

**Aufbau und Test eines schnellen  
Mikrostreifen-Gasdetektors  
für den Einsatz an einem hochauflösenden  
Röntgen Kristall-Spektrometer**

J. Pfirstinger

IPP 1/285

März 1995



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**85748 GARCHING BEI MÜNCHEN**



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Aufbau und Test eines schnellen  
Mikrostreifen-Gasdetektors  
für den Einsatz an einem hochauflösenden  
Röntgen Kristall-Spektrometer**

J. Pfirstinger

von

IPP 1/285

März 1995

Jochen Pfirstinger

*Vielen Dank für die gute  
Zusammenarbeit.*

angefertigt am

*Pfirstinger*

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Garching bei München

Januar 1995

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



Aufbau und Test eines schnellen  
Mikrostreifen-Gasdetektors  
für den Einsatz an einem hochauflösenden  
Röntgen Kristall-Spektrometer

Diplomarbeit

von

Jochen Pfirstinger

*In many respects, however, chambers are still experimental devices, requiring continuous attention for good operation and sometimes reacting in unexpected ways to a change in the environmental conditions. Furthermore, in the fabrication and operation of a chamber people seem to use a mixture of competence, technical skill and magic rites, of the kind "I do not know why I'm doing this but somebody told me to do so".*

Fabio Sauli [1]

angefertigt am

MAX - PLANCK - INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Garching bei München

Januar 1995



# Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Experimentelle Grundlagen	4
2.1	Das Johann-Experiment ASDEX Upgrade	4
	Das Johannprinzip	4
	ASDEX Upgrade	6
2.2	Das Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade	8
	Funktionsweise des Johann-Spektrometers	8
	Aufbau des Johann-Spektrometers an ASDEX Upgrade	10
3	Gasdetektoren	15
3.1	Absorption von Röntgenstrahlung	15
3.2	Betriebsarten von Gasdetektoren	19
	Verfahren zur Herstellung MWPC	21
	Anforderungen an den neuen Detektor	28
	Gehäuse	29
	Eintrittsfenster	33
	Mikrostreifen-Anode	39
	Elektronik	39
5	Test des Detektors	44
5.1	Inbetriebnahme	44
5.2	Vorverstärkerelektronik	45
5.3	Steuergerät	47
5.4	Datenaufnahme	50
5.5	Maximale Zählrate	51
5.6	Ortsauflösung	52
5.7	Ausblick	53
6	Strahlung des Plasmas	55
6.1	Linienstrahlung	56
	Strahlung heliumähnlicher Ionen	56
	Strahlung lithiumähnlicher Ionen: Satellitenlinien	58
6.2	Bestimmung der Ionentemperatur aus der Dopplerverbreiterung von Linienstrahlung	61

Fabio Sauli [1]



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Experimentelle Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Das Tokamakexperiment ASDEX Upgrade . . . . .	4
	Das Tokamakprinzip . . . . .	4
	ASDEX Upgrade . . . . .	6
2.2	Das Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade . . . . .	8
	Funktionsweise des Johann-Spektrometers . . . . .	8
	Aufbau des Johann-Spektrometers an ASDEX Upgrade . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Gasdetektoren</b>	<b>15</b>
3.1	Absorption von Röntgenstrahlung . . . . .	15
3.2	Betriebsarten von Gasdetektoren . . . . .	19
3.3	Vieldrahtproportionalzähler (MWPC) . . . . .	21
3.4	Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGC) . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Der Detektor am Johann-Spektrometer</b>	<b>27</b>
4.1	Der Elphyse-Vieldrahtproportionalzähler . . . . .	27
4.2	Der Aufbau des neuen MSGC . . . . .	28
	Anforderungen an den neuen Detektor . . . . .	28
	Gehäuse . . . . .	29
	Eintrittsfenster . . . . .	33
	Mikrostreifen-Anode . . . . .	36
	Elektronik . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Test des Detektors</b>	<b>44</b>
5.1	Inbetriebnahme . . . . .	44
5.2	Vorverstärkerelektronik . . . . .	45
5.3	Steuergerät . . . . .	47
5.4	Datenaufnahme . . . . .	50
5.5	Maximale Zählrate . . . . .	51
5.6	Ortsauflösung . . . . .	52
5.7	Ausblick . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Strahlung des Plasmas</b>	<b>55</b>
6.1	Linienstrahlung . . . . .	56
	Strahlung heliumähnlicher Ionen . . . . .	56
	Strahlung lithiumähnlicher Ionen: Satellitenlinien . . . . .	58
6.2	Bestimmung der Iontemperatur aus der Dopplerverbreiterung von Linienstrahlung . . . . .	61



6.3 Linienintensitäten . . . . . 62  
 Atomare Prozesse . . . . . 63  
 Besetzung doppelt angeregter Zustände . . . . . 65  
 Ionisationsgleichgewicht . . . . . 65  
 6.4 Messung der Satellitenlinien . . . . . 67

7 Zusammenfassung und Ausblick . . . . . 73

Literaturverzeichnis . . . . . 75

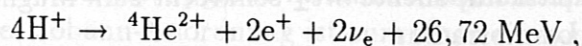
7.1 Das Tokamakexperiment ASDEX Upgrade . . . . . 75  
 7.2 Das Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade . . . . . 75  
 7.3 Funktionsweise des Johann-Spektrometers . . . . . 75  
 7.4 Aufbau des Johann-Spektrometers an ASDEX Upgrade . . . . . 75  
 3 Gasdetektoren . . . . . 75  
 3.1 Absorption von Röntgenstrahlung . . . . . 75  
 3.2 Betriebsarten von Gasdetektoren . . . . . 75  
 3.3 Vielrohrproportionalzähler (MWPC) . . . . . 75  
 3.4 Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSG) . . . . . 75  
 4 Der Detektor am Johann-Spektrometer . . . . . 75  
 4.1 Der Physik-Vielrohrproportionalzähler . . . . . 75  
 4.2 Der Aufbau des neuen MSG . . . . . 75  
 Änderungen an den neuen Detektor . . . . . 75  
 Gehäuse . . . . . 75  
 Eintrittsleiter . . . . . 75  
 Mikrostreifen-Anode . . . . . 75  
 Elektronik . . . . . 75  
 5 Test des Detektors . . . . . 75  
 5.1 Inbetriebnahme . . . . . 75  
 5.2 Vorverstärkerelektronik . . . . . 75  
 5.3 Steuergerät . . . . . 75  
 5.4 Datenerfassung . . . . . 75  
 5.5 Maximale Zählrate . . . . . 75  
 5.6 Ortsauflösung . . . . . 75  
 5.7 Ausblick . . . . . 75  
 6 Strahlung des Plasmas . . . . . 75  
 6.1 Linienstrahlung . . . . . 75  
 Strahlung heliumähnlicher Ionen . . . . . 75  
 Strahlung lithiumähnlicher Ionen: Satellitenlinien . . . . . 75  
 6.2 Bestimmung der Ionenempirer aus der Dopplerverbreiterung von Linien . . . . . 75



# Kapitel 1

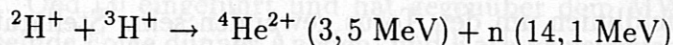
## Einleitung

In der Sonne ergeben verschiedene Zyklen die Nettoreaktion



bei der bei jedem durchlaufenen Zyklus 26,72 MeV Fusionsenergie freigesetzt wird. Die stellaren Fusionsreaktionen laufen wegen der Beteiligung von Prozessen der schwachen Wechselwirkung bei der Umwandlung der Protonen zu Neutronen sehr langsam ab und geben damit den Sternen ihre große Lebensdauer.

Die fusionsorientierte Plasmaphysik sucht nach Möglichkeiten, durch kontrollierte Kernfusion wirtschaftlich nutzbare Energie zu gewinnen. Für die Energieproduktion auf der Erde müssen Zweierstoß-Reaktionen ohne Beteiligung der schwachen Wechselwirkung verwendet werden, da nur sie zu ausreichend großen Reaktionsraten führen. Um zwei Atomkerne gleicher Ladung zur Fusion zu bringen, muß ihr Abstand auf die Größenordnung ihres Durchmessers verringert werden, damit die kurzreichweitige anziehende Kernkraft die langreichweitige abstoßende Coulombkraft überwiegt. Dazu läßt man sie mit hoher Relativgeschwindigkeit aufeinander prallen. Unter den möglichen Fusionsreaktionen besitzt die Reaktion



zwischen den Wasserstoffisotopen Deuterium und Tritium den bei weitem größten Wirkungsquerschnitt, dessen Maximum zudem bei der niedrigsten Teilchenenergie liegt. Doch auch bei dieser Reaktion sind Coulombstöße wesentlich wahrscheinlicher als Stöße, die zur Fusion führen. Eine positive Energiebilanz kann man nur erhalten, wenn die Teilchen nach einem Coulombstoß weiterhin für Fusionsreaktionen zur Verfügung stehen. Da wesentlich mehr elastische Stöße stattfinden als die zur Fusion führenden Stöße der Reaktionspartner, werden deren Geschwindigkeiten durch Maxwellverteilungen mit zugehörigen Temperaturen  $T$  beschrieben. Man benötigt also einen guten Einschluß der zu verschmelzenden Wasserstoffkerne bei ausreichender Dichte und sehr hoher Temperatur. Die für die thermonukleare Fusion notwendige Temperatur, bei der möglichst viele Fusionsreaktionen stattfinden, ohne die Teilchen zu sehr aufzuheizen, liegt im Bereich von 10 bis 20 keV. Bei dieser Temperatur befindet sich die Materie im Plasmazustand, d.h. die Teilchen sind ionisiert. Die Qualität des Einschlusses wird durch die Energieeinschlußzeit  $\tau_E$  ausgedrückt, die das Ausmaß sämtlicher Energieverluste durch Strahlung, Wärmeleitung, Konvektion und Teilchenverlust wiedergibt.

Ein Plasma kann durch die Massenträgheit der Teilchen oder aufgrund ihrer Ladung eingeschlossen werden. Beim Trägheitseinschluß werden Plasmen extrem hoher Dichte ( $n \approx 10^{31} \text{ m}^{-3}$ ) für sehr kurze Zeit ( $\tau_E \approx 10^{-10} \text{ s}$ ) zusammengehalten. Die Energieeinschlußzeit wird dabei durch die Massenträgheit der Ionen bestimmt [2]. Im Gegensatz

dazu versucht man beim magnetischen Einschluß, Teilchen eines Plasmas mäßiger Dichte ( $n \approx 10^{21} \text{m}^{-3}$ ) für lange Zeiten ( $\tau_E \approx 1 \text{s}$ ) daran zu hindern, das Reaktionsvolumen zu verlassen. Notwendige Voraussetzung für Energiegewinnung ist zunächst das Erreichen der Zündbedingung, d.h. die Heizleistung der erzeugten Heliumkerne kompensiert alle Energieverluste. Die ungeladenen Neutronen tragen zur Energiebilanz im Plasma nicht bei, da sie mit den Plasmateilchen nicht wechselwirken.

Im folgenden soll nur noch der magnetische Einschluß betrachtet werden. Da die Materie im Plasma ionisiert vorliegt, zwingt die Lorentz-Kraft die Teilchen der Ladung  $q$  mit einer Geschwindigkeitskomponente  $mv_{\perp}$  senkrecht zum Magnetfeld zur Gyration um eine Feldlinie mit dem Larmorradius

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}.$$

Der Larmorradius der Ionen beträgt bei den im Plasma herrschenden Temperaturen von einigen keV ( $1 \text{eV} \hat{=} 11600 \text{K}$ ) und typischen Magnetfeldern von  $B = 1 - 5 \text{T}$  wenige mm und ist damit klein verglichen mit dem Plasmavolumen. Der Larmorradius der Elektronen ist wegen ihrer kleineren Masse noch deutlich kleiner. Da die Geschwindigkeitskomponente parallel zu den Feldlinien vom Magnetfeld unbeeinflusst bleibt, bewegen sich die Plasmateilchen also näherungsweise entlang der Magnetfeldlinien.

Bei magnetischem Einschluß in linearen Anordnungen treten unvermeidbare Teilchenverluste dort auf, wo Magnetfeldlinien aus dem Plasmagefäß herausführen. Um ein endliches Volumen zu bekommen, aus dem keine Feldlinien herausführen, benützt man toroidale Systeme. Ein reines toroidales Magnetfeld bewirkt Teilchendiffusions, die das Plasma sofort aus dem Reaktionsvolumen treiben. Um einen stabilen Einschluß zu erreichen, müssen die Magnetfeldlinien um den Torus gewunden sein. Stellaratoren erreichen dies durch äußere Spulen, bei Tokamaks entsteht die Verdrillung der Feldlinien durch einen Strom im Plasma. Stöße und Driften führen zu einem radialen Transport der Teilchen und der Energie, der die Einschlußzeit begrenzt. Das Tokamak-Prinzip und der Aufbau des Fusionsexperiments ASDEX Upgrade werden im nächsten Kapitel beschrieben.

Magnetisch eingeschlossene Plasmen sind immer begleitet von Verunreinigungen aus der ersten Wand des Vakuumgefäßes. Sie werden immer höher ionisiert, je weiter sie in das Plasma eindringen, und die von ihnen ausgesandte Strahlung reicht vom fernen Infrarot bis zur Röntgenstrahlung. Die von diesen Ionen abgestrahlte Leistung steigt stark mit der Kernladungszahl  $Z$  der Verunreinigung an und ist ein großes Problem beim Erreichen der Zündbedingung. Schon bei weniger als einem Prozent Eisen im Plasma wäre die Zündung unmöglich. Die durch Fusionsprozesse produzierte Leistung würde abgestrahlt werden und das Plasma zu stark abkühlen.

Andererseits erlaubt insbesondere die Linienstrahlung von in Atomen oder Ionen gebundenen Elektronen die spektroskopische Untersuchung des Verhaltens dieser Ionen im Fusionsplasma. Die Spektroskopie versucht, die im Plasma vorhandenen Verunreinigungen zu identifizieren, ihre Konzentration und den Transport im Plasma zu bestimmen. Darüber hinaus können aus spektroskopischen Daten, wie z.B. Linienbreiten, absoluten Linienintensitäten und Linienintensitätsverhältnissen, Plasmamaparameter, wie z.B. die Ionen-temperatur  $T_i$ , Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  ermittelt werden.



Im Zentrum von ASDEX Upgrade Plasmen betragen Ionen- und Elektronentemperatur einige keV. Leichte Verunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff sind bei diesen Temperaturen nahezu vollständig ionisiert und können keine Linienstrahlung mehr aussenden. Schwerere Elemente wie Chlor oder Eisen liegen im Plasmazentrum als Wasserstoff- oder Helium-ähnliche Ionen vor und emittieren Linienstrahlung im Röntgen-Bereich.

Die Röntgenstrahlung kann wie in Kapitel 2 beschrieben mittels Bragg-Reflexion an geeigneten Kristallgittern spektral aufgespalten werden. Als hochauflösendes Röntgen Kristall-Spektrometer wird das schon am Tokamak ASDEX existierende und seit 1990 am Nachfolgeexperiment ASDEX Upgrade installierte Johann-Spektrometer eingesetzt.

Die Besonderheit der Johann-Anordnung ist zum einen ein konkav gebogener Kristall, der ein von einem (virtuellen) Eintrittsspalt kommendes divergentes Strahlungsbündel einer bestimmten Wellenlänge auf einen ortsauflösenden Detektor fokussiert. Dadurch wird eine hohe Intensität des Signals erreicht. Zum zweiten kann bei einer ausgedehnten gleichförmigen Röntgenquelle wie dem Plasma auf einen Eintrittsspalt verzichtet werden und damit gleichzeitig ein Spektrum über einen kleinen Wellenlängenbereich ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 1\%$ ) aufgezeichnet werden. Benachbarte Wellenlängen entsprechen dabei benachbarten virtuellen Eintrittsspalten. Am Kristall werden sie spektral aufgespalten und auf verschiedene Punkte des ortsauflösenden Detektors fokussiert, so daß man aus dem Ort die Wellenlänge der Photonen sehr genau bestimmen kann. Bisher wurde an ASDEX Upgrade aus der Dopplerverbreiterung einer Spektrallinie wie in Kapitel 6 beschrieben die Iontemperatur im Plasmazentrum bestimmt.

Die Aufgabe dieser Arbeit war es, den ortsauflösenden Vieldrahtproportionalzähler (MWPC) durch einen Mikrostreifen-Gasdetektor (MSGC) zu ersetzen. Der MSGC wurde erst 1986 von A. Oed [3] eingeführt und hat gegenüber dem MWPC einige Vorteile. Durch eine abwechselnde Folge dünner Anoden- und Kathodenstreifen auf einem Glassubstrat (MS-Anode) werden die bei der lawinenartigen Gasverstärkung produzierten Ionen schnell abgesaugt. Dadurch entfällt die beim MWPC vorhandene lange Totzeit durch die abschirmende Ionenwolke und eine wesentlich höhere Zählrate wird möglich. Damit kann das Verhältnis von Signal zu Untergrund, das unter bestimmten Entladungsbedingungen, die in Kapitel 4.2 beschrieben sind, eine Auswertung der Spektren unmöglich machte, deutlich verbessert werden. Der modulare Aufbau des MSGC erlaubt zudem bei notwendigen Reparaturen einen schnellen Austausch defekter Teile und erhöht die Verfügbarkeit. Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise beider Detektortypen wird in Kapitel 3 beschrieben, Kapitel 4 beinhaltet den Aufbau des neuen MSGC am Johann-Spektrometer und seines Vorgängers. In Kapitel 5 werden die Inbetriebnahme und die Tests des neuen MSGC beschrieben.

Bisher wurde zur Bestimmung der Iontemperatur die Resonanzlinie mit  $\Delta n = 1$  von heliumähnlichem Chlor betrachtet. Auf der niederenergetischen Seite der Resonanzlinie befinden sich benachbarte Linien "verbotener" Übergänge des heliumähnlichen Chlors und Linien von doppelt angeregtem lithiumähnlichem Chlor, sogenannte Satellitenlinien, die mit dem Johann-Spektrometer simultan aufgezeichnet werden können. Aus den Intensitätsverhältnissen dieser Linien zur Resonanzlinie können die Elektronentemperatur und -dichte bestimmt werden. Die betrachteten Übergänge werden ausführlich in Kapitel 6 beschrieben.

## Kapitel 2

### Experimentelle Grundlagen

#### 2.1 Das Tokamakexperiment ASDEX Upgrade

##### Das Tokamakprinzip

In einem reinen toroidalen Magnetfeld, in dem sich jede Magnetfeldlinie nach einem Umlauf um die Symmetrieachse in sich schließt, können die elektrisch geladenen Teilchen nicht eingeschlossen werden. Durch die Krümmung des magnetischen Feldes  $\vec{B}$  und den nach innen gerichteten Gradienten  $\vec{\nabla}B$  driften Ionen und Elektronen in entgegengesetzter Richtung parallel zur Symmetrieachse (Abb. 1). Das zum Magnetfeld senkrechte elektrische Feld  $\vec{E}$ , das sich aus der Ladungstrennung ergibt, führt zu einer Drift aller geladenen Teilchen radial nach außen [4], die den Einschluß unmöglich macht.

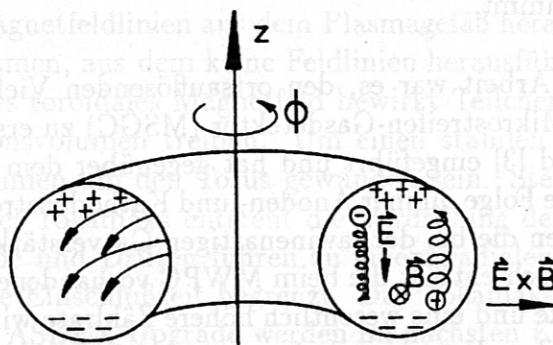


Abb. 1: Driften im rein toroidalen Magnetfeld [4].

Diese Driften in toroidalen Systemen können durch eine schraubenförmige Verdrillung der Magnetfeldlinien um den Torus vermieden werden. Stellaratoren erzeugen diese helikale Windung durch äußere Spulen, in Tokamaks entsteht sie durch einen Strom im Plasma.

Das Tokamakprinzip wird in Abb. 2 deutlich. Durch Ströme in den Hauptfeldspulen wird ein starkes toroidales Magnetfeld  $B_{tor}$  erzeugt. Ein zeitlich veränderlicher Strom in der OH-Spule bewirkt eine Flußänderung durch den Torus, durch die wie in einem Transformator ein toroidales elektrisches Feld im Plasma induziert wird. Wenn dieses Feld einen bestimmten Wert überschreitet, werden durch die wenigen freien Ladungen, die in jedem neutralen Gas vorhanden sind, weitere freie Ladungen produziert, das Plasma bildet sich aus, und ein toroidaler Induktionsstrom  $I_{tor}$  wird getrieben. Dieser bewirkt ein



schwaches poloidales Magnetfeld  $B_{pol}$ , das zur Verdrillung der Feldlinien um den Torus führt. Wegen des endlichen Plasmawiderstands heizt dieser Strom gleichzeitig das Plasma (Ohmsche Heizung, deswegen auch OH-Spule).

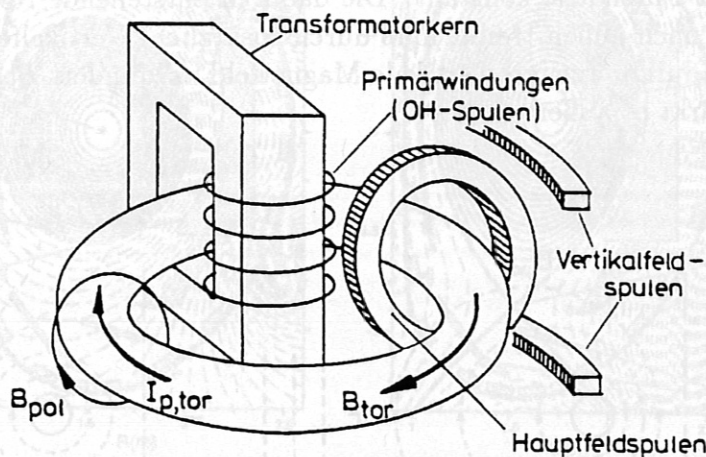


Abb. 2: Schematischer Aufbau eines Tokamaks [4].

Ein wichtiges Merkmal der aus der Überlagerung von Toroidal- und Poloidalfeld entstandenen Magnetfeldkonfiguration ist die Ausbildung von ineinandergeschachtelten, toroidal symmetrischen Flächen  $\psi_i$  (den sogenannten Flußflächen, Abb. 3), auf denen die Magnetfeldlinien umlaufen. Die Beweglichkeit der geladenen Teilchen des Plasmas ist wegen der Gyration um die Magnetfeldlinien senkrecht zu den Flußflächen stark eingeschränkt.

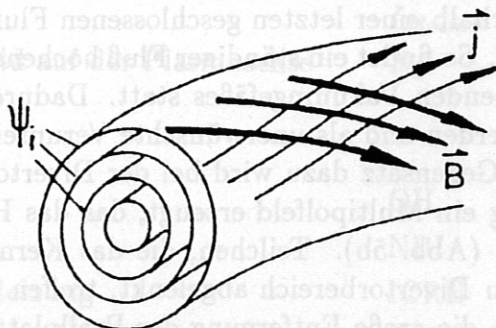


Abb. 3: Durch die schraubenförmige Verdrillung der Magnetfeldlinien bilden sich ineinandergeschachtelte Flußflächen aus [4].

Da sie jedoch entlang der Feldlinien eine große Beweglichkeit besitzen, werden eventuell auftretende Temperatur- oder Dichtegradienten innerhalb einer Flußfläche rasch ausgeglichen. Viele Plasmaparameter wie Teilchendichten, Temperatur, Druck, Stromdichte usw. sind daher auf den Flußflächen (nahezu) konstant. Aus geometrischen Gründen ist das poloidale Magnetfeld und damit der magnetische Druck  $B^2/2\mu_0$  auf der Torusinnenseite einer Flußfläche größer als auf der Außenseite. Der Plasmapruck  $p = nk_B(T_e + T_i)$  ist jedoch auf einer Flußfläche konstant. Die dadurch entstehende Nettokraft (hoop force), die das Plasma nach außen treibt, muß durch zusätzliche Vertikalfeldspulen ausgeglichen werden. Das dadurch erzeugte vertikale Magnetfeld vermindert  $B_{pol}$  auf der Torusinnenseite und verstärkt es außen.

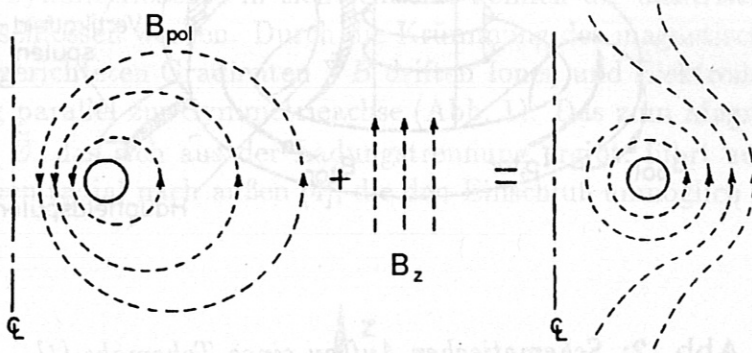


Abb. 4: Überlagerung des vertikalen Magnetfeldes  $B_z$  [5].

### ASDEX Upgrade

Mit dem Tokamakexperiment ASDEX [6] (**A**xial **S**ymmetrisches **D**ivertor **E**Xperiment) wurde erstmalig die Tauglichkeit eines poloidalen Divertors zur Plasmareinigung gezeigt. Bis dahin wurden magnetisch eingeschlossene Plasmen durch Limiter begrenzt. Dabei stoßen die Feldlinien außerhalb einer letzten geschlossenen Flußfläche auf eine direkt angrenzende Wand (Abb. 5a). So findet ein ständiger Fluß hochenergetischer Plasmateilchen auf die Wände des umgebenden Vakuumgefäßes statt. Dadurch können Atome aus der Wand herausgeschlagen werden und als unerwünschte Verunreinigungen ins Kernplasma transportiert werden. Im Gegensatz dazu wird bei der Divertorkonfiguration durch eine toroidale Spulenanordnung ein Multipolfeld erzeugt, das das Plasma durch eine magnetische Separatrix begrenzt (Abb. 5b). Teilchen, die das Kernplasma verlassen, werden dadurch in einen separaten Divertorbereich abgelenkt, treffen dort auf Prallplatten und werden abgepumpt. Durch die große Entfernung der Prallplatten vom Kernplasma wird der Transport der Verunreinigungen ins Plasma stark vermindert.

Im Gegensatz zu ASDEX befinden sich die Divertorspulen beim Nachfolgeexperiment ASDEX Upgrade [7] außerhalb des Vakuumgefäßes. Damit wird eine reaktorrelevante



## Asdex Upgrade Gleichgewicht

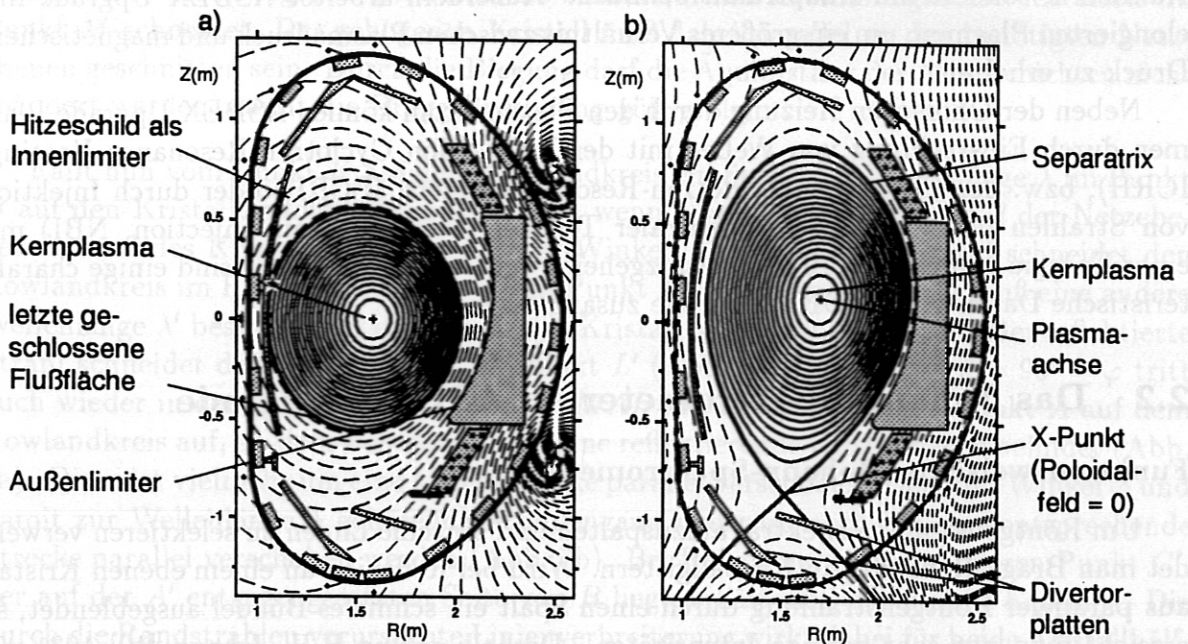


Abb. 5: Berechnete ASDEX Upgrade Plasmagleichgewichte für a) Limiter- und b) Divertorkonfiguration [8].

Großer Plasmaradius	$R_0$	1,65 m
Kleiner Plasmaradius	$a$	0,5 m
Plasmahöhe	$b$	0,8 m
Plasmaelongation	$s = b/a$	1,6
Plasmavolumen	$V_{Plasma}$	13 m <sup>3</sup>
Volumen des Vakuumgefäßes	$V_{Gefäß}$	32 m <sup>3</sup>
Plasmadichte	$\tilde{n}_e$	$\leq 3 \times 10^{20}$ m <sup>3</sup>
Gesamtmasse der Plasmaprotonen		3,3 mg
Plasmastrom	$I_{Plasma}$	max. 1,6 MA
Toroidales Magnetfeld auf der Plasmaachse	$B_0$	3,9 T
Entladungsdauer		max. 10 s
Heizleistung:		
Ohmsche Heizung	OH	$\leq 1$ MW
Neutralinjektion	NBI	$\leq 12$ MW
Ionen Zyklotron Heizung	ICRH	$\leq 6$ MW
Elektronen Zyklotron Heizung	ECRH	(geplant) 2 MW

Tab. 1: Technische Daten von ASDEX Upgrade [9].

”offene” Divertorkonfiguration untersucht, bei der sich die Prallplatten nicht in separaten Kammern, sondern im Hauptraum befinden. Außerdem arbeitet ASDEX Upgrade mit elongierten Plasmen, um ein größeres Verhältnis zwischen Plasmadruck und magnetischem Druck zu erhalten.

Neben der Ohmschen Heizung durch den Plasmastrom können ASDEX Upgrade Plasmen durch Einstrahlung von Wellen mit der Ionen- (Ion Cyclotron Resonance Heating, ICRH), bzw. der Elektronen-Zyklotron-Resonanzfrequenz (ECRH) oder durch Injektion von Strahlen hochenergetischer neutraler Teilchen (Neutral Beam Injection, NBI) mit einer Energie von einigen 10 keV zusatzgeheizt werden. In Tabelle 1 sind einige charakteristische Daten von ASDEX Upgrade zusammengestellt.

## 2.2 Das Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade

### Funktionsweise des Johann-Spektrometers

Um Röntgenstrahlen spektral aufzuspalten und einzelne Linien zu selektieren verwendet man Bragg-Reflexion an Kristallgittern. Wird bei Reflexion an einem ebenen Kristall aus paralleler Röntgenstrahlung durch einen Spalt ein schmales Bündel ausgeblendet, so erreicht man nur sehr geringe Intensitäten. Deshalb schlug H.H. Johann [10] 1931 ein fokussierendes Röntgenspektrometer mittels Bragg-Reflexion an der Innenseite eines zylindrisch gebogenen Kristalls vor, der zusammen mit einem Detektor auf der Oberfläche eines sogenannten Rowlandkreises liegt (Abb. 6).

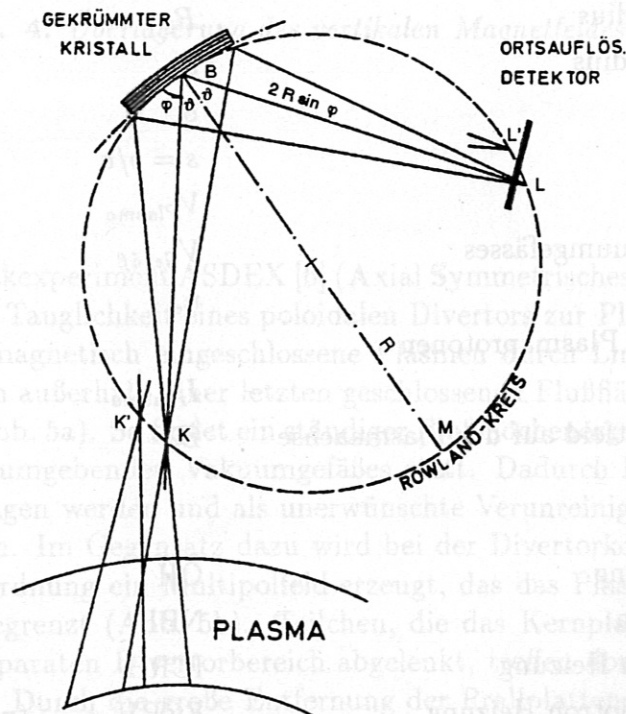


Abb. 6: Schematischer Aufbau des Johann-Spektrometers [11].



Der Rowlandkreis mit dem Radius  $R$  wird im Punkt  $B$  von einer mit doppeltem Krümmungsradius  $2R$  gebogenen Kristallfläche berührt, deren Krümmungsachse den Kreis im Punkt  $M$  schneidet. Der gebogenen Kristall muß dabei parallel zu den benötigten Netzebenen geschnitten sein. Durch die Biegung darf die Äquidistanz der Atomschichten nicht geändert werden, damit die Bragg-Bedingung gültig bleibt.

Fällt nun vom Punkt  $K$  auf dem Rowlandkreis ein Strahl der Wellenlänge  $\lambda$  im Punkt  $B$  auf den Kristall, erfolgt Bragg-Reflexion, wenn  $\lambda = 2d \sin \varphi$ . Dabei ist  $d$  der Netzebenenabstand des Kristalls und  $\varphi$  der Bragg-Winkel. Der reflektierte Strahl schneidet den Rowlandkreis im Punkt  $L$ . Ein von einem Punkt  $K'$  ausgehender Strahl muß eine andere Wellenlänge  $\lambda'$  besitzen, um von demselben Kristall reflektiert zu werden. Der reflektierte Strahl schneidet den Rowlandkreis im Punkt  $L'$  (Abb. 6). Der Winkel  $\vartheta = 90^\circ - \varphi$  tritt auch wieder in den Winkeln  $\angle KAM$  und  $\angle MAL$  mit einem beliebigen Punkt  $A$  auf dem Rowlandkreis auf, an dem sich allerdings keine reflektierende Kristallfläche befindet (Abb. 7a). Diese ist vielmehr um eine kleine Strecke parallel verschoben. Der zum Winkel  $\varphi$  und damit zur Wellenlänge  $\lambda$  gehörende Strahlengang muß also auch um eine entsprechende Strecke parallel verschoben werden (Abb. 7b). Bei Reflexion in einem anderen Punkt  $C'$ , der auf der  $A'$  entgegengesetzten Seite von  $B$  liegt, erhält man das gleiche Ergebnis. Die durch die Randstrahlen verursachte Linienverbreiterung wirkt dabei für beide Kristallhälften im gleichen Sinn, so daß nur die kurzwellige Seite der Linie verbreitert wird (Abb. 7c).

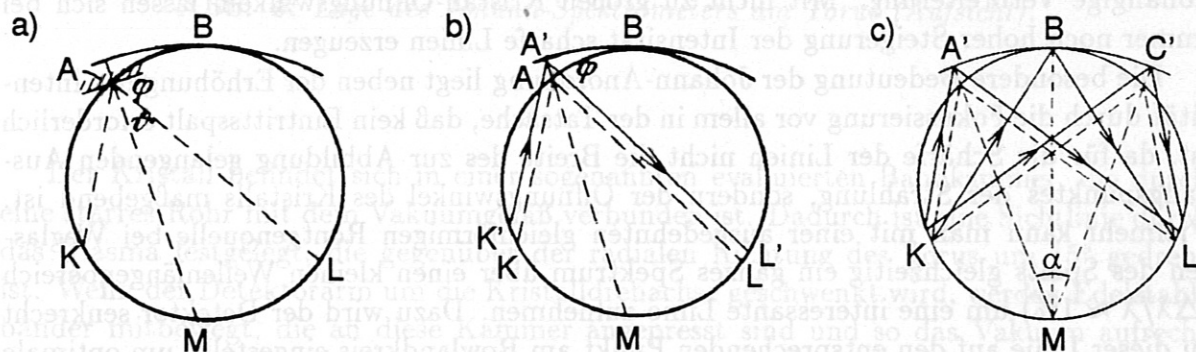


Abb. 7: Bei der Johann-Anordnung ergibt sich durch im Randbereich des Kristalls reflektierte Strahlen eine Verbreiterung auf der kurzwelligen Seite einer Linie [10].

