhängt. Sie ist dann energieunabhängig, wenn Teilchen, die zur Eintrittsblende des Analysators gelangen, keine elektrischen Felder senkrecht zu ihrer Bahn durchlaufen oder wenn sich der Einfluß solcher Felder im Mittel über alle Teilchen kompensiert.

Teilchen aus dem Plasma müssen eine Potentialdifferenz von der Größenordnung kT_e/e durchlaufen (T_e = Elektronentemperatur, e = Elementarladung), da sich bei der Berührung von Plasma mit einem Festkörper stets eine Doppelschicht dieser Größe ausbildet.

Fleischmann u. a. [16] schlagen vor, eine Siebblende in einiger Entfernung vor dem Analysator aufzustellen. Sie erzeugt viele sich überlappende Teilchenstrahlen, so daß die Energieabhängigkeit der Verdünnung kompensiert wird, und bewirkt eine Verdünnung entsprechend der optischen Durchlässigkeit, wenn der Abstand vom Sieb ein bestimmtes Vielfaches des Siebdurchmessers nicht übersteigt. Andererseits darf auch der Abstand des Siebes von der Blende am äußeren Rohr nicht zu groß werden, da der Debye-Radius vor dem Sieb klein gegen den Rohrdurchmesser sein muß. Die Doppelschicht, die an der Innenwand des Rohrs liegt, darf sich nicht bis zur Rohrachse erstrecken, da sonst radiale Felder bereits vor der Siebblende das Spektrum verfälschen. Die genaue Lage und die günstigste Durchlässigkeit der Siebblende müssen experimentell ermittelt werden. (Die Siebblende ist in Abb.16 nicht eingezeichnet).

Da die Teilchen stets die Doppelschicht durchlaufen, wird das Energiespektrum der Ionen zwangsläufig um ca. kT_e in Richtung höherer Energie, das der Elektronen in Richtung kleinerer Energie verschoben. Weitere Verschiebungen können durch elektrische Felder längs der Spulenachse (z. B. von axialen Strömen im Plasma herrührend) hervorgerufen werden. Bei hohen Elektronentemperaturen und wenn axiale elektrische Felder nicht ausgeschlossen werden können, muß das Potential des Plasmas und damit die Verschiebung des Spektrums gemessen werden.

4. DIE NICHTADIABATISCHE BEWEGUNG DER TEILCHEN VOM PINCH-FELD IN DEN MAGNETFELDFREIEN ANALYSATOR

Das Magnetfeld zwischen der Entladungsspule und der Blende am Abschirmrohr beeinflusst äußerst stark die ausströmenden Teilchen. Die Feldlinien, die am Spulenende noch annähernd parallel verlaufen, divergieren in der unmittelbaren Umgebung der Blende und

Die Teilchen werden völlig vom kegelförmigen Ende des Rohrs auseinandergedrängt, so daß auf adiabatischen Bahnen keine Teilchen in den Analysator gelangen können. Da jedoch wegen der starken Feldinhomogenität vor der Blende die Teilchenbewegung keineswegs adiabatisch ist, können genügend viele Teilchen das Magnetfeld verlassen und ins Rohrinne- re gelangen. Die statistische Mechanik liefert einen Zusammenhang zwischen der Verteilungsfunktion am Spulenende und im Inneren des Rohrs

Wir nehmen an, daß die Wechselwirkung der Teilchen untereinander klein ist und führen einen 6-dimensionalen Phasenraum ein. Jedem Teilchen entspricht ein Punkt in diesem Phasenraum. Die mehr oder weniger willkürlich festgelegte Plasmaoberfläche und der Analysator begrenzen bestimmte 5-dimensionale Hyperflächen im Phasenraum. Die des Analysators ist durch die Öffnungsfläche der Blenden im Ortsraum, durch den eingestellten Energiebereich und den durch die Blenden festgelegten Öffnungswinkel bestimmt. Alle im vorgegebenen (als zeitunabhängig angenommenen) Magnetfeld denkbaren Teilchenbahnen, welche die Hyperfläche des Analysators durchstoßen, sollen auch die Hyperfläche des Plasmas erreichen. Der Analysator mißt dann die unverfälschte Energieverteilung (die an der Plasmaoberfläche als ortsunabhängig und isotrop vorausgesetzt wird). Nach dem Satz von Liouville ist nämlich die Phasenraumdichte an der Stelle eines sich bewegenden Teilchens unabhängig von seiner augenblicklichen Lage im Phasenraum. Bastian [17] und Kilb [18] zeigen, daß die Teilchenbahnen bei hinreichend kleinen Blendenöffnungen und Öffnungswinkeln die genannte Voraussetzung erfüllen. Beide Autoren integrieren numerisch die Bewegungsgleichungen vom Analysator ausgehend in Richtung des Plasmas und prüfen, ob alle Teilchenbahnen, die von den Blenden ermöglicht werden, auch das Plasma erreichen.

ANHANG

Die zulässigen Öffnungswinkel nehmen mit der Teilchenenergie zu und sind für Ionen größer als für Elektronen. Sie dürften jedoch im allgemeinen so groß sein, daß ein meßbarer Teilchenstrom den Analysator erreicht. Da eine Berechnung dieses Winkels die Kenntnis des Magnetfeldverlaufs und eine Berechnung der Teilchenbahnen voraussetzt, ist es angebracht, ihn experimentell zu bestimmen, indem man ein Energiespektrum mit verschiedenen großen Blendenöffnungen mißt und prüft, ab welcher Größe das gemessene Spektrum sich ändert.

1. Die Koordinaten von einzelnen Kurvenpunkten werden gemessen oder berechnet. Der Kurvenverlauf zwischen den Meßpunkten wird abgezeichnet.
2. Der Kurvenverlauf wird oszillografisch aufgenommen. Man variiert die unabhängige Variable (im obigen Beispiel also die Betriebsspannung des Kollektors) in relativ kurzer Zeit (etwa einige auf den gemessenen interessierenden Bereich) und mißt mit der Oszillografen gleichzeitig die Größe der unabhängigen und der abhängigen Variablen ab. Das läßt sich wiederum nach zwei Methoden durchführen. Man verwendet entweder einen Zweistrahloszillografen, den man mit der eingebauten Zeitablenker betreibt, oder man lenkt einen Strahl vertikal mit der abhängigen Variablen, horizontal mit der unabhängigen Variablen ab.

Die beiden oszillografischen Verfahren sollen durch Beispiele erläutert werden, nämlich die Aufnahme des Massenspektrums der Ionen aus der Quelle und der Durchlaßkurve des Analysators. Das Massenspektrum der Ionen wurde mit dem Zweistrahloszillografen aufgenommen (Abb. 17).

ANHANG

1. MESSMETHODEN

1.1 Methoden zur Messung von zeitunabhängigen Funktionen.

Das Hauptproblem aller Untersuchungen am Teilchenanalysator, am Photomultiplier und an der Ionenquelle war es, den funktionalen Zusammenhang zwischen zwei Meßgrößen zu bestimmen, z. B. die Verstärkung des Photomultipliers in Abhängigkeit von der Betriebsspannung. Dazu wurden zwei verschiedene Methoden angewandt.

