

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Rainer Cee
aus Heidelberg
– Tag der mündlichen Prüfung: 5.4.2000 –

Entwicklung und Aufbau
von Strahldiagnosesystemen
für den
Heidelberger Hochstrominjektor

Gutachter: Prof. Dr. Dirk Schwalm

Prof. Dr. Eike-Erik Kluge

Meiner Familie

Entwicklung und Aufbau von Strahldiagnosesystemen für den Heidelberger Hochstrominjektor

Zusammenfassung

Mit dem neuen Hochstrominjektor am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg können Ionenstrahlen mit Intensitäten bis zu einigen Milliampère beschleunigt werden. Aufgrund der im Vergleich zum alten Injektor um zwei Größenordnungen höheren Strahlströme ist eine Anwendung der bisher an der MPI-Beschleunigeranlage zu Diagnosezwecken eingesetzten Geräte beim neuen Injektor nur noch mit Einschränkungen möglich. Es war deshalb erforderlich, eine Strahldiagnose zu entwickeln, mit der die Strahleigenschaften auch unter den Bedingungen des Hochstrominjektors untersucht werden können. Dazu wurde ein System aus Profilvergittern zur Messung von Strahlprofil und -lage bei mittleren Intensitäten ($I_{Strahl} \sim 10\mu\text{A}$, DC) aufgebaut. Ein wesentlicher Teil der Arbeit lag dabei in der Entwicklung einer neuen, an die PC-Steuerung des Hochstrominjektors angepaßten Ausleseelektronik. Für den darüber hinausgehenden Strombereich wurde ein Strahlprofilmonitor entwickelt, der die unter dem Einfluß des Strahls ionisierten Restgasteilchen auf einen ortsauflösenden Detektor projiziert. Durch Rechnungen und Simulationen konnte gezeigt werden, daß der dabei auftretende Abbildungsfehler mit $\lesssim 180\ \mu\text{m}$ unterhalb der intrinsischen Auflösung des verwendeten Detektors von $800\ \mu\text{m}$ liegt. Schließlich wurde das Phasensondensystem des Hochstrominjektors um eine Phasensonde erweitert, wodurch man nun in der Lage ist, die Strahlenergie unabhängig von Dipolmagneten über eine Flugzeitmessung zu ermitteln. Die während der Strahlzeiten durchgeführten Profil- und Energiemessungen konnten die Einsatzbereitschaft der neuen Diagnosegeräte unter Beweis stellen.

Development and construction of beam diagnostic systems for the Heidelberg High Current Injector

Abstract

The new High Current Injector at the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg provides ion beams with intensities up to several milliampères. Compared to the old injector that implies an increase of the ion current by two orders of magnitude. As a consequence, the diagnostic systems employed on the old part of the facility are no longer applicable. It was hence the task of this thesis to develop a beam diagnostics that can be used under the conditions of the High Current Injector. For this purpose a profile grid system for profile and position measurements of beams with intermediate currents ($I_{beam} \sim 10\mu\text{A}$, DC) was set up. This part of the work mainly concerned the development of a new readout electronics matching to the PC-control. For higher ion currents a beam profile monitor based on the projection of the residual gas particles ionized by the interaction with the beam was developed. Calculations and simulations of the projection process showed that the imaging defect of this device, estimated to be $\lesssim 180\ \mu\text{m}$, is small compared to the intrinsic resolution of the detector in use, which amounts to $800\ \mu\text{m}$. Finally the phase probe system of the High Current Injector was supplemented by another phase probe, which allows to determine the ion energy by a time of flight measurement. The profile and energy measurements successfully carried out during beam times proved the functionality of the new diagnostic devices.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen der Strahldiagnose	9
2.1	Strahldynamik	9
2.1.1	Koordinatensystem	9
2.1.2	Phasenraum	10
2.1.3	Phasenraumellipse und Separatrix	11
2.2	Strahlstrom	14
2.3	Strahlprofil	17
2.4	Strahlenergie	19
2.5	Strahlemittanz	21
3	Das Strahlprofilgitter-Meßsystem	23
3.1	Drahtscanner oder Profilgitter?	23
3.2	Auslegung	26
3.2.1	Zusammensetzung des Meßsystems	26
3.2.2	Mechanischer Aufbau der Profilgitter	27
3.3	Die Ausleseelektronik und Steuerung der Profilgitter	30
3.3.1	Das Verstärkermodul	32
3.3.2	Das Steuermodul	37
3.3.3	Das Steuermenü am Kontrollpult	39
3.4	Wechselwirkung mit dem Strahl	42
3.4.1	Transmission	42
3.4.2	Obergrenze für den Strahlstrom	43
3.4.3	Metallzerstäubung der Gitterdrähte	48
3.4.4	Abschätzung des Drahtsignals	49
3.5	Messungen	51
3.6	Ausblick	54

4	Der Restgasionisations-Strahlprofilmonitor	55
4.1	Funktionsweise eines Restgasmonitors	55
4.2	Auswahl des Standortes und Auslegung der Diagnosekammer	58
4.3	Der Monitor	63
4.4	Abschätzung des Detektorsignals	68
4.5	Profilmessungen mit dem Restgasmonitor	73
4.6	Ausblick	78
5	Abbildungsfehler im Restgasionisations-Strahlprofilmonitor	79
5.1	Flugzeit der Restgasionen im Monitor	80
5.2	Thermische Bewegung der Restgasmoleküle	81
5.3	Impulsübertrag beim Ionisationsstoß	82
5.4	Raumladungsfeld des Ionenstrahls	84
5.5	Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes	91
5.6	Abschließende Betrachtung zum Abbildungsfehler	98
6	Das Phasensonden-Meßsystem	101
6.1	Funktionsweise einer kapazitiven Sonde	101
6.1.1	Signalabschätzung	102
6.1.2	Sondenauslegung	104
6.2	Energiebestimmung mit Phasensonden	107
6.2.1	Messungen am Hochstrominjektor	110
6.2.2	On-line Energiemessung durch den Operateur	112
6.3	Ausblick	114
A	Ausleseelektronik	121
A.1	Schaltpläne	122
A.2	Pinbelegungen	125
B	Konstruktionszeichnungen	131
B.1	Restgasmonitor	131
B.2	Strahltransformator	138

Kapitel 1

Einleitung

Durch die Fertigstellung des Hochstrominjektors an der Beschleunigeranlage des Max-Planck-Instituts für Kernphysik können seit 1997 Ionenstrahlen mit Intensitäten bis in den mA-Bereich hinein beschleunigt werden [1]. Die Herausforderung, die sich dabei auf dem Gebiet der Strahl-diagnose stellt, liegt in der Bereitstellung eines Systems von Meßgeräten, das einen Intensitätsbereich von drei Größenordnungen ($1 \mu\text{A}$ – 1mA) abdecken muß. Die den bisher am MPI eingesetzten Diagnosegeräten zugrundeliegenden Meßprinzipien sind dabei nur in begrenztem Umfang auf die neuen Bedingungen übertragbar. Es war deshalb Ziel dieser Arbeit, ein Strahl-diagnosesystem zu entwickeln, das sowohl bei kleinen als auch bei großen Strahlleistungen in der Lage ist, die wichtigsten Strahlparameter zu erfassen und dem Operateur zugänglich zu machen.