1933 erweiterte T. Johansson [12] den Entwurf des Johann-Spektrometers, um den Abbildungsfehler bei der Johann-Anordnung zu umgehen und genaue selektive Fokussierung zu erreichen. Dazu muß der Kristall geschliffen und gebogen werden, so daß wieder die Atomebenen mit dem Radius  $2R$  um den Mittelpunkt  $M$  gebogen sind, aber zusätzlich die optische Oberfläche des Kristalls auf dem Rowlandkreis mit dem Radius  $R$  liegt (Abb. 8). Obwohl das Johansson-Spektrometer dem Johann-Spektrometer prinzipiell überlegen ist, wird es selten verwendet, da die Herstellung eines großen, geschliffenen und gebogenen Kristalls, wie es das Johansson-Spektrometer erfordert, sehr schwierig ist [13].

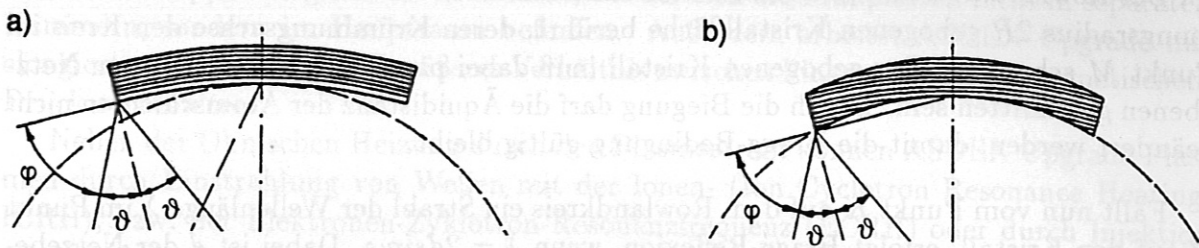


Abb. 8: Atomebenen des Kristalls a) beim Johann-Spektrometer und b) beim Johansson-Spektrometer.

Bei einem Konkavkristall besitzen also divergente Strahlen, die vom gleichen Punkt K auf dem Rowlandkreis auf den Kristall fallen den gleichen Bragg-Winkel. Aus diesem divergenten Bündel werden deshalb Strahlen, deren Wellenlänge die Bragg-Bedingung erfüllt, monochromatisch auf den gleichen Punkt L auf der Detektorseite des Rowlandkreises fokussiert. Strahlen verschiedener Wellenlängen werden auf verschiedene Punkte auf dem Rowlandkreis fokussiert, so daß man mit einem ortsauflösenden Detektor auf der Bildseite des Kreises aus dem Ort die Wellenlänge der einfallenden Strahlung sehr genau bestimmen kann. Die Linien zeigen eine vom Öffnungswinkel  $\alpha$  (Abb. 7c) des Kristalls abhängige Verbreiterung. Mit nicht zu großen Kristall-Öffnungswinkeln lassen sich bei immer noch hoher Steigerung der Intensität scharfe Linien erzeugen.

Die besondere Bedeutung der Johann-Anordnung liegt neben der Erhöhung der Intensität durch die Fokussierung vor allem in der Tatsache, daß kein Eintrittsspalt erforderlich ist, da für die Schärfe der Linien nicht die Breite des zur Abbildung gelangenden Ausgangspunktes der Strahlung, sondern der Öffnungswinkel des Kristalls maßgebend ist. Vielmehr kann man mit einer ausgedehnten gleichförmigen Röntgenquelle bei Weglassen des Spalts gleichzeitig ein ganzes Spektrum über einen kleinen Wellenlängenbereich ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 1\%$ ) um eine interessante Linie aufnehmen. Dazu wird der Detektor senkrecht zu dieser Linie auf den entsprechenden Punkt am Rowlandkreis eingestellt, um optimale Auflösung zu erhalten. Das restliche Spektrum wird mit geringfügig verringerter Auflösung aufgenommen.

Mit dem Abstand  $x = \overline{LM} = 2R \cos \varphi$  ergibt sich für die Dispersion

$$\frac{dx}{d\lambda} = \frac{dx}{d\varphi} \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{R}{d} \tan \varphi .$$

### Aufbau des Johann-Spektrometers an ASDEX Upgrade

Das Johann-Spektrometers an ASDEX Upgrade wird mit dem Quarz-Kristall QZ 1120 mit einem Netzebenenabstand  $2d = 4,913\text{\AA}$  betrieben. Der Kristall ist zwischen zwei sehr sorgfältig maschinell hergestellte Halterungen gespannt, die ihn zu einem Radius von  $2R = 1500\text{ mm}$  biegen. Die beleuchtete Kristallfläche beträgt  $48\text{ mm} \times 12\text{ mm}$ , der Öffnungswinkel beträgt damit  $1,83^\circ$ . In Abb. 9 ist eine Aufsicht des Johann-Spektrometers am Torus dargestellt.



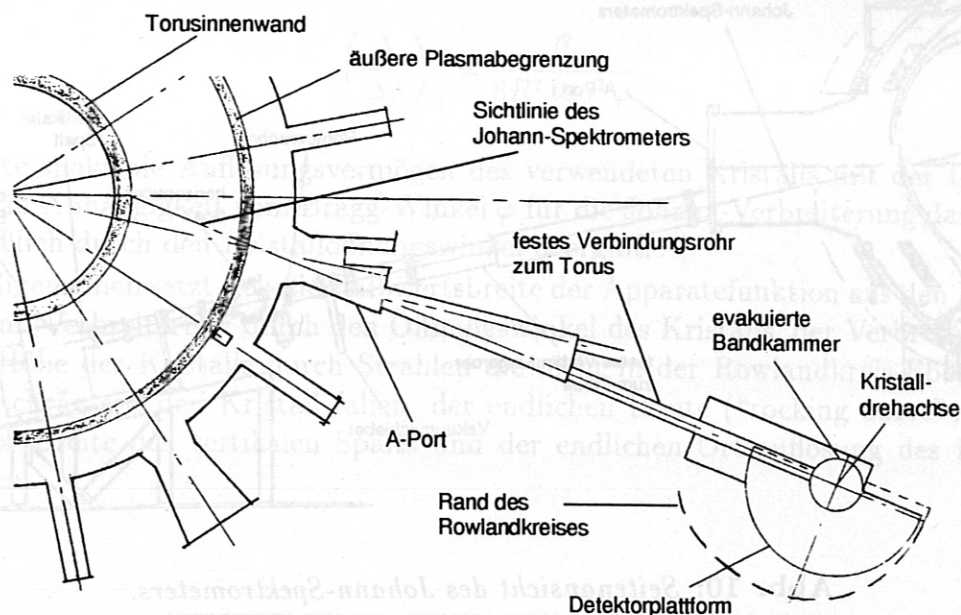


Abb. 9: Lage des Johann-Spektrometers am Torus (Aufsicht).

Der Kristall befindet sich in einer sogenannten evakuierten Bandkammer, die durch eine starres Rohr mit dem Vakuumgefäß verbunden ist. Dadurch ist eine Sichtlinie durch das Plasma festgelegt, die gegenüber der radialen Richtung des Torus um  $15^\circ$  gedreht ist. Wenn der Detektorarm um die Kristalldrehachse geschwenkt wird, werden Edelstahlbänder mitbewegt, die an diese Kammer angepresst sind und so das Vakuum aufrecht erhalten.

Die Drehachse des Kristalls befindet sich ca. 6,8 m vom Plasmazentrum entfernt. Er kann um seine Drehachse zu einem beliebigen Bragg-Winkel zwischen  $40^\circ$  und  $66^\circ$  bzgl. der Sichtlinie gefahren werden. Dadurch kann der Wellenlängenbereich von  $3,158\text{\AA}$  bis  $4,488\text{\AA}$  untersucht werden. Mittels Schrittmotoren kann der Detektorarm auf der Plattform zu einem entsprechenden Winkel gegenüber der Sichtlinie geschwenkt werden und der Abstand des Detektors zum Kristall variiert werden, so daß der Detektor unter dem richtigen Winkel auf dem Rand des Rowlandkreises liegt.

In Abb. 10 ist eine Seitenansicht des Johann-Spektrometers und ein Schnitt durch den Torus dargestellt. Das Johann-Spektrometer kann mit einem Schieber vom Torus-Vakuum getrennt und dann separat belüftet oder evakuiert werden. Direkt vor der Bandkammer befindet sich ein horizontaler Spalt, mit dem die Intensität des Signals reguliert werden kann. Seine Öffnungsbreite läßt sich von 1,5 mm bis 16,5 mm verstellen und bestimmt somit die Ausleuchtung des Kristalls. Im Abstand von ca. 1,5 m vom Kristall befindet sich eine Röntgenröhre mit einer Palladium-Anode ( $\lambda_{L\alpha} = 4,37\text{\AA}$ ). Mit einem einbaubaren

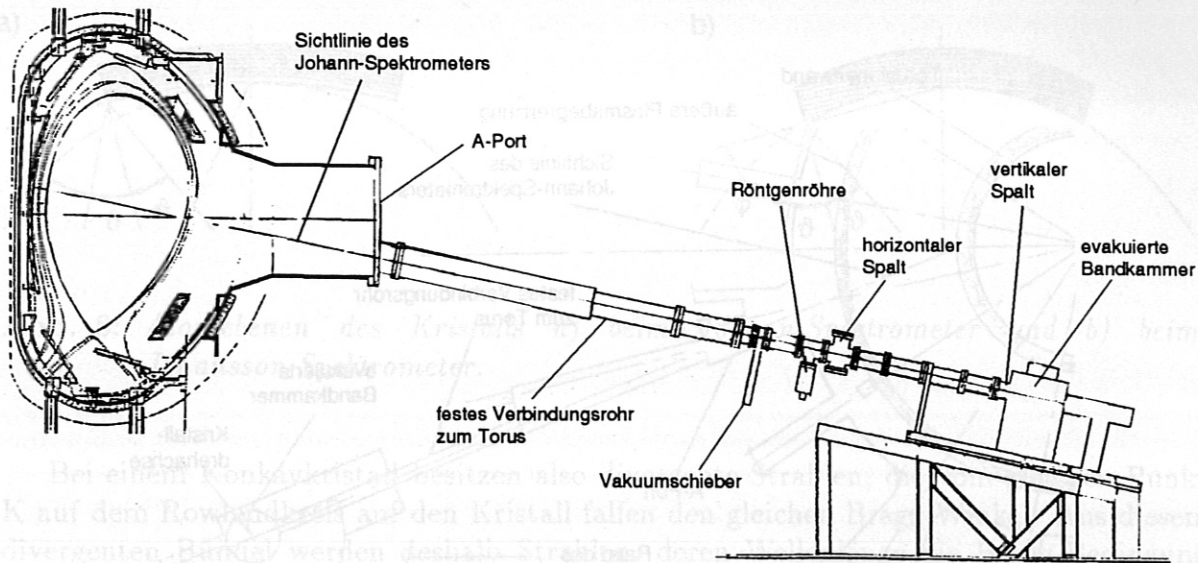


Abb. 10: Seitenansicht des Johann-Spektrometers.

vertikalen Spalt kann man mit dieser Linie die Apparatefunktion des Spektrometers bestimmen. Mit dem Elphyse-MWPC wurde auf diese Weise eine volle Halbwertsbreite der Apparatefunktion von acht Kanälen ( $2\Delta x = 0,8 \text{ mm}$ ) gemessen (Abb. 11). Um bei einem Bragg-Winkel von  $62,8^\circ$  zwei benachbarte Linien auflösen zu können, müssen sie also um  $\Delta x = 0,4 \text{ mm}$  oder  $\Delta\lambda = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$  voneinander entfernt liegen.

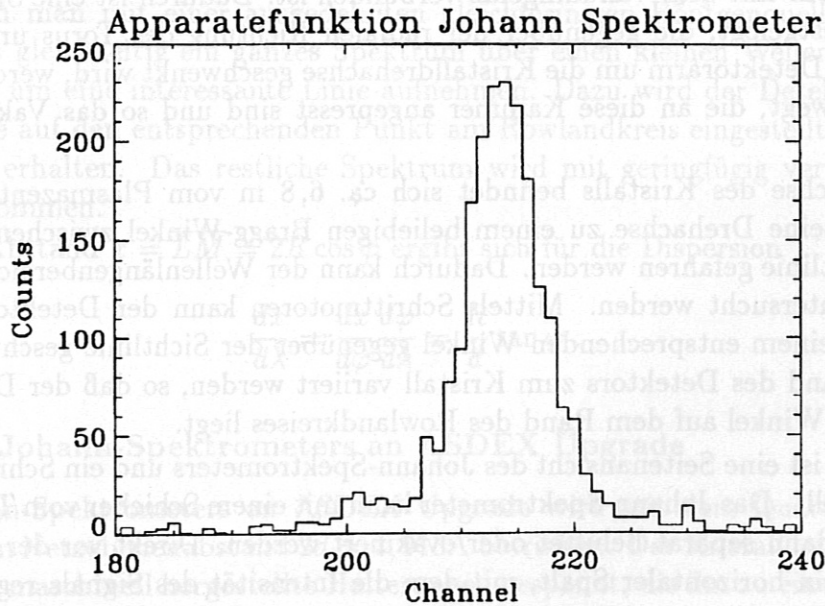


Abb. 11: Mit dem Elphyse-MWPC gemessene Apparatefunktion des Johann-Spektrometers.



Die oberste Kurve in Abb. 12 stellt das nach der Formel

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)_J = \frac{l^2}{8R^2 \tan^2 \varphi}$$

berechnete spektrale Auflösungsvermögen des verwendeten Kristalls mit der Länge  $l = 4R \tan \frac{\alpha}{2}$  in Abhängigkeit vom Bragg-Winkel  $\varphi$  für die Johann-Verbreiterung dar, die sich ausschließlich durch den Kristallöffnungswinkel  $\alpha$  ergibt.

Im Allgemeinen setzt sich die Halbwertsbreite der Apparatefunktion aus den Beiträgen der Johann-Verbreiterung durch den Öffnungswinkel des Kristalls, der Verbreiterung wegen der Höhe des Kristalls durch Strahlen die nicht in der Rowlandkreis-Ebene liegen, sondern schräg auf den Kristall fallen, der endlichen Breite ("rocking curve") des Kristalls, der Breite des vertikalen Spalts und der endlichen Ortsauflösung des Detektors zusammen.

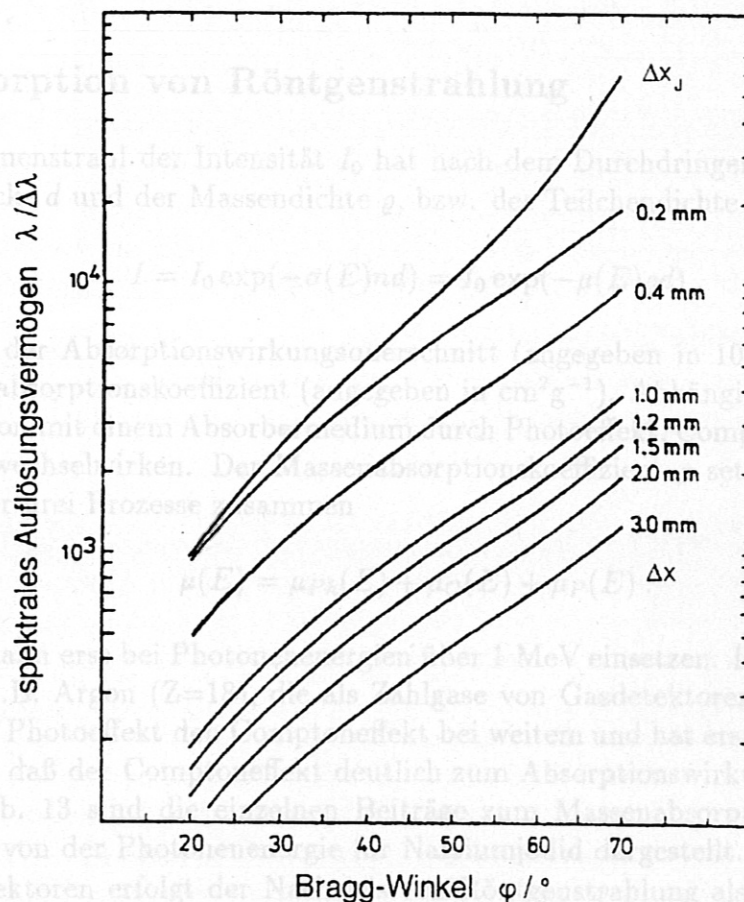


Abb. 12: Spektrales Auflösungsvermögen  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  in Abhängigkeit vom Bragg-Winkel  $\varphi$  für verschiedene Apparatebreiten  $\Delta x$  und für die Johann-Verbreiterung  $\Delta x_J$ .

Mit einer allgemeinen vollen Halbwertsbreite der Apparatefunktion  $2\Delta x$  ergibt sich aus der Dispersion  $\frac{dx}{d\lambda} = \frac{R}{d} \tan \varphi$  für das spektrale Auflösungsvermögen

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{R\lambda}{d\Delta x} \tan \varphi = \frac{2R}{\Delta x} \left( \frac{1}{\cos \varphi} - \cos \varphi \right) .$$

Die restlichen Kurven in Abb. 12 stellen das nach dieser Formel berechnete spektrale Auflösungsvermögen für verschiedene Apparatebreiten dar. Für die beim Johann-Spektrometer gemessene Apparatebreite  $\Delta x = 0,4 \text{ mm}$  ergibt sich ein spektrales Auflösungsvermögen von 2000 für den Bragg-Winkel  $\varphi = 40^\circ$  und 4000 für  $\varphi = 66^\circ$ .

Abb. 10: Seitenansicht des Johann-Spektrometers.

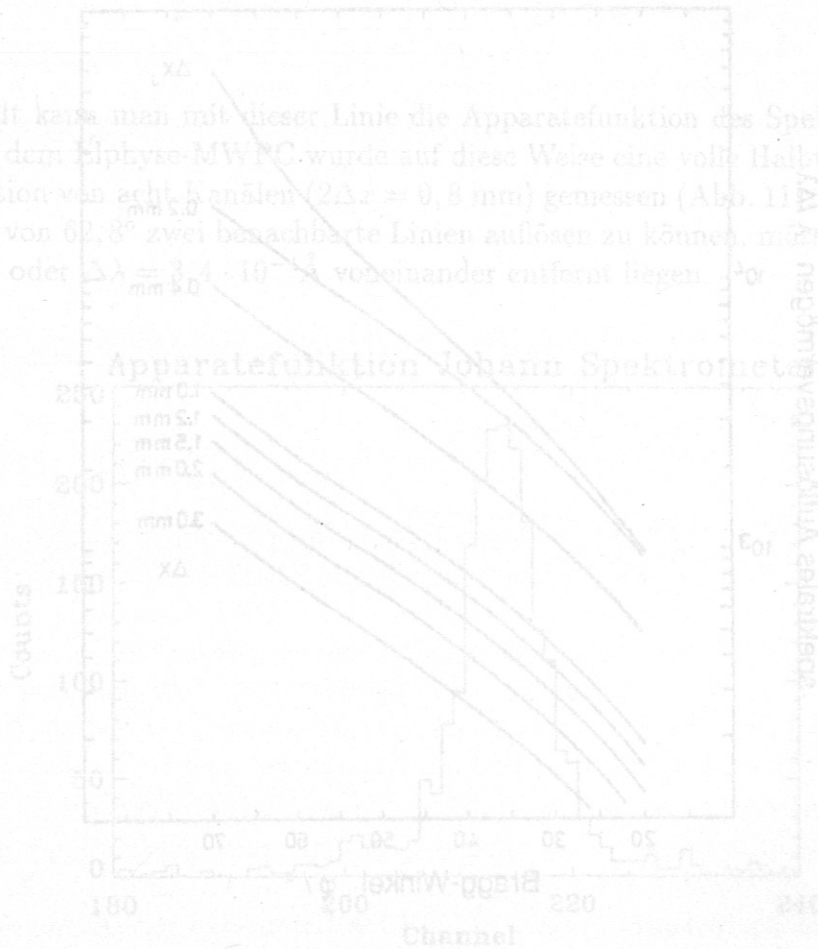


Abb. 12: Spektrales Auflösungsvermögen  $\lambda/\Delta\lambda$  in Abhängigkeit vom Bragg-Winkel  $\varphi$  für verschiedene Apparatebreiten  $\Delta x$  und für die Johann-Verbreiterung.



## Kapitel 3

### Gasdetektoren

In vielen physikalischen Experimenten benötigt man zur räumlich und zeitlich aufgelösten Messung von Strahlung ortsauflösende Detektoren. Trotz der großen Weiterentwicklung beim Bau ortsauflösender Detektoren aus Halbleitermaterial in den letzten Jahren haben Gasdetektoren immer noch einige Vorteile:

- i) Sie können eine sehr große aktive Fläche besitzen und erlauben deshalb eine Vielzahl unterschiedlichster Anwendungen.
- ii) Im Gegensatz zu Halbleiterdetektoren, die in einer Umgebung altern, in der sie vielen Neutronen ausgesetzt sind, zeigen Gasdetektoren keine Strahlenschäden.
- iii) Gasdetektoren haben eine große und rauschfreie interne Verstärkung.

#### 3.1 Absorption von Röntgenstrahlung

Ein Photonenstrahl der Intensität  $I_0$  hat nach dem Durchdringen eines Absorbermediums der Dicke  $d$  und der Massendichte  $\rho$ , bzw. der Teilchendichte  $n$  die Intensität

$$I = I_0 \exp(-\sigma(E)nd) = I_0 \exp(-\mu(E)\rho d).$$

Dabei sind  $\sigma$  der Absorptionswirkungsquerschnitt (angegeben in  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>/Atom) und  $\mu$  der Massenabsorptionskoeffizient (angegeben in cm<sup>2</sup>g<sup>-1</sup>). Abhängig von seiner Energie kann ein Photon mit einem Absorbermedium durch Photoeffekt, Comptoneffekt und durch Paarbildung wechselwirken. Der Massenabsorptionskoeffizient  $\mu$  setzt sich also aus den Beiträgen aller drei Prozesse zusammen

$$\mu(E) = \mu_{Ph}(E) + \mu_C(E) + \mu_P(E).$$

Paarbildung kann erst bei Photonenenergien über 1 MeV einsetzen. In leichten Absorbermedien, wie z.B. Argon ( $Z=18$ ), die als Zählgase von Gasdetektoren eingesetzt werden, überwiegt der Photoeffekt den Comptoneffekt bei weitem und hat erst bei 70 keV so stark abgenommen, daß der Comptoneffekt deutlich zum Absorptionswirkungsquerschnitt beiträgt. In Abb. 13 sind die einzelnen Beiträge zum Massenabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie für Natriumjodid dargestellt.

In Gasdetektoren erfolgt der Nachweis von Röntgenstrahlung also durch den Photoeffekt. Bei der photoelektrischen Absorption gibt ein Röntgenquant seine Energie ganz an ein Atomelektron ab und schlägt es aus dem Atom heraus. Die Wahrscheinlichkeit  $p_k$  dafür, daß das Elektron aus der K-Schale geschlagen wird, ist am höchsten, da ein Photon wegen der Energie- und Impulserhaltung nicht seine ganze Energie auf ein schwach

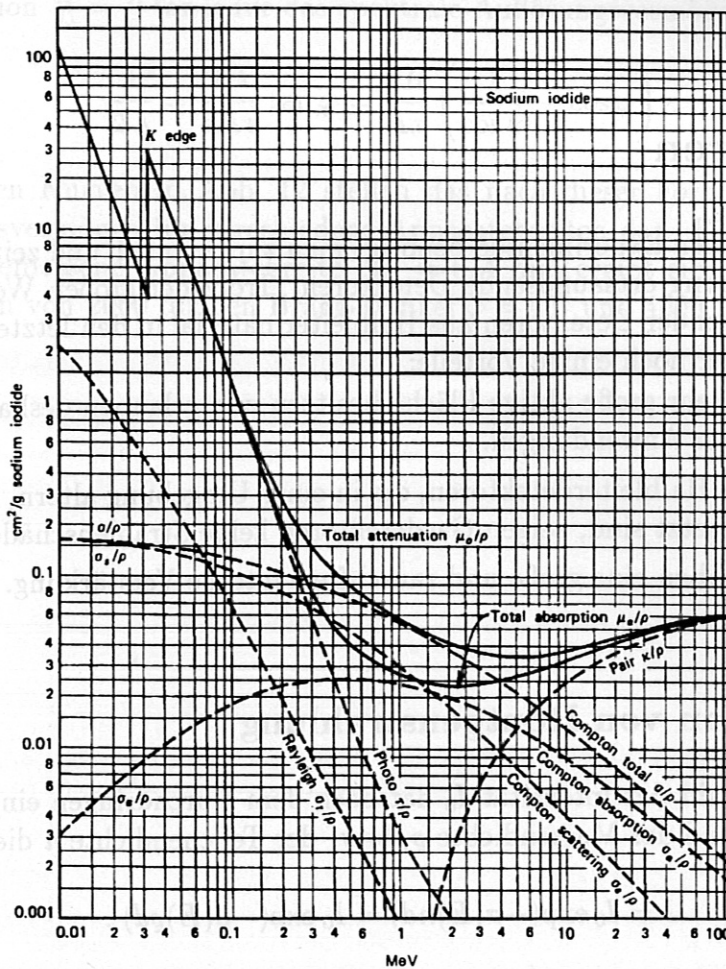


Abb. 13: Zusammensetzung des Massenabsorptionskoeffizienten  $\mu$  für Natriumjodid aus den Beiträgen für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung [14].

gebundenes Elektron übertragen kann, welches aufgrund seiner Masse einen viel größeren Impuls als das Photon hätte. Damit erklärt sich auch, daß die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein Photon stark von seiner Energie abhängt. Sie nimmt sprunghaft zu, wenn die Energie des Photons gerade ausreicht, um Elektronen einer neuen Schale herauszuschlagen, und fällt dann langsam wieder ab.

Das Photoelektron hat dann die kinetische Energie  $W_{kin} = h\nu - E_k$ , wenn  $E_k$  die Bindungsenergie des Elektrons war. Diese kinetische Energie gibt es anschließend in vielen Anregungs- und Ionisationsereignissen an das Zählgas ab. Die Stoßionisation durch das freie Elektron erfolgt nun nicht mehr in der K-Schale, sondern an den am schwächsten mit der Ionisationsenergie  $E_i$  gebundenen Elektronen. Diese verlieren in Sekundärprozessen auf analoge Weise ihre kinetische Energie. Dadurch entsteht im Zählgas eine Ionisationsladung  $Q_p$ .

Durch Stoßanregung von Zählgasatomen geht ein Teil der ursprünglichen kinetischen Energie des Photoelektrons verloren und wird nicht in elektrische Ladung  $Q_p$  umgewan-



delt, da das bei der Abregung ausgesandte Photon aus dem Zählgas entweichen kann. Deshalb ist zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares im Mittel eine Energie  $W$  ( $W$ -Wert) nötig, die größer als die Ionisationsenergie  $E_i$  ist.

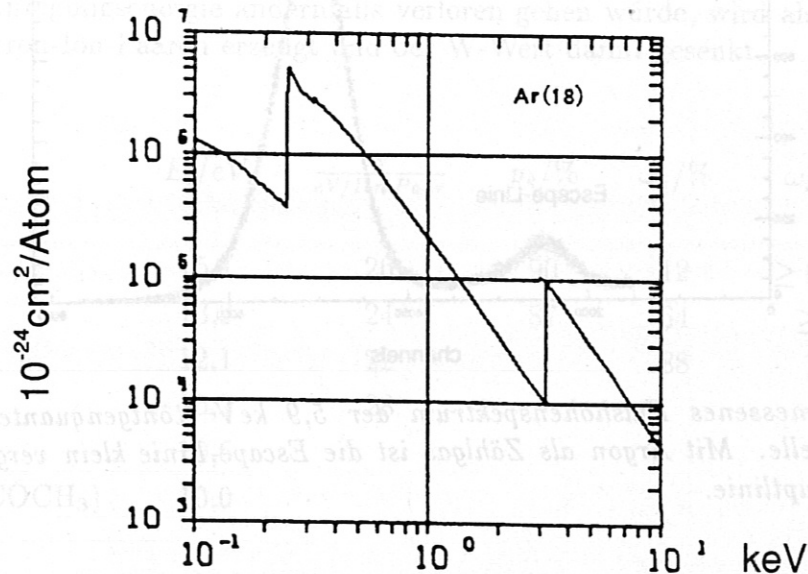


Abb. 14: Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma$  für Argon [15]. Die Absorptionswahrscheinlichkeit steigt sprunghaft an, wenn die Photonenenergie gerade die Bindungsenergie einer neuen Schale erreicht. Die Absorptionskanten der K-, bzw. der L-Schale befinden sich bei 3,2 keV, bzw. bei 246 eV.

Dem durch den Photoeffekt ionisierten Gasatom fehlt noch ein Elektron in der K-Schale. Es kann auf zwei Arten in den Grundzustand übergehen:

- i) Bei der sogenannten Fluoreszenz kaskadieren Elektronen höherer Energieniveaus  $E_n$  unter Aussenden von Photonen in den Grundzustand herunter. Die Energie der Photonen entspricht der Differenz der Bindungsenergien der beiden Zustände. Da sie z.B. beim Übergang von der L- zur K-Schale etwas kleiner als  $E_k$  ist, wird die Absorptionswahrscheinlichkeit des Photons im Detektorvolumen sehr gering, und seine Energie geht verloren. Im Pulshöhenspektrum ergibt dies die sogenannte Escape-Linie.
- ii) Wenn der Übergang des L-Elektrons in die K-Schale strahlungslos verläuft, wird die freiwerdende Energie auf ein anderes Elektron aus der Elektronenhülle des Atoms übertragen, welches dadurch das Atom verlassen kann. Diese sogenannten Auger-Elektronen verlieren wiederum ihre kinetische Energie in mehreren Ionisations- und Anregungsereignissen und setzen eine Ladung  $Q_a$  frei.

Je nach Übergangsprozess in den Grundzustand wird im Zählgas entweder die gesamte Ionisationsladung  $Q_p + Q_a$  erzeugt, die der Energie  $h\nu$  des einfallenden Photons entspricht, oder bei Fluoreszenz nur die Ladung  $Q_p$ , die der Energie  $h\nu - E_k$  entspricht. Deshalb

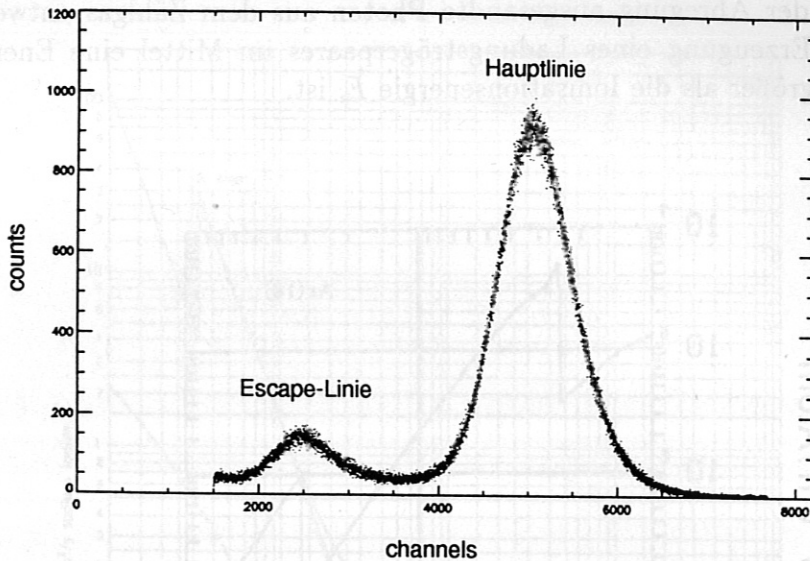


Abb. 15: Gemessenes Pulshöhenspektrum der 5,9 keV Röntgenquanten einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle. Mit Argon als Zählgas ist die Escape-Linie klein verglichen mit der Hauptlinie.

werden wie in Abb. 15 im Pulshöhenspektrum für Photonen einer bestimmten Energie zwei Linien sichtbar.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der diese beiden Prozesse auftreten, und damit das Intensitätsverhältnis der beiden Linien hängt von der Massenzahl  $Z$  des Absorbermediums ab. Bei leichten Zählgasen wie Argon oder Argon-Gemischen ist die Fluoreszenzausbeute gering und die Intensität der Escape-Linie damit niedrig verglichen mit der Hauptlinie.

Für den Betrieb von Gasdetektoren ist die Wahl des Zählgases sehr wichtig. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, erreicht man durch hohe elektrische Feldstärken in der Umgebung von Anoden Gasverstärkung. Dabei werden die freien Elektronen so stark beschleunigt, daß ihre kinetische Energie ausreicht, ein weiteres Zählgasatom zu ionisieren. Da die Gasverstärkung entscheidend von den freien Elektronen abhängt, dürfen Zählgase keine Anteile mit hoher Elektronenaffinität enthalten. Um eine hohe primäre Ionisationsladung und eine hohe Gasverstärkung zu erreichen, sollte die Ionisierungsenergie, bzw. der  $W$ -Wert niedrig sein. Die Edelgase sind als Zählgase sehr gut geeignet. Wegen des geringsten Preises werden Argon oder Argon-Gemische am häufigsten verwendet.

Bei der Gasverstärkung werden zusätzlich zu den Ionisationen auch Zählgasatome durch Elektronenstöße angeregt, ohne ein Elektron zu erzeugen. Diese angeregten Atome tragen nicht zur Ladungslawine bei, sondern geben ihre Anregungsenergie durch Emission eines sichtbaren oder UV Photons ab. Um zu verhindern, daß diese Photonen irgendwo im Zählgas oder am Detektorgehäuse ein weniger stark gebundenes Elektron herausschlagen, das dann eine neue Ladungslawine auslöst, fügt man dem Zählgas eine kleine Menge eines polyatomaren sogenannten Quenchgases hinzu, das die Photonen absorbiert und weitere Ionisation verhindert. Wenn die Absorption durch Aufbrechen einer Bindung erfolgt, wird das Quenchgas verbraucht. Dies führt bei Detektoren mit permanent eingeschlossenem Zählgas zur Alterung.



In Tabelle 2 sind einige Werte häufig verwendeter Zähl- und Quenchgase aufgeführt. Der  $W$ -Wert gilt nur für das reine Gas. Er kann sich durch Beimischung einer kleinen Menge eines zweiten Gases stark verändern, wenn z.B. die Ionisierungsenergie des zweiten Gases kleiner ist als die Anregungsenergie des ersten. Dann kann durch einen Stoß des metastabilen angeregten Atoms ein neutrales Molekül des zugefügten Gases ionisiert werden. Da die Anregungsenergie andernfalls verloren gehen würde, wird also eine größere Zahl von Elektron-Ion-Paaren erzeugt und der  $W$ -Wert damit gesenkt.

Gas	$E_i/eV$	$\frac{W}{eV/Ion.Paar}$	$p_k/\%$	$\omega_k/\%$	$\omega_l/\%$	Z
Argon	15,7	26	90	12	$\geq 0,02$	18
Krypton	13,9	24	87	64	$\geq 2$	36
Xenon	12,1	22		88	11	54
Methan	15,2	28				10
Isobutan	10,6					34
DME ( $H_3COCH_3$ )	10,0					26

Tab. 2: Ionisationsenergie  $E_i$ ,  $W$ -Wert, Wahrscheinlichkeit  $p_k$  für die Ionisierung in der  $K$ -Schale und Fluoreszenzausbeuten  $\omega_k$  und  $\omega_l$  für die  $K$ - und  $L$ -Schale für verschiedene Zählgase [1, 16].

### 3.2 Betriebsarten von Gasdetektoren

Die Signalhöhe von Gasdetektoren ist abhängig vom elektrischen Feld zwischen Anoden und Kathoden und damit von der angelegten Spannung. Bei sehr niedrigen Spannungen reicht das Feld nicht aus, um Rekombination der im Zählgas produzierten Elektron-Ion-Paare zu verhindern, und nur ein Teil der ursprünglichen Ladung wird aufgesammelt (Abb. 16). Wenn man die Spannung so weit erhöht, daß die Rekombination verhindert wird und alle Elektron-Ion-Paare aufgesammelt werden, kommt es zur Sättigung des Signals. In diesem Bereich arbeiten Ionisationskammern.