1. Die Koordinaten von einzelnen Kurvenpunkten werden gemessen oder berechnet. Der Kurvenverlauf zwischen den Meßpunkten wird abgeschätzt.
2. Der Kurvenverlauf wird oszillografisch aufgenommen. Man variiert die unabhängige Variable (im obigen Beispiel also die Betriebsspannung des Multipliers) in relativ kurzer Zeit (etwa einigen ms) über den gesamten interessierenden Bereich und nimmt mit dem Oszillografen gleichzeitig die Größe der unabhängigen und der abhängigen Variablen auf. Das läßt sich wiederum nach zwei Methoden durchführen. Man verwendet entweder einen Zweistrahloszillografen, den man mit der eingebauten Zeitablenkung betreibt, oder man lenkt einen Strahl vertikal mit der abhängigen Variablen, horizontal mit der unabhängigen Variablen ab.

Die beiden oszillografischen Verfahren sollen durch Beispiele erläutert werden, nämlich die Aufnahme des Massenspektrums der Ionen aus der Quelle und der Durchlaßkurve des Analysators. Das Massenspektrum der Ionen wurde mit dem Zweistrahloszillografen aufgenommen (Abb. 17).

Abb. 18. Skizze eines Oszillogramms, das mit der Schaltung nach
Abb. 17 aufgenommen wurde.

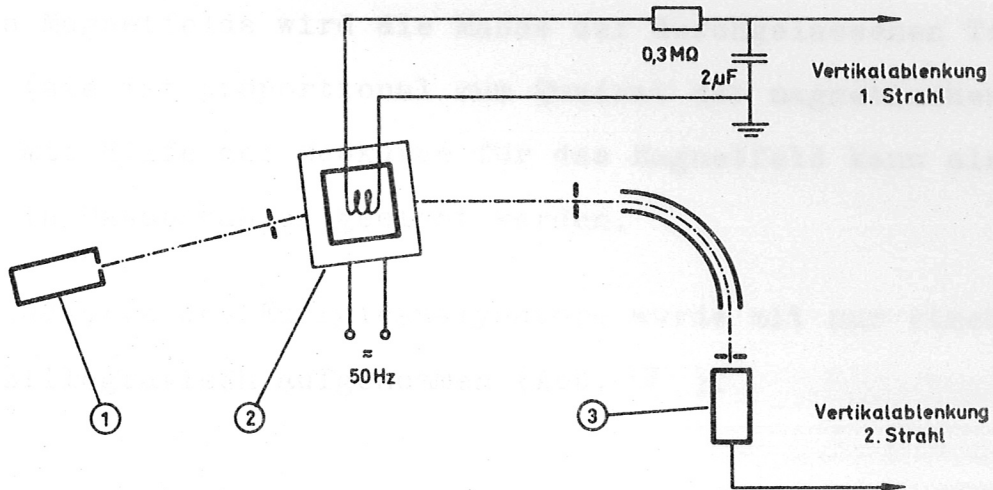


Abb. 17 . Schaltung zur Aufnahme des Massenspektrums der Ionen aus der beschriebenen Ionenquelle

1. Ionenquelle 2. Ablenkmagnet 3. Teilchendetektor

An der Magnetspule des Massenanalysators liegt Wechselspannung (50 Hz). Mit Probespule und Integrierglied wird die magnetische Induktion im Luftspalt des Ablenkmagneten gemessen, mit dem Teilchendetektor der Teilchenstrom, der bei der jeweiligen magnetischen Induktion vom Massenanalysator durchgelassen wird.

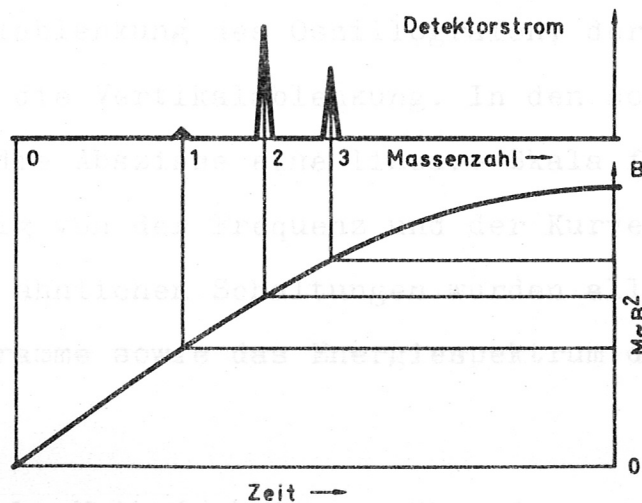


Abb. 18 . Skizze eines Oszillogramms, das mit der Schaltung nach Abb. 17 aufgenommen wurde.

Ein so gewonnenes Oszillogramm ist in Abb. 18 skizziert. Aus der Stärke des Magnetfelds wird die Masse der durchgelassenen Teilchen berechnet (sie ist proportional zum Quadrat der magnetischen Induktion). Mit Hilfe der Meßkurve für das Magnetfeld kann also die Zeitachse in Massenzahlen geeicht werden.

Die Durchlaßkurve des Energieanalysators wurde mit nur einem Strahl oszillografisch aufgenommen (Abb. 19).

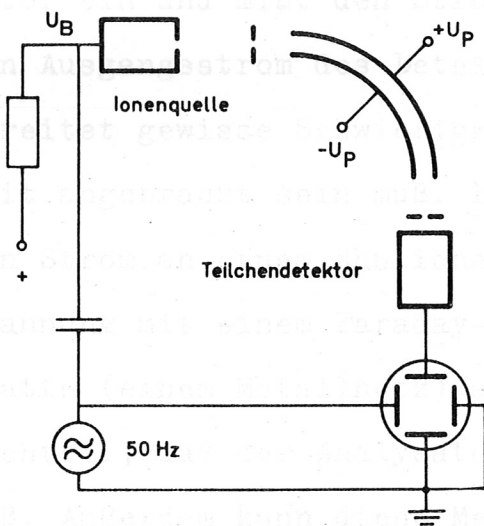


Abb. 19 . Schaltung zur Aufnahme der Durchlaßkurve des Energieanalysators.

U_B ist die Summe einer Gleichspannung von einigen kV und einer 50 Hz-Wechselspannung von einigen 100 V. Die Wechselspannung steuert die Horizontalablenkung des Oszillografen, der Ausgang des Teilchendetektors die Vertikalablenkung. In den so erhaltenen Oszillogrammen ist die Abszisse eine lineare Skala für die Teilchenenergie (unabhängig von der Frequenz und der Kurvenform der Wechselspannung). Mit ähnlichen Schaltungen wurden alle übrigen abgebildeten Oszillogramme sowie das Energiespektrum der Ionenquelle aufgenommen.