Der Hochstrominjektor (HSI) ergänzt den bisher am MPI verwendeten Linearbeschleuniger, der aus einem elektrostatischen van-de-Graaff-Tandem-Beschleuniger (12 MV) und einem *Nachbeschleuniger* besteht, der sich aus 40 Spiralresonatoren mit einer maximalen gesamt durchfallenen Beschleunigungsspannung von 25 MV zusammensetzt. Die notwendige Umladung der Ionen auf Höhe der positiv geladenen Hochspannungsplattform des Tandem-Beschleunigers erfordert zunächst die Erzeugung von negativen Ionen. Bei vielen Elementen (Erdalkalimetalle, Edelgase) sind negative Ionen jedoch nicht stabil, so daß das Erreichen von Stromstärken, die über einige μA hinaus gehen, mit den beiden zur Verfügung stehenden Ionenquellen (Duoplasmatron, MISS) nicht möglich ist. Diese Limitierung besteht am neuen Hochstrominjektor nicht, da dieser die Beschleunigung positiver Ionen erlaubt, mit denen deutlich höhere Ionenströme erzeugt werden können.

Von den höheren Intensitäten profitieren vor allem die Experimente am *Testspeicherring* TSR [2]. Insbesondere die Ionensorten ${}^6,7\text{Li}^+$, ${}^9\text{Be}^+$ und ${}^{24}\text{Mg}^+$ sind für die dort durchgeführten Laserkühlexperimente von großem Interesse, da sie Resonanzlinien aufweisen, deren Frequenzen mit kommerziellen Schmalbandlasern erfaßt werden können [3, 4]. Aber auch andere Experimente, wie z.B. das **Coulomb Explosion Imaging Experiment** (CEI), konnten bereits mit

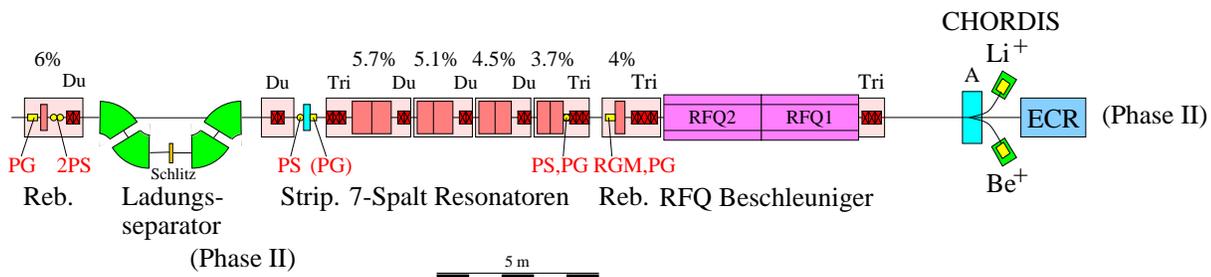


Abb. 1.1: Aufbau des Hochstrominjektors. Neben den Beschleunigerkomponenten sind die Positionen des Restgasmonitors (RGM), der Strahlprofilgitter (PG) und der Phasensonden (PS) eingezeichnet. A: Ablenkmagnet, Tri: Quadrupoltriplett, Du: Quadrupoldublett.

Molekülionstrahlen des HSI beliefert werden [5, 6].

Abb. 1.1 zeigt schematisch den Aufbau des *Hochstrominjektors*. In der bereits abgeschlossenen ersten Aufbauphase wird der Strahl von zwei *CHORDIS*-(**C**old or **H**ot **R**eflex **D**ischarge **I**on **S**ource)-Quellen geliefert, bei denen in einer z.B. mit Argon gezündeten Brennkammer entweder Gasatome oder aber zerstäubte Metallatome durch Elektronenstoß ionisiert werden [7]. Die beiden Betriebsarten Gas- und Sputtermode ermöglichen die Bereitstellung von Ionensorten über einen weiten Bereich des Periodensystems bis hin zu einfachen Molekülionen (siehe dazu Tab. 1.1). Die geringe Einschlußzeit in der Brennkammer führt jedoch dazu, daß die Produktion von mehrfach geladenen Ionen stark unterdrückt ist. Für die zweite Aufbauphase des HSI ist daher eine zusätzliche *ECR*-(**E**lectron-**C**yclotron-**R**esonance)-Ionenquelle vorgesehen, mit der auch höhere Ladungszustände erreicht werden können [8, 9]. Die Beschleunigung schwerer Ionen wird dadurch überhaupt erst möglich, da der Injektor auf ein minimales Ladung-zu-Masse Verhältnis von $q/A = 1:9$ ausgelegt ist. An die Quellensektion schließen zwei direkt aneinander gekoppelte *RFQ*-(**R**adio-**F**requency-**Q**uadrupole)-Resonatoren mit einer Gesamtlänge von 6 m an, die die Ionen auf 0.5 MeV/u beschleunigen [10]. Durch die vier in Quadrupolsymmetrie angeordneten Elektroden, auf die eine wellenförmige Struktur aufgeprägt ist, erfährt der Strahl außer der Beschleunigung noch transversal und longitudinal eine Fokussierung, weshalb sich dieser Beschleunigertyp für den Einsatz bei langsamen Ionenstrahlen hoher Intensität besonders gut eignet. Mit der auf den RFQ-Beschleuniger folgenden Matching-Sektion, bestehend aus einem 4%-Rebuncher und einem magnetischen Quadrupoltriplett, erfährt der Strahl erneut eine Fokussierung, bevor er in den nächsten Beschleunigerabschnitt, den *Siebenspaltresonatoren*, eingeschossen wird [11]. Mit diesem, in vier Modulen aufgebauten Driftröhrenbeschleuniger, kann der Strahl bis auf max. 1.9 MeV/u beschleunigt werden, was einer maximalen Austrittsgeschwindigkeit von $\beta = 6.4\%$ entspricht. Zwischen den einzelnen Modulen der insgesamt acht, aus je sechs Driftröhren bestehenden Spiralresonatoren, muß der Strahl immer wieder mit Qua-

drupollinsen fokussiert werden. Im Anschluß an den Siebenspaltbeschleuniger wird in Verbindung mit dem Einbau der ECR-Quelle ein Ionenstripper mit einer magnetischen Umlenkstrecke die Erzeugung und Separation hoher Ladungszustände erlauben. Ein erneuter Rebuncher (6%), der den Strahl an den Nachbeschleuniger anpaßt, bildet den Abschluß des Injektors.