Bei niedrigen Feldstärken driften die erzeugten Elektronen und Ionen einfach zu den entsprechenden Elektroden und erfahren auf dem Weg viele Stöße mit neutralen Gas-molekülen. Wenn die Spannung weiter erhöht wird, erreicht man in der Nähe dünner Anodendrähte die Schwelle der elektrischen Feldstärke, bei der Gasverstärkung einsetzt. Die Elektronen werden dabei zwischen zwei Stößen so stark beschleunigt, daß ihre kinetische Energie ausreicht, ein weiteres Elektron-Ion-Paar zu produzieren. Das durch diesen sekundären Ionisationsprozeß erzeugte Elektron wird ebenso zwischen zwei Stößen stark beschleunigt und kann weitere Zählgasatome ionisieren. Durch den Prozeß der Gasverstärkung wird also in der Umgebung der Anoden eine Ladungswave erzeugt, und

die beobachtete Pulshöhe steigt stark an. Über einen bestimmten Bereich elektrischer Feldstärke und damit angelegter Spannung ist die Gasverstärkung linear und die aufgesammelte Ladung ist proportional zur Zahl der ursprünglichen Elektron-Ion-Paare. In Abb. 16 ist dies für zwei Signale a) und b) dargestellt. In diesem Bereich arbeiten die Proportionalzähler.

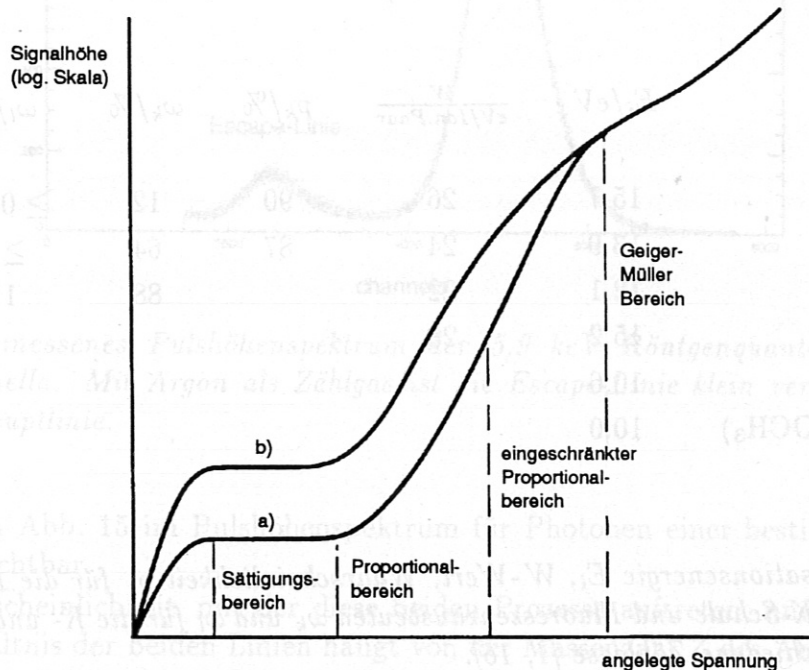


Abb. 16: Betriebsarten von Gasdetektoren in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Anode und Kathode.

Bei weiterer Erhöhung der Spannung werden bei der Gasverstärkung so viele Ionen erzeugt, die sich während des sehr schnellen Aufsammelns der Elektronen fast nicht bewegen, daß ihre Ladungswolke das elektrische Feld des Detektors deutlich verändern kann. Da weitere Ionisierungsprozesse von der Stärke des elektrischen Feldes abhängen, wird die Gasverstärkung nichtlinear, und man erhält aus der Signalhöhe nicht mehr eindeutig die ursprüngliche Ionisationsladung. Schließlich erreicht man bei noch höheren Spannungen den Geiger-Müller Bereich, bei dem die Signalhöhe unabhängig von der einfallenden Strahlung immer die gleiche Amplitude besitzt.

Durch die Gasverstärkung ist die Pulshöhe bei Proportionalzählern wesentlich größer als bei Ionisationskammern. Sie sind deshalb sehr gut geeignet, wenn die Zahl der durch die Strahlung erzeugten Elektron-Ion-Paare einen Nachweis in Ionisationskammern ausschließt. Eine wichtige Anwendung von Proportionalzählern ist darum der Nachweis weicher Röntgenstrahlung im Bereich von 100 eV bis zu einigen 10 keV. Die niederenergetische Grenze entsteht dabei durch die Notwendigkeit eines Eintrittsfensters, um das Zählgasvolumen abzuschließen. Unterhalb von 100 eV ist die Absorption bei allen Materialien so hoch, daß kein Photon mehr transmittiert wird. Zudem werden bei der Absorption eines



Photons im Zählgas im Mittel nur noch drei bis vier primäre Elektron-Ion-Paare erzeugt, wodurch die Energieauflösung sehr schlecht wird. Die hochenergetische Grenze entsteht durch den stark abfallenden Absorptionswirkungsquerschnitt aller Zählgase.

In Abb. 17 ist die zeitliche Entwicklung der lawinenartigen Gasverstärkung dargestellt. Die Elektronen der primären Ionisationsladung werden im Bereich des radialen elektrischen Feldes stark beschleunigt, bis ihre Energie ausreicht, ein Zählgasatom zu ionisieren. Nach diesem Ionisationsstoß werden sie erneut beschleunigt, können wieder ionisieren und erzeugen so eine Lawine. Wenn der Detektor im Proportionalbereich betrieben wird, ist die Gesamtzahl der in der Lawine erzeugten Elektronen proportional zur primären Ionisationsladung. Abb. 17a) zeigt ein einzelnes, auf die Anode zudriftendes Elektron, das in b) die ersten Ionisationsstöße erfahren hat. Wegen lateraler Diffusion der Elektronen breitet sich die Lawine aus (c), bis sie den Anodendraht tropfenförmig umgibt (d). Die Elektronen werden in sehr kurzer Zeit (etwa 1 ns) aufgesammelt, und die zurückbleibende Wolke positiver Ionen driftet langsam zur Kathode (e). Durch diese Driftbewegung wird in Anode und Kathode ein elektrisches Signal induziert.

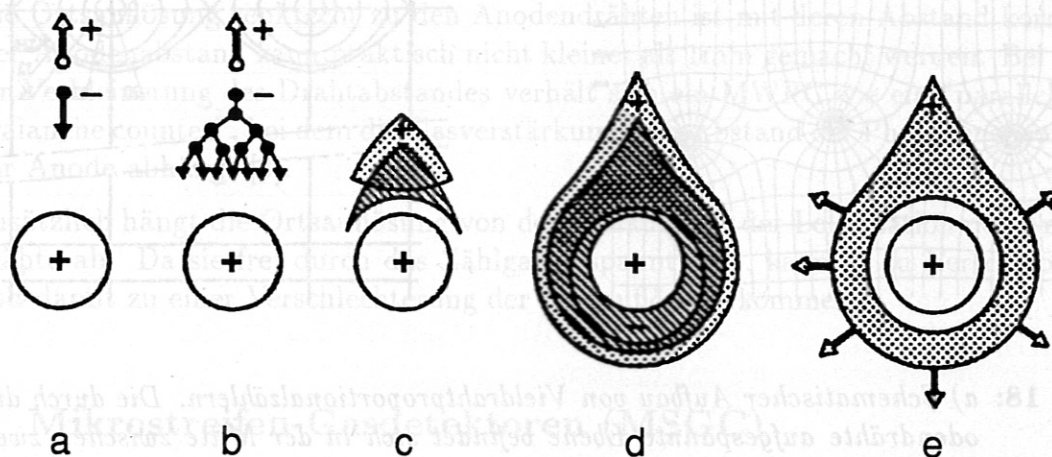
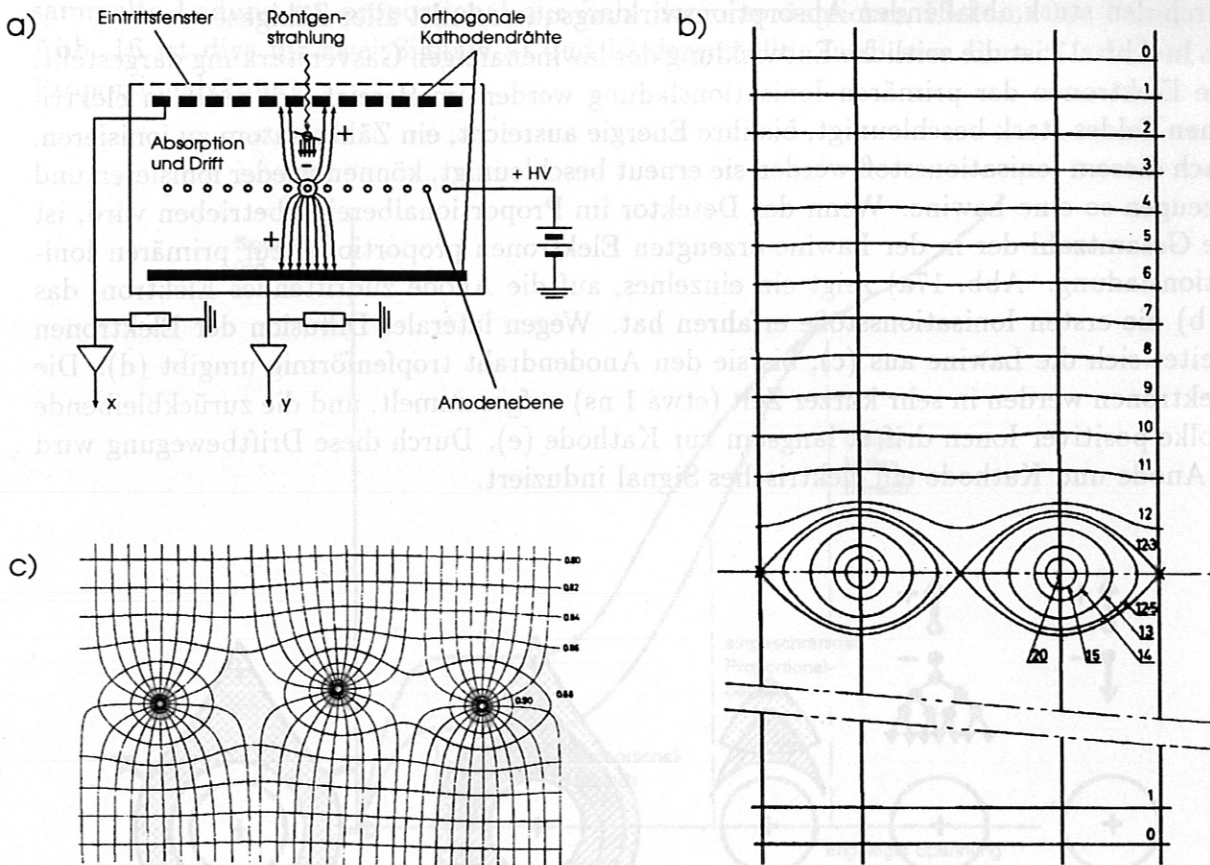


Abb. 17: Zeitliche Entwicklung der lawinenartigen Gasverstärkung in einem Proportionalzähler [1].

### 3.3 Vieldrahtproportionalzähler (MWPC)

Violdrahtproportionalzähler (Multiwire Proportional Counter, MWPC) wurden vor mehr als 20 Jahren als schnelle, hochauflösende Detektoren für geladene Teilchen und weiche Röntgenstrahlung eingeführt [17]. Ihr Erfinder G. Charpak wurde 1993 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. In Abb. 18a) ist der Aufbau eines MWPC dargestellt. In der Mitte zwischen zwei Kathodenebenen befindet sich eine aus parallelen dünnen Anodendrähten aufgespannte Ebene.

Typische Abstände zwischen zwei Anodendrähten betragen 1 bis 5 mm, der Abstand zwischen der Anoden- und den Kathodenebenen ist üblicherweise je 5 bis 10 mm. Zwei-



**Abb. 18:** a) Schematischer Aufbau von Vieldrahtproportionalzählern. Die durch die Anodendrähte aufgespannte Ebene befindet sich in der Mitte zwischen zwei Kathodenebenen. Zweidimensionale Ortsauflösung ist möglich, wenn die Kathodendrähte der beiden Ebenen zueinander orthogonal sind.  
 b) Gemessene Äquipotentiallinien eines MWPC mit 3 mm Abstand zwischen den Anodendrähten (20 V) und 15 mm Abstand zwischen den beiden Kathodenebenen (0 V) [17].  
 c) Berechnete Feld- und die Äquipotentiallinien in der Umgebung der Anodendrähte. Das Potential der Anodenebene ist auf 1, das der Kathodenebene auf 0 normiert [18].

dimensionale Ortsauflösung erhält man durch Auslesen der in den Kathoden induzierten Signale, wenn die Kathodendrähte der beiden Ebenen zueinander orthogonal sind.

Abb. 18b) zeigt gemessene Äquipotentiallinien zwischen der oberen Kathodenebene und zwei Anoden, wenn man zwischen den Kathoden- und der Anodenebene eine Spannung von 20 V anlegt. Bis nahe zu den Anoden sind die Äquipotentiallinien und damit die elektrischen Feldlinien parallel. In unmittelbarer Umgebung eines Anodendrahtes ist



das elektrische Feld radial. In Abb. 18c) sind berechnete Feld- und Äquipotentiallinien in der Umgebung der Anoden dargestellt. Da die Anodendrähte frei im Zählgas gespannt sind, kann es leicht zu Versetzungen kommen, die die Ortsauflösung verschlechtern.

Wenn ein Photon durch das Eintrittsfenster in das Zählgasvolumen zwischen den beiden Kathodenebenen gelangt und dort absorbiert wird, entsteht eine zur Energie des Photons proportionale Ionisationsladung. Die so entstandenen Elektronen driften im parallelen elektrischen Feld auf die Anodenebene zu. Wenn sie in den Bereich des radialen Feldes gelangen, ist bei genügend hoher Spannungsdifferenz zwischen Anoden und Kathoden das elektrische Feld an den Anodendrähten so stark, daß lawinenartige Gasverstärkung auftritt.

Vieldrahtproportionalzähler unterliegen prinzipiellen Beschränkungen, die bis jetzt nicht umgangen werden konnten:

- i) Die maximale Zählrate ist durch die lange Driftzeit der bei der Gasverstärkung produzierten Ionen zur Kathode begrenzt. Während dieser Zeit werden die Anoden von der Ionenwolke abgeschirmt. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen ist im parallelen elektrischen Feld gering.
- ii) Die Ortsauflösung senkrecht zu den Anodendrähten ist mit deren Abstand korreliert. Der Anodenabstand kann praktisch nicht kleiner als 1mm gemacht werden. Bei weiterer Verkleinerung des Drahtabstandes verhält sich ein MWPC wie ein "parallel plate avalanche counter", bei dem die Gasverstärkung vom Abstand der Photonenabsorption zur Anode abhängt [3].
- iii) Zusätzlich hängt die Ortsauflösung von der Genauigkeit der Lokalisation der Anodendrähte ab. Da sie frei durch das Zählgas gespannt sind, kann es zu Verschiebungen und damit zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung kommen.

### 3.4 Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGC)

Der 1986 eingeführte Mikrostreifen-Proportionalzähler (Microstrip Gaseous Chamber, MSGC) [3] ist wie eine axiale Ionisationskammer aufgebaut mit dem elektrischen Feld parallel zur Richtung der einfallenden Strahlung (Abb. 19). Das Eintrittsfenster dient gleichzeitig als Detektorkathode und erzeugt zusammen mit der MS- (Mikrostreifen-) Anode das Driftfeld, in dem die durch Ionisation erzeugten Primärelektronen zur Anode zu transportiert werden. Die MS-Anode besteht aus einer Glasplatte, auf deren Oberfläche sich ineinander verschränkte Anoden- und Kathodenstreifen befinden, und ersetzt die, bei der Ionisationskammer verwendete, einfache Metallplatte. Das Potential alterniert dadurch zwischen je zwei Streifen, den schmalen Anoden und den etwas breiteren Kathoden. Bei der Herstellung von MS-Anoden mittels Photolithographie ist es möglich, dünne Strukturen im Mikro- und sogar Submikrometerbereich mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  und guter Haftung auf Glas zu erzeugen.

Diese MS-Anoden arbeiten genau wie Proportionalzähler als Gasverstärker. Ein Elektron, das im Gasvolumen erzeugt wird, drifftet im parallelen elektrischen Feld zwischen Eintrittsfenster und Glasplättchen zur Anode (Abb. 21a). Im Bereich des quadrupolförmigen elektrischen Feldes zwischen den Streifen drifftet es auf die Anodenstreifen zu, bis bei

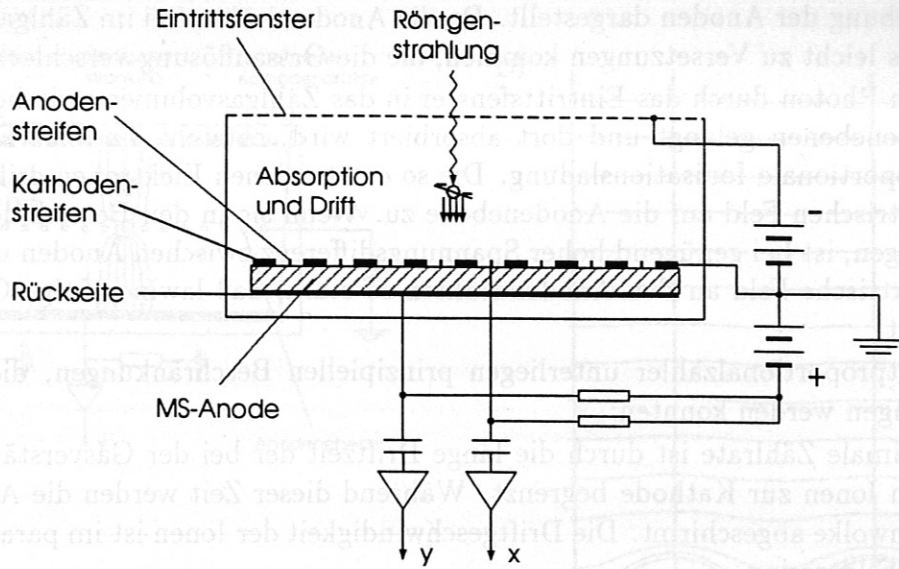


Abb. 19: Schematischer Aufbau von Mikrostreifen-Detektoren. Mit zu den Anoden orthogonalen Streifen auf der Rückseite der MS-Anode ist eine Ortsauflösung in der zweiten Dimension möglich.

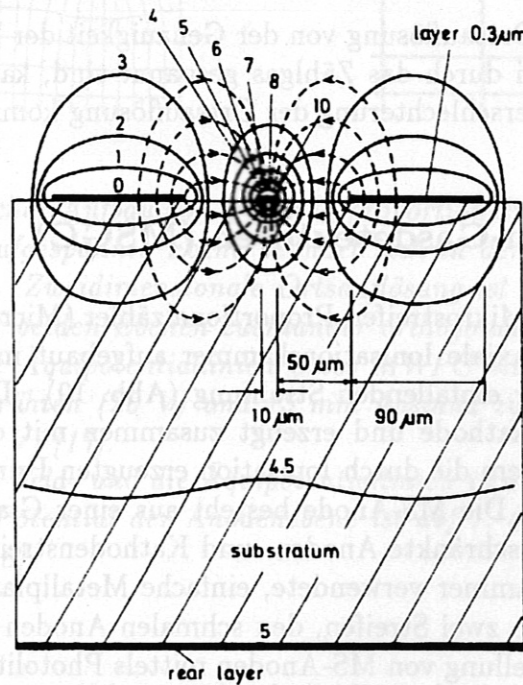
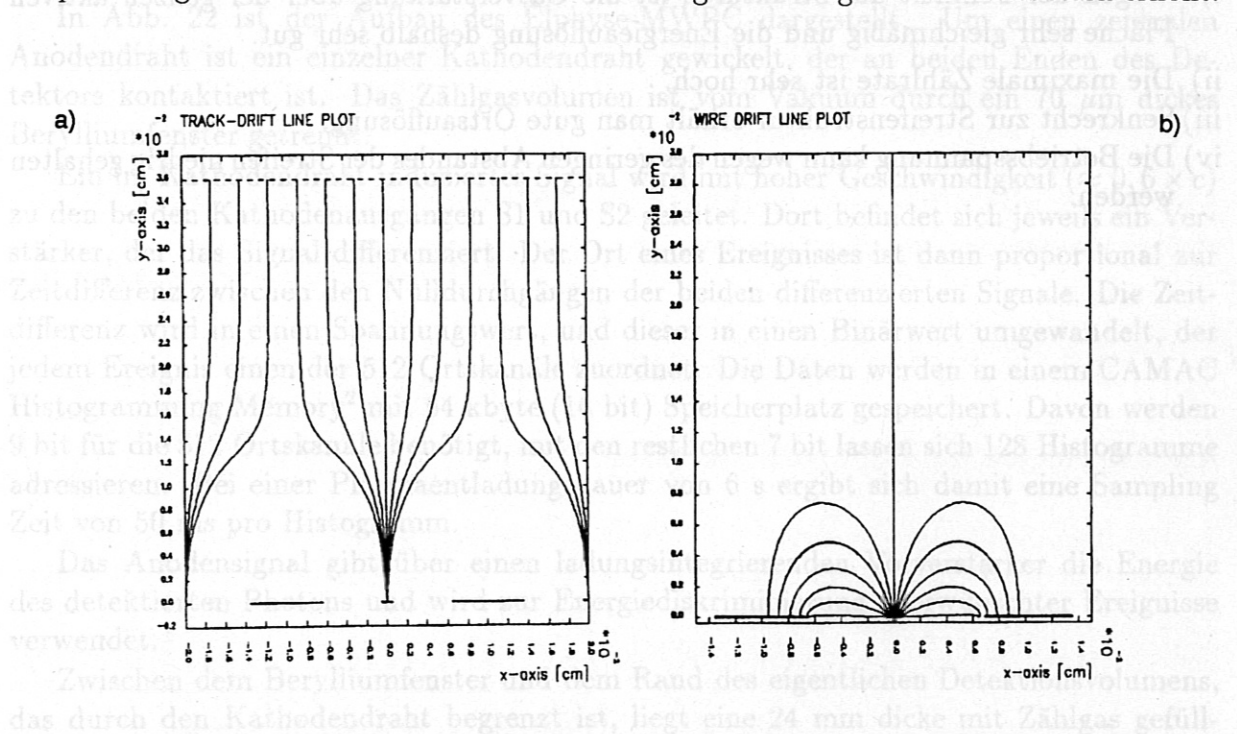


Abb. 20: Gemessene Äquipotentiallinien und die daraus folgenden elektrischen Feldlinien eines MSGC [3]. Das Potential der mit Metall beschichteten Rückseite der MS-Anode (5) liegt in der Mitte zwischen dem Potential der Anoden- (10) und der Kathodenstreifen (0).



ausreichend hoher Feldstärke lawinenartige Gasverstärkung eintritt. Die höchste erreichbare Gasverstärkung kann  $10^4$  nicht wesentlich überschreiten, da wegen des quadrupolförmigen Feldes in der Umgebung der Anoden die elektrische Feldstärke bei Mikrostreifen-Detektoren mit  $1/R^4$  abfällt im Gegensatz zum  $1/R$ -Abfall bei Vieldrahtproportionalzählern. Deshalb wurden bei vielen Prototyp-MSGCs schon bei relativ niedrigen Gasverstärkungen um  $10^3$  Überschläge beobachtet. Sobald Gasverstärkung stattfindet, wird durch die zu den Kathoden driftende Ionenwolke in den Anoden- und Kathodenstreifen ein Signal induziert. Das Kathodensignal hat umgekehrte Polarität und fast dieselbe Pulshöhe.

Man erreicht Feldstärken gleicher Größe wie bei einem einzelnen Draht in einem MWPC, wenn die Breite der Anodenstreifen dem Drahtdurchmesser entspricht. Die Feldstärke, die zur Gasverstärkung benötigt wird, wird jedoch durch die Spannungsdifferenz der benachbarten Streifen bestimmt und nicht durch die Spannungsdifferenz zur Detektorkathode, die weit entfernt sein kann. Wenn der Abstand zwischen Anoden- und Kathodenstreifen nur einige Vielfache der Anodenbreite beträgt, findet Gasverstärkung somit schon bei einer geringen Potentialdifferenz statt. Die meisten bei der Gasverstärkung produzierten Ionen folgen Feldlinien, die zu den benachbarten Kathodenstreifen führen (Abb. 21b). Zusätzlich wird verglichen mit dem parallelen Feld des MWPC durch das quadrupolförmige Feld zwischen den Streifen die Driftgeschwindigkeit der Ionen stark erhöht.



**Abb. 21:** Berechnete elektrostatische Feldlinien eines MSGC [19]. Die im Zählgas produzierten primären Elektronen, bzw. Ionen driften entlang der Feldlinien in Bild a) zu den Anodenstreifen, bzw. zum Eintrittsfenster. Die Elektronen erfahren an den Anoden lawinenartige Gasverstärkung. Ein großer Teil der dabei produzierten Ionen driftet zu den nah benachbarten Kathodenstreifen entlang der Feldlinien in Bild b).

Dadurch kann beim MSGC die lange Ionendriftzeit und die abschirmende Ionenwolke des MWPC vermieden werden, und es wird eine wesentlich höhere Zählrate ermöglicht.

Da beim Mikrostreifen-Detektor die Anoden nicht mehr im Zählgas frei gespannt, sondern auf einem isolierenden Substrat aufgebracht sind, und Ionen, die auf den Isolator treffen, eine sehr geringe Beweglichkeit haben, kann sich die MS-Anode aufladen, wodurch die Gasverstärkung stark abnimmt. Es gibt mehrere Möglichkeiten, um dies zu vermeiden [20]:

- i) Auf der Rückseite des Substrats wird ein Leiter aufgedampft, an den ein positives Potential bzgl. der Mikrostreifen-Kathoden angelegt wird. Dadurch wird auf der Vorderseite ein abstoßendes Feld genau an den Flächen erzeugt, die nicht mit Metall bedeckt sind.
- ii) Durch Ionenimplantation kann der elektrische Widerstand auf der Oberfläche des Substrats verringert werden.
- iii) Glasplättchen mit vergleichsweise geringem spezifischem Widerstand, insbesondere Gläser mit guter Elektronenleitfähigkeit und nicht mit guter Ionenleitfähigkeit, da diese in starken Feldern ihre Struktur verändern.

Verglichen mit Vieldrahtproportionalzählern haben Mikrostreifen-Detektoren mehrere Vorteile:

- i) Wegen der Feinheit der Strukturen ist die Gasverstärkung über der ganzen aktiven Fläche sehr gleichmäßig und die Energieauflösung deshalb sehr gut.
- ii) Die maximale Zählrate ist sehr hoch.
- iii) Senkrecht zur Streifenstruktur erhält man gute Ortsauflösung.
- iv) Die Betriebsspannung kann wegen des geringen Abstandes der Streifen niedrig gehalten werden.

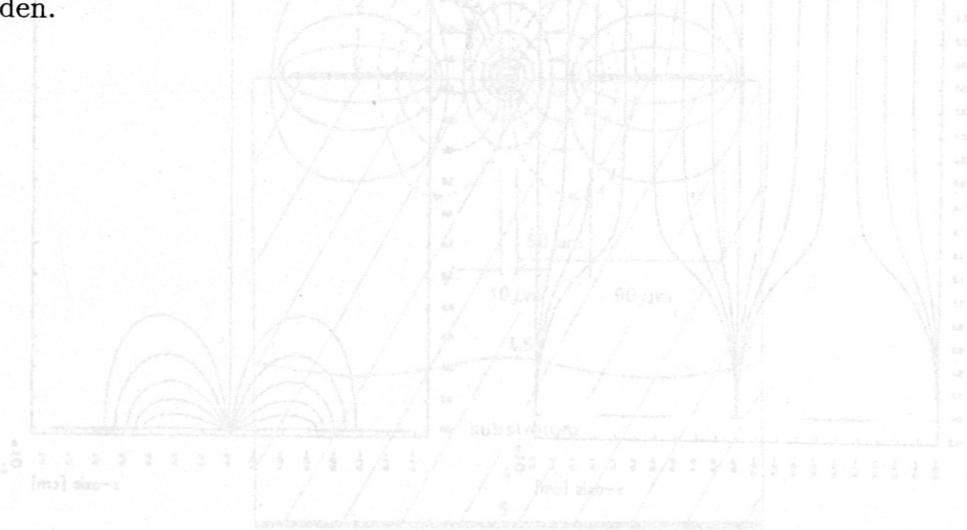


Abb. 21: Berechnete elektrostatische Feldlinien eines MSGC [19]. Die im Zählgas vorhandenen primären Elektronen, bzw. Ionen driften entlang der Feldlinien im Richtungswinkel  $\theta$  zu den Anodenstreifen hin zum Kathodenstreifen. Die Richtung der Driftbewegung ist durch den Winkel  $\theta$  zur Kathodenrichtung  $\theta = 0$  gegeben. Die Feldstärkeverteilung ist durch die gestrichelten Linien dargestellt. Die Feldlinien in Bild b) sind die Feldlinien in Bild a) für  $\theta = 0$ .



## Kapitel 4

### Der Detektor am Johann-Spektrometer

Das Johann-Spektrometer wird schon seit Jahren erfolgreich mit einem kommerziellen Detektor der Firma Elphyse<sup>1</sup> betrieben. Ausgehend vom Aufbau und den Eigenschaften dieses Detektors sollte die Konstruktion des neuen MSGC erfolgen. Deshalb wird in diesem Kapitel zuerst der Aufbau des Elphyse-Vieldrahtproportionalzählers beschrieben. Anschließend werden die Anforderungen an den neuen Detektor beschrieben, die sich durch die besonderen Bedingungen bei Plasmaentladungen und durch das bestehende Johann-Spektrometer ergaben. In den nachfolgenden Abschnitten wird der Aufbau des neuen MSGC, der signalverarbeitenden Elektronik und der Datenaufnahme eingehend erläutert.

#### 4.1 Der Elphyse-Vieldrahtproportionalzähler

In Abb. 22 ist der Aufbau des Elphyse-MWPC dargestellt. Um einen zentralen Anodendraht ist ein einzelner Kathodendraht gewickelt, der an beiden Enden des Detektors kontaktiert ist. Das Zählgasvolumen ist vom Vakuum durch ein 70  $\mu\text{m}$  dickes Berylliumfenster getrennt.

Ein im Kathodendraht induziertes Signal wird mit hoher Geschwindigkeit ( $\approx 0,6 \times c$ ) zu den beiden Kathodenausgängen S1 und S2 geleitet. Dort befindet sich jeweils ein Verstärker, der das Signal differenziert. Der Ort eines Ereignisses ist dann proportional zur Zeitdifferenz zwischen den Nulldurchgängen der beiden differenzierten Signale. Die Zeitdifferenz wird in einen Spannungswert, und dieser in einen Binärwert umgewandelt, der jedem Ereignis einen der 512 Ortskanäle zuordnet. Die Daten werden in einem CAMAC Histogramming Memory<sup>2</sup> mit 64 kbyte (16 bit) Speicherplatz gespeichert. Davon werden 9 bit für die 512 Ortskanäle benötigt, mit den restlichen 7 bit lassen sich 128 Histogramme adressieren. Bei einer Plasmaentladungsdauer von 6 s ergibt sich damit eine Sampling Zeit von 50 ms pro Histogramm.

Das Anodensignal gibt über einen ladungsintegrierenden Vorverstärker die Energie des detektierten Photons und wird zur Energiediskriminierung unerwünschter Ereignisse verwendet.

Zwischen dem Berylliumfenster und dem Rand des eigentlichen Detektionsvolumens, das durch den Kathodendraht begrenzt ist, liegt eine 24 mm dicke mit Zählgas gefüllte Schicht, in der die Röntgenquanten absorbiert aber nicht detektiert werden können. Das Zählgas ist ein Gemisch aus Xe und CO<sub>2</sub> als Quenchgas. Der Detektor wird nicht mit Durchfluß betrieben. Da das Quenchgas verbraucht wird, ergibt sich für das Zählgas

<sup>1</sup>Elphyse S.A., Z. A. de l'Ormeau 2, Rue Monge, F-77380 Combs-La-Ville

<sup>2</sup>HM 2161 der Firma CES, Creative Electronic Systems SA, Route du Pont-Butin 70, CH-1213 Petit-Lancy

eine Lebensdauer von  $10^{12}$  Ereignisse. Durch die Geschlossenheit des Detektors können notwendige Reparaturen nicht in eigenen Labors durchgeführt werden. Dadurch war die Verfügbarkeit teilweise erheblich eingeschränkt.

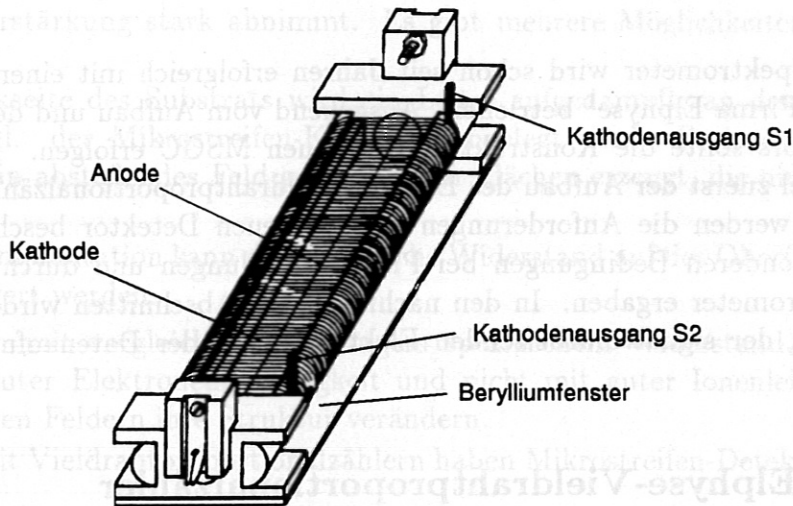


Abb. 22: Aufbau des Elphyse-Vieldrahtproportionalzählers.

## 4.2 Der Aufbau des neuen MSGC

### Anforderungen an den neuen Detektor

Die Motivation für den Bau des neuen MSGC ist die hohe Zählratentauglichkeit der Mikrostreifen-Gasdetektoren. Schon 1987 wurde in einem IPP-Report [21] vom Bedarf eines Detektors mit höherer Zählrate berichtet, da die Daten während NBI nicht auszuwerten waren. In Abb. 23 sind zwei typische Spektren bei unterschiedlichen Plasmaparametern dargestellt, die mit dem Elphyse-MWPC aufgenommen sind. Das Spektrum von #4977 zeigt die hohe Resonanzlinie des heliumähnlichen und andere Linien des helium- und lithiumähnlichen Chlors (siehe Kapitel 6). Bei der Entladung #4996, die mit 7,5 MW NBI zusatzgeheizt war, ist der Untergrund durch  $\gamma$ -Strahlung so groß, daß die Linien nicht mehr zu erkennen sind, da die maximale Zählrate des Detektors erreicht wird. Damit kann gerade bei den physikalisch interessanten Entladungen die Ionentemperatur mit dem Johann-Spektrometer nicht mehr bestimmt werden.

Der Untergrund tritt ebenso bei geschlossenem Vakuumschieber auf und läßt sich auch



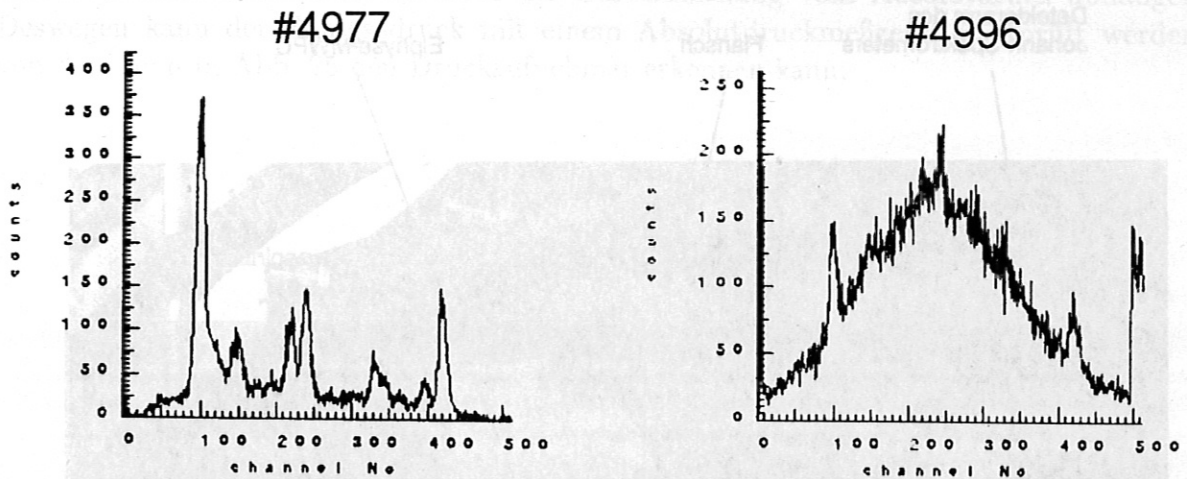


Abb. 23: Zwei typische Plasmaentladungen, die mit dem Elphyse-MWPC aufgenommen sind. #4996 war mit 7,5 MW NBI zusatzgeheizt.

durch eine 3 cm dicke Bleischicht und eine etwa 20 cm dicke Schicht aus Paraffinziegeln, die um den Detektor gestapelt wurden, nicht ausreichend abschirmen.