Die oszillografische Methode hat gegenüber der punktweisen Aufnahme von Kurven den Vorteil, daß die Dauer der Messung sehr kurz gemacht werden kann. Die Anforderungen an die zeitliche Stabilität

ein typisches Oszillogramm ist in Abb. 21 skizziert.

der Meßanordnung sind deshalb leicht zu erfüllen. Leider läßt sich die Methode in zahlreichen Fällen nicht anwenden, z. B. wenn die Meßgenauigkeit oder die Empfindlichkeit des Oszillografen nicht ausreicht.

1.2 Die Absoluteichung des Teilchendetektors.

Zur Absoluteichung des Detektors schießt man stationär aus einer Teilchenquelle einen monoenergetischen Teilchenstrom in den Analysator ein und mißt den Strom, der auf den Detektor fällt, sowie den Ausgangsstrom des Detektors. Die Messung dieses Teilchenstroms bereitet gewisse Schwierigkeiten, da der Detektor dabei betriebsbereit angebracht sein muß. Bingham, Goldman und Kilb [1] messen den Strom an einem ähnlichen Analysator bei abgeschalteter Ablenkspannung mit einem Faraday-Becher, der hinter der äußeren Ablenkplatte (einem Metallnetz) angebracht ist. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß der Analysator konstruktiv dafür vorbereitet sein muß. Außerdem kann diese Methode zu Fehlmessungen führen, da Teilchenquellen im allgemeinen außer den gewünschten Teilchen noch Sekundärelektronen und an den Wänden gestreute Teilchen kleinerer Energie abgeben. Das anschließend beschriebene Verfahren umgeht beide Schwierigkeiten, erfordert aber einige Überlegungen über die möglichen Sekundärelektronenströme im Analysator. Es besteht im Prinzip darin, einen Teilchenstrahl, der durch die Eintrittsblende des Analysators erzeugt wird, einmal auf die Ablenkplatten treffen, dann durch die Austrittsblende gehen zu lassen und den Strom zu messen, der von den Platten aufgenommen wird.

Zur Eichung mit Elektronen blieb die Plattenspannung konstant, die Teilchenenergie war mit 50 Hz moduliert. Plattenstrom und Detektorsignal wurden oszillografisch in Abhängigkeit von der Teilchenenergie gemessen. Die Meßschaltung ist in Abb. 20 dargestellt, ein typisches Oszillogramm ist in Abb. 21 skizziert.

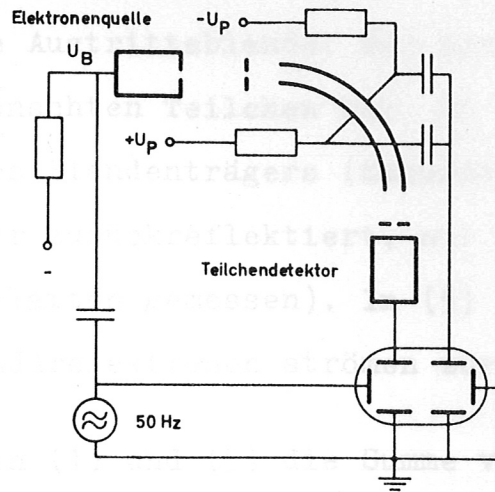


Abb. 20 . . Schaltung zur Absoluteichung des Teilchenanalysators.

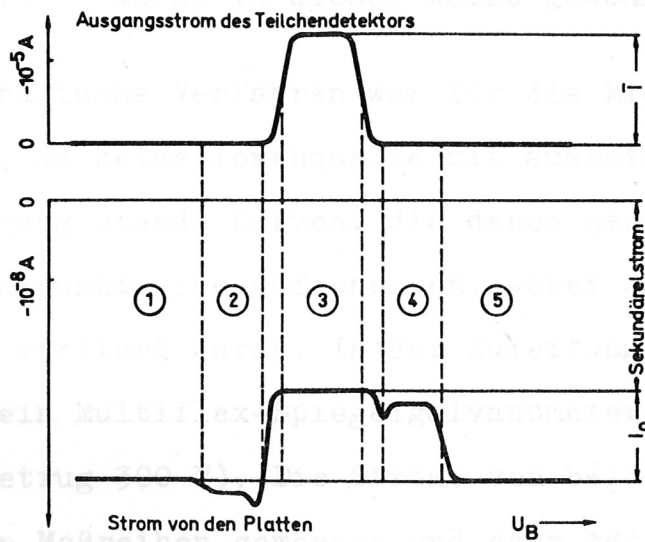


Abb. 21 . Skizze eines typischen Oszillogramms, das mit der Schaltung nach Abb. 20 aufgenommen wurde.

Im Bereich (1) der Abb. 21 trifft der Elektronenstrahl die innere Platte. Dabei emittierte Sekundärelektronen werden vom elektrischen Feld zwischen den Platten auf die innere Platte zurückreflektiert. In (2) trifft der Strahl auf den Metallblock, an dem Platten und Austrittsblende montiert sind. Die emittierten Sekundärelektronen werden zur inneren Platte abgesaugt, der Platten-

strom kann stärker negativ werden. In (3) verläßt der Strahl den Analysator durch die Austrittsblende. Der gemessene Plattenstrom rührt nur von unerwünschten Teilchen her. In (4) trifft der Strahl die äußere Hälfte des Blendenträgers (Sekundärelektronen werden auf den Blendenträger zurückreflektiert, nur rückgestreute Teilchen werden an den Platten gemessen). In (5) trifft der Strahl die äußere Platte. Sekundärelektronen strömen zur inneren Platte.

Die Platten fangen in (1) und (5) die Summe von erwünschten und unerwünschten Teilchen wie ein Faraday-Becher auf, in (3) nur die unerwünschten Teilchen. Zum Detektor fließt also der Strom I_0 . Gleichzeitig mit I_0 wird der Detektorstrom \bar{I} gemessen. Den Stromverstärkungsfaktor erhält man als Quotienten $\alpha = \bar{I} / I_0$. Jeder Meßpunkt in Abb. 11 wurde in dieser Weise gewonnen.

Dieses oszillografische Verfahren war für die Eichung mit Ionen nicht anwendbar, da keine Ionenquelle mit ausreichendem Emissionsstrom zur Verfügung stand. Kurven, die denen nach Abb. 21 entsprechen, wurden punktweise aufgenommen, wobei die Spannung einer Platte von Hand variiert wurde. In der Zuleitung zur jeweils anderen Platte lag ein Multiflex-Spiegelgalvanometer (die Spannung an dieser Platte betrug 300 V). Die Ströme von beiden Platten wurden so in getrennten Meßreihen gemessen und dann addiert (Abb. 22). Der Ausgangsstrom des Detektors wurde in einer weiteren Meßreihe aufgenommen, da es sich zeigte, daß die Strommessung gestört wurde, wenn an den Detektorelektroden Spannung lag (offenbar durch Sekundärelektronen, die den Detektor in Richtung der Austrittsblende verlassen). Der seitliche Ausläufer und der Höcker an der sonst trapezförmigen Kurve für den Detektorstrom stammen vermutlich von Teilchen, die durch Stöße mit Restgasmolekülen einige 10 eV an Energie verloren haben.