Ionensorte	Betriebsart	U_{ex} / [kV]	I_{FC-RFQ}	E / [MeV]
${}^4\text{He}^+$	Gas	16.0	1.0 mA	2.0–7.5
${}^{18}\text{O}^{2+}$	Gas	36.0	200 nA	8.6
${}^{24}\text{Mg}^+$	Gas	30.0	5.0 μA	0.03
H_3^+	Gas	20.0	50 μA	1.5
D_2^+	Gas	16.0	5.0 μA	2.0
D_2H^+	Gas	20.0	5.0 μA	2.37
${}^4\text{HeH}^+$	Gas	20.0	5.0 μA	2.37
${}^3\text{HeD}^+$	Gas	20.0	5.0 μA	2.37

Tab. 1.1: Auflistung der bisher am HSI beschleunigten Ionensorten mit den dazugehörigen Extraktionsspannungen U_{ex} , den am Ausschub des RFQ-Beschleunigers gemessenen Strömen I_{FC-RFQ} und den dabei erreichten Endenergien E . Die Strahlströme waren dabei durch die nachfolgenden Experimente vorgegeben.

Zu Strahldiagnosezwecken verfügt der Hochstrominjektor über eine ganze Reihe von Meßgeräten (Tab. 1.2), die in speziell dafür vorgesehene Diagnosekammern eingebaut sind. Zur Strommessung von ungeladenen Strahlen werden strahlungsgekühlte Faraday-Cups eingesetzt. Die insgesamt fünf Cups des HSI sind entlang der Beschleunigerstrecke so verteilt, daß an allen wichtigen Punkten, d.h. vor allem beim Ein- und Ausschub der verschiedenen Beschleunigersektionen, die Intensität gemessen werden kann. Bei geladenen Strahlen kann man sich zusätzlich die Signale zweier Strahltransformatoren anzeigen lassen (siehe Anhang B.2), die ebenfalls Informationen über den Strahlstrom und zusätzlich über die Pulsform liefern. Sie befinden sich vor den RFQ- bzw. hinter den Siebenspaltresonatoren. Die Beobachtung des transversalen Strahlprofils geschieht im Bereich kleiner Strahlströme ($I \lesssim 1 \mu\text{A}$) mit Hilfe eines hinter dem 4%-Rebuncher eingebauten szintillierenden Quarzschirms. Für den weitaus häufigeren Fall von mittleren bis hohen Intensitäten stehen für die Profilmessung drei Strahlprofilgitter ($I \lesssim 10 \mu\text{A}$) und ein Restgasionisationsmonitor ($I \gtrsim 10 \mu\text{A}$) zur Verfügung. Schließlich

Gerät	Position	Bezeichnung
DS	hinter 60° Quellenmagnet	Scanner1 [♡]
FC	hinter 60° Quellenmagnet	FC0 [♡]
FC	Einschuß RFQ	FC1 [♡]
FC	hinter 4%-Rebuncher	HSI-RFQ-Cup
FC	Ausschuß Siebenspalter	HSI-7Spalt-Cup
FC	Ladungsseparator	HSI-Select-Cup [◇]
FC	hinter 6%-Rebuncher	HSI-vorD2-Cup
ST	hinter 60° Quellenmagnet	HSI-RFQ-Trafo
ST	Ausschuß Siebenspalter	HSI-Select-Trafo
Q	hinter 4%-Rebuncher	HSI-RFQ-Quarz
PG	hinter 4%-Rebuncher	HSI-RFQ-Harfe
PG	Einschuß Siebenspalter	HSI-Einsch7-Harfe
PG	Ausschuß Siebenspalter	HSI-7Spalt-Harfe [◇]
PG	hinter 6%-Rebuncher	HSI-vorD2-Harfe
RGM	hinter 4%-Rebuncher	HSI-RFQ-RGM
PS	Einschuß Siebenspalter	HSI-Einsch7-Sonde
PS	Ausschuß Siebenspalter	HSI-7Spalt-Sonde
PS	vor 4%-Rebuncher	HSI-vorD2-Sonde1
PS	vor 4%-Rebuncher	HSI-vorD2-Sonde2

Tab. 1.2: Sämtliche Strahldiagnosegeräte am Hochstrominjektor mit ihren Bezeichnungen in der HSI-Steuerung. DS: Drahtscanner, FC: Faraday-Cup, PG: Profilgitter, PS: Phasensonde, Q: Quarz, RGM: Restgasmonitor, ST: Strahltransformator. ♡: in Quellensteuerung eingebunden, ◇: vorgesehen für die Aufbauphase II.

interessiert man sich noch für die Länge der bei der Beschleunigung erzeugten Mikropulse, die mit den vier Phasensonden gemessen werden kann. Davon abgesehen ermöglichen die Sonden eine Bestimmung der Ionengeschwindigkeit und damit der Energie des Strahls. Die Positionen von Profilgittern, Restgasmonitor und Phasensonden sind in Abb. 1.1 gekennzeichnet.

Die Schwerpunkte dieser Arbeit liegen im Aufbau des Strahlprofilgitter-Meßsystems einschließlich seiner Ausleseelektronik, der Entwicklung des Restgasionsmonitors und der Erweiterung des Phasensonden-Meßsystems. Kap. 2 gibt zunächst einen Einblick in das Gebiet der Strahldiagnose. Es erläutert die in diesem Zusammenhang wichtigsten Grundbegriffe und Meßprinzipien. In Kap. 3 wird daraufhin das Strahlprofilgitter-Meßsystem vorgestellt. Es beinhaltet neben einer Betrachtung zur maximalen thermischen Belastbarkeit des Gitters vor allem die mechanische Auslegung der Profilgitter, sowie den Aufbau und die Funktionsweise der neu entwickelten Verstärkungselektronik. Diese läßt sich in weiten Bereichen auch bei der Auslese des Restgasmonitors einsetzen, mit dem sich Kap. 4 beschäftigt. Neben der Beschreibung des konstruktiven Teils der Entwicklung, wird darin auch auf die Berechnung des Restgassignals eingegangen. Den bei der Profilmessung mit dem Restgasmonitor auftretenden Abbildungsfehlern ist mit Kap. 5 ein eigenständiges Kapitel gewidmet. Kap. 6 befaßt sich schließlich mit dem Phasensonden-Meßsystem und der Durchführung von Energiemessungen.

Kapitel 2

Grundlagen der Strahldiagnose

Der Betrieb eines Teilchenbeschleunigers erfordert die Abstimmung und Optimierung vieler verschiedener Strukturkomponenten, angefangen bei der Ionenquelle, bis hin zu den beschleunigenden Elementen und magnetischen Linsen. Dazu reicht es nicht aus, die z.B. mit Teilchen-Tracking-Programmen berechneten Maschineneinstellungen zu kennen. Es ist vielmehr notwendig, das Verhalten des Strahls während des Betriebs durch Messungen zu überwachen. Die *Strahldiagnose* ist daher ein unentbehrlicher Bestandteil eines jeden Beschleunigers. Das folgende Kapitel soll dazu dienen, mit den Grundbegriffen der Strahldiagnose vertraut zu machen, die zur Beschreibung eines Teilchenstrahls notwendig sind. Gleichzeitig soll zu jedem wichtigen Strahlparameter ein typisches Meßinstrument vorgestellt werden.