Auch die aus dem Plasma kommende nutzbare Strahlungsintensität muß durch den horizontalen Spalt vor dem Kristall erheblich eingeschränkt werden, um die maximale Zählrate des Elphyse-MWPC nicht zu überschreiten. Deshalb sollte durch einen Detektor mit deutlich höherer maximaler Zählrate die Intensität des erwünschten Signals weit genug über den Untergrund erhöht werden, um auch während NBI verwertbare Signale aufzunehmen.

Um dieselbe Breite der Apparatefunktion des Johann-Spektrometers wie der Elphyse-MWPC zu erreichen, muß der neue Detektor mindestens eine Ortsauflösung von  $800 \mu\text{m}$  (FWHM) erreichen (siehe Kapitel 2.2).

### Gehäuse

An den Flansch des Detektorarms ist bisher eine Halterung angeschraubt, die den Elphyse-MWPC trägt und schützt. Der Detektor wird mit an der Halterung befindlichen Schrauben von hinten an einen O-Ring am Flansch angepresst (Abb. 24). Der neue MSGC sollte ohne Umbau des Johann-Spektrometers am Detektorarm befestigt werden. Da die Halterung des Elphyse-MWPC nicht genügend Platz für den neuen Detektor ließ, wurde der MSGC an den selben Bohrungen direkt an den Flansch angeschraubt. Damit wird gleichzeitig der Detektor vom Anpressdruck entlastet. Während des Experimentierbetriebs soll die  $\gamma$ -Strahlung, welche durch den Einfang der dd-Fusionsneutronen entsteht, mit Blei abgeschirmt werden. Dazu existiert ein nach einer Seite geöffneter Bleiwürfel mit 3 cm Wandstärke, der über den Detektor geschoben werden kann. Da der neue MSGC in den  $17 \times 17 \times 16 \text{ cm}^3$  großen Innenraum des Bleiwürfels passen sollte, blieb nur sehr wenig Platz. Abb. 25 zeigt den neuen MSGC. Er hat eine 1 cm

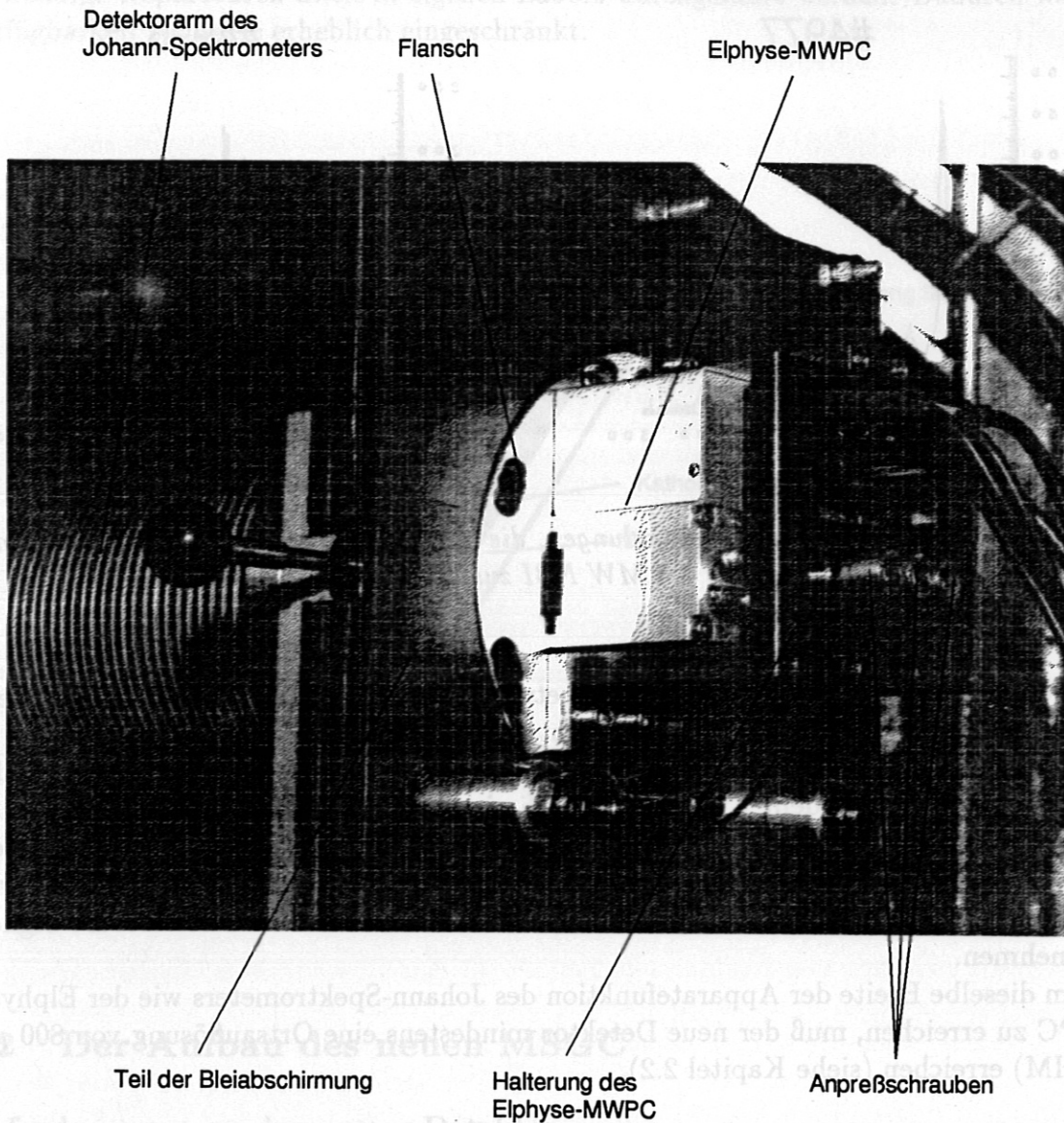


Abb. 24: Befestigung des Elphyse-MWPC am Detektorarm des Johann-Spektrometers.

dicke Frontplatte aus Edelstahl, die direkt an den Flansch des Detektorarms angeschraubt wird. Das Eintrittsfenster hat eine Größe von  $54 \times 10 \text{ mm}^2$ . Über dem eigentlichen Detektorgehäuse befindet sich der analoge Teil der signalverarbeitenden Elektronik in einem abnehmbaren Kupfergehäuse.

Der neue MSGC ist im Gegensatz zum Elphyse-MWPC nicht abgeschlossen, sondern wird mit Gasdurchfluß betrieben, um Probleme mit der Reinheit des Zählgases zu vermeiden. Das ermöglicht zudem ein leichteres Öffnen des Detektors, um den Zustand der MS-Anode zu überprüfen. Deswegen befinden sich auf der Rückseite des Detektorgehäuses zwei Nadelventile mit denen der Zählgasdurchfluß sehr genau reguliert werden kann



(Abb. 26). Die Einstellung eines konstanten Zählgasdrucks ist sehr wichtig, da sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit als auch die Gasverstärkung vom Absolutdruck abhängen. Deswegen kann der Zählgasdruck mit einem Absolutdruckmeßgerät überprüft werden, von dem man in Abb. 25 den Druckaufnehmer erkennen kann.

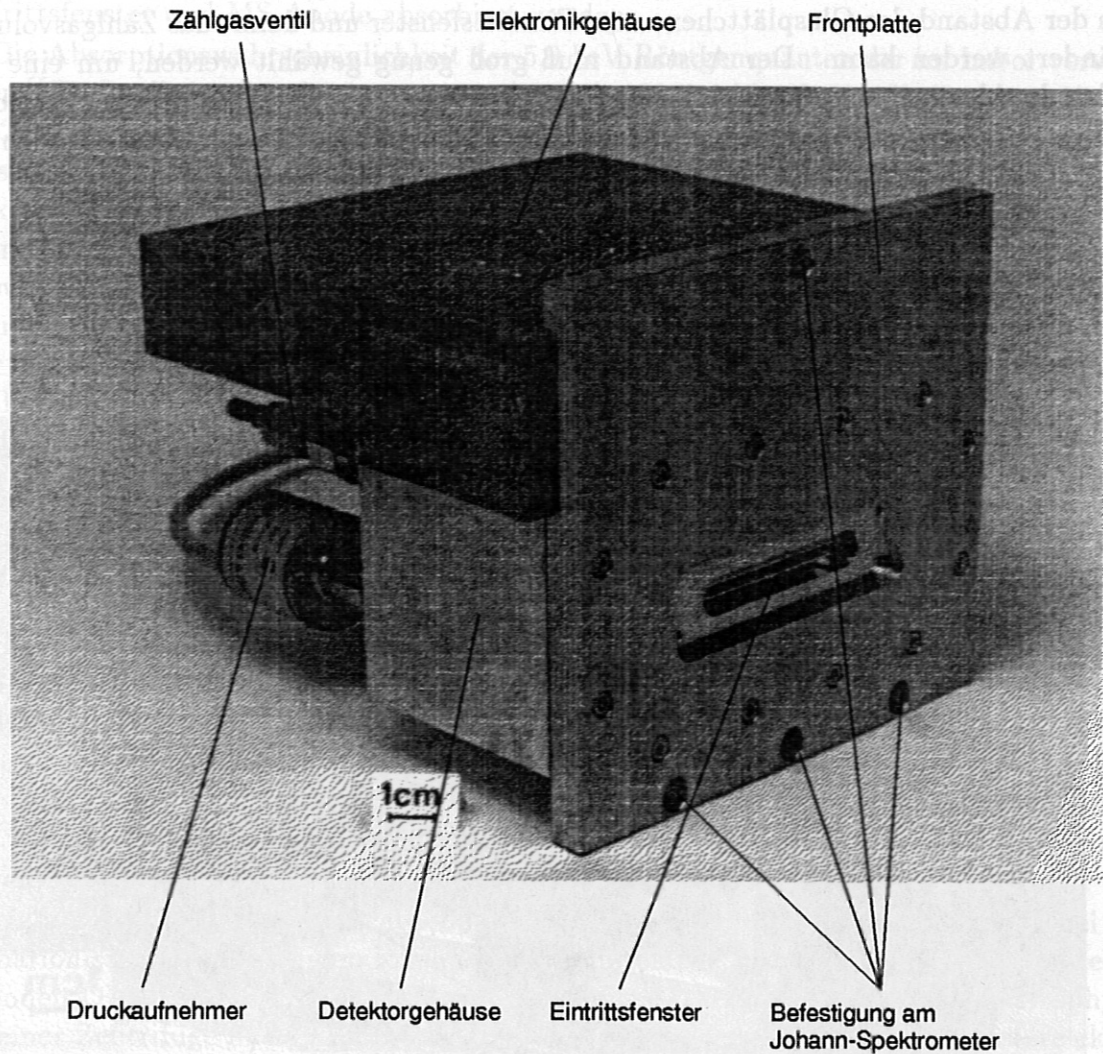


Abb. 25: Der neue MSGC für das Johann-Spektrometer.

Die MS-Anode ist auf einem Glaskeramikkblock montiert und wird mit vergoldeten Kupfer-Beryllium-Federn kontaktiert. Vier 1 mm dicke Silberdrähte reichen von diesen Federn durch eingeklebte Durchführungen aus dem Detektorgehäuse hinaus. Beim Aufsetzen des Elektronikgehäuses wird der Silberdraht in kleine Buchsen auf der Platine geführt. Damit wird trotz sehr kurzer unverstärkter Signalwege und guter Abschirmung

modularer Aufbau erreicht, der ein schnelles Abnehmen der Elektronik ermöglicht. Deshalb konnte während der Inbetriebnahme der Detektor leicht mit anderen kommerziellen Verstärkern getestet werden. Auch konnten in die Buchsen im Elektronikgehäuse, die den Silberdraht kontaktieren, einfach Testsignale eingegeben werden. Außerdem läßt sich die Elektronik überprüfen, ohne daß das Spektrometer belüftet werden muß. Die Buchsen für die Spannungszuführung, die Stromversorgung und die Signalauslese befinden sich auf der Unterseite dieses Elektronikgehäuses.

Unter der Glaskeramikhalterung der MS-Anode befindet sich ein weiterer Block, mit dem der Abstand des Glasplättchens vom Eintrittsfenster und damit das Zählgasvolumen verändert werden kann. Der Abstand muß groß genug gewählt werden, um eine ausreichende Absorptionswahrscheinlichkeit der Röntgenquanten im Zählgas zu erreichen. Andererseits verschlechtert sich bei Vergrößerung des Abstandes wegen der lateralen Dif-

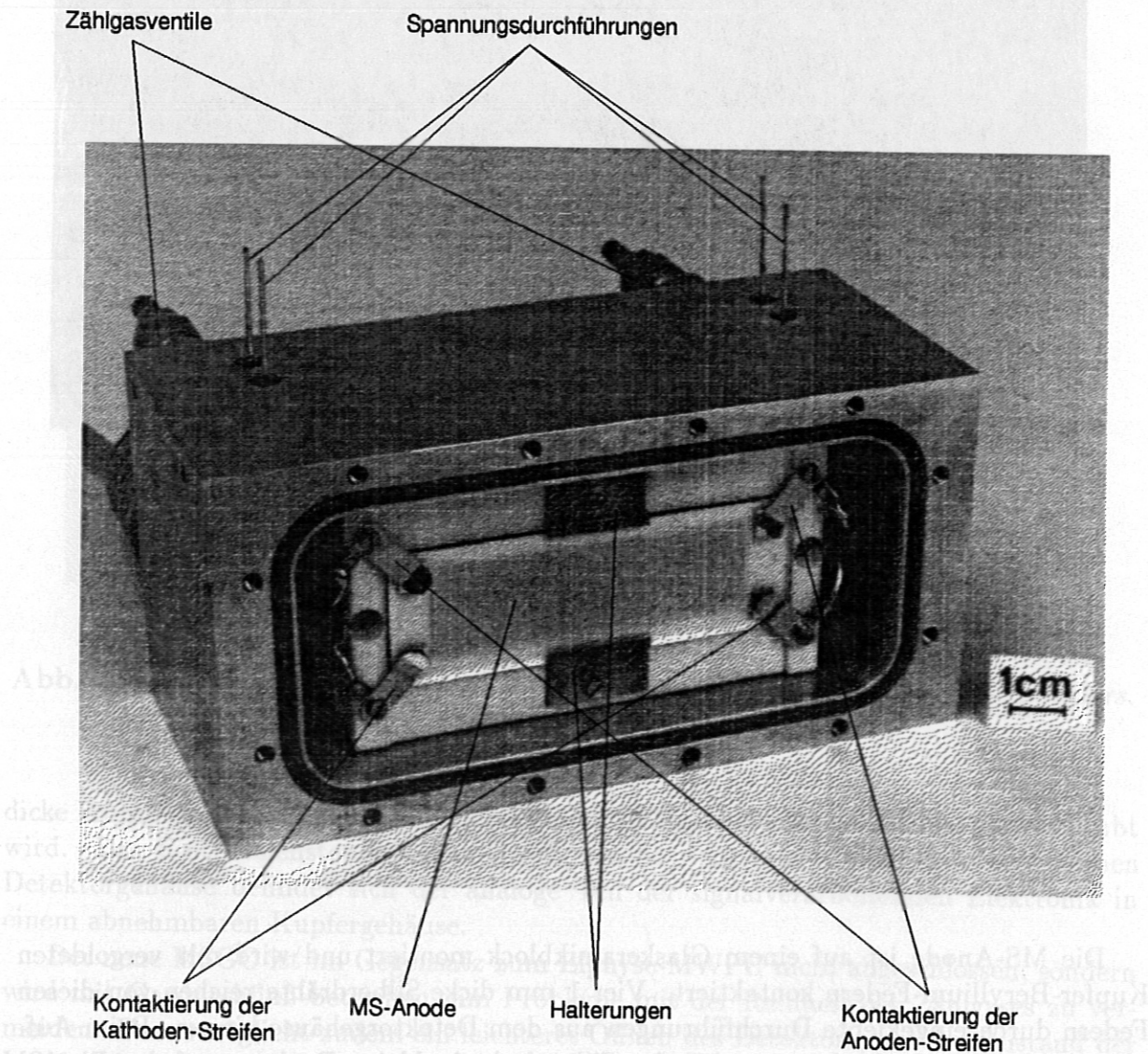


Abb. 26: Detektorgehäuse des neuen MSGC.



fusion der Elektronen auf dem Weg zur MS-Anode die Ortsauflösung, weil sich dieselbe Menge an primärer Ionisationsladung über mehr Anodenstreifen verteilt und dadurch die Bildung des Ladungsschwerpunktes bei der Signalverarbeitung erschwert wird. Zusätzlich wird das Zählgasvolumen vergrößert, womit sich auch die Menge des Untergrunds durch nicht abschirmbare  $\gamma$ -Strahlung oder Neutronen erhöht, die von allen Seiten in das Zählgas eindringen. Für den neuen MSGC wurde vorerst ein Abstand von 1 cm gewählt. Im Gegensatz zum Elphyse-MWPC ist beim neuen MSGC das Eintrittsfenster die Detektorkathode. Somit können alle Quanten nachgewiesen werden, die im Zählgas zwischen Eintrittsfenster und MS-Anode absorbiert werden.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit der 5,9 keV Röntgenquanten der im Labor verwendeten  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle beträgt für 1 cm reines Argon bei Normaldruck 39,3%, für 5 mm 22,1%. Die 2,8 keV-Quanten des heliumähnlichen Chlors, die mit dem Johann-Spektrometer gemessen werden sollen, werden in 1 cm Argon mit 34,8%, in 5 mm mit 19,2% Wahrscheinlichkeit absorbiert. In reinem Xenon ergibt sich für die  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle bei 1 cm 97,7%, bei 5 mm 84,7%, und für die 2,8 keV-Quanten bei 1 cm 99,5%, bei 5 mm 92,7% Nachweiswahrscheinlichkeit. Wenn eine große Nachweiseffizienz benötigt wird, ist ein Xenon-Gemisch das geeignetste Zählgas. Da jedoch Argon einen unwesentlich höheren W-Wert, aber eine erheblich niedrigere Fluoreszenzausbeute als Krypton oder Xenon besitzt, werden bei der Absorption in Argon im Mittel mehr primäre Elektron-Ion-Paare erzeugt. Da zudem der Preis wesentlich niedriger ist, werden im neuen MSGC vorerst Argon-Gemische verwendet.

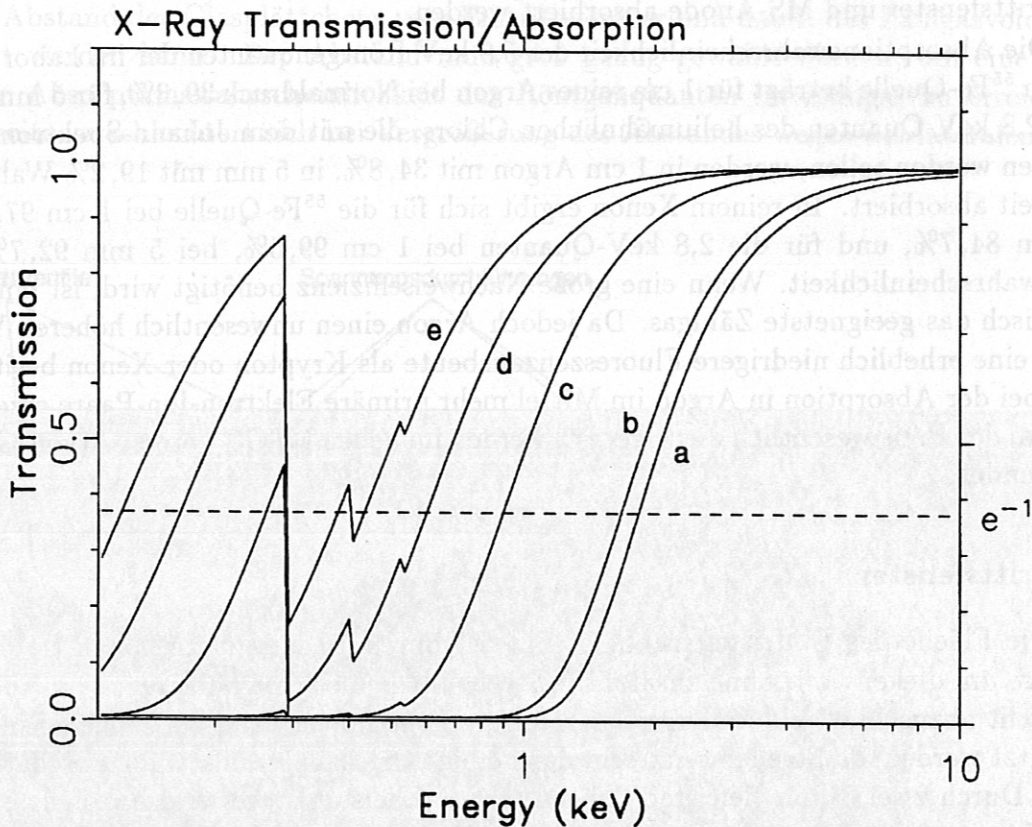
### Eintrittsfenster

Die Fläche des Eintrittsfensters ist mit 54 mm  $\times$  10 mm zu groß, um sie mit einer wenige  $\mu\text{m}$  dicken Folie ohne zusätzliche Streben bei einer Druckdifferenz von 1 bar vakuumdicht abzuschließen. Andererseits kann die Folie nur entlang der langen Fensterseite gestützt werden, da Streben senkrecht dazu einige Ortskanäle vollständig abschatten würden. Durch zwei 3 mm tiefe und 0,5 mm breite Edelstahlstege wird das Fenster nun in drei 54 mm  $\times$  3 mm große Bereiche geteilt. Die Frontplatte wurde mit den eingesetzten Stegen elektropoliert, um scharfkantige Auflageflächen für die Folien zu vermeiden.

Da die Folien als Detektorkathode benützt werden und sich nicht durch die bei der Primäronisation entstehenden Ionen aufladen dürfen, werden sie auf einer Seite mit einer leitenden Oberfläche beschichtet. Folien, die beim Max-Planck-Institut für Astrophysik auf einer Zentrifuge mit Graphit beschichtet wurden, zeigten unter einem Rasterelektronenmikroskop eine sehr schuppige Struktur. Folien, die mit Kohlenstoff bedampft wurden, haben zwar eine gleichmäßigere Oberfläche, verformten sich aber wegen der hohen Temperatur bei der Kohlenstoff-Bedampfung. Die für den Test des Detektors verwendeten Folien wurden deshalb mit 2000 Å Aluminium bedampft. Für die Verwendung als Eintrittsfenster wird die Folie mit der beschichteten Seite vakuumdicht auf einen dünnen Edelstahlrahmen geklebt. Dieser wird von innen an die Frontplatte geschraubt, sodaß sich die Folie zwischen dem Rahmen und der Frontplatte befindet, und mit Indiumdraht abgedichtet. Die dem Zählgas zugewandte Seite der Folie, der Rahmen und das Detektorgehäuse sind somit leitend verbunden und werden auf Erdpotential gelegt.

Da das Detektoreintrittsfenster das einzige Hindernis zwischen dem Zählgas und dem

Torusvakuum darstellt, und die Detektorfüllung mehr Teilchen als das Plasma beinhaltet, muß jede Folie getestet werden, bevor sie am Johann-Spektrometer zum Einsatz kommt. Dazu kann die Frontplatte mit einem Zwischenstück direkt an ein Lecksuchgerät angeschlossen werden. Die zuerst verwendete Hostaphan-Folie veränderte sich beim Abpumpen während des Lecktests irreversibel. Während des Testbetriebs wurde dann eine Polyimid-Folie mit einer Dicke von  $1700 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  verwendet. Dünnere und gleichmäßi-



**Abb. 27:** Berechnete Transmission von Röntgenstrahlung für ein  $70 \mu\text{m}$  dickes Berylliumfenster (a), für die beim Detektortest verwendete  $1700 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  dicke Kapton-Folie (b) und für die später zum Einsatz kommenden dünneren Polyimid-Folien mit Dicken von  $300 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  (c),  $100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  (d) und  $50 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  (e) [22].

gere Polyimid-Folien<sup>3</sup> mit Dicken von  $300 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ ,  $100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  und  $50 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  konnten wegen der langen Lieferzeit nicht mehr getestet werden, sollen jedoch später zum Einsatz kommen. Polyimid-Folien sind bekannt für ihre hohe Strahlungs- und Hitzebeständigkeit und ihre große mechanische Festigkeit im Vergleich zu anderen Plastik-Folien entsprechender Dicke [23].

In Abb. 27 ist die berechnete Durchlässigkeit der verschiedenen dicken Polyimid-Folien

<sup>3</sup>hergestellt von European Commission, Joint Research Center, IRMM, Institute for Reference Materials and Measurements, Retieseweg, 2440 Geel, Belgium



für Röntgenstrahlen über der Energie dargestellt. Zum Vergleich ist auch die Transmission des  $70\ \mu\text{m}$  dicken Berylliumfensters des Elphyse-MWPC aufgetragen. Zukünftig sollen mit dem Johann-Spektrometer mit anderen Kristallen auch Spektren bis zur O VIII  $L_\alpha$  Linie des wasserstoffähnlichen Sauerstoffs aufgenommen werden, deren Energie bei  $654\ \text{eV}$  liegt. Bei dieser Energie absorbiert das Berylliumfenster die Strahlung nahezu vollständig, die Transmission der drei dünnen Polyimid-Folien ist jedoch noch ausreichend. Die dünnste Folie mit  $50\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  soll auch bei einem anderen MSGC eingesetzt werden, der als schnelles Zählrohr die vom wasserstoffähnlichen Kohlenstoff emittierte C VI  $L_\alpha$  Strahlung mißt, deren Energie bei  $368\ \text{eV}$  liegt. Welche der drei dünnen Polyimid-Folien für den MSGC am Johann-Spektrometer verwendet wird, hängt von der noch zu bestimmenden Leckrate ab.

Um den Einfluß der aufgedampften Aluminiumschicht auf die Durchlässigkeit der Folien zu zeigen, ist in Abb. 28 die berechnete Transmission der unbeschichteten Polyimid-Folie mit  $100\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  und derselben Folie mit einer  $2000\ \text{\AA}$  dicken Aluminiumschicht aufgetragen. Oberhalb von  $1,56\ \text{keV}$  setzt die starke Absorption der K-Kante ein, dennoch wird die Transmission nicht wesentlich beeinträchtigt.

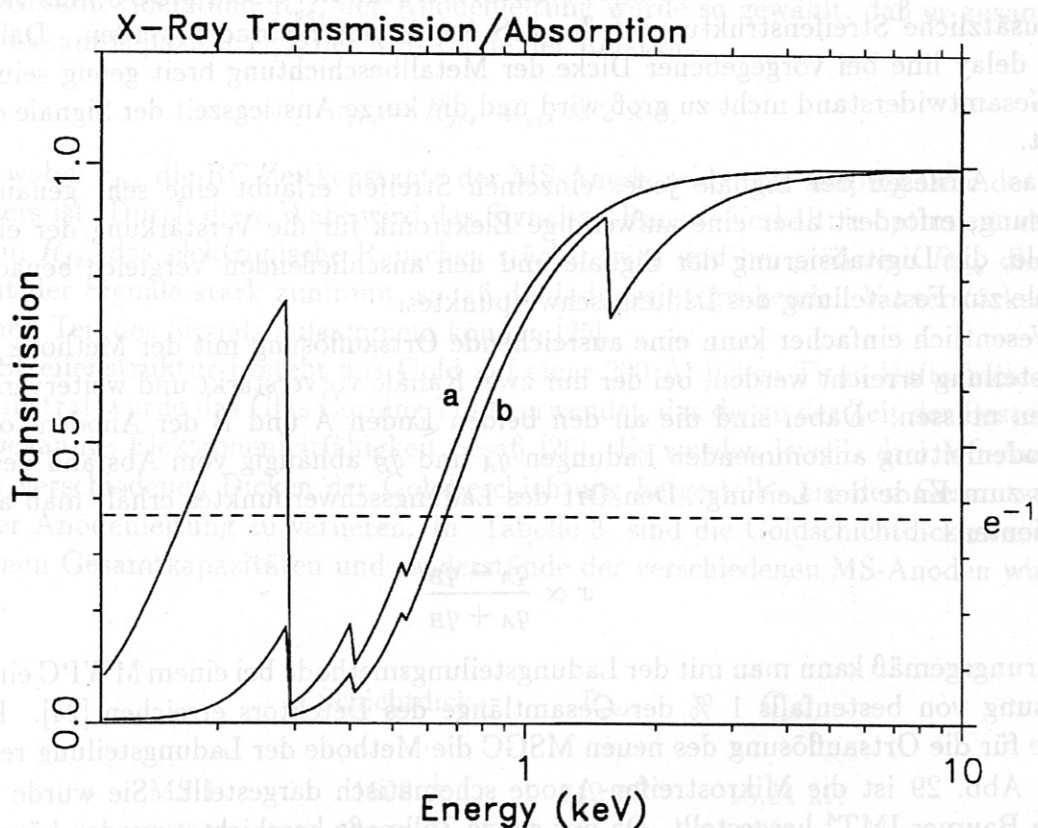


Abb. 28: Berechnete Transmission der unbeschichteten Polyimid-Folie mit  $100\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  (a) und derselben Folie mit einer  $2000\ \text{\AA}$  dicken aufgedampften Aluminiumschicht (b) [22].

### Mikrostreifen-Anode

Ein bedeutender Vorteil des MSGC gegenüber dem MWPC ist, daß der Abstand zwischen zwei Anoden, und damit die Periode der Streifenstruktur, der erwünschten Ortsauflösung angepasst werden kann. Der Anodenabstand kann wesentlich kleiner gewählt werden als bei Vieldrahtproportionalzählern, bei denen der Abstand aus praktischen Gründen nicht kleiner als 1 mm gemacht werden kann. Die von einem einfallenden Photon produzierte primäre Ionisationswolke verteilt sich bei genügend feiner Periode über mehr als einen Anodenstreifen. Dadurch können Nichtlinearitäten in der Ortsauflösung, die bei MWPCs durch die diskreten Anodendrähte entstehen, bei MSGCs vermieden werden.

Um die Ortsauflösung wie beim Elphyse-MWPC über den Laufzeitunterschied der Kathoden- oder Anodensignale zum linken und rechten Ende des Detektors zu erhalten, muß entweder jeder Streifen einzeln kontaktiert und benachbarte Kontakte durch delays verbunden werden oder man benötigt eine ausreichende Weglänge, die ein Signal zwischen zwei benachbarten Streifen zurücklegen muß. Diese Weglänge kann bei einem MWPC einfach durch Aufwickeln des Drahtes erreicht werden. Bei einem MSGC muß sie jedoch als zusätzliche Streifenstruktur auf der MS-Anode untergebracht werden. Dabei muß diese delay line bei vorgegebener Dicke der Metallbeschichtung breit genug sein, damit der Gesamtwiderstand nicht zu groß wird und die kurze Anstiegszeit der Signale erhalten bleibt.

Das Auslesen der Signale jedes einzelnen Streifen erlaubt eine sehr genaue Ortsauflösung, erfordert aber eine aufwendige Elektronik für die Verstärkung der einzelnen Kanäle, die Digitalisierung der Signale und den anschließenden Vergleich benachbarter Kanäle zur Feststellung des Ladungsschwerpunktes.

Wesentlich einfacher kann eine ausreichende Ortsauflösung mit der Methode der Ladungsteilung erreicht werden, bei der nur zwei Kanäle vorverstärkt und weiterverarbeitet werden müssen. Dabei sind die an den beiden Enden A und B der Anoden- oder der Kathodenleitung ankommenden Ladungen  $q_A$  und  $q_B$  abhängig vom Abstand des Ereignisses zum Ende der Leitung. Den Ort des Ladungsschwerpunktes erhält man aus dem Quotienten

$$x \propto \frac{q_A - q_B}{q_A + q_B}$$

Erfahrungsgemäß kann man mit der Ladungsteilungsmethode bei einem MWPC eine Ortsauflösung von bestenfalls 1 % der Gesamtlänge des Detektors erreichen [24]. Deshalb wurde für die Ortsauflösung des neuen MSGC die Methode der Ladungsteilung realisiert.

In Abb. 29 ist die Mikrostreifen-Anode schematisch dargestellt. Sie wurde bei der Firma Baumer IMT<sup>4</sup> hergestellt. Da nur ganze Zollmaße beschichtet werden können, beträgt die Größe des Glasplättchens 3" × 1". Die Anoden sind durch eine mäanderförmige Widerstandsleitung, die Kathoden durch eine gerade Leitung mit geringem Widerstand verbunden. Beide Leitungen können an den 5 × 5 mm<sup>2</sup> großen beschichteten Enden mit Federn kontaktiert werden.

<sup>4</sup>Baumer IMT Industrielle Messtechnik AG, Im Langacher, CH-8606 Greifensee



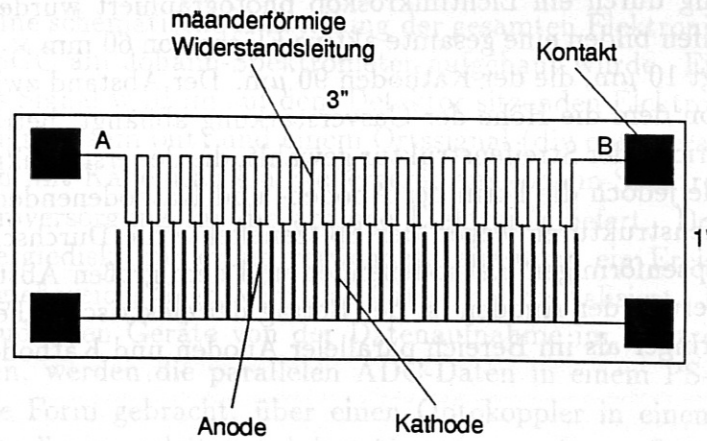


Abb. 29: Schematische Darstellung der Mikrostreifen-Anode

Der Gesamtwiderstand  $R_{ges}$  der Anodenleitung wurde so gewählt, daß er zusammen mit der Gesamtkapazität  $C_{ges}$  der MS-Anode der Relation

$$\tau_{ges} = R_{ges} \cdot C_{ges} \approx 2 \times \tau$$

genügt, wobei  $\tau_{ges}$  die RC-Zeitkonstante der MS-Anode und  $\tau$  die shaping time des Vorverstärkers ist. Durch diese Wahl wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis optimiert, da bei kleinerem  $R_{ges}$  das elektronische Rauschen stärker wird und bei größerem  $R_{ges}$  die Anstiegszeit der Signale stark zunimmt, sodaß die ladungsintegrierenden Vorverstärker nur noch einen Teil des Signals auf sammeln können [25].

Die Streifenstruktur besteht aus Gold auf einer 200 Å dicken Titan-Haftschrift. Als Trägersubstrat wurde das Glas Corning 7740 verwendet, das die zu der Zeit der Bestellung größte bekannte Elektronenleitfähigkeit besaß [26]. Es wurden jeweils drei MS-Anoden mit drei verschiedenen Dicken der Goldbeschichtung hergestellt, um den Gesamtwiderstand der Anodenleitung zu variieren. In Tabelle 3 sind die Goldschichtdicken und die gemessenen Gesamtkapazitäten und -widerstände der verschiedenen MS-Anoden wiedergegeben.

	Schichtdicke	$R_{ges}$	$C_{ges}$
MS I	1500 Å	142 pF	18,24 kΩ
MS II	3000 Å	138 pF	8,20 kΩ
MS III	6000 Å	140 pF	3,76 kΩ

Tab. 3: Dicke der Goldschicht, gemessener Gesamtwiderstand  $R_{ges}$  und gemessene Gesamtkapazität  $C_{ges}$  der drei verschiedenen Mikrostreifen-Anoden.