Aus solchen Kurven wurden die Eichpunkte in Abb. 9 entnommen (Kreise bei 8,4 keV).

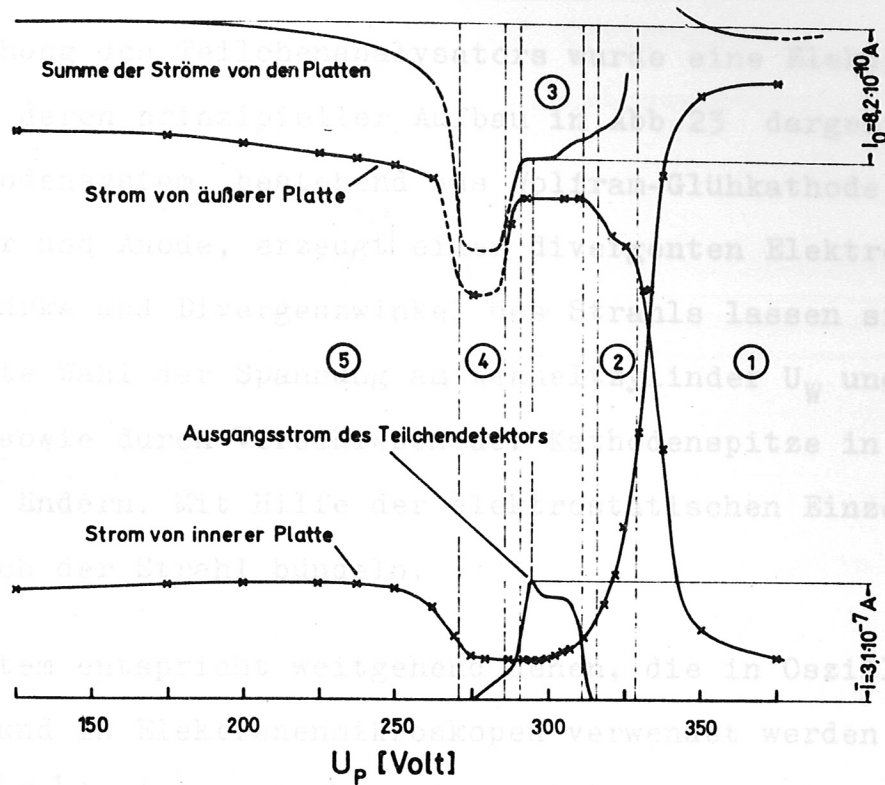


Abb. 22 . Strom von den Ablenkplatten in Abhängigkeit von der Plattenspannung bei Beschuß des Analysators mit D^+ -Ionen. Die Nulllinien zu den Kurven für die Plattenströme sind nicht bekannt.

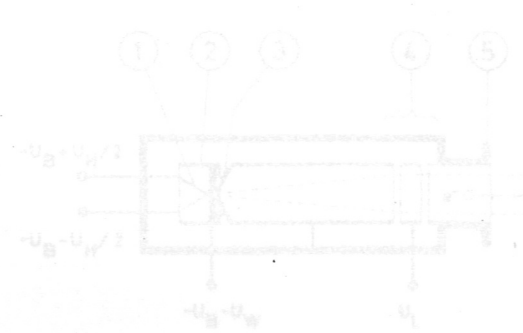


Abb. 23 Prinzip der Elektronenquelle

1. Glühkathode
2. Wehneltzylinder
3. Anode
4. elektrostatische Einzel-linse
5. Anschlußflansch

2. DIE ELEKTRONENQUELLE

2.1 Das Prinzip der Quelle

Zur Eichung des Teilchenanalysators wurde eine Elektronenquelle gebaut, deren prinzipieller Aufbau in Abb. 23 dargestellt ist. Das Triodensystem, bestehend aus Wolfram-Glühkathode, Wehneltzylinder und Anode, erzeugt einen divergenten Elektronenstrahl. Stromstärke und Divergenzwinkel des Strahls lassen sich durch geeignete Wahl der Spannung am Wehneltzylinder U_W und des Heizstroms sowie durch Verschieben der Kathodenspitze in weiten Grenzen ändern. Mit Hilfe der elektrostatischen Einzellinse läßt sich der Strahl bündeln.

Das System entspricht weitgehend denen, die in Oszillografenröhren und in Elektronenmikroskopen verwendet werden (siehe z. B. [8]), (erzeugt aber einen viel größeren Brennfleck, da die Abbildungseigenschaften der Einzellinse schlecht sind und Blenden zur Strahlbegrenzung fehlen). Zu den Eichmessungen wurde es ausschließlich ohne Fokussierung ($U_L = 0$) als praktisch punktförmige Elektronenquelle verwendet.

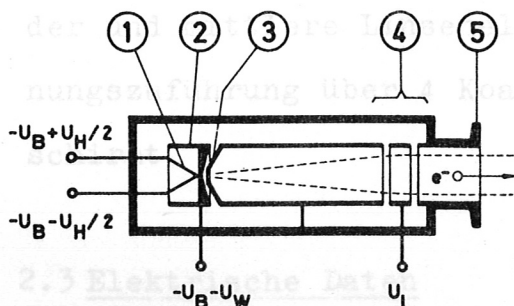


Abb. 23 Prinzip der Elektronenquelle

1. Glühkathode
2. Wehneltzylinder
3. Anode
4. elektrostatische Einzellinse
5. Anschlußflansch

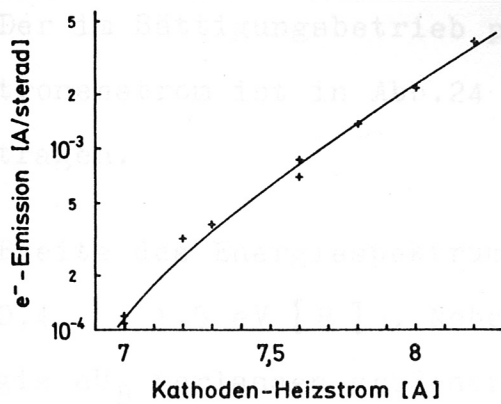


Abb.24 Pro Raumwinkeleinheit emittierter Elektronenstrom (Sättigungswert, gemessen auf der Systemachse) in Abhängigkeit vom Kathodenheizstrom.

2.2 Mechanische Daten

Kathode: Haarnadelkathode aus Wolframdraht von 0,3 mm ϕ gebogen.

Die Kathode läßt sich während des Betriebs radial um 0,5 mm, axial um 4 mm verschieben.

Wehneltzylinder: V2A-Stahl, kegelförmig (halber Öffnungswinkel 75°), Blendenöffnung 1,1 mm ϕ .

Anode: Aluminium, kegelförmig (halber Öffnungswinkel 60°), Blendenöffnung 2,5 mm ϕ , Abstand der Anodenöffnung vom Wehneltzylinder ca. 2 mm.