2.1 Strahldynamik

2.1.1 Koordinatensystem

In jedem Beschleuniger ist durch die geometrische Anordnung der Strahlführungsmagnete eine Idealbahn festgelegt, die *Sollbahn* oder *zentrale Bahn* genannt wird. Bei einem Linearbeschleuniger ist sie i.allg. identisch mit der Strahlrohrachse. Teilchen, die sich auf dieser Bahn bewegen, nennt man *Sollteilchen*. Fast alle Teilchen im Strahl bewegen sich jedoch nicht exakt auf der zentralen Bahn, sondern oszillieren um diese herum, so daß die Sollbahn auch als mittlere Bewegung der Teilchen im Beschleuniger interpretiert werden kann. Es bietet sich daher an, die Bewegung eines Teilchens im Beschleuniger mit Hilfe eines ebenen (x, y) -Koordinatensystems zu beschreiben, dessen Ursprung sich entsprechend der Geschwindigkeit des Teilchens auf der Sollbahn mitbewegt (siehe Abb 2.1). Das Koordinatensystem ist so orientiert, daß die Normale der x - y -Ebene durch den Tangentenvektor der Sollbahn festgelegt ist. Die x -Achse liegt in der Horizontalen und zeigt in Strahlrichtung gesehen nach links. Die y -Achse steht senkrecht dazu und zeigt nach oben. Die momentane Position des mitbewegten Koordinatensystems wird

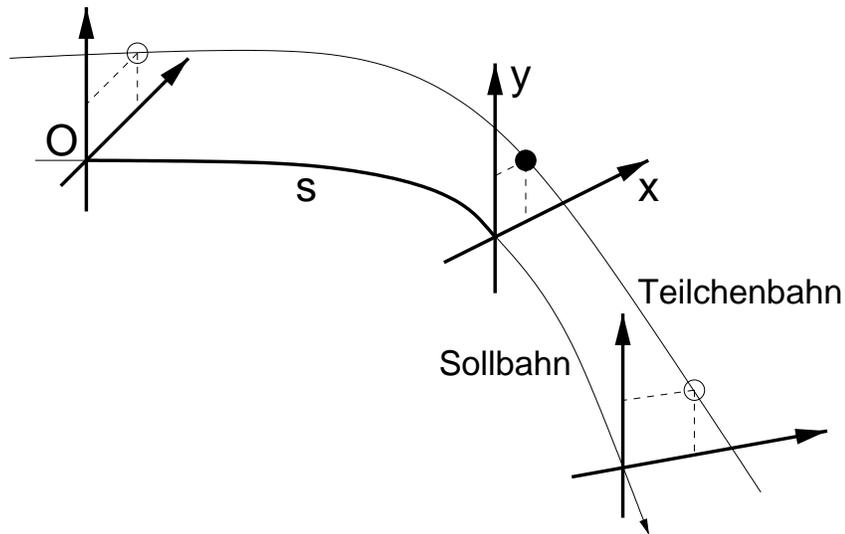


Abb. 2.1: (x, y) -Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung. Der Koordinatenursprung bewegt sich entsprechend der Geschwindigkeit des Teilchens auf der Sollbahn mit.

durch die auf der Sollbahn zurückgelegte Wegstrecke s festgelegt, die von einem beliebigen aber festen Startpunkt O aus gerechnet wird.

2.1.2 Phasenraum

Der Zustand eines einzelnen Teilchens lässt sich durch einen Punkt im sechsdimensionalen Phasenraum vollständig beschreiben. Anstatt der üblichen Phasenraumkoordinaten (x, p_x, y, p_y, z, p_z) werden in der Strahldynamik transversal die Koordinaten x, y und die Richtungsabweichungen x', y' verwendet, die man aus der Ortsableitung der Funktionen $x(s)$ und $y(s)$ erhält:

$$x' = \frac{dx}{ds}, \quad y' = \frac{dy}{ds}. \quad (2.1)$$

Zur Beschreibung des Teilchens in der longitudinalen Richtung verwendet man die Phasenabweichung $\Delta\varphi$ und die Energieabweichung ΔE bezüglich der Phase φ_s und Energie E_s des Sollteilchens. Dabei ist φ_s als die Phase definiert, mit der das Sollteilchen die HF-Beschleunigungsstrecke passiert. Die Relativkoordinaten zur Beschreibung eines einzelnen

Teilchens kann man damit zu einem sechskomponentigen Vektor $\vec{x}(s)$ zusammenfassen:

$$\vec{x}(s) = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ \Delta\varphi \\ \Delta E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{horizontale Ortsabweichung} \\ \text{horizontale Richtungsabweichung} \\ \text{vertikale Ortsabweichung} \\ \text{vertikale Richtungsabweichung} \\ \text{(longitudinale) Phasenabweichung} \\ \text{Energieabweichung} \end{pmatrix} . \quad (2.2)$$

2.1.3 Phasenraumellipse und Separatrix

In der Beschleunigerphysik sind weniger die Bahnen der einzelnen Teilchen, als vielmehr die Beschreibung des Teilchenstrahls als Gesamtheit aller Teilchen von Bedeutung. Dazu stellt man sich diesen als Überlagerung der Bahnen vieler Strahlteilchen vor (siehe Abb. 2.2). Durch die Kenntnis der Dichteverteilung der Teilstrahlen,

$$\rho(\vec{x}) = \rho(x, x', y, y', \Delta\varphi, \Delta E), \quad (2.3)$$

ist der Gesamtstrahl an einem Punkt s auf der Sollbahn vollständig bestimmt.

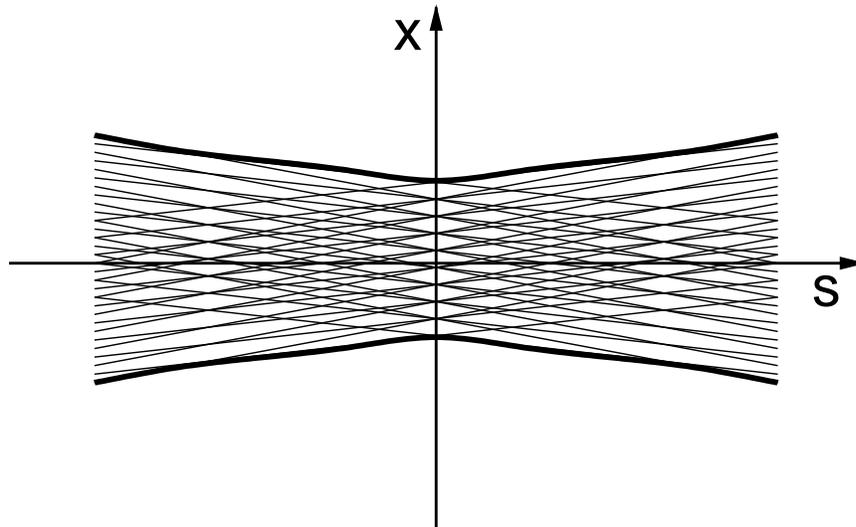


Abb. 2.2: Darstellung eines Teilchenstrahls als Überlagerung vieler Teilstrahlen. Jeder Teilstrahl repräsentiert die Bahn eines einzelnen Teilchens. Die äußere Grenze der Bahnen (dick gezeichnete Linie) bezeichnet man als Strahlenveloppe (siehe Abschnitt 2.3).