Abb. 30 zeigt ein zusammengesetztes Bild, bei dem die Mikrostreifen-Anode mit 50-facher Vergrößerung durch ein Lichtmikroskop photographiert wurde. Je 300 Anoden- und Kathodenstreifen bilden eine gesamte aktive Fläche von  $60 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ . Die Breite der Anoden beträgt  $10 \text{ }\mu\text{m}$ , die der Kathoden  $90 \text{ }\mu\text{m}$ . Der Abstand zwischen den benachbarten Streifen, von dem die Höhe der Gasverstärkung abhängt, beträgt  $50 \text{ }\mu\text{m}$ . Damit wurde die selbe Periode der Streifenstruktur gewählt, die der erste Mikrostreifen-Detektor besaß [3]. Es wurde jedoch die Form der Anoden- und Kathodenenden verändert, da bei rechteckigen Streifenstrukturen wegen der Spitzeneffekte die Durchschlagspannung sehr gering ist. Mit ellipsenförmigen Kathodenenden und dem großen Abstand zur halbkreisförmigen Kontaktierung der Anoden ist der Betrag der elektrischen Feldstärke in diesem Bereich überall geringer als im Bereich paralleler Anoden und Kathoden [27].

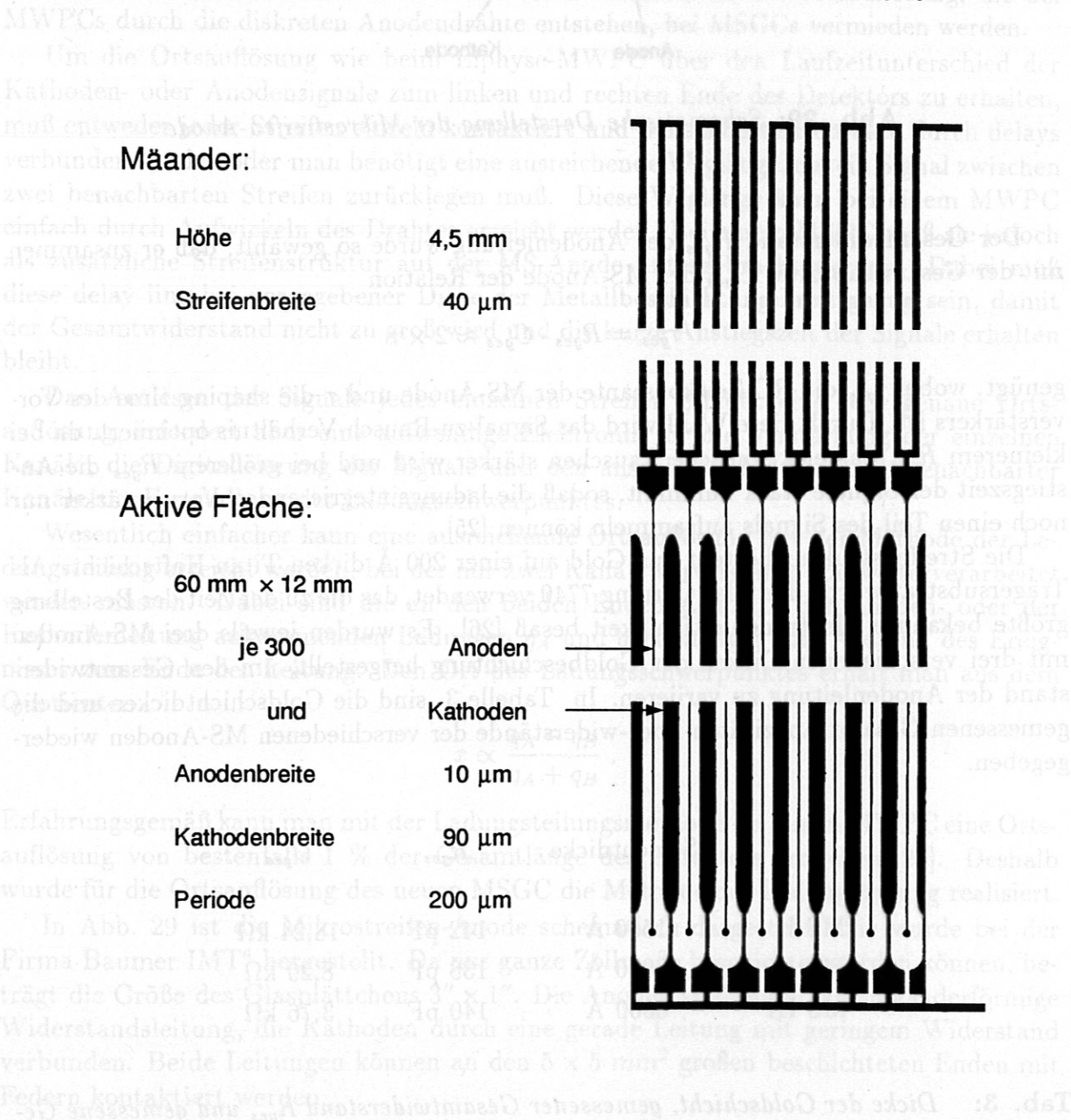


Abb. 30: Lichtmikroskopische Aufnahme der Streifenstruktur.



## Elektronik

Abb. 31 zeigt eine schematische Darstellung der gesamten Elektronik, die für den Einsatz des neuen MSGC am Johann-Spektrometer aufgebaut wurde. Ein in den Anodenstreifen induziertes Signal wird im auf dem Detektor sitzenden Elektronikgehäuse analog zu einem Energiesignal (sum out) und einem Ortssignal (div out) verarbeitet. Diese beiden Signale werden mit Kabeln an ein Steuergerät am Johann-Spektrometer übergeben, das auch die Stromversorgung für die analoge Elektronik liefert. Dort wird das Summensignal zur Energiediskriminierung verwendet: nur wenn ein Ereignis innerhalb des erwünschten Energiebereichs liegt, wird das Ortssignal digitalisiert. Da alle in der Experimenthalle befindlichen Geräte von der Datenaufnahme im Kontrollraum galvanisch getrennt sein sollen, werden die parallelen ADC-Daten in einem PS- (Parallel-Seriell-) Wandler in serielle Form gebracht, über einen Optokoppler in einen Lichtleiter eingespeist, in den Kontrollraum geleitet und dort über einen weiteren Optokoppler und einen SP-Wandler wieder parallelisiert. Ein Memory Controller ordnet die Daten den Speicherplätzen von acht Histogramming Memories zu. Um die Schwellen für die Energiediskriminierung vom Kontrollraum aus fernsteuern zu können, führt ein weiterer Lichtleiter den Sollwert der oberen und unteren Schwelle vom Kontrollraum zum Johann-Spektrometer.

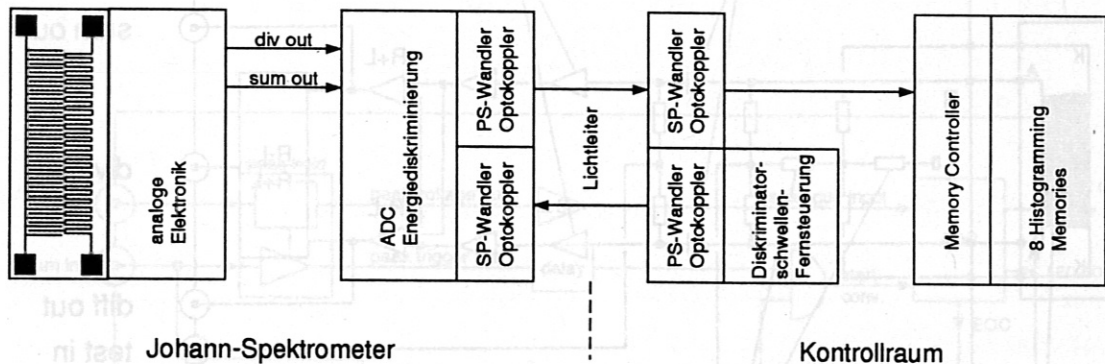


Abb. 31: Schematische Darstellung der gesamten Detektorelektronik.

In Abb. 32 ist die analoge Elektronik des neuen MSGC dargestellt. Die Hochspannung für die Anoden (A) und Kathoden (K) wird von einem externen Netzgerät geliefert. Während der Inbetriebnahme konnten die beiden Spannungen getrennt zugeführt werden, um die Driftspannung zwischen dem Detektorgehäuse und den Kathoden und die Spannung zwischen Anoden und Kathoden einzeln variieren zu können. Für den Dauereinsatz am Johann-Spektrometer werden Anoden und Kathoden von einem einzigen Netzgerät über einen Spannungsteiler versorgt, damit nicht versehentlich die MS-Anode zerstört wird (Einschalten der Anodenspannung vor der Kathodenspannung kann zu Überschlägen führen).

Ein in den Anodenstreifen induziertes Signal wird von den beiden Enden der Widerstandsleitung über den Silberdraht ins Elektronikgehäuse geleitet. Dort werden die

beiden Signale R und L getrennt kapazitiv ausgekoppelt und mit ladungsintegrierenden Vorverstärkern eine zur Ladung proportionale Spannung erzeugt. Anschließend werden die beiden vorverstärkten Signale R und L jeweils aufgespalten und davon das Summen- und das Differenzsignal gebildet. In einem letzten Schritt wird die Differenz durch die Summe dividiert und ergibt das Signal  $\frac{R-L}{R+L}$ , das proportional zum Ort des Ereignisses ist. Das Ortssignal  $\frac{R-L}{R+L}$ , das Summensignal  $(R+L)$ , das proportional zur Energie des Ereignisses ist, und das Differenzsignal  $(R-L)$  können jeweils über eine Buchse ausgelesen werden (div out, sum out und diff out).

Um die Funktionsfähigkeit der Elektronik zu überprüfen, kann über einen Testeingang ein Signal von einem Pulsgenerator auf die beiden Vorverstärkerkanäle gegeben werden, das beim Ausgang sum out beobachtet werden kann. An den beiden Ausgängen diff out und div out, sollten jeweils 0 V beobachtet werden, da für das Testsignal  $R=L$  ist. Ein Differenzsignal ungleich 0 V kann durch einen Offset bei der Differenzbildung ausgeglichen werden, damit das Ortssignal symmetrisch um 0 V liegt.

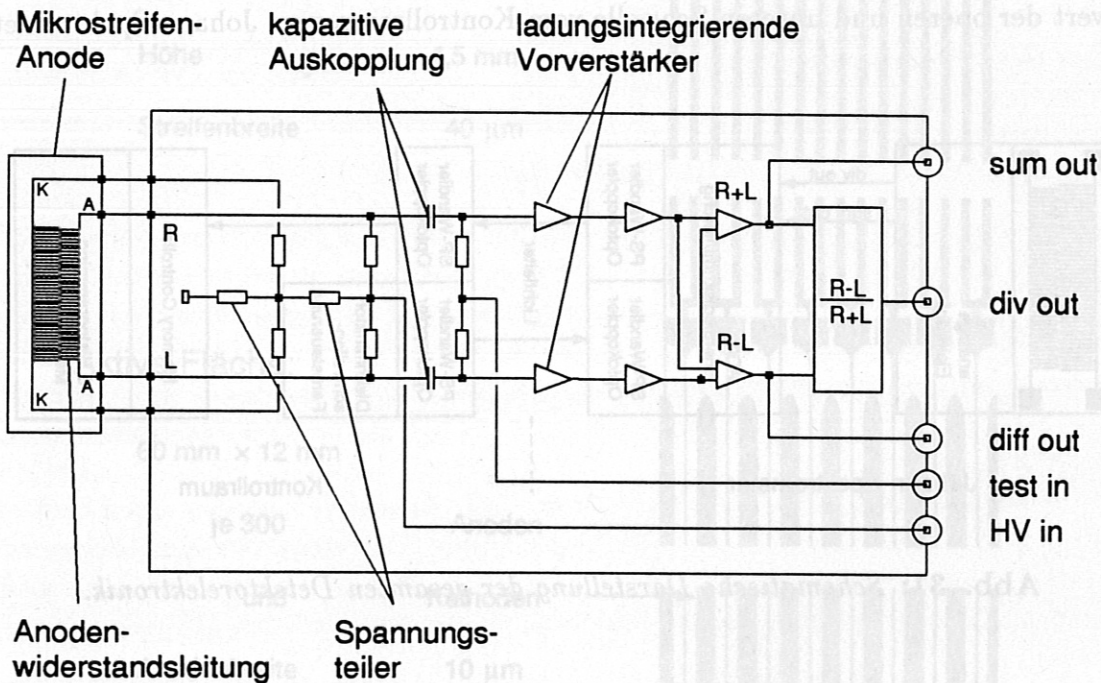


Abb. 32: Schematische Darstellung der analogen Elektronik.

Aus dem auf dem Detektor sitzenden Elektronikgehäuse werden die Signale sum out und div out mit Kabeln zu dem Steuergerät am Johann-Spektrometer geführt. In Abb. 33 ist die Weiterverarbeitung der beiden Signale im Steuergerät dargestellt. Das Summensignal wird hier mehrfach aufgespalten. Ein Teil dient als Trigger für das Einfrieren der Amplitude des Ortssignals im peak hold. Dazu wird das Summensignal differenziert und zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs des differenzierten Signals eine konstante



Gleichspannung erzeugt mit derselben Höhe, wie sie das Ortssignal zu diesem Zeitpunkt hat. Um wirklich die Amplitude und nicht irgendeine Spannung bei Anstieg oder Abfall des Ortssignals festzuhalten, müssen die Maxima des Summen- und des Ortssignals genau übereinander liegen. Während des Detektortests wurde der Zeitversatz zwischen beiden Signalen durch unterschiedliche Kabellängen ausgeglichen. Das lange Kabel für das Summensignal wird später durch ein delay ersetzt. Einfacher wäre es, das Ortssignal aufzuspalten und einen Teil zu differenzieren und als Trigger für das Festhalten der Amplitude zu verwenden. Das ist aber nicht möglich, da das Ortssignal bipolar ist und vor allem für Ereignisse mit  $R=L$  konstant bei 0 V liegt.

Die beiden Teile des Summensignals werden in einem dual comparator mit der oberen (UL) und der unteren (LL) Diskriminatorschwelle verglichen. Die Höhe der Diskriminatorschwellen kann entweder lokal am Steuergerät oder ferngesteuert (remote) vom Kontrollraum aus reguliert werden (adj. UL, adj. LL). Ein Schalter am Steuergerät erlaubt die Umschaltung zwischen diesen beiden Modi. Die gewählte Höhe der Diskriminatorschwellen wird als Gleichspannung an den beiden Buchsen monitor UL und monitor LL ausgegeben. Ereignisse, deren Energiesignal außerhalb des durch die untere und die obere Schwelle festgelegten Bereichs liegt, werden im inhibit circuit unterdrückt, ebenso Ereignisse, die zu einem Zeitpunkt eintreffen, an dem der ADC noch ein anderes Ereignis konvertiert und noch nicht das Signal EOC (end of conversion) an den inhibit

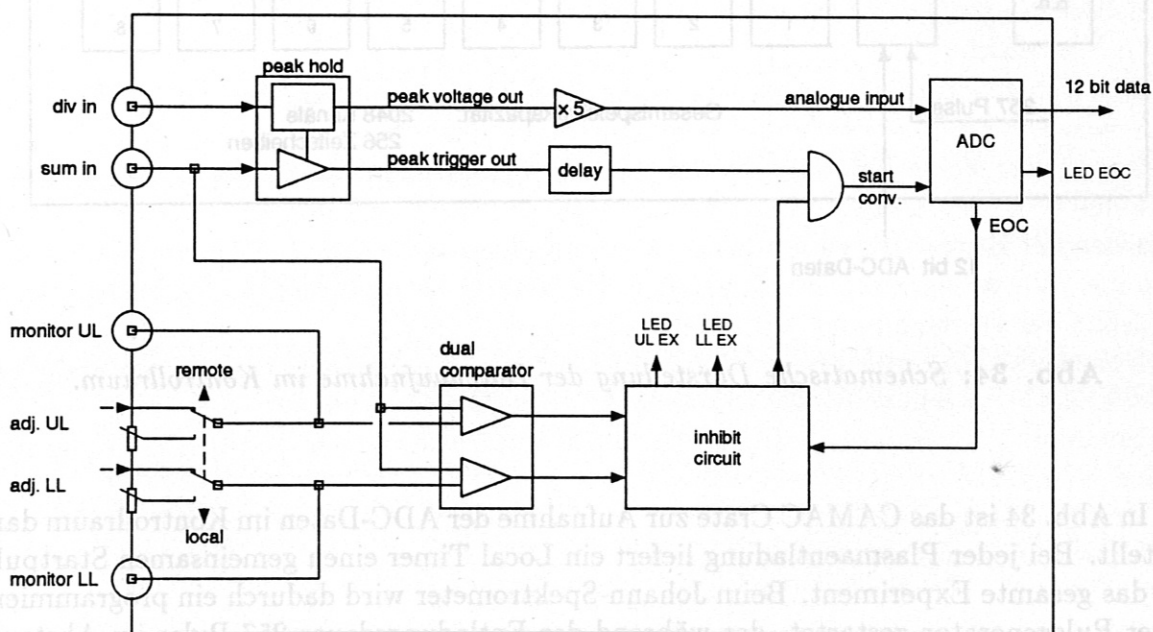


Abb. 33: Schematische Darstellung der Elektronik im Steuergerät am Johann-Spektrometer.

circuit gesendet hat. Es werden nur Ereignisse konvertiert, wenn der ADC gleichzeitig ein Startsignal (start conv.) vom peak hold und vom inhibit circuit bekommt. Der ADC wandelt Eingangsspannungen zwischen  $-10\text{ V}$  und  $+10\text{ V}$  in 12 bit-Daten um. Die Ausgangsspannung des Ortssignals aus dem peak hold (peak voltage out) liegt zwischen  $-2\text{ V}$  und  $+2\text{ V}$  und wird deshalb vor dem ADC um den Faktor 5 verstärkt.

Auf der Frontplatte des Steuergerätes befinden sich drei Leuchtdioden. Überschreitet das Energiesignal eines Ereignisses die untere, bzw. obere Diskriminatorschwelle, leuchten LED LL EX, bzw. LED UL EX auf, LED EOC zeigt die abgeschlossene Konversion eines Ereignisses durch den ADC an. Für jedes konvertierte Ereignis leuchten also gleichzeitig LED LL EX und LED EOC.

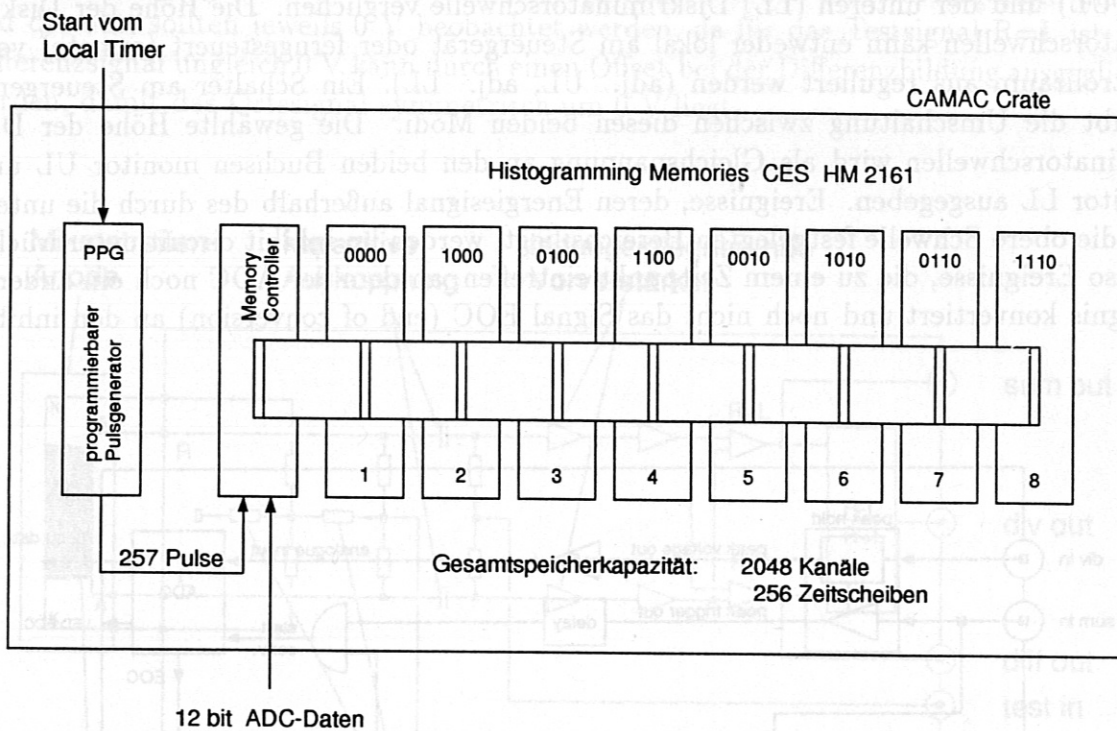


Abb. 34: Schematische Darstellung der Datenaufnahme im Kontrollraum.

In Abb. 34 ist das CAMAC Crate zur Aufnahme der ADC-Daten im Kontrollraum dargestellt. Bei jeder Plasmaentladung liefert ein Local Timer einen gemeinsamen Startpuls für das gesamte Experiment. Beim Johann-Spektrometer wird dadurch ein programmierbarer Pulsgenerator gestartet, der während der Entladungsdauer 257 Pulse im Abstand von 25 ms an den Memory Controller sendet. Der erste Puls startet die Datenaufnahme. Während der 25 ms zwischen zwei Pulsen werden die Daten in ein Histogramm mit 2048 Ortskanälen geschrieben, mit dem nächsten Puls wird das nächste Histogramm begonnen. Das niedrigste Bit wird dabei im Memory Controller unterdrückt und die Daten in einen gemeinsamen Kanal geschrieben. Der für die 256 Zeitscheiben während einer Plasmaentladung benötigte Speicherplatz von 512 kbyte wird von acht Histogramming Memories



CES HM 2161 zur Verfügung gestellt, von denen eines schon für die Datenaufnahme des Elphyse-MWPC verwendet wurde. Die Weiterschaltung der Speicherplatzadressen bei einem Puls des PPG innerhalb eines Histogramming Memories und die Kaskadierung der acht Memories erfolgt durch den Memory Controller. Zusätzlich wird die Datenaufnahme durch ein Handshake zwischen dem Controller und dem adressierten Memory überprüft. Erfolgt auf einen vom Controller ausgehenden TTL-Puls ("data ready") kein "data accepted" Signal vom adressierten Memory, so wird die Datenaufnahme unterbrochen.

5.1. Inbetriebnahme

Da die Gasverstärkung der Mikrostrahlendetektoren verhältnismäßig gering ist, muß die Spannung zwischen den Anoden und den Kathoden möglichst groß gewählt werden, um mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, die im Argon nur etwa über 200 Elektronen pro Puls erzeugt, deutliche Signale zu erhalten. Deshalb wurde mit einem handelsüblichen Transformator-Vorverstärker, der an die Stromleitung leicht angeschlossen werden konnte, diese Spannung bei der ersten neuen MS-Anode schrittweise erhöht, bis bei 825 V die ersten Überspannungsbedeutungen auftraten. Die Anode wurde anschließend zwischen dem ellipsenförmigen Kathodenenden und der handelsüblichen Kontaktierung der Anodenstrahlrohr-Tabellen mittels Metallschleifen mit der MS-Anode verbunden. Als Arbeitsspannung wurde deshalb eine Spannungsabnehmer  $U_A - U_K$  von 500 V gewählt. Anschließend wurde der Detektor bei dieser Arbeitspannung mit verschiedenen handelsüblichen Vorverstärkern getestet, um die nötige Verstärkung zu finden. Die beste Vorverstärkung wurde an gewählt, daß das von der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle stammende Signal bei einer Spannungsabnehmer zwischen Anode und Kathode von 500 V eine Höhe von etwa 150 mV erreicht.

Als nächstes wurde die an die Kathode angelegte Spannung  $U_K$  variiert, die das Driftfeld zwischen der MS-Anode und dem Eintrittsfenster erzeugt. Sobald ab einer kritischen Spannung war keine Veränderung des Summensignals mehr zu erkennen. Der Abstand zwischen MS-Anode und Eintrittsfenster beträgt zwar 1 cm, aber an der ersten Stelle zwischen der Kupfer-Beryllium-Feder, die die Anode fixiert, und dem Eintrittsfenster, dem die Folie an der Frontplatte befestigt ist, beträgt er nun etwa 5 mm. Deshalb wurde die Höhe der Driftspannung auf 115 V festgelegt.

Um zu testen, ob welcher Spannungsabnehmer  $U_A - U_K$  man ein deutliches vom Rauschen unterschiedenes Signal erhält, wurde bei einer Kathodenpannung  $U_K = 115$  V die Arbeitsspannung  $U_A$  variiert. Schon bei  $U_A = 500$  V war das von der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle stammende Signal erkennbar.

Um die Energieauflösung des Detektors zu messen, wurde ein handelsübliches Vorverstärker angeschlossen, da die Auswertzeit und daher der Signalverlust beim neuen Vorverstärker zu gering war. Die Energieauflösung wurde mit dem digitalen Aufnahmegerät zu kurz für den nachfolgenden ADC war, mit dem die Signale aufgenommen wurden. In Abb. 35 ist das gemessene Pulshöhenspektrum für drei Anodenpannungen dargestellt. Die Kathodenpannung beträgt jeweils 115 V. Die Anodenpannungen sind 500 V, 600 V und 700 V. Die Energieauflösung ist bei 500 V am besten, bei 600 V und 700 V ist sie schlechter. Die Energieauflösung ist bei 500 V am besten, bei 600 V und 700 V ist sie schlechter. Die Energieauflösung ist bei 500 V am besten, bei 600 V und 700 V ist sie schlechter.

## Kapitel 5

### Test des Detektors

#### 5.1 Inbetriebnahme

Da die Gasverstärkung der Mikrostreifen-Detektoren vergleichsweise gering ist, muß die Spannung zwischen den Anoden und den Kathoden möglichst groß gewählt werden, um mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, die in Argon nur etwas über 200 Elektron-Ion-Paare erzeugt, deutliche Signale zu erhalten. Deshalb wurde mit einem handelsüblichen langsameren Vorverstärker, der an die Silberdrähte leicht angeschlossen werden konnte, diese Spannung bei der ersten neuen MS-Anode schrittweise gesteigert, bis bei 525 V die ersten Überschläge beobachtet wurden. Die Überschläge fanden ausschließlich zwischen den ellipsenförmigen Kathodenenden und der halbkreisförmigen Kontaktierung der Anodenstreifen statt. Dabei verdampft die Metallbeschichtung und die MS-Anode wird zerstört. Als Arbeitsspannung wurde deshalb eine Spannungsdifferenz  $U_A - U_K$  von 500 V gewählt.

Anschließend wurde der Detektor bei dieser Arbeitsspannung mit verschiedenen handelsüblichen Vorverstärkern getestet, um die nötige Vorverstärkung zu finden. Die neue Vorverstärkung wurde so gewählt, daß das von der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle stammende Signal bei einer Spannungsdifferenz zwischen Anoden und Kathoden von 500 V eine Höhe von etwa 150 mV erreicht.

Als nächstes wurde die an die Kathoden angelegte Spannung  $U_K$  variiert, die das Driftfeld zwischen der MS-Anode und dem Eintrittsfenster erzeugt. Schon ab einer geringen Spannung war keine Veränderung des Summensignals mehr zu erkennen. Der Abstand zwischen MS-Anode und Eintrittsfenster beträgt zwar 1 cm, aber an der engsten Stelle zwischen der Kupfer-Beryllium-Feder, die die Anoden kontaktiert, und dem Rahmen, mit dem die Folie an der Frontplatte befestigt ist, beträgt er nur etwa 5 mm. Deshalb wurde die Höhe der Driftspannung auf 115 V festgelegt.

Um zu testen, ab welcher Spannungsdifferenz  $U_A - U_K$  man ein deutlich vom Rauschen unterscheidbares Signal erhält, wurde bei einer Kathodenspannung  $U_K = 115$  V die Anodenspannung  $U_A$  variiert. Schon ab  $U_A = 500$  V war das von der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle stammende Signal erkennbar.

Um die Energieauflösung des Detektors zu messen, wurde ein handelsüblicher Vorverstärker angeschlossen, da die Anstiegszeit und Dauer der Signale mit dem neuen Vorverstärker zu kurz für den nachfolgenden ADC waren, mit dem die Signale aufgenommen wurden. In Abb. 35 ist das gemessene Pulshöhenspektrum für drei Anodenspannungen dargestellt. Die Kathodenspannung betrug jeweils 115 V. Die Energieauflösung verbessert sich mit steigender Anodenspannung von 21,5 % bei  $U_A = 610$  V (a) über 17,3 % bei  $U_A = 620$  V (b) bis auf 16,9 % bei  $U_A = 630$  V (c). Die Gasverstärkung ist zwischen 610 V und 620 V um den Faktor 1,23 und zwischen 620 V und 630 V um den Faktor 1,19 gestiegen. Die gute Energieauflösung des Detektors ermöglicht eine Energiediskriminierung unerwünschter Signale.



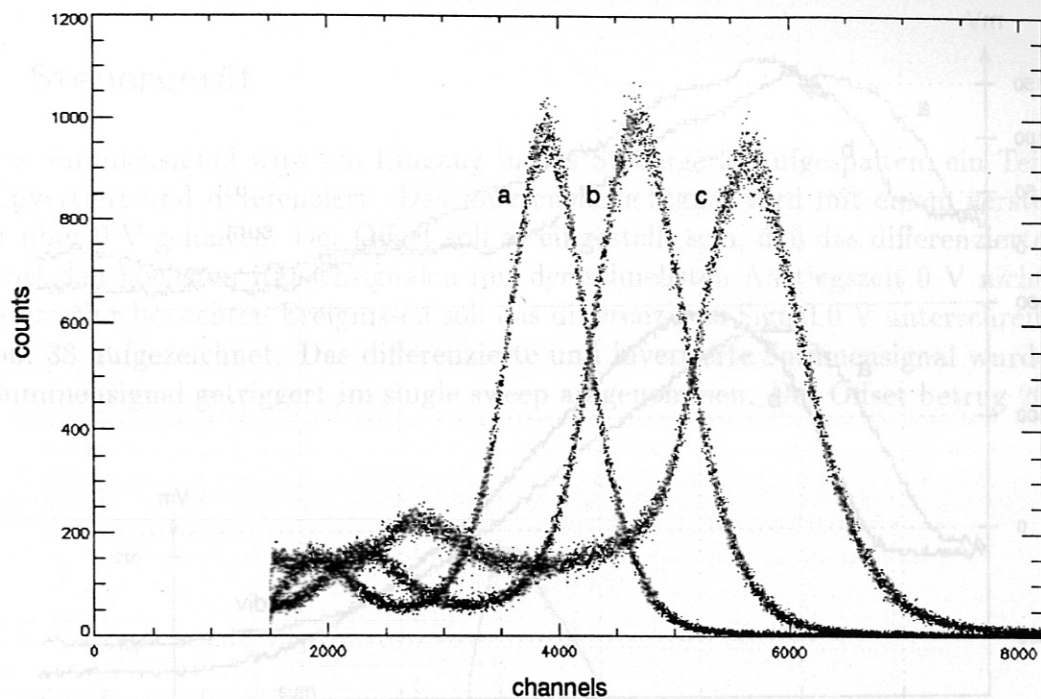


Abb. 35: Pulshöhenspektrum für die drei Anodenspannungen  $U_A = 610 \text{ V}$  (a),  $U_A = 620 \text{ V}$  (b) und  $U_A = 630 \text{ V}$  (c) bei einer Kathodenspannung  $U_K = 115 \text{ V}$ .

## 5.2 Vorverstärkerelektronik

Da die Signale erst nach der Vorverstärkung groß genug sind, um aufgezeichnet werden zu können, werden hier nur das Summensignal (sum), das Differenzsignal (diff) und das dividierte Signal (div) gezeigt, wie sie aus dem Elektronikgehäuse über dem Detektor ausgelesen werden können. Zur Aufzeichnung der Signale stand ein digitales Speicheroszilloskop zur Verfügung, mit dem zwei Kanäle simultan im single sweep bei hoher Zeitauflösung der Signale beobachtet werden konnten. Abb. 36 zeigt zwei typische Summensignale (sum) und die dazugehörigen zum Ort proportionalen dividierten Signale (div), die auf diese Weise aufgezeichnet wurden.

Aus der analogen Vorverstärkerelektronik erhält man mit einem Spalt zwischen Röntgenquelle und Detektor somit ein ortsabhängiges analoges Signal. Dies ist in Abb. 37 für drei Spaltpositionen links, in der Mitte und auf der rechten Seite des Eintrittsfensters dargestellt. Da nur zwei Signale simultan im single sweep aufgezeichnet werden konnten, werden Summen-, Differenz- (diff) und das dividierte Signal hier über 32 Ereignisse gemittelt, wodurch das Rauschen der einzelnen Signale unterdrückt wird.

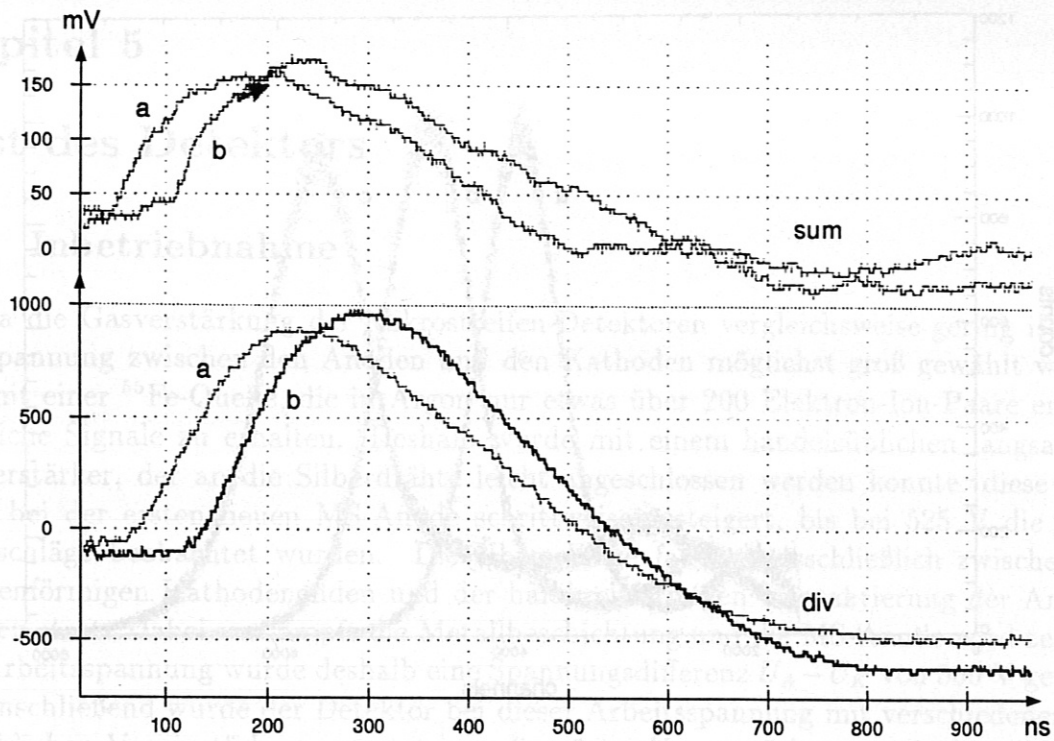


Abb. 36: Summensignal (*sum*) und dividiertes Signal (*div*) für zwei Ereignisse *a* und *b*.