Einzellinse: Rohrlinse, Innendurchmesser aller drei Rohre 16 mm, Länge des mittleren Rohrs 6 mm, Abstand der Linsenmitte von der Anode 67 mm.

Aufbau: Ganzmetallgehäuse, Anode geerdet. Kathode, Wehneltzylinder und mittlere Linsenelektrode mit Teflon isoliert. Spannungszuführung über 4 Koaxialkabel. Magnetisch nicht abgeschirmt.

2.3 Elektrische Daten

$$U_B = 0,1 \dots 10 \text{ kV}, \quad U_L = 0 \dots \pm 5 \text{ kV}, \quad U_W = 0 \dots - 0,1 U_B$$
$$U_H \approx 5 \text{ V}, \quad I_H = 6 \dots 8,5 \text{ A}$$

Der im Sättigungsbetrieb pro Raumwinkeleinheit ermittelte Elektronenstrom ist in Abb.24 in Abhängigkeit vom Heizstrom aufgetragen.

Breite des Energiespektrums der emittierten Elektronen:

0,4 ... 1,5 eV [8] . Neben den schnellen Elektronen der Energie eU_B verlassen größenordnungsmäßig gleich viele, an den Wänden ausgelöste Sekundärelektronen die Quelle.

Die Quelle (Abb. 23) erzeugt in einer Penning-Entladung mit heißer Kathode durch Elektronenstoß ein Plasma, aus dem ein Gemisch von verschiedenen Ionen abgesaugt und beschleunigt wird. Der divergente Ionenstrahl läßt sich mit der Einzellinse bündeln.

Eine ähnliche Quelle wurde von Carlson und Magnuson [19] beschrieben. Einzelheiten über die Vorzüge in einer solchen Quelle findet man bei [20]. Hier soll die Arbeitsweise dieser Anordnung nur kurz erklärt werden.

In das eine Ende eines zylindrischen Anoden (2) ragt eine Glühkathode (1), am anderen Ende ist eine Blende (4) angebracht. Der Kathodenraum, in dem ein Gasdruck von einigen 10^{-3} Torr herrscht, ist nur über die Blendöffnung mit dem Vakuumsystem verbunden. Die Spule (3) erzeugt ein Magnetfeld (bis 1 kG), das parallel zur Achse des Anodenzylinders gerichtet ist. Kathode und Blende liegen auf annähernd gleichem Potential. Die Anode dagegen ist mit etwa 100 Volt positiv vorgespannt. Die Glühkathode emittiert Elektronen, die entlang der Magnetfeldlinien in der Potentialmulde zwischen Kathode und Blende pendeln. Infolge von Stößen mit Gasmolekülen diffundieren die Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien zur Anode. Dabei entsteht ein Plasma von Molekül- und Atomionen. Ein Teil der Ionen wird vom starken elektrischen

3. DIE IONENQUELLE

3.1 Das Prinzip

Es wurde eine Ionenquelle gebaut, die vor allem den Anforderungen bei der Eichung des Teilchenanalysators entspricht. Sie erzeugt Wasserstoff- oder Deuteriumionen, deren Energie in weiten Grenzen veränderlich und deren Energiespektrum schmal ist. Sie gibt wenig Neutralgas ab.

Die Quelle (Abb. 25) erzeugt in einer Penning-Entladung mit heißer Kathode durch Elektronenstoß ein dünnes Plasma, aus dem ein Gemisch von verschiedenen Ionen abgesaugt und beschleunigt wird. Der divergente Ionenstrahl läßt sich mit der Einzellinse bündeln.

Eine ähnliche Quelle wurde von Carlston und Magnuson [19] beschrieben. Einzelheiten über die Vorgänge in einer solchen Quelle findet man bei [20]. Hier soll die Arbeitsweise dieser Anordnung nur kurz erklärt werden:

In das eine Ende einer zylindrischen Anode (2) ragt eine Glühkathode (1), am anderen Ende ist eine Blende (4) angebracht. Der Kathodenraum, in dem ein Gasdruck von einigen 10^{-3} Torr herrscht, ist nur über die Blendenöffnung mit dem Vakuumsystem verbunden. Die Spule (3) erzeugt ein Magnetfeld (bis $1 \text{ k}\Gamma$), das parallel zur Achse des Anodenzylinders gerichtet ist. Kathode und Blende liegen auf annähernd gleichem Potential. Die Anode dagegen ist mit etwa 100 Volt positiv vergespannt. Die Glühkathode emittiert Elektronen, die entlang der Magnetfeldlinien in der Potentialmulde zwischen Kathode und Blende pendeln. Infolge von Stößen mit Gasmolekülen diffundieren die Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien zur Anode. Dabei entsteht ein Plasma von Molekül- und Atomionen. Ein Teil der Ionen wird vom starken elektrischen

schen Feld zwischen Blende und Absaugelektrode, das durch die Blendenöffnung hindurchgreift, vom Plasma getrennt und auf die Energie $e \cdot U_B$ beschleunigt. Das Gemisch aus verschiedenen Ionen wird durch einen magnetischen Massenanalysator getrennt (Abb. 26).

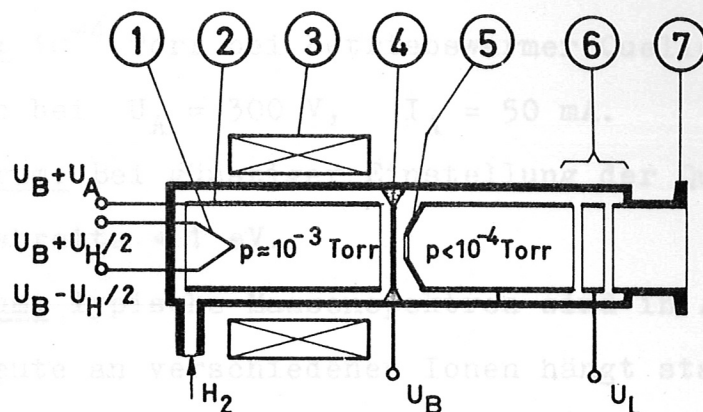


Abb. 25 Prinzipieller Aufbau der Ionenquelle

- | | |
|-------------------------|-----------------------------|
| 1. Glühkathode | 5. Absaugelektrode |
| 2. Anode | 6. Elektrostatische Einzel- |
| 3. Magnetspule | linse |
| 4. Ionenaustrittsblende | 7. Anschlußflansch |

3.2 Mechanische Daten

Kathode: Wolframdraht 0,3 mm ϕ .

Anode: Nickelblech 0,2 mm dick, 90 mm lang, 15 mm ϕ .

Austrittsblende: V2A-Stahl, Blendenöffnung 2 mm ϕ , Abstand von der Absaugelektrode 2,7 mm.

Absaugelektrode und Einzellinse: Wie bei der Elektronenquelle.

Aufbau: Kathode, Anode und Austrittsblende sind in eine Glasröhre eingeschmolzen, die durch eine Umfangsdichtung mit dem Metallgehäuse der Quelle vakuumdicht verbunden ist.