Durch die Projektion von $\rho(\vec{x})$ auf die transversale (x, x') - bzw. (y, y') -Ebene kommt man zu den zweidimensionalen Dichteverteilungen $\rho(x, x')$ und $\rho(y, y')$. Trägt man nun die Punkte (x_i, x'_i) der mit i indizierten Teilchen eines Strahls in die Phasenebene $(x(s), x'(s))$ ein, so ergibt sich eine Fläche, die nach *Courant* und *Snyder* die Form einer Ellipse mit folgender Gleichung besitzt [12]:

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon, \quad (2.4)$$

wobei α , β und γ die Ellipsenparameter bezeichnen, deren anschauliche Bedeutung in Abb. 2.3 dargestellt ist. Die *Phasenellipse* repräsentiert in allgemeiner Form die Eigenschaften eines Teilchenstrahls in den beiden transversalen Ebenen. Da nur drei freie Parameter (z.B. α , β und ϵ) benötigt werden, kann man eine weitere Bedingung angeben:

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1. \quad (2.5)$$

Mit dieser Normalisierung der Parameter α , β und γ bekommt der Parameter ϵ die einfache Bedeutung, daß $\pi\epsilon$ die Fläche der Ellipse ist.

Die Projektion der Dichtematrix $\rho(\vec{x})$ aus Gl. 2.3 auf die longitudinale $(\Delta\varphi, \Delta E)$ -Ebene führt schließlich zur zweidimensionalen Dichteverteilung $\rho(\Delta\varphi, \Delta E)$, die in Abb. 2.4 für den Fall eines HF-Beschleunigers schematisch dargestellt ist. Ein synchrones Teilchen mit Ladungszahl q gewinnt in einem Hochfrequenzfeld mit Spannungsamplitude U_0 stets die Energie:

$$\Delta E = q U_0 \sin \varphi_s. \quad (2.6)$$

Teilchen hingegen, deren Energien von der des Sollteilchens abweichen, führen sogenannte *Synchrotronschwingungen* um die Sollphase φ_s aus, die mit Energieschwingungen um die Sollenergie E_s gekoppelt sind. Innerhalb des stabilen Bereichs im Phasenraum, der durch die *Separatrix* begrenzt wird, bewegen sich die Teilchen auf geschlossenen Kurven. Ist die von der Gesamtheit aller Teilchen besetzte Fläche klein, kann sie, wie im transversalen Fall, näherungsweise durch eine Ellipse umrandet werden. Außerhalb der Separatrix führen die Teilchen eine instabile Bewegung durch und gehen verloren. Die *maximale positive Phasenabweichung* $\Delta\varphi_{max}$ des stabilen Bereichs hängt von der Größe der Sollphase ab. Es gilt die Beziehung [13]:

$$\Delta\varphi_{max} = \pi - 2\varphi_s. \quad (2.7)$$

Die innerhalb der Separatrix maximal mögliche Energieabweichung ΔE_{max} definiert die *Energieakzeptanz* des stabilen Bereichs. Sie steigt proportional zur Wurzel der HF-Spannung U_0 an [13]:

$$\Delta E_{max} \propto \sqrt{U_0}. \quad (2.8)$$

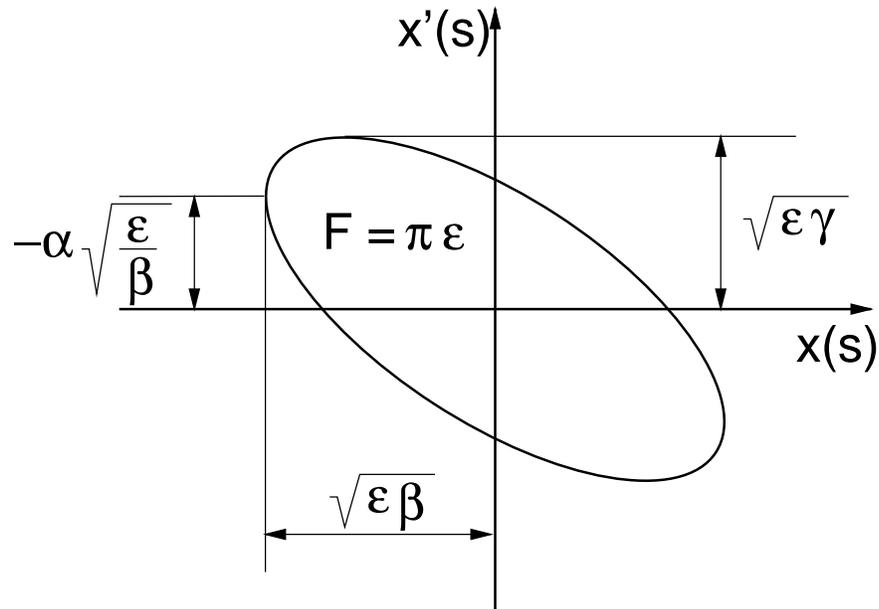


Abb. 2.3: Transversale Phasenraumellipse eines Teilchenstrahls. Die Parameter α , β , γ und ϵ entsprechen den Ellipsenparameter aus Gl. 2.4.

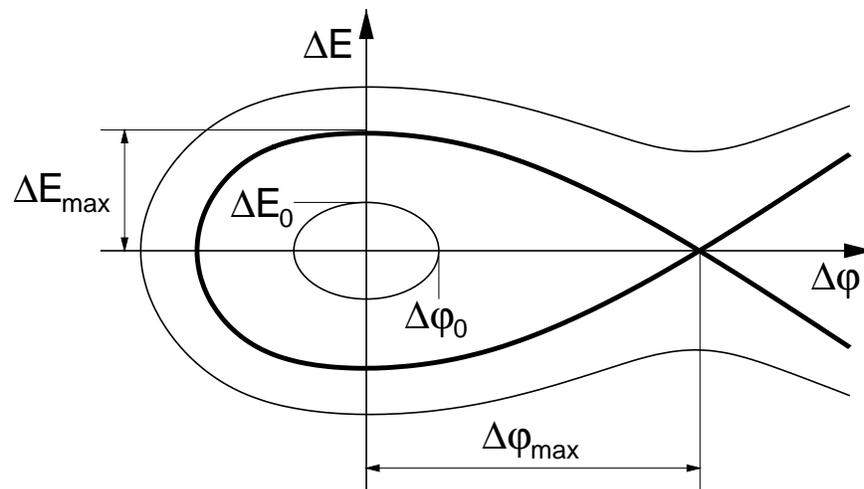


Abb. 2.4: Teilchenbewegung im longitudinalen Phasenraum. Die fischähnliche Separatrix (dicke Linie) trennt die Bereiche stabiler und instabiler Teilchenbewegung. Aus den Schnittpunkten ΔE_0 und $\Delta \varphi_0$ der Phasenellipse mit den beiden Achsen berechnet sich die Strahlemittanz (siehe Abschn. 2.5).