Als nächstes wurde die an die Kathoden angelegte Spannung  $U_c$  variiert, die das Diff. Feld zwischen der MS-Anode und dem Eintrittsfenster erzeugt. Schon ab einer gewissen Spannung war keine Veränderung des Summensignals mehr zu erkennen. Der Abstand

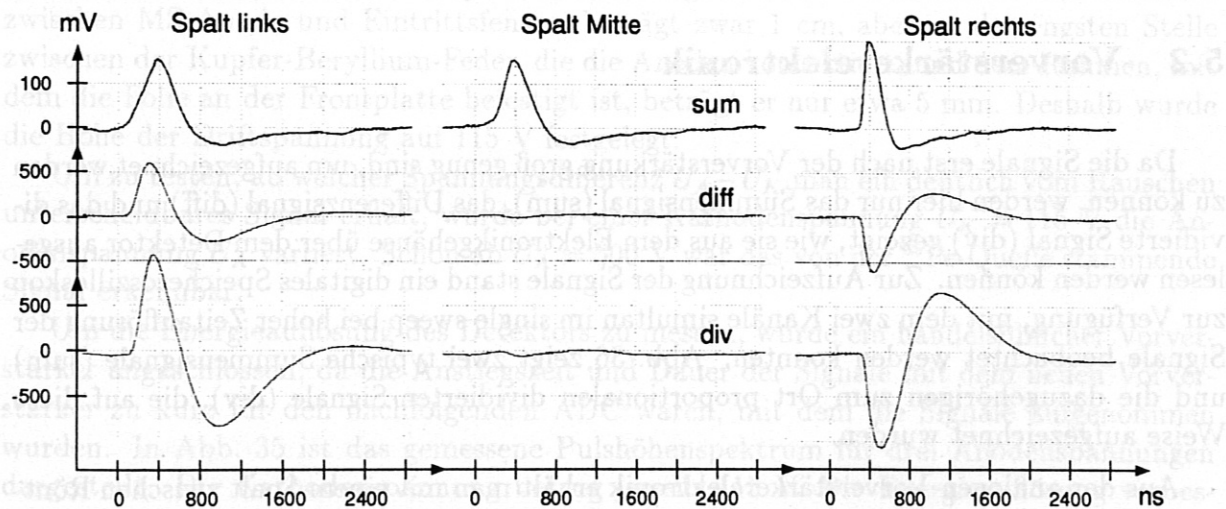


Abb. 37: Summen- (*sum*), Differenz- (*diff*) und dividiertes Signal (*div*) für drei Spaltpositionen auf der linken und rechten Seite und in der Mitte des Eintrittsfensters. Die Signale sind über 32 Ereignisse gemittelt.



### 5.3 Steuergerät

Das Summensignal wird am Eingang in das Steuergerät aufgespalten, ein Teil davon wird invertiert und differenziert. Das differenzierte Signal wird mit einem verstellbaren Offset über 0 V gehalten. Der Offset soll so eingestellt sein, daß das differenzierte Signal auch bei den höchsten Rauschsignalen mit der schnellsten Anstiegszeit 0 V nicht unterschreitet. Nur bei echten Ereignissen soll das differenzierte Signal 0 V unterschreiten, wie in Abb. 38 aufgezeichnet. Das differenzierte und invertierte Summensignal wurde durch das Summensignal getriggert im single sweep aufgenommen. Der Offset betrug 200 mV.

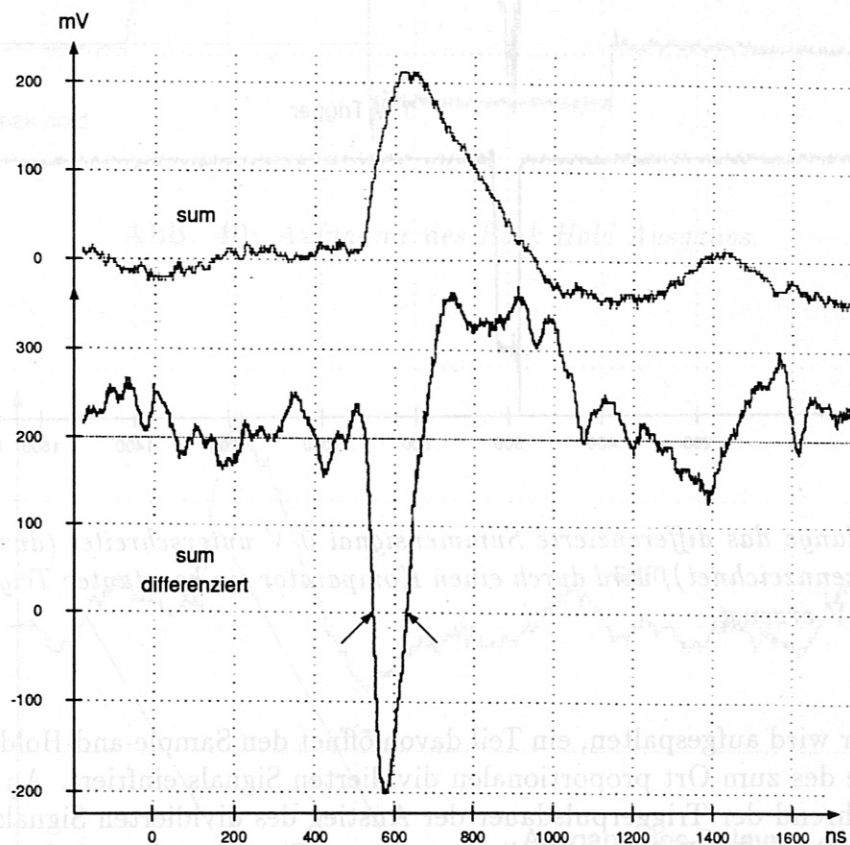
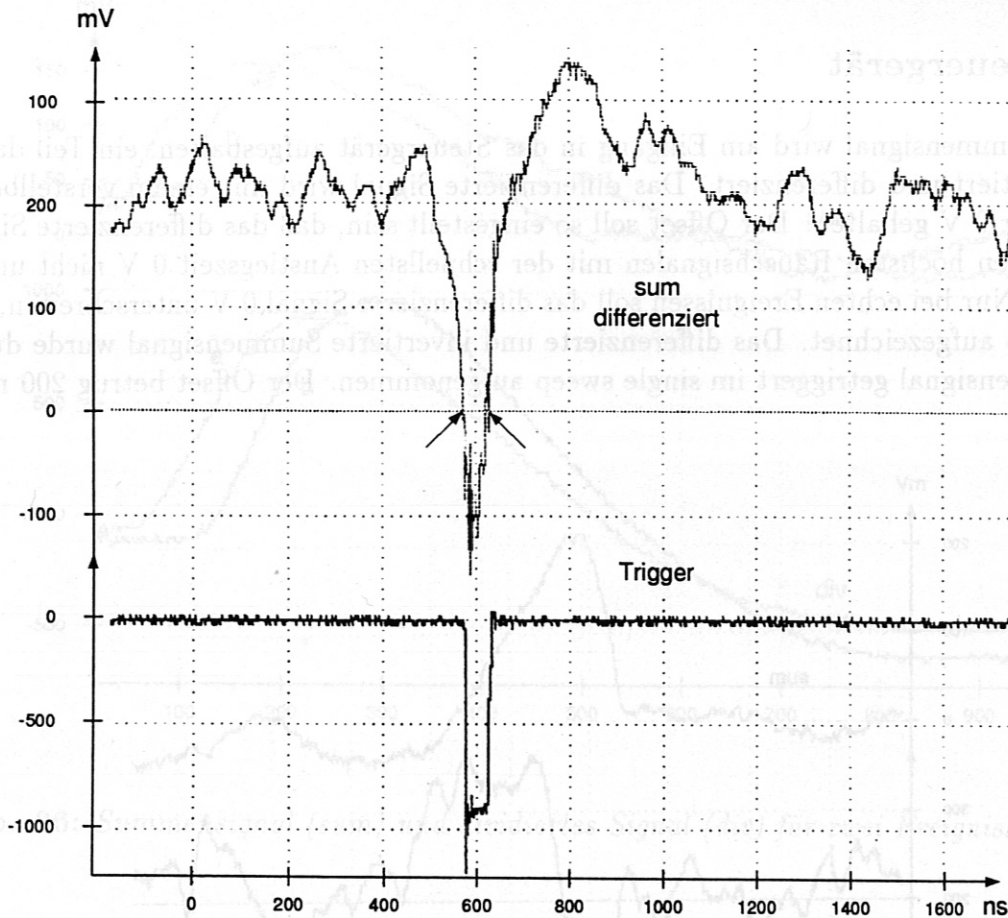


Abb. 38: Summensignal und differenziertes, invertiertes Summensignal.

Solange das differenzierte Signal 0 V unterschreitet (in Abb. 38 durch die Pfeile gekennzeichnet), erzeugt ein nachfolgender Komparator einen konstanten Triggerpuls von -1 V (Abb. 39).



**Abb. 39:** Solange das differenzierte Summensignal 0 V unterschreitet (durch die Pfeile gekennzeichnet), wird durch einen Komparator ein konstanter Trigger-Puls von -1 V erzeugt.

Der Trigger wird aufgespalten, ein Teil davon öffnet den Sample-and-Hold-Circuit, der die Amplitude des zum Ort proportionalen dividierten Signals einfriert. An dessen Ausgang kann während der Triggerpulsdauer der Anstieg des dividierten Signals beobachtet werden. Beim Ende des Pulses wird die momentane Spannung festgehalten. Dies ist in Abb. 40 aufgezeichnet. Die Höhe der Spannung liegt zwischen -2 V und +2 V und wird vor dem ADC, der Signale zwischen -10 V und +10 V verarbeiten kann, um den Faktor 5 verstärkt.

Der andere Teil des Triggerpulses geht über ein Delay zum ADC und gibt das Signal zum Konvertieren der Peak Hold Spannung. Das Delay besteht aus monostabilen Flipflops. Der erste davon gibt beim Eintreffen eines Triggerpulses ein Signal zurück an den Komparator, das diesen für die Zeitdauer des Delays schließt. Das Delay wird benötigt, um mit Hilfe eines Dual Comparators die Energiediskriminierung des Summensignals abzuschließen, es beträgt 550 ns. In Abb. 41 sind das Summensignal



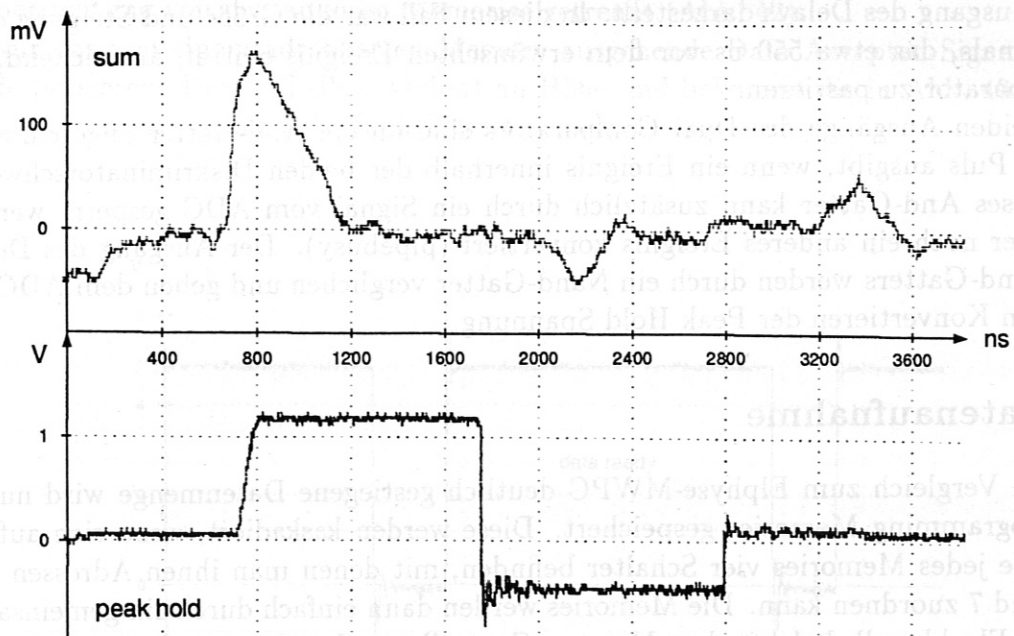


Abb. 40: Aufnahme des Peak Hold Ausgangs.

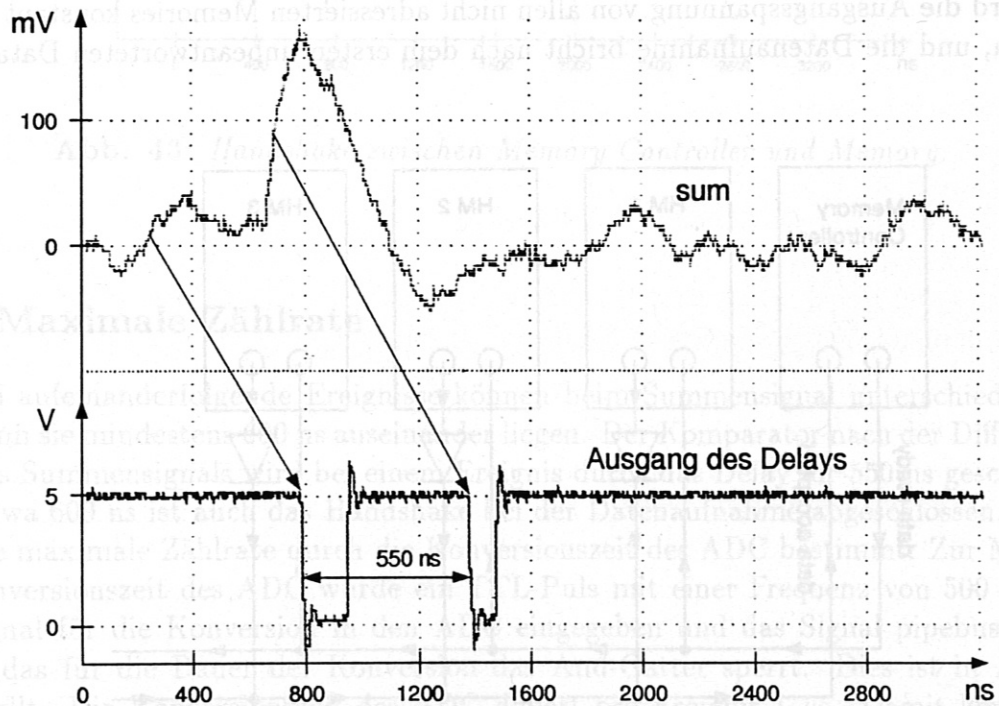


Abb. 41: Summensignal und Delayausgang. Ein hohes Rauschsignal, das etwa 550 ns vor dem erwünschten Ereignis eintraf, passierte auch den Komparator.

und der Ausgang des Delays dargestellt. In diesem Fall war die Größe und Steigung eines Rauschsignals, das etwa 550 ns vor dem erwünschten Ereignis eintraf, ausreichend, um den Komparator zu passieren.

Die beiden Ausgänge des Dual Comparators sind an ein And-Gatter angeschlossen, das einen Puls ausgibt, wenn ein Ereignis innerhalb der beiden Diskriminatorschwellen liegt. Dieses And-Gatter kann zusätzlich durch ein Signal vom ADC gesperrt werden, wenn dieser noch ein anderes Ereignis konvertiert (pipebusy). Der Ausgang des Delays und des And-Gatters werden durch ein Nand-Gatter verglichen und geben dem ADC das Signal zum Konvertieren der Peak Hold Spannung.

## 5.4 Datenaufnahme

Die im Vergleich zum Elphyse-MWPC deutlich gestiegene Datenmenge wird nun in acht Histogramming Memories gespeichert. Diese werden kaskadiert, wozu sich auf der Frontplatte jedes Memories vier Schalter befinden, mit denen man ihnen Adressen zwischen 0 und 7 zuordnen kann. Die Memories werden dann einfach durch ein gemeinsames 50-poliges Flachbandkabel mit dem Memory Controller verbunden.

Es zeigte sich jedoch, daß entgegen der Angaben in der Bedienungsanleitung schon zwei Memories nicht mehr kaskadierten. Der Grund dafür wird in Abb. 43 ersichtlich. Dies liegt daran, daß der vom Memory Controller ausgehende negative Puls (data ready) vom adressierten Memory durch einen positiven TTL-Puls (data accepted) beantwortet wird. Da jedoch alle Data Accepted Ausgänge durch eine gemeinsame Leitung verbunden sind, wird die Ausgangsspannung von allen nicht adressierten Memories konstant bei 0 V gehalten, und die Datenaufnahme bricht nach dem ersten unbeantworteten Data Ready

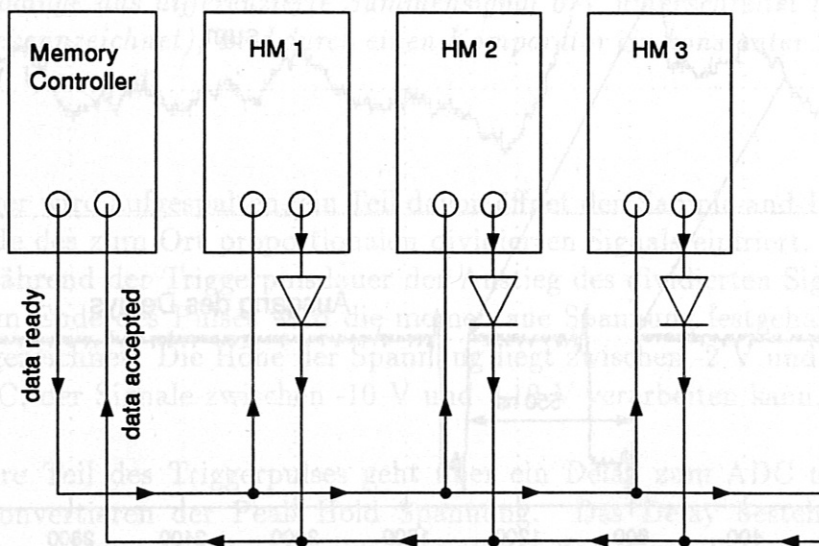


Abb. 42: Umbau der Histogramming Memories.



Signal ab. Deshalb wurde in jedem Memory die Data Accepted Leitung durch eine Diode in Sperrichtung von den anderen Memories getrennt (Abb. 42).

Nur das von einem adressierten Memory ausgehende Data Accepted Signal kann die Diode passieren. Der TTL-Puls verliert an Höhe und bekommt die in Abb. 43 wiedergegebene Form, das Handshake funktioniert jedoch.

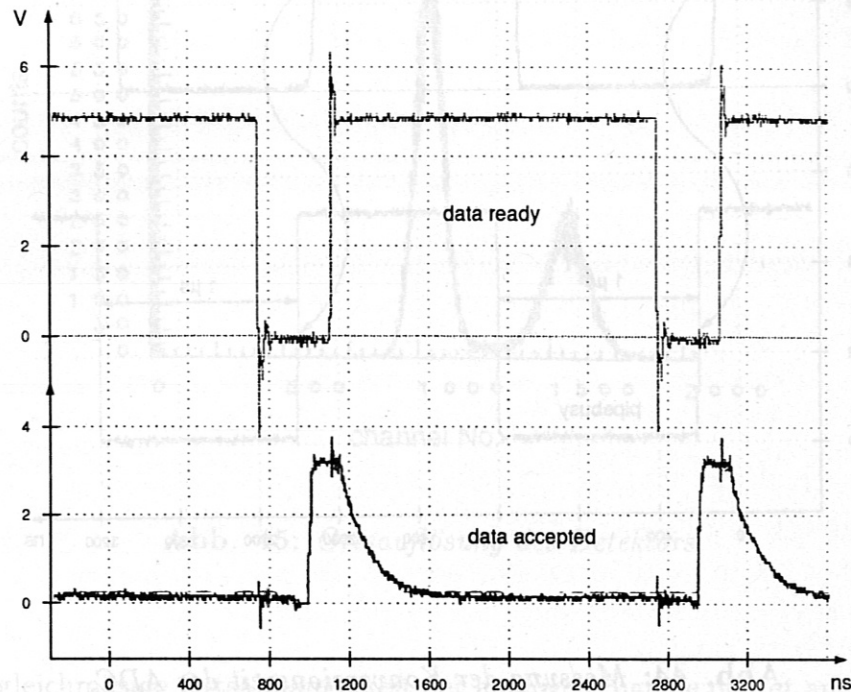


Abb. 43: Handshake zwischen Memory Controller und Memory.

## 5.5 Maximale Zählrate

Zwei aufeinanderfolgende Ereignisse können beim Summensignal unterschieden werden, wenn sie mindestens 600 ns auseinander liegen. Der Komparator nach der Differenzierung des Summensignals wird bei einem Ereignis durch das Delay für 550 ns geschlossen. Nach etwa 600 ns ist auch das Handshake bei der Datenaufnahme abgeschlossen. Damit wird die maximale Zählrate durch die Konversionszeit des ADC bestimmt. Zur Messung der Konversionszeit des ADC wurde ein TTL-Puls mit einer Frequenz von 500 kHz als Startsignal für die Konversion in den ADC eingegeben und das Signal pipebusy beobachtet, das für die Dauer der Konversion das And-Gatter sperrt. Dies ist in Abb. 44 dargestellt. Die Konversionszeit des ADC dauert pro Ereignis 1  $\mu$ s. Damit können regelmäßig wiederkehrende Ereignisse mit einer Frequenz bis zu 1 MHz verarbeitet werden. Die höchste bisher mit der Röntgenquelle gemessene Zählrate betrug 250 kHz und war durch die Aktivität der Quelle begrenzt.

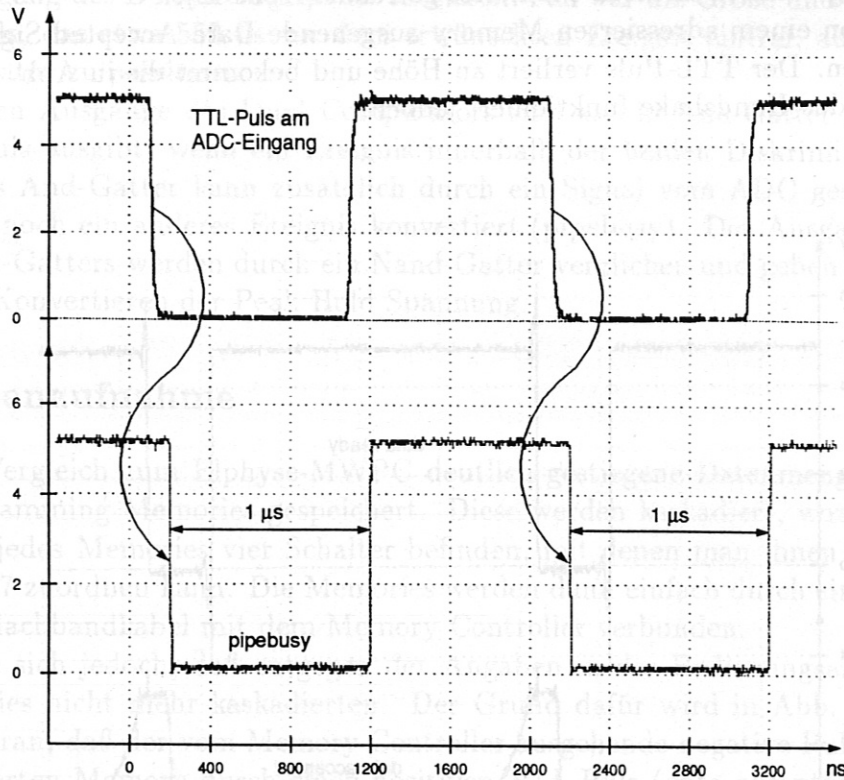


Abb. 44: Messung der Konversionszeit des ADC.

## 5.6 Ortsauflösung

Um die Ortsauflösung zu bestimmen, wurde ein Spalt zwischen die  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle und das Eintrittsfenster gestellt. Da die Intensität der Quelle nicht sehr hoch ist, wurde ein 1 mm breiter Spalt verwendet. Abb. 45 zeigt die gemessene Ortsauflösung des Detektors.

Die bisher erreichte Ortsauflösung entspricht dem kleineren Peak auf der rechten Seite. Der Spalt befand sich etwa 2,5 cm von der Mitte des Eintrittsfensters entfernt. Damit hat der kleine Peak eine volle Halbwertsbreite von 8 mm, die Ortsauflösung entspricht damit also 4 mm.

Unerwünschte Signale können durch die Energiediskriminierung und durch die Höhe des Offsets des differenzierten Summensignals verworfen werden. Der Peak in der Mitte stammt von Rauschsignalen, die beide Diskriminierungsmöglichkeiten passiert haben. Dabei wird im Sample-and-Hold-Circuit das Rauschen des zum Ort proportionalen dividierten Signals festgehalten, und man erhält einen Peak um 0 V, was einem Ereignis in der Mitte des Detektors entspricht.



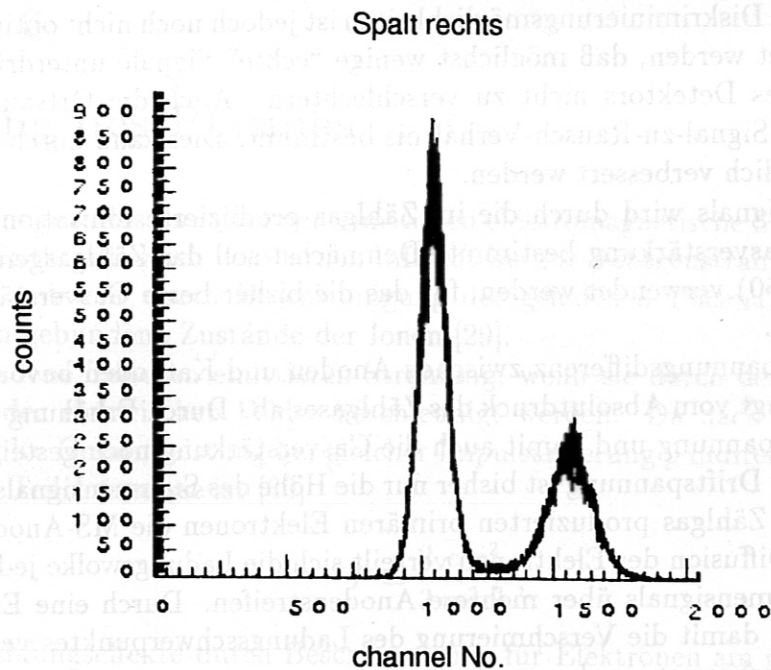


Abb. 45: Ortsauflösung des Detektors.

Die sehr gleichmäßige Ortsabhängigkeit der analogen Signale deutet an, daß die Ortsauflösung bei der Verarbeitung im Steuergerät, z. B. durch eine zeitliche Verschiebung von Summen- und Differenzsignal beim Eingang in den Sample-and-Hold-Circuit, deutlich verschlechtert wird. Die zeitliche Übereinstimmung der beiden Signale wird bisher durch die Kabellänge des Summensignals erreicht. Dies wird noch optimiert und durch ein Delay ersetzt.

Für eine genauere Bestimmung der Ortsauflösung nach deren Optimierung steht eine wesentlich intensivere Röntgenröhre mit einer Chrom-Anode zur Verfügung, die eine charakteristische Linie mit 5,3 keV besitzt.

## 5.7 Ausblick

Der größte Teil des Detektortests bestand aus dem Überprüfen des Zusammenspiels der einzelnen Elemente der Elektronik. Die Messung der für Gasdetektoren üblichen Angaben wie absolute Gasverstärkung und genauere Bestimmung der Ortsauflösung sind vorbereitet, konnten aber nicht mehr durchgeführt werden.

Die Schwierigkeiten bei der Signalverarbeitung resultieren daraus, daß die erwünschten Signale nur knapp über dem Rauschen liegen. Dadurch hat das differenzierte Summensignal bei der kurzen Anstiegszeit mancher Rauschsignale oft dieselbe Höhe wie schwache erwünschte Signale mit einer vergleichsweise langen Anstiegszeit, weshalb nicht zwischen

beiden unterschieden werden kann. Diese Rauschsignale, die den Komparator passieren können, müßten dann durch die Energiediskriminierung verworfen werden. Das Zusammenspiel der beiden Diskriminierungsmöglichkeiten ist jedoch noch nicht optimiert. Dabei muß darauf geachtet werden, daß möglichst wenige "echte" Signale unterdrückt werden, um die Effizienz des Detektors nicht zu verschlechtern. Auch die Ortsauflösung wird durch das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt. Dies kann durch verschiedene Änderungen wesentlich verbessert werden.

Die Höhe des Signals wird durch die im Zählgas produzierte Ionisationsladung und die nachfolgende Gasverstärkung bestimmt. Demnächst soll das Zählgasgemisch Argon-Dimethylether (50-50) verwendet werden, für das die bisher beste Gasverstärkung dokumentiert wurde [28].

Die maximale Spannungsdifferenz zwischen Anoden und Kathoden bevor es zu Überschlägen kommt hängt vom Absolutdruck des Zählgases ab. Durch Erhöhung des Zählgasdrucks kann diese Spannung und damit auch die Gasverstärkung noch gesteigert werden.

Bei der Wahl der Driftspannung ist bisher nur die Höhe des Summensignals berücksichtigt, so daß alle im Zählgas produzierten primären Elektronen die MS-Anode erreichen. Durch die laterale Diffusion der Elektronen verteilt sich die Ladungswolke jedoch bei gleicher Höhe des Summensignals über mehrere Anodenstreifen. Durch eine Erhöhung der Driftspannung kann damit die Verschmierung des Ladungsschwerpunktes verringert und die Ortsauflösung verbessert werden.

Eine andere Maßnahme betrifft die Höhe des Rauschens. Der Einfluß des Widerstandes der Anodenleitung und damit der RC-Zeitkonstante der MS-Anode auf das Rauschen, wie in [25] angegeben, kann noch untersucht werden. Dazu stehen bereits drei MS-Anoden mit verschiedenen Gesamtwiderständen zur Verfügung.

Da die Gasverstärkung vom Abstand zwischen Anoden- und Kathodenstreifen abhängt, kann langfristig durch eine neue MS-Anode mit einer größeren Periode der Streifenstruktur die Gasverstärkung erheblich vergrößert werden.



## Kapitel 6

### Strahlung des Plasmas

Magnetisch eingeschlossene Plasmen emittieren elektromagnetische Strahlung über einen sehr weiten Spektralbereich vom fernen Infrarot bis zur Röntgenstrahlung. Die Strahlung des Plasmas entsteht durch Beschleunigung der geladenen Plasmateilchen oder durch Übergänge in gebundene Zustände der Ionen [29].

Freie geladene Teilchen emittieren Strahlung, wenn sie durch den Einfluß eines magnetischen oder elektrischen Feldes beschleunigt werden. Da nach der Larmor-Formel die abgestrahlte Gesamtleistung bei gleicher Impulsänderung  $\dot{p}$  indirekt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse ist [30]

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 \dot{p}^2}{m^2 c^3},$$

sind die Strahlungseffekte durch Beschleunigung für Elektronen am größten. Freie Elektronen, die um Magnetfeldlinien gyrieren, verhalten sich wie oszillierende Dipole und strahlen mit der Elektronenzyklotronfrequenz  $\omega_{ce}$  und deren niedrigen Harmonischen

$$\omega = n \cdot \omega_{ce} = n \cdot \frac{eB}{m_e}.$$

Durch die Beschleunigung freier Elektronen im Coulomb-Feld von Ionen entsteht Bremsstrahlung. Dies entspricht dem Übergang des Elektrons zwischen zwei ungebundenen Zuständen eines Ions, und es ergibt sich ein kontinuierliches Spektrum.

Rekombinationsstrahlung freier Elektronen beim Einfang durch ein Ion ergibt auch ein kontinuierliches Spektrum. Dieses weist allerdings Kanten auf, die durch den Einfang von Elektronen mit vernachlässigbarer Bewegungsenergie in einen bestimmten Bindungszustand eines Ions entstehen.

Aus diesem kontinuierlichen Spektrum ragt Linienstrahlung. Wie bei neutralen Atomen können auch bei hoch geladenen Ionen gebundene Elektronen in angeregte Zustände gehoben werden, die durch Emission von Photonen abgeregt werden. Bei hoher Elektrentemperatur sind die so entstandenen Linien von Ionen aus dem Plasmazentrum im Bereich der Röntgenstrahlung.

Das Plasma ist für die Strahlung optisch dünn, d.h. die entstehenden Photonen verlassen das Plasma, ohne wieder absorbiert zu werden. Nur im Bereich der Elektronenzyklotronresonanzfrequenz und ihrer Harmonischen ist die Abstrahlung und Reabsorption so stark, daß das Plasma für die Strahlung optisch dick ist. Die optische Tiefe ist dabei definiert als

$$\tau \equiv \int_{s_1}^{s_2} \alpha(\omega) ds,$$

wobei entlang der Weglänge  $ds$  des Strahls integriert wird. Der Absorptionskoeffizient  $\alpha(\omega)$  ist die relative Strahlungsabsorptionsrate pro Weglängeneinheit [29].

Magnetisch eingeschlossene Plasmen enthalten neben den Hauptkomponenten Wasserstoff, Deuterium oder Helium, auch geringe Anteile von Verunreinigungen. Das sind vor allem Kohlenstoff von den Prallplatten und Hitzeschildern, Sauerstoff aus gasförmigem Wasser und Chlor aus Kochsalz und Lösungsmitteln, die bei Belüftung in das Vakuumgefäß eindringen und die Wände belegen, und Metalle wie Eisen und Nickel, die durch Plasma-Wand-Wechselwirkung aus den Strukturmaterialien des Plasmagefäßes gelöst werden. Ein großer Teil der aus dem Plasma abgestrahlten Leistung entsteht durch Linienstrahlung dieser Verunreinigungen.

## 6.1 Linienstrahlung

### Strahlung heliumähnlicher Ionen

In ASDEX Upgrade Plasmen ergibt sich ein Temperaturprofil mit einer zentralen Elektronentemperatur von einigen keV und einer Randtemperatur im eV-Bereich. Darum existieren im Plasma alle Ionisationsstufen eines Verunreinigungselements von der höchsten, im Plasmazentrum erreichten, bis zum neutralen Atom. Im Zentrum sind die leichten Verunreinigungen bereits vollständig ionisiert und können deshalb keine Linienstrahlung mehr aussenden. Schwerere Elemente wie Chlor oder Eisen hingegen besitzen auch im Plasmazentrum noch wenige Elektronen.

Über einem weiten Temperaturbereich liegen die Verunreinigungen als heliumähnliche Ionen vor (siehe Abb. 50), d.h. als Ionen mit zwei gebundenen Elektronen. Das liegt an der relativ niedrigen Ionisierungsenergie von Elektronen der 2. und höheren Schalen und der großen Energielücke zwischen der 1. und der 2. Schale. Heliumähnliche Ionen sind "leicht" zu produzieren und "schwer" zu ionisieren.

Wenn eine Ionisationsstufe aus quantenmechanischen Gründen viele verschiedene Linien aussenden kann, sind diese im Durchschnitt schwächer. Die wenigen Linien eines einfacheren Systems sind dagegen deutlicher sichtbar. Die Resonanzlinie, d.h. die aus einem elektrischen Dipolübergang in den Grundzustand folgende Linie,  $1s^2 \ ^1S - 1s2p \ ^1P$  von heliumähnlichen Ionen ist deshalb sehr gut zur Bestimmung der Iontemperatur aus der Dopplerverbreiterung geeignet.

In Abb. 46 ist das Termschema heliumähnlicher Ionen dargestellt. Bei kleinen Kernladungszahlen ist die Wechselwirkung der Bahndrehimpulse  $\vec{l}$  der Elektronen untereinander und ebenso der Spins  $\vec{s}$  untereinander so stark, daß sie zu einem Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$  und einem Gesamtspin  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$  koppeln, die dann den Gesamtspin  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  ergeben (LS-Kopplung). Wenn die beiden Elektronen zum Gesamtspin  $S=1$  koppeln, ergibt sich ein Triplett, zum Gesamtspin  $S=0$  gekoppelte Zustände bilden ein Singulett. Nach dem Pauli-Prinzip muß die Gesamtwellenfunktion eines Systems von Elektronen antisymmetrisch sein. Die drei Zustände des Triplets sind gegenüber der Vertauschung der beiden Teilchenindizes bei der Spinwellenfunktion symmetrisch, während der Singulett-Zustand antisymmetrisch ist. Damit die gesamte Zweiteilchenwellenfunktion antisymmetrisch ist, muß sie gegenüber der Vertauschung der beiden Ortskoordinaten in den Triplett-Zuständen antisymmetrisch und in den Singulett-Zuständen symmetrisch sein. Der Grundzustand des Heliumatoms, in der beide Elektronen die  $1s$  Ortswellenfunktion besetzen ist deshalb nur im Spin-Singulett-Zustand möglich.