3.3 Betriebsdaten

Spannungen und Ströme: $U_B = 0,1 \dots 10 \text{ kV}$, $U_L = 0 \dots \pm 5 \text{ kV}$,

$U_H \approx 8 \text{ V}$, $I_H \approx 7 \text{ A}$, $U_A = 30 \dots 300 \text{ V}$, $I_A < 20 \text{ mA}$.

Magnetfeld: $< 1 \text{ kG}$

Gasdruck: $1 \dots 5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$.

Restgasdruck: 10^{-4} Torr bei betriebswarmer Quelle nach kurzem Ausheizen bei $U_A = 300 \text{ V}$, $I_A = 50 \text{ mA}$.

Energiespektrum: Bei günstiger Einstellung der Quelle ist die Halbwertsbreite $< 1 \text{ eV}$.

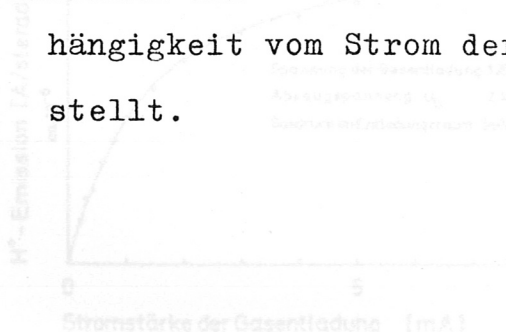
Massenspektrum: Typische Massenspektren sind in Abb. 33 gezeigt.

Die Ausbeute an verschiedenen Ionen hängt stark vom Druck in der Quelle ab. Bei H_2 -Füllung sind H_3^+ -Ionen unter $2 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ nicht zu beobachten, sie treten maximal bei ca.

$5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ auf. Die Ausbeute an H^+ und H_2^+ schwankt nur um einen Faktor 2.

Stabilität: Die Intensität der Ionenemission schwankt mit einer Frequenz von $20 \dots 50 \text{ kHz}$. Frequenz und Amplitude hängen vor allem von der Stärke des Magnetfelds ab. Die Amplitude nimmt mit steigendem Magnetfeld zu und beträgt bei 1 kG ca. 30% des mittleren Ionenstroms. Durch gute Stabilisierung konnte erreicht werden, daß die Emission innerhalb einer Stunde nur um etwa 10% schwankte.

Emissionsstrom des Protonenanteils pro Raumwinkeleinheit in Abhängigkeit vom Strom der Entladung ist in Abb. 27 dargestellt.



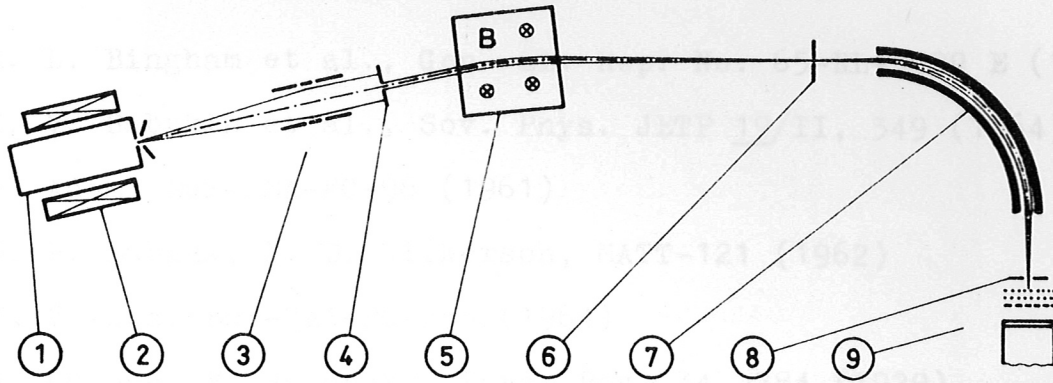


Abb. 26 . Massenanalysator

- | | |
|---|---|
| 1. Ionenquelle | 5. Ablenkmagnet |
| 2. Magnetspule der Quelle | 6. Eintrittsblende des Detektors $3 \times 0,5 \text{ mm}^2$ |
| 3. Einzellinse | 7. Analysatorplatten |
| 4. Blende (ca $10 \times 0,2 \text{ mm}^2$ zur Aufnahme von Massenspektren, $10 \times 1,5 \text{ mm}^2$ zur Trennung von H^+ und H_2^+ mit hoher Ausbeute) | 8. Austrittsblende des Analysators $15 \times 2 \text{ mm}^2$ |
| | 9. Teilchendetektor |

Abstand (4) von Austrittsblende der Quelle ca. 90 mm, (4) von (6) 150 mm.

Die Spule (2) erzeugt ein stark verkleinertes imaginäres elektro-optisches Bild der Ionenaustrittsblende. Die Auflösung des Analysators nimmt deshalb mit steigendem Magnetfeld der Quelle zu.

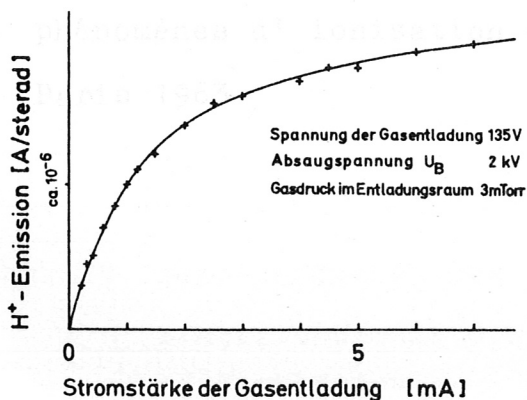


Abb. 27 Pro Raumwinkeleinheit emittierter H^+ -Strom in Abhängigkeit von der Stromstärke der Gasentladung I_A

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] R. L. Bingham et al., Gen. El. Rep. No. 65-RL-3999 E (1965)
- [2] M. V. Babykin et al., Sov. Phys. JETP 19/II, 349 (1964)
- [3] J. Adam, Eur-CEA-FC-98 (1961)
- [4] H. P. Eubank, T. D. Wilkerson, MATT-121 (1962)
- [5] F. Valcks, Eur-CEA-FC-255 (1964)
- [6] A. Hughes, V. Rojansky, Phys. Rev. 34, 284 (1929)
- [7] F. Kohlrausch, Praktische Physik, Teubner Verlag (1962)
- [8] M. v. Ardenne, Tabellen z. angew. Physik (1962)
- [9] Landolt-Börnstein, 6. Aufl. Bd. II/6 (1955)
- [10] M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena
on Metal Surfaces, Springer Verlag (1965)
- [11] N. R. Daly, Rev. Sci. Instr. 31, 264 (1960)
- [12] RCA-Datenblatt
- [13] Nuclear Enterprises-Katalog
- [14] H. W. Drawin, Eur-CEA-FC-383 (1966)
- [15] R. Jaeckel, Kleinste Drucke (1950)
- [16] H. H. Fleischmann et al., Nuclear Fusion 5, 349 (1965)
- [17] C. Bastian, Eur-CEA-FC-111 (1961)
- [18] R. W. Kilb, Gen. El. Rep. No. 65-RL-3998 E (1965)
- [19] C. E. Carlston, G. D. Magnuson, Rev. Sci. Instr. 33, 905 (1962)
- [20] S. v. Göler, H. Wagner, Conférence internationale sur les
phénomènes d'ionisation dans les gaz, Berichte Bd. 2
Paris 1963