2.2 Strahlstrom

Einer der wichtigsten Parameter eines Ionenstrahls ist sein *Strahlstrom*. Bei einem *kontinuierlichen Strahl (DC-Strahl)* ist der Strom zeitunabhängig und kann durch die Angabe eines einzigen Wertes charakterisiert werden. Als Einheit wird meistens das Ampère verwendet. Gelegentlich interessiert man sich auch für den *Teilchenstrom*, der es erlaubt, Intensitäten von Strahlen unterschiedlicher Ionenladung miteinander zu vergleichen. Im Falle eines gepulsten Strahls besitzt der Strom eine Zeitstruktur, die durch die Pulslänge und dem *Tastverhältnis*, dem Verhältnis von Pulslänge zu Periodendauer, eindeutig festgelegt ist. Bei der Angabe des Stroms muß zwischen dem über die Zeit gemittelten Strom I_0 , der gerade dem Strom eines kontinuierlichen Strahls gleicher Intensität entspricht, und dem Strom im Puls I_{Puls} (*Peakstrom*) unterschieden werden. Handelt es sich um einen HF-Beschleuniger, dann ist dem Stromverlauf sowohl beim DC-Strahl, als auch beim gepulsten Strahl eine weitere Struktur aufgeprägt, die sich aus dem Beschleunigungsprinzip herleitet [13]. Im Abstand der Hochfrequenz entstehen beim Beschleunigungsvorgang Mikropulse, sog. *Bunche*, denen man ebenfalls einen Strom I_{Bunch} zuordnen kann. Der mittlere Strom I_0 und der Pulsstrom I_{Puls} entsprechen dann der zeitlichen Mittelung über I_{Bunch} . Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bunchen beträgt am HSI entsprechend den 108.48 MHz Senderfrequenz 9.22 ns. Einen ungepulsten Strahl mit einer Mikrostruktur bezeichnet man auch als *CW-Strahl*. Die soeben beschriebenen Begriffe sind in Abb. 2.5 noch einmal anschaulich dargestellt.

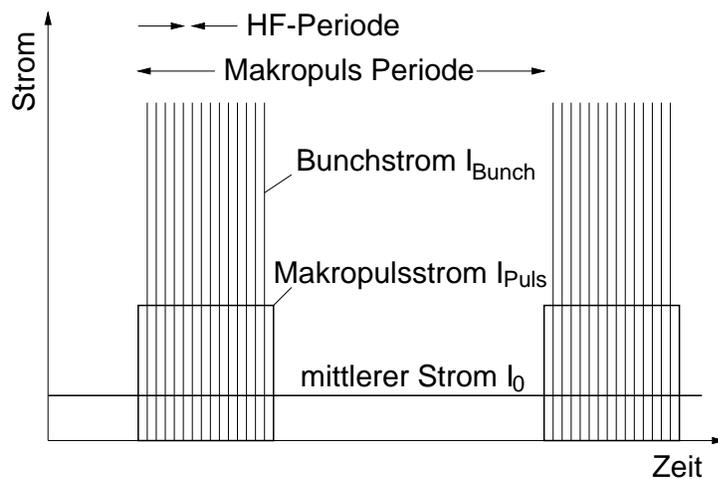


Abb. 2.5: Zeitstruktur eines gepulsten Strahls. Man unterscheidet zwischen dem mittleren Strom I_0 , dem Makropulsstrom I_{Puls} und dem Bunchstrom I_{Bunch} (in Anlehnung an Ref. [14]).

Die Kenntnis des Strahlstroms ist bei vielen Vorgängen während des Beschleunigerbetriebs von Bedeutung. So werden bereits die Parameter der Ionenquelle mit Hilfe der Strommessung optimiert. Es ist z.B. möglich, durch langsames Hochfahren der Magnetfeldstärke eines Ablenkamagneten hinter der Quelle, ein Intensitätsspektrums aufzunehmen, das Aufschluß darüber gibt, welche Ionensorten in welchen Ladungszuständen in der Quelle vorzufinden sind. Um im weiteren Verlauf des Beschleunigers die Einstellungen von Dipol- und Quadrupolmagneten sowie Ablenkspulen (engl.: *Steerer*) auf maximalen Strom optimieren zu können, muß entlang der Beschleunigerstrecke in regelmäßigen Abständen eine Strommessung vorgesehen sein. Treten während des Strahlbetriebs Schwierigkeiten an der Maschine auf oder kommt es gar zu einem Strahlverlust, vereinfacht sich dadurch die Lokalisierung der Fehlerquelle. Unabhängig vom Betrieb des Beschleunigers ist der genaue Wert des Teilchenflusses auch bei vielen Experimenten von Interesse, so z.B. zur Dosisbestimmung bei der Ionenimplantation in Halbleitern oder zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von Reaktionen. Ein mit dem Strahlstrom eng verknüpfter Begriff ist die *Transmission* einer Beschleunigersektion. Sie gibt an, welcher Bruchteil von der Intensität am Einschub der Sektion bei deren Ausschub noch vorhanden ist.

Das zur Strahlstrommessung wohl am häufigsten verwendete Instrument ist der *Faraday-Cup* (Faraday-Tasse, Faraday-Becher) (Abb. 2.6). Ein pneumatisch in das Strahlrohr eingefahrener isolierter Kupfer- oder Edelstahlbecher fängt die Ionen des Strahls in seinem Boden auf. Der Becher ist an ein Ampèremeter angeschlossen, an dem der Strahlstrom I_0 unmittelbar abgelesen werden kann. Bei geeigneter Triggerung des Meßgerätes können damit auch die Pulsströme I_{Puls} gemessen werden. Ein Effekt, der zu einer Verfälschung der Strommessung führt, ist die Emission von Sekundärelektronen. Sekundärelektronen, die den Cup nicht verlassen, sondern an einer anderen Stelle der Oberfläche wieder auftreffen, haben keinen Einfluß auf die Messung. Lediglich die Elektronen, die den Cup verlassen, führen bei positiven (negativen) Ionenströmen zu einem Ansteigen (Absinken) des gemessenen Stromes. Der Bruchteil f der Elektronen, die den Cup durch die Eintrittsöffnung verlassen, hängt vom Verhältnis der Blendenapertur R zur Cuplänge L ab. Eine einfache geometrische Abschätzung führt zu [15]:

$$f \propto \frac{R^2}{2 \cdot (R^2 + L^2)}. \quad (2.9)$$

Daraus ist ersichtlich, daß sich der Bruchteil f für kleine R und große L zu günstigen kleinen Werten hin verschiebt. Für $R \rightarrow \infty$ ($L = const.$) bzw. $L \rightarrow 0$ ($R = const.$) strebt f gegen $1/2$. Länge und Radius des Cups unterliegen jedoch technisch bedingten Grenzen, so daß der Sekundärelektroneneffekt nicht immer durch die geometrische Form ausreichend reduziert werden kann. Eine weitere, sehr effiziente Methode, die Elektronen am Verlassen des Cups zu hindern, ist das Anlegen einer negativen Vorspannung an einer vor dem Cup angebrachten Elektrode.