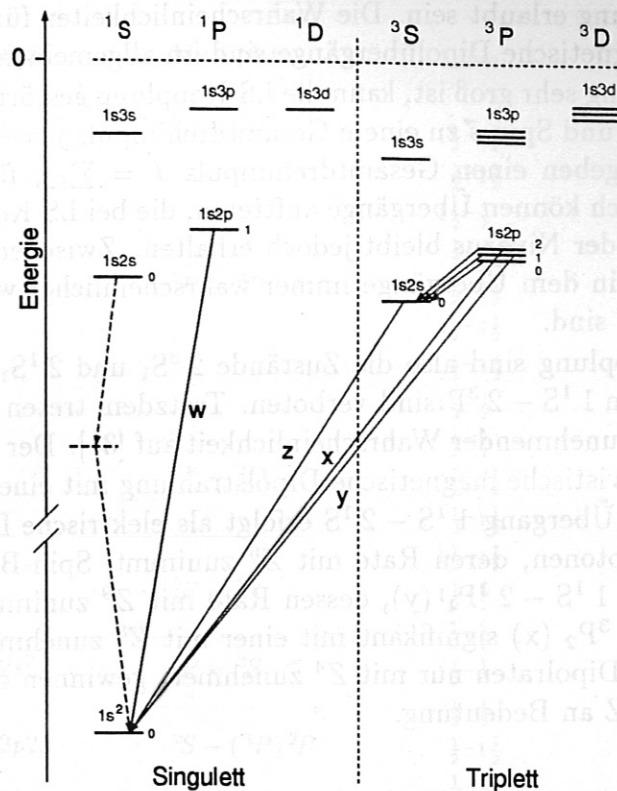


Abb. 46: Termschema der heliumähnlichen Ionen mit der Resonanzlinie  $w$ , den Interkombinationslinien  $x$  und  $y$  und der spin-verboden line  $z$ . Bei den  ${}^3S$ -Zuständen ist die dreifache Multiplizität nicht ausgebildet, da  $s \geq 1$ . Der metastabile Zustand  $1s2s\ {}^1S$  kann nur durch Aussendung von zwei Photonen zerfallen. Der Zustand  $1s2p\ {}^3P$  kann nicht in den Grundzustand zerfallen, da beide Zustände den Gesamtdrehimpuls  $J = 0$  haben, sondern es erfolgt ein Übergang nach  $1s2s\ {}^3S$ .

Da bei Helium oder heliumähnlichen Ionen der niedrigste Zustand  $2s^2$ , in dem beide Elektronen angeregt sind, deutlich über der Ionisationsenergie liegt, werden nur elektromagnetische Übergänge der Art  $1s\ nl$  aus Einzelelektronenanregung betrachtet. Der wichtigste ist der elektrische Dipolübergang aus der 2. Schale in den Grundzustand ( $w$ ), der für schwerere Verunreinigungen wie Chlor oder Eisen im Bereich der weichen Röntgenstrahlung liegt.

Im Helium oder in heliumähnlichen Ionen gibt es wegen der Auswahlregel  $\Delta S = 0$  in der elektrischen Dipolnäherung keine Übergänge zwischen Triplet- und Singulett-Zuständen (Interkombinationsverbot). Für die Stoßanregung gelten die Auswahlregeln nicht, und man kann durch Elektronenstöße z.B. den  $2^3S_1$ -Zustand erzeugen, der als energetisch niedrigster Triplet-Zustand wegen des Interkombinationsverbots metastabil ist. Auch der Singulett-Zustand  $2^1S_1$  kann nicht durch elektrische Dipolstrahlung zerfallen, da Übergänge von  $L = 0$  nach  $L = 0$  verboten sind, und ist deshalb metastabil.

Übergänge, die in Dipolnäherung verboten sind, können für elektromagnetische Prozesse in höherer Ordnung erlaubt sein. Die Wahrscheinlichkeiten für elektrische Quadrupolübergänge und magnetische Dipolübergänge sind im allgemeinen sehr klein.

Wenn die Kernladung sehr groß ist, kann die LS-Kopplung gestört sein. Dann addieren sich Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  und Spin  $\vec{s}$  zu einem Gesamtdrehimpuls  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  für jedes einzelne Elektron und diese ergeben einen Gesamtdrehimpuls  $\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i$  für das ganze System (*jj*-Kopplung). Dadurch können Übergänge auftreten, die bei LS-Kopplung nicht erlaubt sind. Die Gesamtzahl der Niveaus bleibt jedoch erhalten. Zwischen beiden Kopplungen gibt es einen Bereich, in dem Übergänge immer wahrscheinlicher werden, die bei reiner LS-Kopplung verboten sind.

In strenger LS-Kopplung sind also die Zustände  $2^3S_1$  und  $2^1S_1$  metastabil, und die Interkombinationslinien  $1^1S - 2^3P$  sind verboten. Trotzdem treten die folgenden verbotenen Übergänge mit zunehmender Wahrscheinlichkeit auf [31]. Der Übergang  $1^1S - 2^3S$  (z) erfolgt durch relativistische magnetische Dipolstrahlung mit einer Übergangsrate, die mit  $Z^{10}$  zunimmt; der Übergang  $1^1S - 2^1S$  erfolgt als elektrische Dipolstrahlung durch Emission von zwei Photonen, deren Rate mit  $Z^6$  zunimmt; Spin-Bahn-Wechselwirkung bewirkt den Übergang  $1^1S - 2^3P_1$  (y), dessen Rate mit  $Z^9$  zunimmt; für große  $Z$  wird der Übergang  $1^1S - 2^3P_2$  (x) signifikant mit einer mit  $Z^8$  zunehmenden Rate. Da die erlaubten elektrischen Dipolraten nur mit  $Z^4$  zunehmen, gewinnen die verbotenen Übergänge mit steigendem  $Z$  an Bedeutung.

### Strahlung lithiumähnlicher Ionen: Satellitenlinien

Die Spektren heliumähnlicher Ionen zeigen zusätzlich zu den charakteristischen Heliumlinien eine Reihe von Satelliten von Übergängen der Art  $1s^2nl - 1s2pnl$  und  $1s^2nl - 1s2snl$  mit  $n \geq 2$ . Diese Satellitenlinien entstehen, wenn zwei der drei Elektronen eines lithiumähnlichen Ions angeregt sind. Da ein Elektron in der K-Schale fehlt und ein zusätzliches Elektron mit einer Hauptquantenzahl  $n \geq 2$  nur eine kleine Störung bedeutet, liegt dieser doppelt angeregte Zustand energetisch sehr nahe bei dem heliumähnlichen Ion. Vom lithiumähnlichen Ion aus gesehen ist er schon jenseits der Ionisationsgrenze.

Die Intensitäten der Satelliten sind relativ schwach verglichen mit der Resonanzlinie. Wie weit eine Satellitenlinie von der Resonanzlinie entfernt ist, hängt von der Größe der Störung durch das zusätzliche Elektron ab. Nur wenn es auch einen Zustand der zweiten Schale besetzt, ist die Abschirmung groß genug, um alle Satelliten als einzelne Linien trennen zu können. Von den Satelliten aus Zuständen mit  $n = 3$  erscheinen die meisten als Fuß auf der niederenergetischen Seite der Resonanzlinie, Zustände mit  $n > 3$  sind von ihr nicht mehr zu trennen und tragen zu ihrer scheinbaren Intensität bei.

Die Benennung der Satellitenlinien aus Zuständen mit  $n = 2$  wurde 1972 durch A.H. Gabriel [32] festgelegt und ist in Tabelle 4 wiedergegeben.

Die beobachteten Spektren werden wesentlich komplizierter, wenn mehr als ein Elektron angeregt ist. Abb. 47 zeigt die möglichen Konfigurationen von drei Elektronen, von denen sich eines in der 1s-Schale, und die beiden angeregten in der 2. Schale befinden. Bei LS-Kopplung koppeln nun die drei Elektronenspins zu einem Gesamtspin  $S = 1/2, 3/2$  und ergeben Dublett-, bzw. Quartett-Zustände. Die Bahndrehimpulse der einzelnen



Konfiguration	Multipllett	Linie	Bezeichnung
$1s^2 2p - 1s 2p^2$	$2P - 2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	a
		$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	b
	$2P - 4P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	c
		$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	d
		$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	e
		$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	f
		$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	g
		$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	h
	$2P - 2D$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	i
		$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$	j
$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$		k	
$2P - 2S$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	l	
	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	m	
$1s^2 2p - 1s 2s^2$	$2P - 2S$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	n
		$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	o
$1s^2 2s - 1s 2p 2s$	$2S - (1P) 2P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	p
		$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	q
	$2S - (3P) 2P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	r
		$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	s
	$2S - 4P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	t
		$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	u
$1s^2 - 1s 2p$	$1S - 1P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$	v
		$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$	w
	$1S - 3P$	0-1	x
$1s^2 - 1s 2s$	$1S - 3S$	0-0	y
		0-1	z

Tab. 4: Bezeichnung der lithiumähnlichen Satellitenlinien (a-v) und der heliumähnlichen Linien (w-z) nach A.H. Gabriel [32].

Elektronen koppeln zu einem Gesamtdrehimpuls  $L$ . Da wegen des Pauli-Prinzips die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch sein muß, treten nicht alle Zustände auf, die bei Kopplung der Einzeldrehimpulse möglich wären.

Drei Elektronen mit der Konfiguration  $1s 2p^2$  können zum Gesamtdrehimpuls  $L = 0, 1, 2$  koppeln. Wenn aber wie bei den Satelliten e, f, g, h, i alle drei Elektronen gleichgerichteten Spin besitzen, ist der Gesamtspin symmetrisch gegenüber Vertauschung von zwei Teilchenindizes, und die Ortswellenfunktion muß deshalb antisymmetrisch gegenüber einer Vertauschung der Ortskoordinaten zweier Elektronen sein. Deshalb gibt es den S- und den D-Term nur im Dublett. In Abb. 48 ist das Termschema der lithiumähnlichen Ionen mit den Übergängen, die zu den stärksten Satellitenlinien führen, dargestellt.

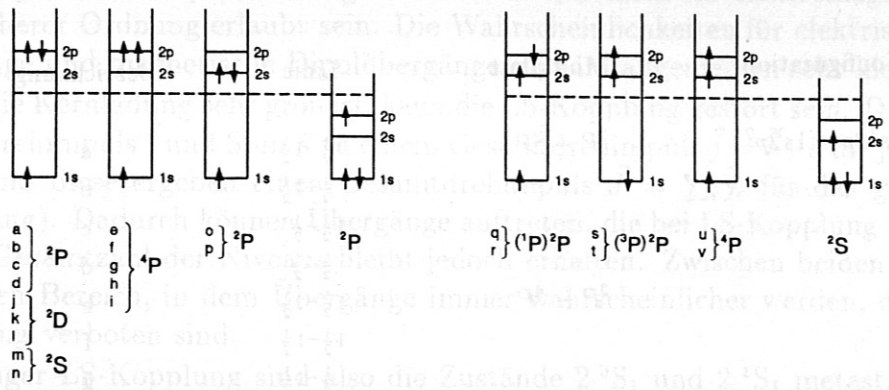


Abb. 47: Elektronenkonfigurationen  $1s(2l)^2$  und die dazugehörigen Satelliten. Die Konfiguration nach dem Zerfall ist für die Satelliten a-p  $1s^2 2p^2 P$  und für die Satelliten q-v  $1s^2 2s^2 S$ .

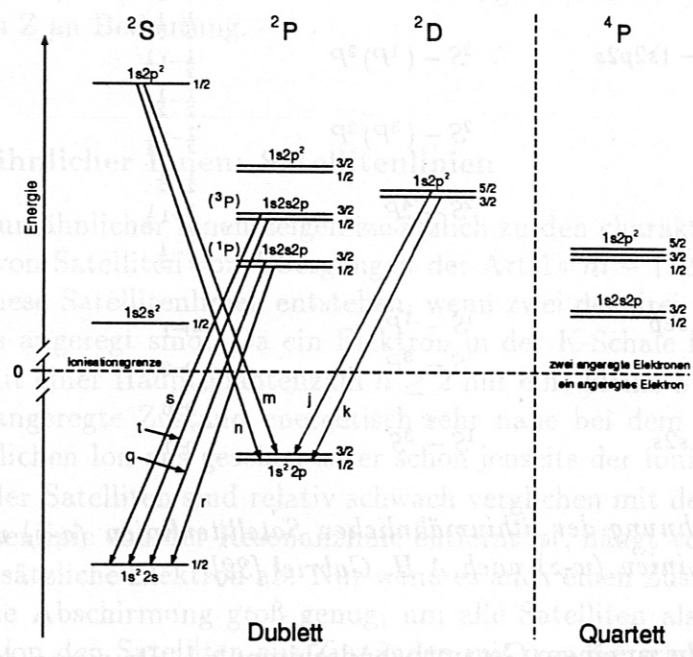


Abb. 48: Termschema der lithiumähnlichen Ionen. Die Zustände unterhalb der Ionisationsgrenze entsprechen einer Konfiguration  $1s^2 nl$ , bei der sich das Ion im Grundzustand befindet oder nur ein Elektron angeregt ist. Zustände mit zwei angeregten Elektronen, die zur Entstehung der Satellitenlinien führen, sind oberhalb der Ionisationsgrenze. Quartett-Zustände gibt es nur oberhalb der Ionisationsgrenze, da mindestens zwei Elektronen angeregt sein müssen, damit alle drei Elektronen gleichgerichteten Spin besitzen können.



## 6.2 Bestimmung der Ionentemperatur aus der Dopplerverbreiterung von Linienstrahlung

Der Dopplereffekt durch die thermische Bewegung der Ionen bewirkt eine Verschiebung der Frequenz der emittierten Linienstrahlung. Für eine monochromatische bewegte Lichtquelle erhält man relativistisch

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - (v/c) \cos \alpha},$$

wobei  $\nu_0$  die unverschobene,  $\nu$  die verschobene Frequenz,  $v$  der Geschwindigkeitsbetrag des Teilchens und  $\alpha$  der Winkel zwischen Emissions- und Bewegungsrichtung ist. Bei Ionentemperaturen von maximal einigen 10 keV ist die thermische Geschwindigkeit der Ionen klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ( $v \approx 10^{-4} \cdot c$ ), und es genügt die klassische Näherung des Dopplereffekts

$$\nu = \nu_0 (1 + v/c \cos \alpha).$$

Viele elastische Stöße zwischen den Plasmaionen bewirken, daß sich die Ionen untereinander im thermischen Gleichgewicht befinden. Deshalb gilt für die Geschwindigkeiten der Ionen die Maxwell-Verteilung

$$f(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right) dv_x dv_y dv_z.$$

Dabei bezeichnet  $n$  die Teilchendichte,  $m$  die Masse des Ions,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur. Durch Integration über zwei Geschwindigkeitskomponenten erhält man

$$f(v_x) dv_x = \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} f(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{mv_x^2}{2kT} \right) dv_x$$

Da die Maxwellverteilung isotrop ist, kann die Sichtlinie als x-Richtung gewählt werden, so daß  $\cos \alpha = 1$ . Mit

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v_x}{c}$$

erhält man unmittelbar eine gaußförmige Intensitätsverteilung

$$I(\nu) = I_0 \exp \left( -\frac{mc^2}{2kT} \frac{\Delta\nu^2}{\nu_0^2} \right).$$

Die volle Dopplerverbreiterung, d.h. das Frequenzintervall außerhalb dessen die Intensität auf den halben Maximalwert abgesunken ist, ist damit gegeben durch

$$\Delta\nu_{1/2} = 2\nu_0 \sqrt{\ln 2} \sqrt{2kT/mc^2}.$$

Man kann also aus der Halbwertsbreite einer Spektrallinie die Temperatur der Ionen bestimmen. Für das wellenlängendispersives Johann-Spektrometer ergibt sich dann für kleine  $\Delta\nu$  mit  $c = \lambda \cdot \nu$  und  $\Delta\nu/\nu_0 = \Delta\lambda/\lambda_0$  für die Halbwertsbreite

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\lambda_0\sqrt{\ln 2}\sqrt{2kT/mc^2}.$$

Diese Gleichung gilt streng nur für monochromatische Linienstrahlung. Die emittierten Spektrallinien haben jedoch eine natürliche Linienbreite. Anregungszustände eines Atoms oder Ions besitzen eine endliche Lebensdauer  $\tau$ , die durch die Unschärferelation mit einer endlichen Energieunschärfe des angeregten Zustandes verknüpft ist. Die Form der Spektrallinie ergibt sich aus der Fouriertransformation der exponentiell abfallenden Besetzungswahrscheinlichkeit zu einem Lorentz-Profil

$$I(\nu) = I(\nu_0) \frac{1}{1 + [(\nu - \nu_0)2\pi\tau]^2}.$$

Eine zusätzliche Verbreiterung, die sich der Dopplerverbreiterung überlagert, entsteht durch die Apparatefunktion, d.h. das vom Spektrometer und Detektor erzeugte Profil einer monochromatischen Linie. Eine exakt monochromatische Lichtquelle erhält durch die Breite des Kristalls, Randeffekte usw. eine apparative Verbreiterung, die experimentell bestimmt werden muß. Sie läßt sich häufig durch ein Gaußprofil sehr gut nähern.

Wenn mehr als ein Verbreiterungsmechanismus gleichzeitig wirken, muß die Faltung der entsprechenden Profile gebildet werden. Die Faltung zweier Gaußprofile ergibt wieder eine Gaußform mit der Halbwertsbreite  $\Delta^2 = \Delta_1^2 + \Delta_2^2$ , die Faltung einer Gauß- mit einer Lorentzkurve ergibt ein Voigtprofil [33]. Dies wird bei der Auswertung der Ionentemperatur berücksichtigt.

Da die Sichtlinie des Johann-Spektrometers durch Bereiche mit unterschiedlicher Ionentemperatur führt, ergibt die Dopplerverbreiterung eine Überlagerung vieler Gaußkurven verschiedener Breite. Die Breite des Linienfusses wird durch die Bereiche mit hoher Ionentemperatur bestimmt, die Breite der Spitze durch Bereiche mit niedriger Ionentemperatur. Dies kann bei der Auswertung der Linienbreite nicht berücksichtigt werden, da dazu die Form des Ionentemperaturprofils und das Ionisationsgleichgewicht (siehe unten) vorausgesetzt werden müssen.

### 6.3 Linienintensitäten

Um aus den Intensitäten der im vorigen Abschnitt besprochenen Linien Aussagen über Plasmaparameter zu erhalten, muß die Verteilung der Ionisationsstufen und die Verteilung der besetzten angeregten Zustände der betrachteten Ionensorte im Plasma bekannt sein. Die Besetzungsdichten der verschiedenen Ionisationsstufen und der angeregten Zustände der Ionen bei einer bestimmten Elektronentemperatur können von vielen komplexen Wechselwirkungen zwischen den Teilchen in einem Plasma abhängen.

Wenn die Übergangsrate für jede einzelne Wechselwirkung gleich der Rate für den dazu inversen Übergang ist, ist das Plasma im thermischen Gleichgewicht. Die Besetzung der Ionisationsstufen und der angeregten Zustände kann dann mit den Methoden der statistischen Mechanik berechnet werden, und eine genaue Kenntnis der einzelnen Wechselwirkungsraten ist nicht nötig. Das globale thermische Gleichgewicht, bei dem die Besetzung



aller möglichen Zustände der Plasmateilchen durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben wird, und die Strahlung aller möglichen Übergänge dem Wert der Schwarzkörperstrahlung mit der Temperatur des Plasmas entspricht, kommt in magnetisch eingeschlossenen Plasmen nie vor, da die Kopplung der Strahlung an die Teilchen sehr gering ist. Aber auch das lokale thermische Gleichgewicht, bei dem für die Zustände der Ionen die Boltzmannverteilung gilt, die Strahlung jedoch nicht unbedingt thermisch sein muß, tritt praktisch nicht auf. Wegen der zu geringen Dichte des Plasmas sind die typischen Stoßzeiten größer als die Lebensdauer der angeregten Zustände. Ein durch Elektronenstoß angeregter Zustand zerfällt durch spontane Emission, bevor er durch weitere Elektronenstöße ins thermische Gleichgewicht gebracht wird. Deswegen ist die Dichte der angeregten Zustände sehr gering im Vergleich zur Grundzustandsdichte.

Zur Berechnung der Zustandsbesetzungen allgemeinerer Gleichgewichte, bei denen die Summe der Ionisations- durch die Summe der Rekombinationsprozesse, bzw. die Summe der Anregungs- durch die Summe der Abregungsprozesse ausgeglichen wird, müssen die Ratenkoeffizienten der relevanten atomaren Prozesse betrachtet werden, da die Methoden der statistischen Thermodynamik nicht angewendet werden können.

### Atomare Prozesse

In Abb. 49 ist eine Übersicht über die wichtigsten Stoßprozesse zwischen Atomen oder Ionen, Elektronen und Photonen dargestellt.

Ionisation erfolgt in magnetisch eingeschlossenen Plasmen praktisch ausschließlich durch Elektronenstöße. Die Dreierstoß-Rekombination als der dazu inverse Prozeß findet jedoch nicht statt, da der Wirkungsquerschnitt für den simultanen Stoß von drei Teilchen bei der geringen Plasmadichte zu klein ist.

Wenn die kinetische Energie eines freien Elektrons gerade unterhalb einer Anregungsenergie eines gebundenen Elektrons liegt, dieses aber trotzdem anregt, dann kann es sich nicht mehr aus dem Coulombfeld des Ions entfernen und bleibt in einer äußeren Bahn des Ions gefangen. Dieser doppelt angeregte Zustand befindet sich energetisch oberhalb der Ionisationsgrenze und kann deshalb leicht strahlungslos durch Autoionisation (Auger-Effekt) zerfallen. Das Ion kann dabei in einem einfach angeregten Zustand zurückbleiben. Wenn der doppelt angeregte Zustand durch Emission eines Photons zerfällt, erhält man die dielektronische Rekombination. Dies ist der dominante Mechanismus zur Produktion von Satellitenlinien [32, 34] (siehe unten).

Bei der Strahlungsrekombination fängt ein Ion ein freies Elektron unter gleichzeitiger Emission eines Photons ein. Das Ion kann in einem einfach angeregten Zustand zurückbleiben, der dann durch Herunterkaskadieren zerfällt. Der dazu inverse Prozeß ist die Photoionisation, die aber im Plasma wegen der geringen Dichte nicht stattfindet.

Die Besetzung einfach angeregter Zustände findet nahezu ausschließlich durch Elektronenstöße statt. Ein freies Elektron, dessen kinetische Energie größer ist als die Anregungsenergie eines Niveaus  $i$ , kann einen Teil seiner Energie auf ein gebundenes Elektron eines Ions übertragen und dieses damit auf das Niveau  $i$  anheben. Ebenso kann ein Niveau  $i$  durch Bevölkung eines energetisch höheren Niveaus  $j$  durch Elektronenstoß und anschließender Emission eines Photons besetzt werden. Der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßanregung erreicht sein Maximum nahe der Anregungsenergie und fällt für

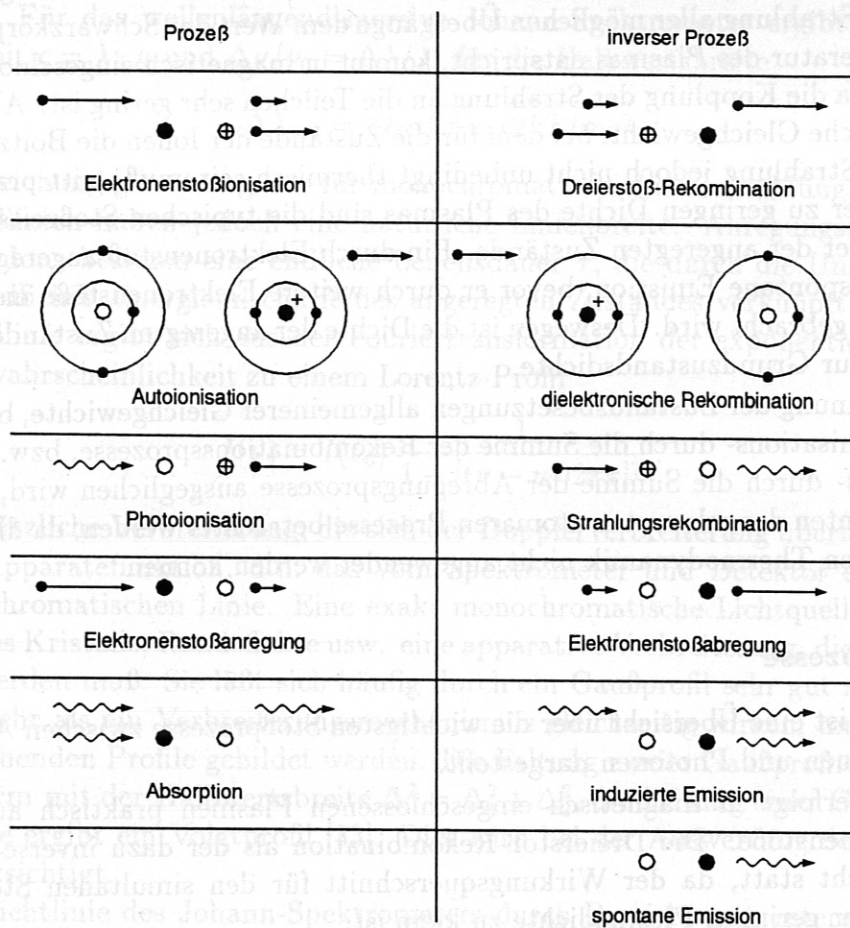


Abb. 49: Übersicht über die wichtigsten Stoßprozesse zwischen Atomen oder Ionen, Elektronen und Photonen. ● bezeichnet Atome oder Ionen im Grundzustand, ○ im angeregten Zustand. Bei Änderung des Ionisationsgrades ist der Zustand mit dem höheren Ionisationsgrad mit einem + gekennzeichnet. Elektronen werden durch • dargestellt.

hohe Elektronenenergien ab. Da die typischen Elektronenstoßzeiten größer sind als die Lebensdauern der angeregten Zustände findet Anregung oder Ionisation aus bereits angeregten Zuständen praktisch nicht statt. Wenn ein angeregter Zustand eines Ions durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand besetzt werden kann, dann ist dieser Prozess dominant.

In magnetisch eingeschlossenen Plasmen erfolgt die Depopulation angeregter Zustände ausschließlich durch spontane Emission von Photonen. Die spontane Emissionsrate ist unabhängig von der Elektronendichte. Wenn die Elektronendichte niedrig genug ist, wird Elektronenstoßabregung vernachlässigbar gegenüber der spontanen Emission.

Anregung und Ionisation durch Ionenstoß kann vernachlässigt werden, da die Stoßrate umgekehrt proportional zur Wurzel der Masse des Stoßpartners ist. Auch die Absorption von Photonen kann als Anregungsmechanismus vernachlässigt werden, da die mittlere



freie Weglänge der Photonen viel größer ist als die Dimension des Plasmas. Da der größte Beitrag zur Linienintensität hoch ionisierter Verunreinigungen aus dem Plasmazentrum stammt, kann auch der Einfluß von Ladungsaustauschprozessen mit neutralem Wasserstoff in den Randbereichen des Plasmas vernachlässigt werden.

Da die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Energie der Elektronen besitzen, kann man aus den beobachteten Intensitätsverhältnissen Aussagen über die Elektronentemperatur gewinnen.

### Besetzung doppelt angeregter Zustände

Die Besetzung doppelt angeregter Zustände, die zur Erzeugung einer Satellitenlinie führt, erfolgt hauptsächlich durch dielektronische Rekombination und durch Stoßanregung eines inneren Elektrons [32]. Der zweite Prozeß ist jedoch bei Ionen mit kleiner Kernladungszahl  $Z$  und bei Plasmen mit geringer Dichte vernachlässigbar und gewinnt erst bei steigendem  $Z$  an Bedeutung.

Die Besonderheit der dielektronischen Rekombination liegt darin, daß kein drittes Teilchen überschüssige Energie aufnehmen kann. Deshalb können nur Elektronen mit einer bestimmten Energie, die gerade unterhalb der Anregungsenergie eines Resonanzübergangs liegt, daran teilnehmen.

Die dielektronische Rekombination erfolgt in drei Schritten:

(i) Ein freies Elektron mit einer Energie, die gerade unterhalb der Schwelle für die Anregungsenergie eines Resonanzübergangs liegt, stößt auf ein Ion, regt dieses an und bleibt dadurch in einem äußeren angeregten Zustand gefangen. Wenn nun Autoionisation folgt, kehrt das System zu seinem Ausgangszustand zurück, und es hat keine Rekombination stattgefunden.

(ii) Alternativ zur Autoionisation zerfällt ein Teil der doppelt angeregten Zustände durch einen spontanen Strahlungsübergang des inneren Elektrons auf einen Zustand unterhalb der ersten Ionisationsgrenze. Dieser stabilisierende Übergang ergibt eine dielektronische Satellitenlinie, die neben der entsprechenden Linie des um das äußere Elektron höher ionisierte Ion liegt oder mit ihr zusammenfällt, je nach Stärke der Abschirmung durch das zusätzliche störende Elektron. Wenn der erste spontane Strahlungsübergang auf einen Zustand oberhalb der ersten Ionisationsgrenze führt, ist das System noch nicht genügend stabilisiert, und es kann immer noch Autoionisation stattfinden.

(iii) Nachdem der stabilisierende Übergang stattgefunden hat, ist das Ion nur noch einfach angeregt. Dieses eine hochangeregte Elektron kaskadiert zum Grundzustand.

Im Fall von Ionen, bei denen zwei von drei gebundenen Elektronen angeregt sind, ergibt (ii) einen Satelliten zu einer heliumähnlichen Linie und (iii) ergibt lithiumähnliche Linien.

### Ionisationsgleichgewicht

Die Verteilung der Ionisationsstufen eines Verunreinigungselementes im Plasma kann durch Lösen von Ratengleichungen der Ionisations- und Rekombinationsprozesse berechnet werden. Die Änderungsrate der Besetzungsdichte  $n_Z$  einer Ionisationsstufe  $Z$  ist

gegeben durch

$$\frac{dn_Z}{dt} = n_e(n_{Z-1}S_{Z-1} - n_Z S_Z + n_{Z+1}\alpha_{Z+1} - n_Z\alpha_Z)$$

mit der Elektronendichte  $n_e$ , der totalen Ionisationsrate  $S$  und der totalen Rekombinationsrate  $\alpha$ . Im Gleichgewicht sind die Besetzungsdichten der Ionisationsstufen konstant ( $dn_Z/dt = 0$ ) und die Übergangsraten zwischen benachbarten Stufen gleichen sich aus. Man erhält das sogenannte Korona-Ionisationsgleichgewicht

$$\frac{n_Z}{n_{Z+1}} = \frac{\alpha_{Z+1}}{S_Z},$$

wenn ausschließlich Strahlungsrekombination und Ionisation durch Elektronenstöße stattfinden. Zur Berechnung der Verteilung der Ionisationsstufen im Plasma muß allerdings auch noch der Einfluß der dielektronischen Rekombination berücksichtigt werden [35].

Die Verteilung der Ionisationsstufen wird zusätzlich durch den Transport der Ionen im Plasma beeinflusst. Dadurch ist die relative Häufigkeit der einzelnen Ionisationsgrade nicht mehr allein durch dieses detaillierte Ionisations-Rekombinations-Gleichgewicht und damit durch die lokale Elektronentemperatur gegeben, sondern kann stark verschoben sein. Um das tatsächliche Ionisationsgleichgewicht zu berechnen, muß der Ionentransport durch eine Kontinuitätsgleichung berücksichtigt werden.

In Abb. 50 ist die berechnete Verteilung der Ionisationsstufen von Chlor in einem

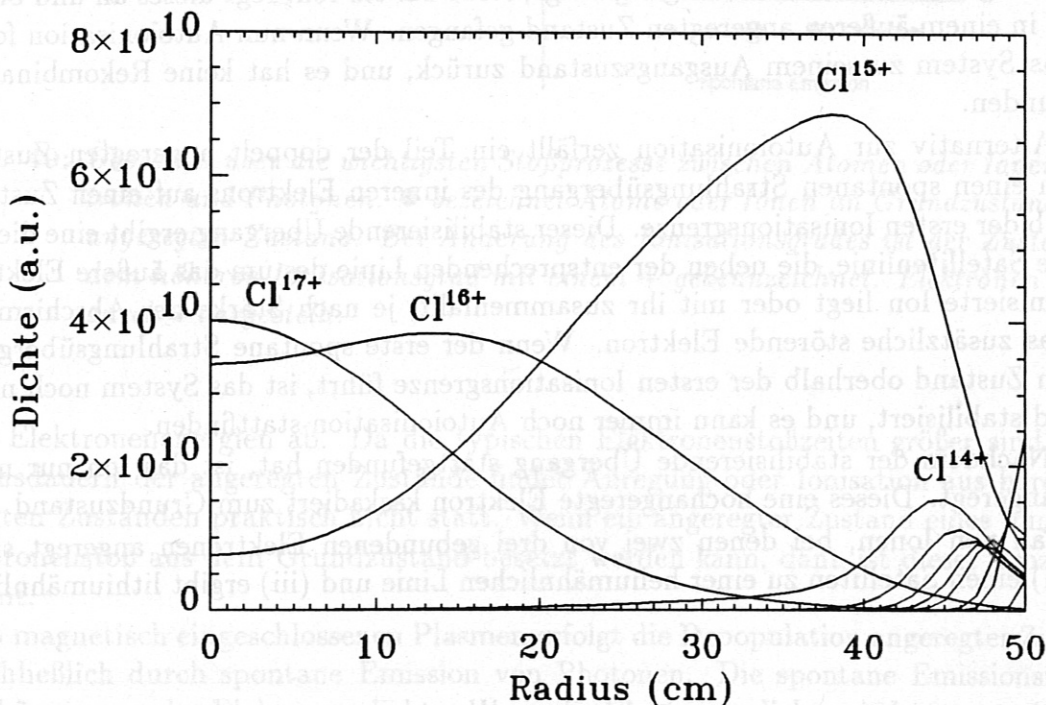


Abb. 50: Berechnete Ionisationsstufenverteilung von Chlor in einer ASDEX Upgrade Plasmaentladung mit 7,5 MW Zusatzheizung bei einer zentralen Elektronendichte von  $n_{e0} \approx 8 \cdot 10^{19}/\text{m}^3$  und -temperatur von  $T_{e0} \approx 3 \text{ keV}$  und einem Diffusionskoeffizienten  $D = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$  [36].



ASDEX Upgrade Plasma mit 7,5 MW Zusatzheizung mit einem Diffusionskoeffizienten  $D = 0,5 / \text{m}^2 / \text{s}$ , einer zentralen Elektronendichte von  $n_{e0} \approx 8 \cdot 10^{19} / \text{m}^3$  und einer Elektronentemperatur im Plasmazentrum von  $T_{e0} \approx 3 \text{ keV}$  dargestellt.

Neutrale Atome von der Plasmawand werden bereits innerhalb der ersten Zentimeter ionisiert. Bei der Diffusion zum Plasmazentrum in Regionen mit höherer Elektronentemperatur werden sie fortschreitend ionisiert und formen geschlossene, sich überlappende Schalen für die einzelnen Ionisationsstufen. Im Plasmazentrum ist der größte Teil des Chlors bereits vollständig ionisiert ( $\text{Cl}^{17+}$ ). Das heliumähnliche Chlor  $\text{Cl}^{15+}$  existiert über einem weiten Temperatur- und damit auch über einem großen radialen Bereich. Der Hauptbeitrag zu den Satellitenlinien ( $\text{Cl}^{14+}$ ) entsteht etwas weiter außerhalb und damit bei einer niedrigeren Ionen- und Elektronentemperatur als die heliumähnlichen Linien.