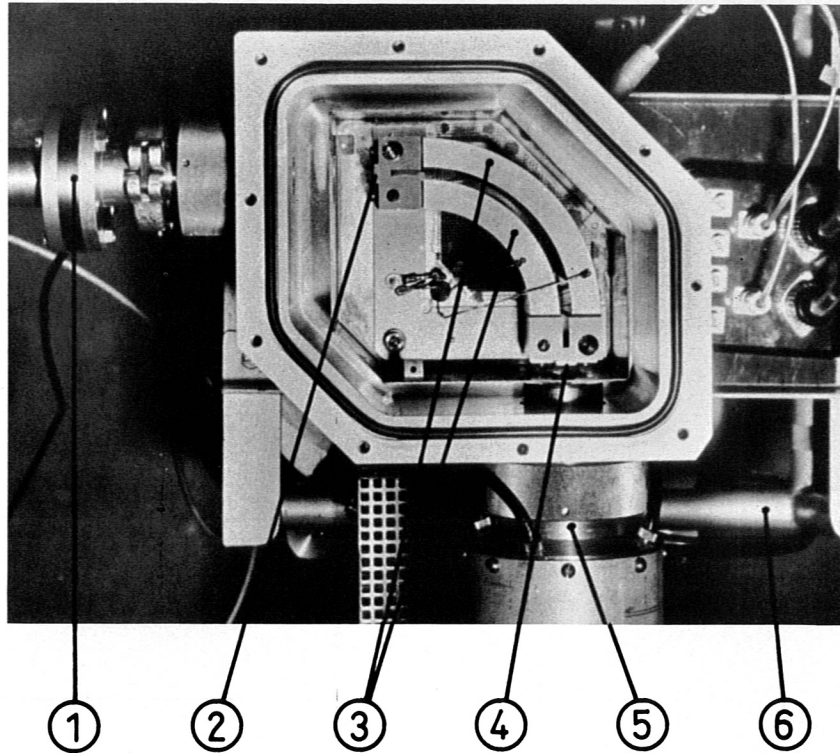


Abb. 28 Der Teilchenanalysator mit montierter Elektronenquelle

- | | |
|---------------------|---------------------|
| 1. Elektronenquelle | 4. Austrittsblende |
| 2. Eintrittsblende | 5. Teilchendetektor |
| 3. Ablenkplatten | 6. Vakuum-Pumpstand |

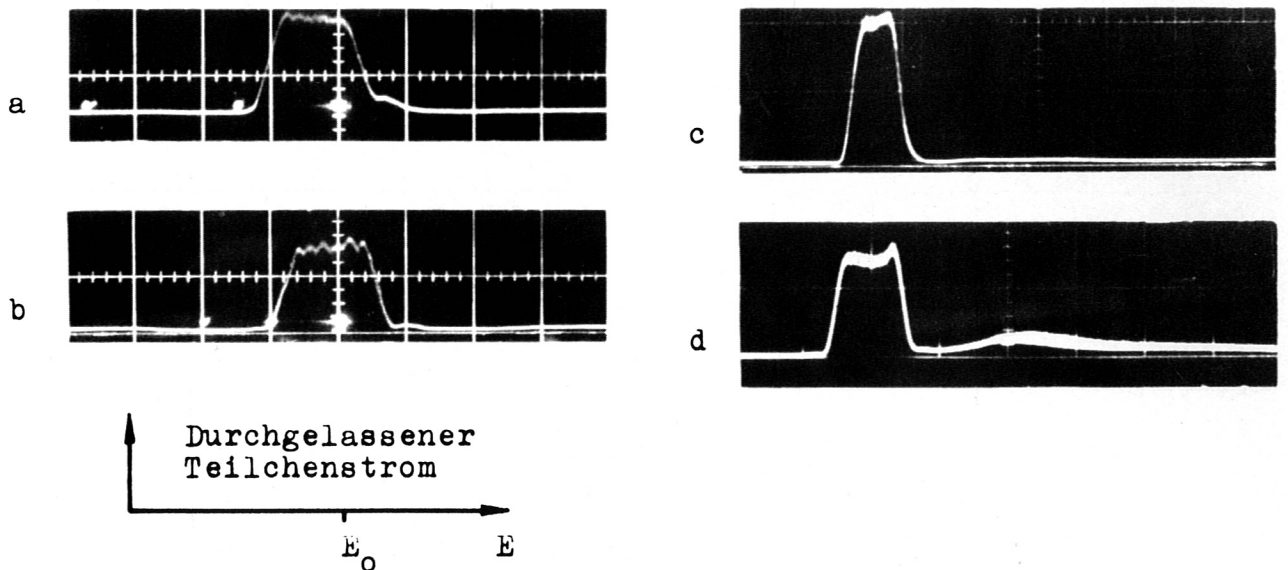
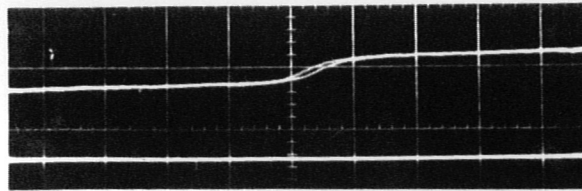


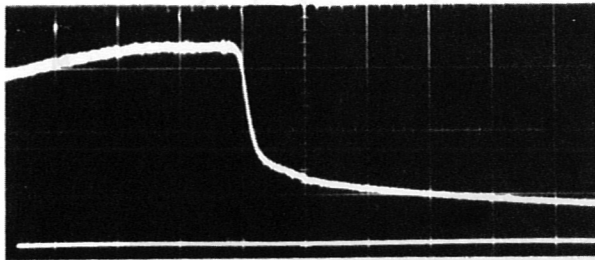
Abb. 29 Durchlaßkurven des Analysators

Eintrittsblende $0,8 \text{ mm } \phi$, Austrittsblende 2 mm breit
a) Elektronen $E_0 = 850 \text{ eV}$ c) H-Ionen $E_0 = 2 \text{ keV}$
b) Elektronen $E_0 = 6,5 \text{ keV}$ d) H-Ionen $E_0 = 10 \text{ keV}$
Ionengemisch nicht getrennt (Massenspektrum ähnlich
Abb. 33). Koordinatenmaßstab nicht einheitlich.