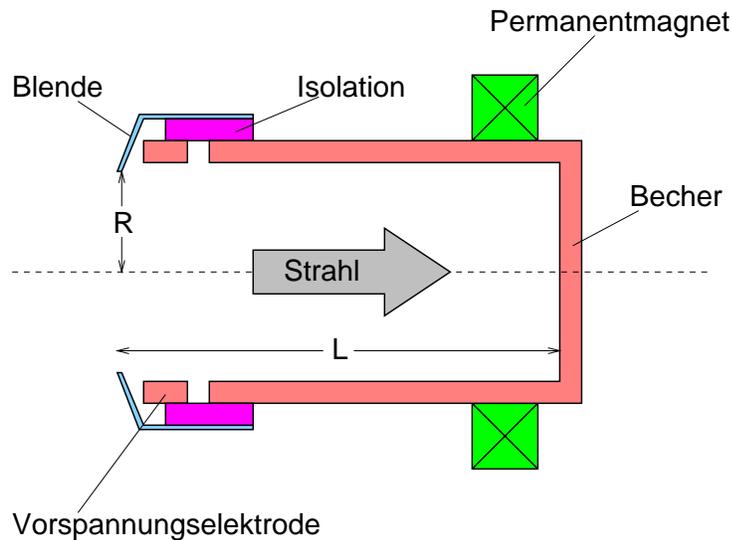


Abb. 2.6: Schema eines ungekühlten Faraday-Cups. Der auf den Becherboden treffende Strahlstrom kann über ein Ampèremeter ausgelesen werden. Die Felder der Vorspannungselektrode und des Permanentmagneten unterdrücken das Entweichen von Sekundärelektronen (in Anlehnung an Ref. [14]).

Eine Vorspannung von 500 V, mit der die Faraday-Cups der MPI-Beschleunigeranlage betrieben werden, reicht in den meisten Fällen bereits aus, um die Emission von Sekundärelektronen nahezu vollständig zu unterdrücken. Ein zusätzliches Magnetfeld, das die Elektronen innerhalb des Cups auf Kreisbahnen zwingt, erhöht die Effizienz des abstoßenden elektrischen Feldes erheblich und ermöglicht den Betrieb bei geringeren Vorspannungen. Derartige Faraday-Cups werden bis zu Strahlleistungen von 600 W eingesetzt. Zur Messung von Ionenstrahlen höherer Intensität kommen *wassergekühlte Faraday Cups* zur Anwendung, die Strahlleistungen bis zu 6 kW aufnehmen können [16].

Am Hochstrominjektor sind insgesamt fünf Faraday-Cups eingebaut. Es handelt sich dabei um eine *indirekt gekühlte*, bzw. *strahlungsgekühlte* Ausführung, d.h. der Cup ist von einem wassergekühlten Kupferkörper umgeben, der die abgestrahlte Wärme aufnimmt und nach außen abführt. Im Gegensatz dazu ist beim *direkt gekühlten Faraday-Cup* der Becher selbst wasserdurchflossen, was die Effizienz der Kühlung erhöht. Dieser hat jedoch den Nachteil, daß ein Teil des Stromes über die im Kühlwasser befindlichen Ladungsträger abfließen kann. Der dabei auftretende relative Meßfehler bestimmt sich aus dem Verhältnis des vom Kühlwasser gebildeten Widerstandes R_W zum Rückkoppelwiderstand R der Verstärkungselektronik. Letzterer muß bei der Messung kleiner Strahlströme erhöht werden, was zu einem Anstieg des relativen Meßfehlers führt. Bei typischen Werten zur Messung von Nanoampère-Strömen ($R_W = 1 \text{ M}\Omega$, $R = 100 \text{ M}\Omega$) ergibt sich ein Fehler von 1% [14].

2.3 Strahlprofil

Projiziert man stellvertretend für die beiden transversalen Komponenten x, y die Dichteverteilung $\rho(x, x')$ im zweidimensionalen Phasenraum eines Strahls auf die Ortsachse x so erhält man die eindimensionale Dichteverteilung

$$\rho(x) = \int \rho(x, x') dx', \quad (2.10)$$

die man als *Strahlprofil* bezeichnet. Das Strahlprofil entspricht also der Intensitätsverteilung des Strahls entlang der transversalen Ortskoordinaten. Im allgemeinen lassen sich die tatsächlichen Profile in guter Näherung durch eine Gaußfunktion beschreiben. Die Näherung besteht unter anderem darin, daß sich die Gaußverteilung von $-\infty$ bis $+\infty$ erstreckt, der Strahl jedoch durch das Strahlrohr nach außen begrenzt ist. Für die *Halbwertsbreite* (Abk.: FWHM = „full-width at half maximum“) der auf Eins normierten eindimensionalen Verteilungsfunktion

$$\rho(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \quad (2.11)$$

gilt die Beziehung $\Delta x_{FWHM} = 2.355 \cdot \sigma_x$. Die Standardabweichung σ_x kann als charakteristisches Maß für die *Strahlbreite* herangezogen werden. Häufig wird dazu die sogenannte *Zwei-Sigma-Definition* benutzt, die besagt, daß die Ausdehnung des Strahls auf den Bereich zwischen $-2\sigma_x \leq x \leq +2\sigma_x$ beschränkt ist, d.h. die Strahlbreite b ist definiert als:

$$b = 4 \cdot \sigma_x. \quad (2.12)$$

Tatsächlich liegen dann nur 95% der Teilchen eines Strahls innerhalb seiner Breite. Oft weicht der Profilverlauf weit außerhalb des Intensitätsmaximums ($x > 3\sigma_x$) von der Gaußform deutlich ab. Bei diesem als *Strahlhalo* bezeichneten Untergrund handelt es sich um gestreute Strahlteilchen, die den eigentlichen Strahl umgeben.

Wenn man nun das Strahlprofil entlang des Beschleunigers an verschiedenen Stellen s mißt, und den *Strahlradius* R , definiert über

$$R = 2 \cdot \sigma_x, \quad (2.13)$$

als Funktion von s aufträgt, erhält man die *Strahleinhüllende* oder *Strahlenveloppe* $E(s)$. Das Aufzeichnen der Enveloppe (dick gezeichnete Linie in Abb. 2.2) ergibt eine unmittelbare und anschauliche Darstellung des Verhaltens des Strahls im Strahlführungssystem. In Abb. 2.7 ist der Zusammenhang zwischen Phasenraumellipse, Strahlprofil, -breite und -enveloppe noch einmal veranschaulicht.