#### 6.4 Messung der Satellitenlinien

Während der letzten Experimentierperiode wurden einige Spektren von Entladungen der Satellitenlinien des heliumähnlichen Chlors aufgenommen. Dazu muß die Resonanzlinie, die sich bei Ionentemperaturmessungen in der Mitte des Spektrums befindet, weil dort beim Schnittpunkt des Detektorfensters mit dem Rowlandkreis die beste Ortsauflösung erzielt wird, durch Drehen des Detektorarmes an den hochenergetischen Rand des

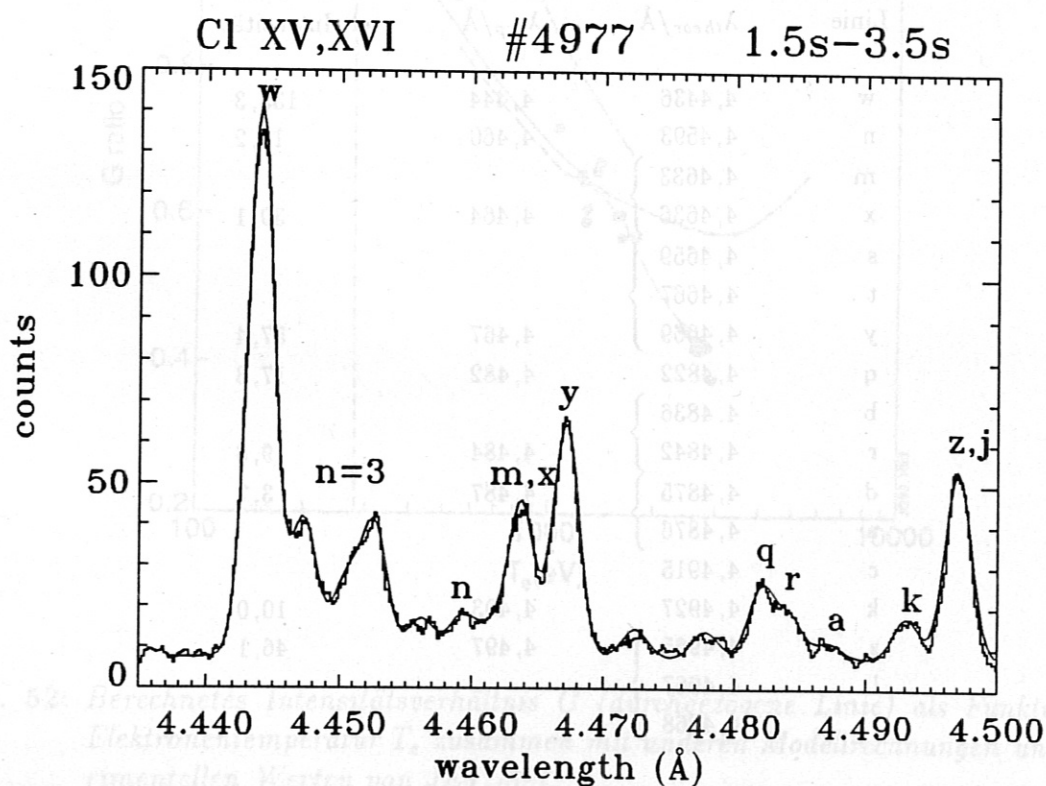
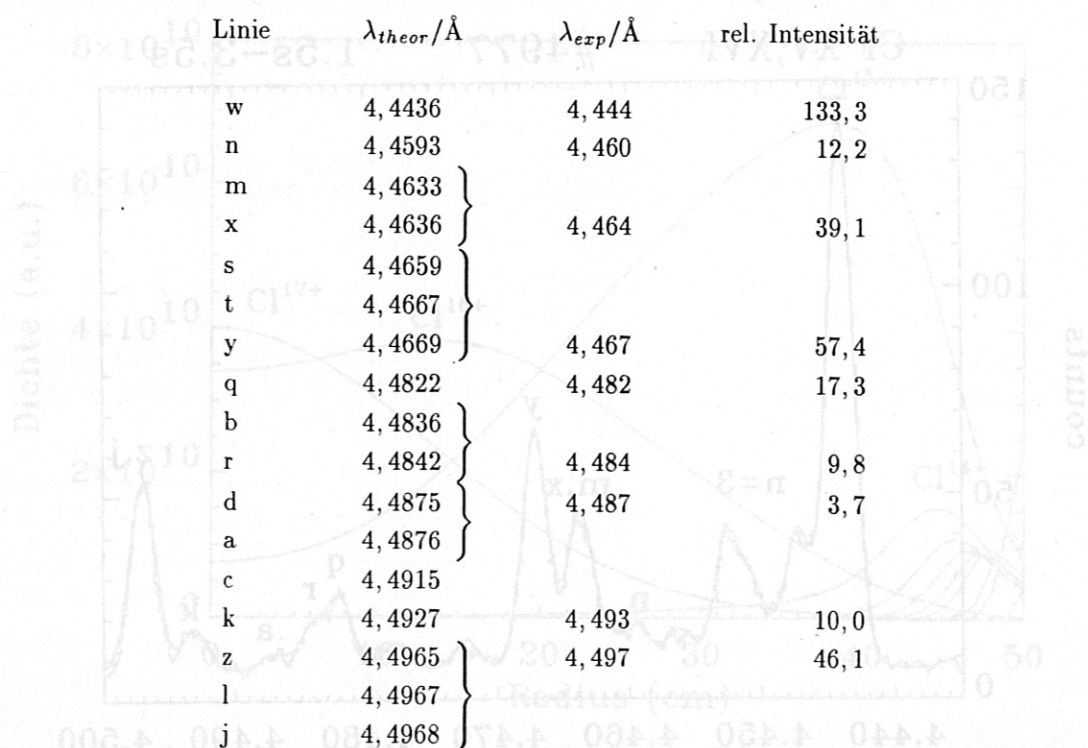


Abb. 51: Spektrum der Entladung #4977.

Spektrums gefahren werden. Abb. 51 zeigt das Spektrum der nicht zusatzgeheizten Entladung #4977, bei der die einzelnen Linien am besten zu unterscheiden waren.

Die erkennbaren Maxima wurden durch Gaußkurven genähert, die alle dieselbe Halbwertsbreite besitzen. Dadurch kann ein Intensitätsverhältnis zweier Linien einfach durch das Verhältnis der beiden Maxima bestimmt werden. Dies ist in erster Näherung sicher zulässig, da ja alle Satellitenlinien zur selben Ionisationsstufe gehören und damit die selbe Dopplerverbreiterung aufgrund der Iontemperatur besitzen. Dasselbe gilt für die Linien des heliumähnlichen Chlors. Zusammen mit der für alle Linien identischen apparativen Verbreiterung kann der Fehler durch die etwas unterschiedliche Iontemperatur der beiden Ionisationsstufen vernachlässigt werden.

Zur Identifizierung der Linien wurden den entsprechenden Ortskanälen die Wellenlängen der heliumähnlichen Linien w und x als Stützwerte zugeordnet und daraus die Lage der anderen Maxima linear interpoliert. Der Fehler aufgrund der nichtlinearen Dispersion des Johann-Spektrometers kann dabei vernachlässigt werden. Die auf diese Weise erhaltenen Wellenlängen sind in der dritten Spalte von Tabelle 5 wiedergegeben. In der zweiten Spalte befinden sich die Wellenlängen aus Ref. [37]. Die Höhen der durch die Gaußkurven genäherten Maxima sind der vierten Spalte angegeben. Alle nicht angegebenen Satellitenlinien haben größere Wellenlängen und konnten nicht mehr erfaßt werden. Wie man an Tabelle 5 erkennt, wurden bis auf c alle Satellitenlinien von heliumähnlichem Chlor im Wellenlängenbereich von 4,444 Å bis 4,4970 Å identifiziert.



Tab. 5: Identifizierung der gemessenen Satellitenlinien mittels der berechneten Wellenlängen aus [37].



In [38] ist für die heliumähnlichen Linien w, x, y und z die Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse  $G = [(x + y + z)/w]$  von der Elektronentemperatur (Abb. 52) und  $R = [z/(x + y)]$  von der Elektronendichte (Abb. 53) angegeben.

In einem ersten Schritt wurden die Intensitätsverhältnisse  $G$  und  $R$  der gemessenen Linienintensitäten mit den angegebenen Temperatur- und Dichteabhängigkeiten verglichen. Es ergab sich für  $G \approx 1,07$  und für  $R \approx 0,48$ . Dies entspricht einer Elektronentemperatur  $T_e < 300$  eV und einer Elektronendichte  $n_e > 10^{21} \text{m}^{-3}$ . Der Plasmastrom von Entladung #4977 betrug 600 kA. Bei nicht zusatzgeheizten Plasmaentladungen mit 600 kA Plasmastrom liegt die zentrale Elektronentemperatur etwa bei 500 eV und der größte Teil der Strahlung des heliumähnlichen Chlors stammt direkt aus dem Plasmazentrum. Die liniengemittelte Elektronendichte der Entladung #4977 lag bei  $5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . Die aus  $G$  ermittelte Elektronentemperatur stimmt damit ungefähr überein, die aus  $R$  ermittelte Elektronendichte ist jedoch bei weitem zu hoch.

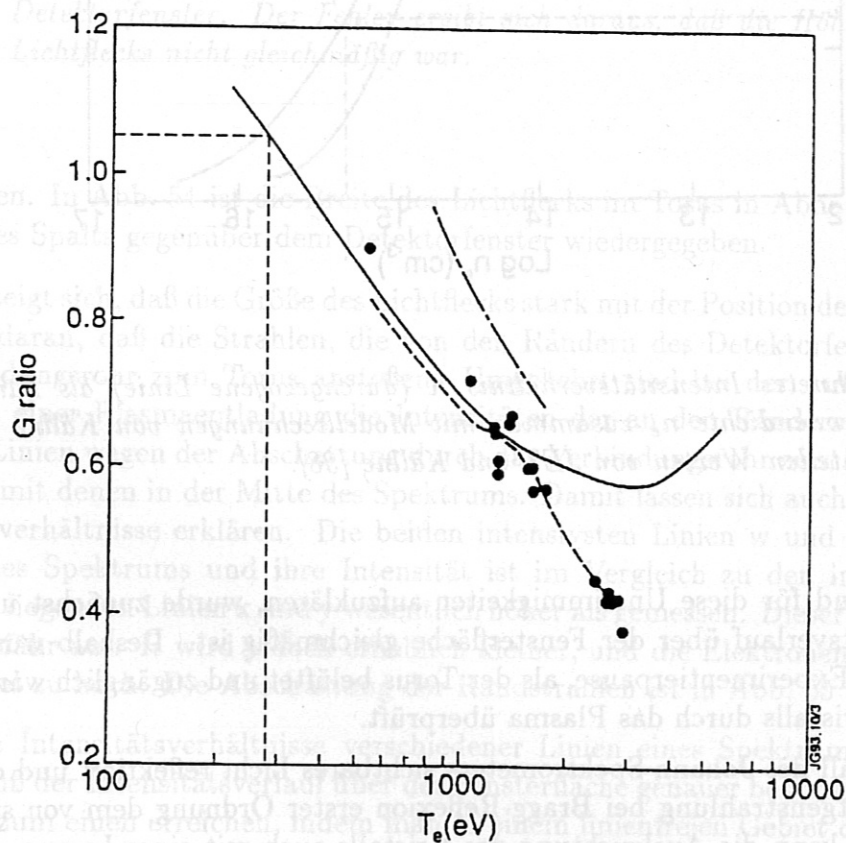


Abb. 52: Berechnetes Intensitätsverhältnis  $G$  (durchgezogene Linie) als Funktion der Elektronentemperatur  $T_e$  zusammen mit anderen Modellrechnungen und experimentellen Werten von JET [38].

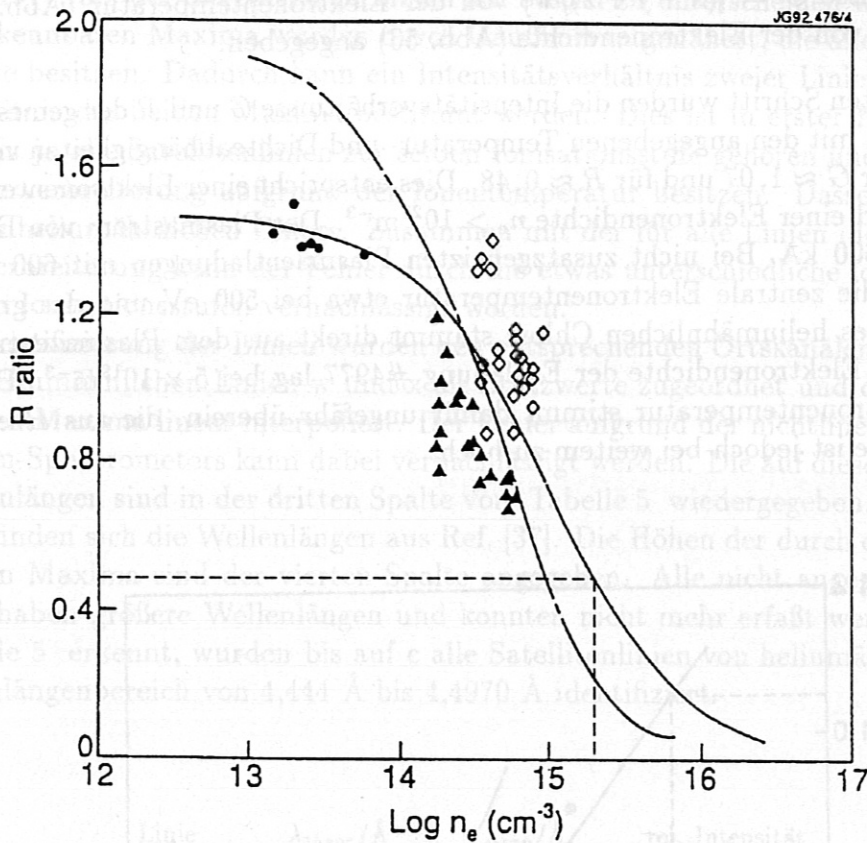


Abb. 53: Berechnetes Intensitätsverhältnis  $R$  (durchgezogene Linie) als Funktion der Elektronendichte  $n_e$  zusammen mit Modellrechnungen von Källne und experimentellen Werten von JET und Källne [38].

Um den Grund für diese Unstimmigkeiten aufzuklären, wurde zunächst untersucht, ob der Intensitätsverlauf über der Fensterfläche gleichmäßig ist. Deshalb wurde in der darauffolgenden Experimentierpause, als der Torus belüftet und zugänglich war, die Ausleuchtung des Kristalls durch das Plasma überprüft.

Da der Kristall des Johann-Spektrometers sichtbares Licht reflektiert und der Strahlengang der Röntgenstrahlung bei Bragg-Reflexion erster Ordnung dem von sichtbarem Licht entspricht, kann die Ausleuchtung des Kristalls auch mit einer Lampe untersucht werden. Dazu wurde anstelle des Detektors in der Mitte der Fensteröffnung ein Spalt und eine intensive Lichtquelle an den Detektorarm des Johann-Spektrometers montiert. Kristall und Detektorarm befanden sich dabei in derselben Stellung wie bei Bragg-Reflexion, so daß der Kristall gegen die Sichtlinie um einen Winkel  $\alpha$  und der Detektorarm um den Winkel  $2\alpha$  gedreht war und der Spalt auf dem Rowlandkreis lag. Dann wurde der Spalt gegenüber der Fensteröffnung in beide Richtungen verschoben, und bei verschiedenen Stellungen bzgl. der Fensteröffnung die Größe der beleuchteten Fläche im Torus



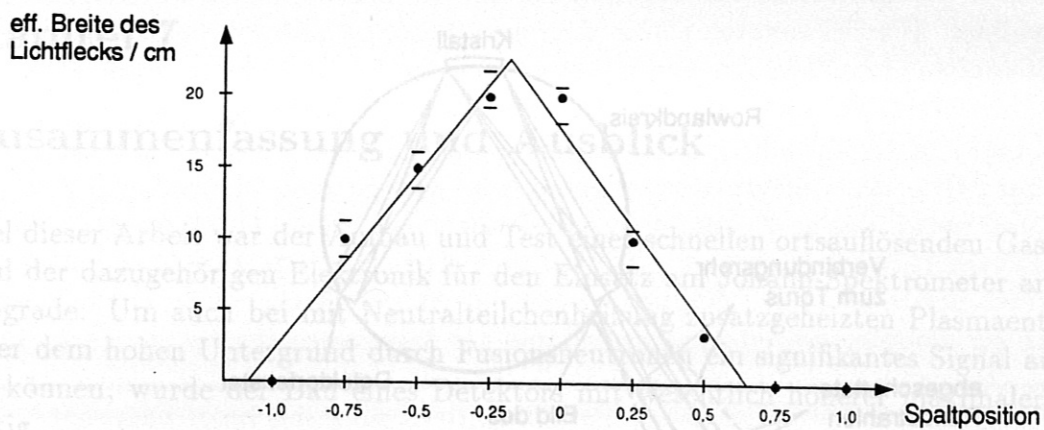


Abb. 54: Breite des Lichtflecks im Torus über der Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster. Der Fehler ergibt sich daraus, daß die Höhe und Form des Lichtflecks nicht gleichmäßig war.

ausgemessen. In Abb. 54 ist die Breite des Lichtflecks im Torus in Abhängigkeit von der Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster wiedergegeben.

Dabei zeigt sich, daß die Größe des Lichtflecks stark mit der Position des Spalts variiert. Dies liegt daran, daß die Strahlen, die von den Rändern des Detektorfensters ausgehen am Verbindungsrohr zum Torus anstoßen. Umgekehrt sind bei der Aufzeichnung eines Spektrums einer Plasmaentladung die Intensitäten der an den Rändern des Spektrums liegenden Linien wegen der Abschattung durch das Verbindungsrohr zum Torus zu niedrig verglichen mit denen in der Mitte des Spektrums. Damit lassen sich auch die gemessenen Intensitätsverhältnisse erklären. Die beiden intensivsten Linien  $w$  und  $z$  liegen an den Rändern des Spektrums und ihre Intensität ist im Vergleich zu den in der Mitte des Spektrums liegenden Linien  $x$  und  $y$  wesentlich höher als gemessen. Dieser Fehler hebt sich für  $G$  ungefähr auf.  $R$  wird jedoch erheblich kleiner, und die Elektronendichte erscheint dadurch viel zu hoch. Die Abschattung der Randstrahlen ist in Abb. 55 dargestellt.

Um die Intensitätsverhältnisse verschiedener Linien eines Spektrums auswerten zu können, muß der Intensitätsverlauf über der Fensterfläche genauer bestimmt werden. Dies kann man zum einen erreichen, indem man in einem linienfreien Gebiet die gleichmäßige Bremsstrahlung aufzeichnet. Dadurch erhält man direkt den Intensitätsverlauf auf dem Detektorfenster.

Eine andere Möglichkeit ist die Beobachtung einer speziellen Linie bei verschiedenen Plasmaentladungen an verschiedenen Orten des Detektorfensters, indem Kristall und Detektorarm zwischen den Entladungen um den Winkel  $\vartheta$ , bzw.  $2\vartheta$  gedreht werden. Dazu muß jedoch die Intensität der Linie auch noch mit einem zweiten Spektrometer aufgezeichnet werden, um die verschiedenen Plasmaentladungen vergleichen zu können.

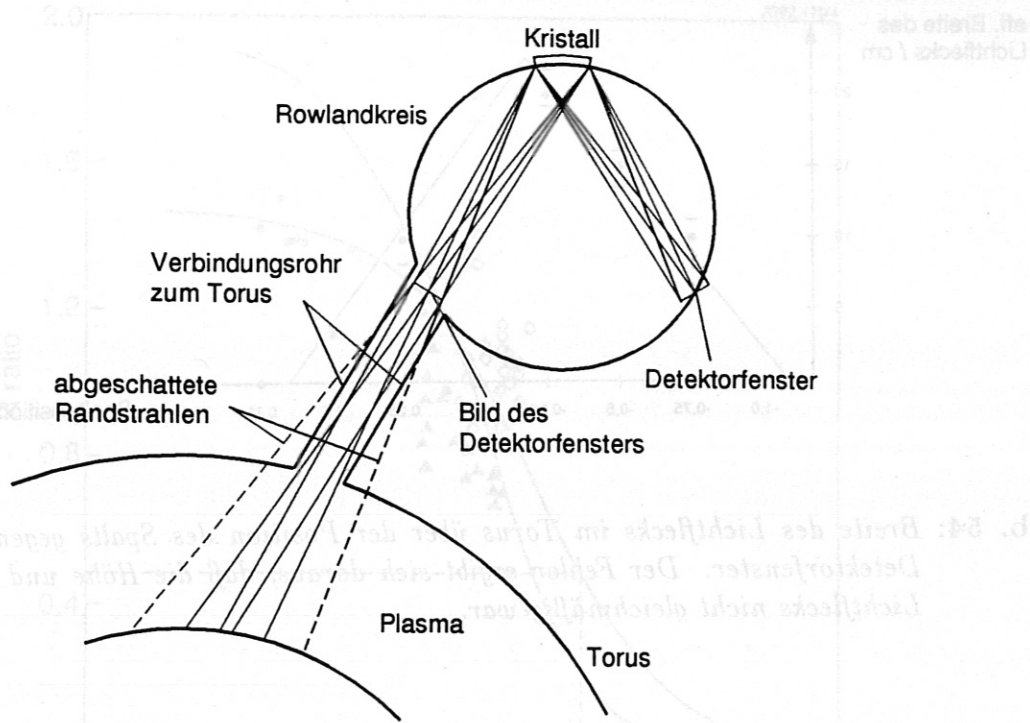


Abb. 55: Abschattung der Strahlen an den Rändern des Spektrums durch das Verbindungsrohr zum Torus.

ausgemessen. In Abb. 54 ist die Breite des Lichtkegels im Torus im Vergleich zur Abblendung von der Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster dargestellt. Die Abbildung zeigt die Form des Lichtkegels im Torus und die Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster. Der Lichtkegel ist durch den Spalt begrenzt und die Form des Lichtkegels nicht gleichmäßig. Dabei zeigt sich, daß die Größe des Lichtkegels stark mit der Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster variiert. Dies liegt daran, daß die Strahlen, die von den Rändern des Detektorfensters ausgehen ein Verbindungsrohr zum Torus anstoßen. Umgekehrt sind bei der Anordnung des Lichtkegels die Ränder des Spektrums die Intensität der Strahlen ist an den Rändern des Spektrums zu niedrig liegenden Linien wegen der Abschattung durch das Verbindungsrohr zum Torus zu vergleichen mit denen in der Mitte des Spektrums. Damit lassen sich auch die gemessenen Intensitätsverhältnisse erklären. Die beiden intensiven Linien  $w$  und  $z$  liegen an den Rändern des Spektrums und ihre Intensität ist im Vergleich zu den in der Mitte des Spektrums liegenden Linien  $x$  und  $y$  wesentlich höher. Dieser Fehler stellt sich bei geringen Intensitäten ein und wird durch die Abschattung der Strahlen an den Rändern des Spektrums hervorgerufen. Die Abschattung der Strahlen an den Rändern des Spektrums ist durch die Verbindung des Detektorfensters zum Torus hervorgerufen. Um die Intensitätsverhältnisse verschiedener Linien eines Spektrums auszuwerten zu können, muß der Intensitätsverhältnis über der Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster genau bestimmt werden. Dies kann durch eine genaue Messung der Position des Spalts gegenüber dem Detektorfenster erreicht werden. In Abb. 55 ist die Abschattung der Strahlen an den Rändern des Spektrums durch das Verbindungsrohr zum Torus dargestellt. Die Strahlen, die von den Rändern des Detektorfensters ausgehen ein Verbindungsrohr zum Torus anstoßen. Umgekehrt sind bei der Anordnung des Lichtkegels die Ränder des Spektrums die Intensität der Strahlen ist an den Rändern des Spektrums zu niedrig liegenden Linien wegen der Abschattung durch das Verbindungsrohr zum Torus zu vergleichen mit denen in der Mitte des Spektrums. Damit lassen sich auch die gemessenen Intensitätsverhältnisse erklären. Die beiden intensiven Linien  $w$  und  $z$  liegen an den Rändern des Spektrums und ihre Intensität ist im Vergleich zu den in der Mitte des Spektrums liegenden Linien  $x$  und  $y$  wesentlich höher. Dieser Fehler stellt sich bei geringen Intensitäten ein und wird durch die Abschattung der Strahlen an den Rändern des Spektrums hervorgerufen. Die Abschattung der Strahlen an den Rändern des Spektrums ist durch die Verbindung des Detektorfensters zum Torus hervorgerufen.



## Kapitel 7

### Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der Aufbau und Test eines schnellen ortsauflösenden Gasdetektors und der dazugehörigen Elektronik für den Einsatz am Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade. Um auch bei mit Neutralteilchenheizung zusatzgeheizten Plasmaentladungen über dem hohen Untergrund durch Fusionsneutronen ein signifikantes Signal aufnehmen zu können, wurde der Bau eines Detektors mit wesentlich höherer maximaler Zählrate nötig.

Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGC) haben in den vergangenen Jahren ihre hohe Zählratentauglichkeit bewiesen. Bei MSGCs sind auf Glasplättchen mit hoher Elektronenleitfähigkeit (Mikrostreifen-, oder MS-Anode) photolithographisch ineinander verschränkte Anoden- und Kathodenstreifen aufgebracht. Durch das quadrupolförmige elektrische Feld und den geringen Abstand ( $50 \mu\text{m}$ ) zwischen Anoden und Kathoden ist die Driftzeit der im Zählgas produzierten Ionen sehr gering verglichen mit Vieldrahtproportionalzählern. Die Zählrate wird deshalb nicht mehr durch die abschirmende Ionenwolke, sondern durch die verarbeitende Elektronik begrenzt.

Deshalb wurde für das Johann-Spektrometer ein MSGC aufgebaut. Dazu wurde eine Mikrostreifen-Anode entworfen, bei der die Enden der Kathoden ellipsenförmig sind, um die Durchschlagspannung zu erhöhen. Die Ortsauflösung wurde über die Methode der Ladungsteilung realisiert. Die Anodenstreifen sind deshalb durch eine mäanderförmige Widerstandsleitung verbunden. Die Signale werden analog verarbeitet und erst nach einer Energiediskriminierung in einem getrennten Steuergerät digitalisiert. Durch die höhere Zählrate wird eine bessere Zeitauflösung erreicht, die nun deutlich größere Datenmenge wird in kaskadierenden Histogramming Memories gespeichert. Durch Verwendung einer dünnen Polyimid-Folie als Eintrittsfenster des neuen Detektors kann das Johann-Spektrometer zukünftig mit anderen Kristallen auch langwelligere Spektren bis zu Energien von 500 eV aufnehmen. Es wurde darauf geachtet, daß durch den modularen Aufbau des Detektors einzelne Teile schnell ausgetauscht werden können und somit eine hohe Verfügbarkeit erwartet werden kann.

Das Zusammenspiel der einzelnen Elemente der Elektronik und der Datenaufnahme wurde getestet. Die höchste bisher gemessene Zählrate mit dem neuen Detektor betrug 250 kHz und war durch die Aktivität der Röntgenquelle begrenzt. Die Energieauflösung beträgt 16,9 %, die Ortsauflösung liegt nun vor jeder Optimierung bei 4 mm. Die noch bestehenden Schwierigkeiten bei der Signalverarbeitung können durch eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bewältigt werden. Dies kann durch Erhöhung der Gasverstärkung und durch Optimierung der RC-Zeitkonstante der MS-Anode mit der shaping time des Verstärkers erreicht werden, wodurch auch die Ortsauflösung wesentlich verbessert wird. Die Gasverstärkung kann durch Verwendung anderer Zählgase und Erhöhung des Zählgasdrucks gesteigert werden. Langfristig kann durch eine neue MS-Anode mit einer größeren Periode der Streifenstruktur die Gasverstärkung erheblich vergrößert

werden.

Ein weiterer Teil der Arbeit war der Messung der Satellitenlinien des heliumähnlichen Chlors gewidmet. Hierbei konnten alle in dem untersuchten Wellenlängenbereich liegenden Satellitenlinien identifiziert werden. Die Intensitätsverhältnisse der Linien zueinander ergaben jedoch Werte für die Elektronentemperatur und -dichte, die nicht interpretiert werden konnten. In der darauffolgenden Experimentpause wurde festgestellt, daß nur für Linien in der Mitte des Detektorfensters der ganze Kristall vom Plasma ausgeleuchtet wird, während für Linien an den Rändern des Fensters ein Teil des Kristalls vom Verbindungsrohr zum Torus abgeschattet wird. Dadurch erscheint die Intensität der am Rand des Spektrums liegenden Linien deutlich zu niedrig. Auf die Bestimmung der Ionentemperatur aus der Dopplerverbreiterung einer Linie hat dies keinen Einfluß. Um zukünftig auch die Elektronentemperatur aus den Intensitätsverhältnissen der Linien zueinander ermitteln zu können, wird in der nächsten Experimentierperiode der Intensitätsverlauf auf dem Detektorfenster bestimmt.

Nach Beendigung der Optimierung bieten sich mit dem neuen MSGC völlig neue Möglichkeiten für das Johann-Spektrometer. Durch die hohe maximale Zählrate und die ausreichende Transmission des Eintrittsfensters bis zu 500 eV kann es unter Verzicht auf die genaue Linienform als Monitor für die zeitliche Entwicklung der Intensität von Röntgenlinien verwendet werden. Dazu kann die momentane elektronische Ortsauflösung (11 Bit) zugunsten einer höheren Zeitauflösung reduziert werden. Gegenüber dem Bragg-Spektrometer, das mit einem ebenen Kristall arbeitet und deshalb zu einem Zeitpunkt nur eine Wellenlänge aufnehmen kann, hat es den Vorteil, daß simultan ein Spektrum mit hoher Zeitauflösung betrachtet werden kann. Dies ist insbesondere für Experimente mit Laser Blow Off von Wolfram wichtig, die im Zusammenhang mit dem geplanten Einbau eines Wolfram Targets in den Divertor durchgeführt werden. Damit kann das Auftauchen neuer Spektrallinien, das bisher nur im optischen und VUV Bereich verfolgt werden kann, auch im Röntgenbereich aufgenommen werden.



## Literaturverzeichnis

- [1] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN Report 77-09, Geneva, 1977.
- [2] J. Raeder, *Kontrollierte Kernfusion*, B. G. Teubner, Stuttgart, 1981.
- [3] A. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nucl. Instr. and Meth. **A263**, 351-359 (1988).
- [4] U. Schumacher, *Fusionsforschung*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993.
- [5] G. Bateman, *MHD Instabilities*, The MIT Press, Cambridge, Ma., 1978.
- [6] M. Keilhacker, D. Albert, K. Behringer, R. Behrisch, W. Engelhardt, et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion 1980, (Proc. 8th Int. Conf. Brussels, 1980), Vol.2*, IAEA, Vienna, 1981.
- [7] W. Köppendörfer, *Fusion Technology (12th Symposium, Jülich 1982) Vol.1*, Pergamon Press, 1983.
- [8] M. Schittenhelm, Private Mitteilung.
- [9] ASDEX Upgrade Data Base.
- [10] H. H. Johann, *Die Erzeugung lichtstarker Röntgenspektren mit Hilfe von Konkavkristallen*, Zeitschrift für Physik **69**, 185-206 (1931).
- [11] R. Beier, *Some considerations on the design of a high resolution X-ray spectrometer for tokamak research*, Institut für Experimentalphysik V, Ruhr-Universität Bochum, 1980.
- [12] T. Johansson, *Über ein neuartiges, genau fokussierendes Röntgenspektrometer*, Zeitschrift für Physik **82**, 507-528 (1933).
- [13] P. Platz, J. Ramette, E. Belin, C. Bonelle, and A. Gabriel, *High-throughput, high-resolution soft x-ray crystal spectrometer for tokamak-plasma studies*, J. Phys. E **14**, 448-452 (1981).
- [14] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 1979.
- [15] W. Veigele, *Atomic Data and Nuclear Data Tables Vol. 5 (No. 1) (July 1973)*.
- [16] J. Kadyk, *Wire chamber aging*, Nucl. Instr. and Meth. **A300**, 436-479 (1991).
- [17] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, and Č. Zupančič, *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*, Nucl. Instr. and Meth. **62**, 262-268 (1968).
- [18] G. Charpak, D. Rahm, and H. Steiner, *Some developments in the operation of multiwire proportional chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **80**, 13-34 (1970).

- [19] F. Angelini, R. Bellazzini, A. Brez, M. Massai, G. Spandre, and M. Torquati, *A microstrip gas avalanche chamber with two-dimensional readout*, Nucl. Instr. and Meth. **A283**, 755–761 (1989).
- [20] A. Oed, P. Convert, M. Berneron, H. Junk, C. Budtz-Jørgensen, M. Madsen, P. Jonasson, and H. Schnopper, *A new position sensitive proportional counter with microstrip anode for neutron detection*, Nucl. Instr. and Meth. **A284**, 223–226 (1989).
- [21] R. Nolte, and P. Lee, *ASDEX Johann Spectrometer Status Report*, (1987).
- [22] A. Weller, Private Mitteilung.
- [23] P. Maier-Komor, *Large area polyimide foils for heavy ion gas detector systems*, Nucl. Instr. and Meth. **A282**, 172–175 (1989).
- [24] P. Geltenbort, Private Mitteilung.
- [25] C. Budtz-Jørgensen, A. Bahnsen, M. Madsen, C. Olesen, and H. Schnopper, *X-ray imaging with the XSPECT/SODART microstrip proportional counters*, SPIE Vol. **1743** (1992).
- [26] A. Oed, P. Geltenbort, and C. Budtz-Jørgensen, *Substratum and layout parameters for microstrip anodes in gas detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A310**, 95–97 (1991).
- [27] P. Geltenbort (ed.), *Proc. Int. Workshop on Progress in Gaseous MicroStrip Chambers*, Grenoble, June 1993.
- [28] T. Beckers, R. Bouclier, C. Garabatos, G. Million, F. Sauli, and L. Shekhtman, *Optimization of microstrip gas chamber design and operating conditions*, Nucl. Instr. and Meth. **A364**, 95–101 (1994).
- [29] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1987.
- [30] J. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, New York, 1962.
- [31] E. W. McDaniel and M. R. C. McDowell (eds.), *Case Studies in Atomic Collision Physics II*, pages 211–294, North-Holland, Amsterdam, 1972.
- [32] A. H. Gabriel, *Dielectronic Satellite Spectra for Highly-Charged Helium-Like Ion Lines*, Mon. Not. R. astr. Soc. **160**, 99–119 (1972).
- [33] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer Verlag, Berlin, 1955.
- [34] C. P. Bhalla, A. Gabriel, and L. Presnyakov, *Dielectronic satellite spectra for highly-charged helium-like ions — II*, Mon. Not. R. astr. Soc. **172**, 359–375 (1975).
- [35] C. Breton, C. de Michelis, M. Finkenthal, and M. Mattioli (eds.), *Ionization Equilibrium of Selected Elements from Neon to Tungsten of Interest in Tokamak Plasma Research*, EUR-CEA-FC-948, 1978.
- [36] R. Neu, Private Mitteilung.
- [37] W. Veigle, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* Vol. **21**, 49–68 (July 1978).
- [38] I. Coffey, F. Keenan, C. McAdam, R. Barnsley, W. Dickson, K. Lawson, and N. Peacock, *Electron temperature and density sensitive X-ray emission line Ratios for Cl XVI*, Physica Scripta Vol. **47**, 169–174 (1993).



## Danksagung

Herrn Prof. Dr. F. Wagner danke ich für die akademische Betreuung dieser Arbeit und für die Möglichkeit, sie am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

Herr Prof. Dr. M. Kaufmann nahm mich ins ASDEX Upgrade Team auf. Ihm und dem ganzen Team möchte ich für die freundliche Aufnahme herzlich danken.

Ganz besonders danken möchte ich Herrn Dr. R. Neu, der diese interessante Arbeit angeboten und hervorragend betreut hat. Er hatte ein offenes Ohr für meine unzähligen Fragen und immer sofort eine Antwort parat, die mir weiterhalf.

Herr Dr. P. Geltenbort vom Institut Laue Langevin in Grenoble gab mir viele Ratschläge zur Konstruktion und Handhabung von Mikrostreifen-Detektoren. Er ermöglichte mir auch, im Oktober 1994 als Gast beim zweiten internationalen Workshop über MSGCs am INFN in Legnaro teilzunehmen. Einen großen Teil der Freude, die ich an dieser Arbeit hatte, verdanke ich ihm. Ebenso möchte ich Herrn Dr. K. Zeitelhack von der Technischen Universität München danken, der mir viel Literatur über MSGCs zur Verfügung gestellt hat. Herr Dr. K. Schönmann vom IPP stellte mir seinen Prototyp-MSGC und seine Vorverstärkerelektronik zum Testen zur Verfügung. Dafür danke ich ihm herzlich.

Herr Schramm half mir mit seinem umfangreichen Erfahrungsschatz über alle Probleme der Elektronik hinweg und ermöglichte so erst den erfolgreichen Abschluß der Arbeit.

Ebenso danke ich Herrn Fink, der mir bei der Konstruktion des Detektors geholfen hat, und den Technikern der Spektroskopie, die viele anfallende Arbeiten erledigt haben.

Herr Treske wußte meine Konstruktionszeichnungen in harte Materie umzusetzen. Dafür danke ich ihm herzlich.

Für die Unterstützung bei allen Computer-Fragen bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern der Datenverarbeitung.

Herrn Dr. A. Weller vom W7 AS danke ich für die Berechnung der Folientransmissionen.

Bei Herrn Perchermeier und Herrn Maier von den Zentralen Technischen Werkstätten bedanke ich mich für die Bedampfung der Folien.

Schließlich möchte ich mich für die sehr freundliche Aufnahme im Kreis der Doktoranden bedanken, insbesondere bei Herrn M. Maraschek, der mich auf diese Arbeit aufmerksam machte. Die Zeit mit Herrn M. Maraschek, Herrn K. Asmussen, Herrn T. Kass, Herrn W. Junker, Herrn S. de Peña Hempel, Herrn M. Schittenhelm und Herrn M. Sokoll wird mir in guter Erinnerung bleiben.