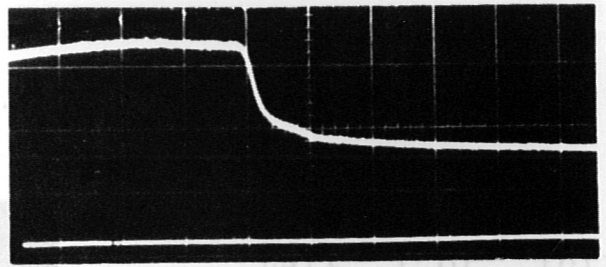


0 -50 V U_{g1}

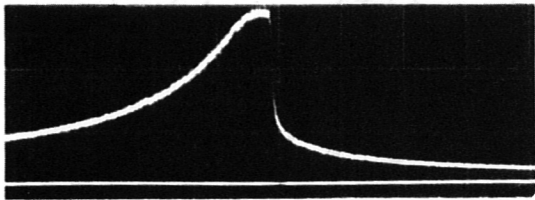
Abb. 30 α_e in Abhängigkeit von U_{g1}



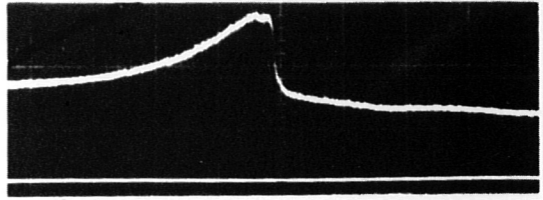
0 200 V $U_{g1} - U_{g2}$



0 200 V $U_{g1} - U_{g2}$

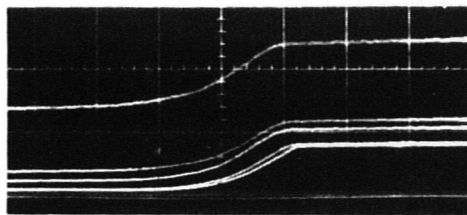


0 1 kV $U_{g1} - U_{g2}$



0 1 kV $U_{g1} - U_{g2}$

Abb. 31 α_1 in Abhängigkeit von $U_{g1} - U_{g2}$ in Gasen eingelassenen Gasen
 $eU_B = 6,5$ keV. Links: $U_{sc} = 5,7$ kV. Rechts $U_{sc} = 6,7$ kV



$U_{g1} - U_{g2} = -200$ V
 $U_{g1} - U_{g2} = 0$
 $U_{g1} - U_{g2} > 0$

0 100 V U_{sc}

Abb. 32 α_1 in Abhängigkeit von U_{sc} ; $U_{g1} - U_{g2}$ ist Parameter

Ich möchte Herrn Professor Dr. E. Münfer danken, der es mir ermöglichte, diese Arbeit durchzuführen.

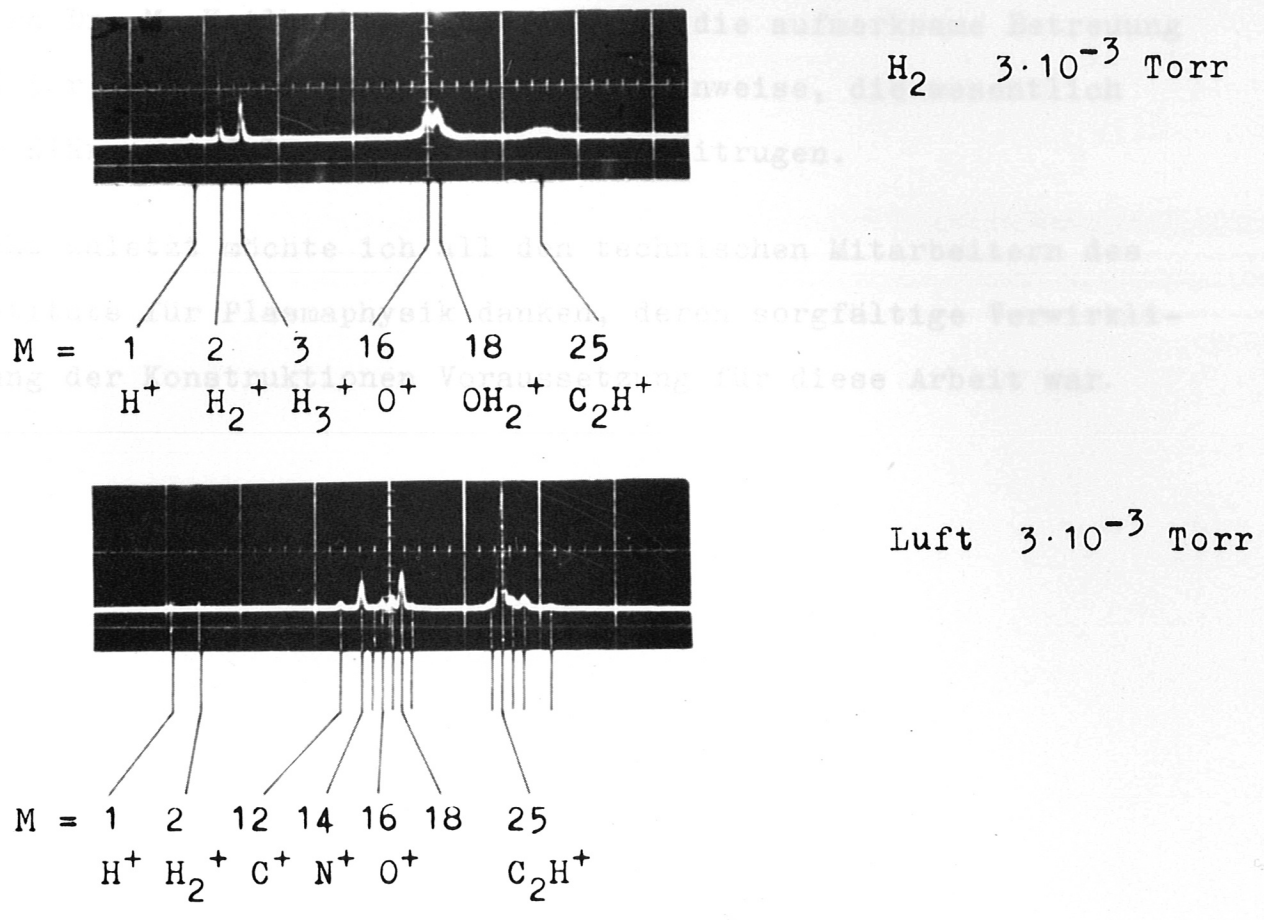


Abb. 33 Massenspektren der Ionen aus der Elektronenstoß-Ionenquelle bei verschiedenen eingelassenen Gasen

Ich möchte Herrn Professor Dr. E. Fünfer danken, der es mir ermöglichte, diese Arbeit durchzuführen.

Herrn Dr. M. Keilhacker danke ich für die aufmerksame Betreuung und für zahlreiche Diskussionen und Hinweise, die wesentlich zur Klärung und Lösung der Probleme beitrugen.

Nicht zuletzt möchte ich all den technischen Mitarbeitern des Instituts für Plasmaphysik danken, deren sorgfältige Verwirklichung der Konstruktionen Voraussetzung für diese Arbeit war.