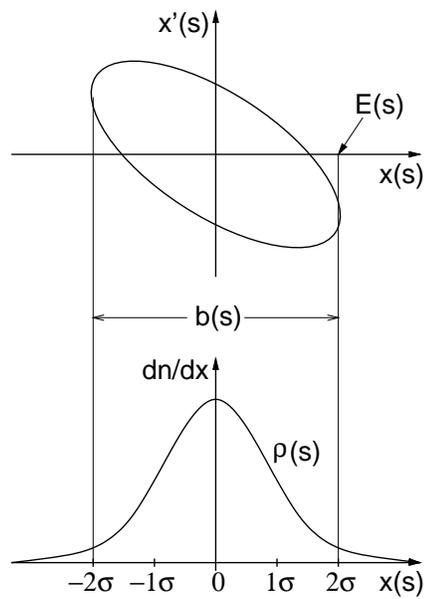


Abb. 2.7: Zusammenhang zwischen Phasenraumellipse, Strahlprofil und Strahlbreite in der Zwei-Sigma-Definition. Der Wert der Strahlenveloppe $E(s)$ entspricht gerade dem Strahlradius R an einer bestimmten Stelle s .

Eine Methode, mit der man auf sehr einfachem Wege die Position und das Profil eines Strahls messen kann, ist der Einsatz von *Szintillatoren*. Bei der Auswahl des Szintillators müssen sowohl Ionensorte und Energie, als auch die zu erwartenden Strahlintensitäten berücksichtigt werden. Man verwendet heute überwiegend die in Tab. 2.1 aufgelisteten Materialien.

Zur Messung wird, wie in Abb. 2.8 dargestellt, ein aus dem Szintillatormaterial hergestellter Schirm (*Leuchttarget*) unter einem Winkel von 45° in den Strahl eingefahren. Der mit einem Achsenkreuz bzw. Strichgitter versehene Schirm kann bei Bedarf durch ein kleines Fen-

Material	Aktivator	Farbe	Abklingzeit	$I_{min}/[\text{Protonen}/(\text{mm}^2 \cdot \text{s})]$
Quarz	–	weiß	ns	$2 \cdot 10^8$
Li-Glas	Ce	violett	100 ns	$1 \cdot 10^8$
Al_2O_3	Cr	rot	ms	$1 \cdot 10^6$
CsI	Tl	grün	900 ns	$2 \cdot 10^5$

Tab. 2.1: Moderne Szintillatormaterialien [17]. I_{min} bezeichnet die Empfindlichkeit des Szintillators, d.h. die minimale Strahlintensität, die zur Durchführung von Messungen benötigt wird.

ster in der Kammer beleuchtet werden. Durch ein weiteres Fenster nimmt eine senkrecht zur Strahlrichtung installierte Kamera das zweidimensionale Bild des Strahlquerschnitts auf. Diese eher qualitative Messung von Größe und Lage des Strahls reicht in den meisten Fällen für den Beschleunigerbetrieb aus. Um zu einer mehr quantitativen Aussage über das Strahlprofil zu kommen, kann anstatt einer herkömmlichen TV-Kamera eine *CCD-(Charge-Coupled-Device)-Kamera* verwendet werden, deren digitales Bild eine genauere Auswertung ermöglicht.

Am Hochstrominjektor ist ein nach diesem Prinzip funktionierendes Leuchttarget hinter dem 4%-Rebuncher eingebaut. Die im Durchmesser 25 mm große und 3 mm dicke Scheibe besteht aus gesintertem Quarzglas (SiO_2) und wird bis zu Strahlleistungen von max. 2 W ($\hat{=} 1 \mu\text{A } ^4\text{He}^+$, 0.5 MeV/u) eingesetzt.

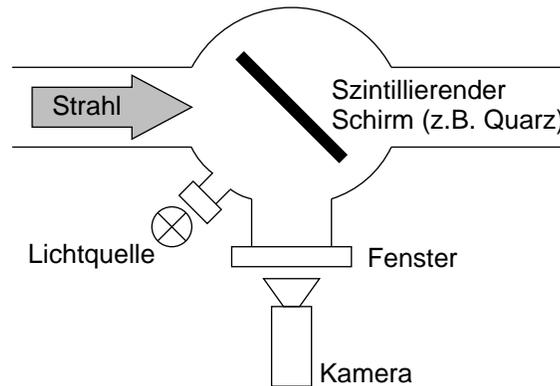


Abb. 2.8: Typische Anordnung zur Beobachtung der Strahlposition und -größe mit einem fahrbaren Szintillatorschirm und einer Kamera.

2.4 Strahlenergie

Unter der Energie E eines Strahls versteht man die kinetische Energie seiner Teilchen. Für einen Ionenstrahl gilt in nichtrelativistischer Näherung folgender Zusammenhang:

$$E = \frac{1}{2} \cdot A \cdot m_u \cdot (\beta c)^2, \quad (2.14)$$

mit der Massenzahl A , der Nukleonenmasse $m_u = 931.5 \text{ MeV}/c^2$ und der Ionengeschwindigkeit βc .

Abb. 2.9 zeigt, wie mit einer Anordnung aus einem Ablenkmagneten, zwei horizontalen Schlitzblendenpaaren und einem abschließenden Quarz die Strahlenergie gemessen werden kann. Ein mit Hilfe des ersten Blendenpaares genau auf Achse ($x = 0$) in den Magneten eingeschossener Strahl, wird durch das Magnetfeld B auf eine Kreisbahn gezwungen. Nur wenn

der Bahnradius dem Biegeradius ρ des Magneten entspricht, verläßt der Strahl den Magneten auch wieder bei $x = 0$ und kann durch die Öffnung der zweiten Blende gelangen. Teilchen mit zu hoher bzw. zu geringer Energie durchlaufen den Magneten mit einem von ρ abweichenden Radius und treffen links bzw. rechts auf die Blende. Bei einem Strahl unbekannter Energie wird nun das Magnetfeld B so eingestellt, daß der Strahl durch die gesamte Anordnung hindurch auf den Quarz trifft. Durch Beobachten des Strahlflecks kann das Intensitätsmaximum genau auf das Achsenkreuz eingestellt werden. Unter Kenntnis des Magnetfeldes kann dann die Strahlgeschwindigkeit βc in nichtrelativistische Näherung ($\gamma = 1$) über folgende Gleichung bestimmt werden [18]:

$$\beta c = \frac{B \cdot \rho \cdot q \cdot e}{A \cdot m_u}, \quad (2.15)$$

mit der Teilchenladung $q \cdot e$. Der Aufbau eignet sich auch zur Aufnahme der Impulsverteilung des Strahls. Dazu muß das Feld des Magneten durchgestimmt und der Strom durch die Blendenöffnung mit einem Faraday-Cup gemessen werden.

Am MPI-Nachbeschleuniger kann die Energie auf diese Weise mit dem Ablenkmagneten D3 bestimmt werden. Dieser ist zur exakten Magnetfeldmessung mit einer NMR-Sonde ausgestattet. Man erreicht damit relative Genauigkeiten in der Energiemessung von $5 \cdot 10^{-3}$ [19].

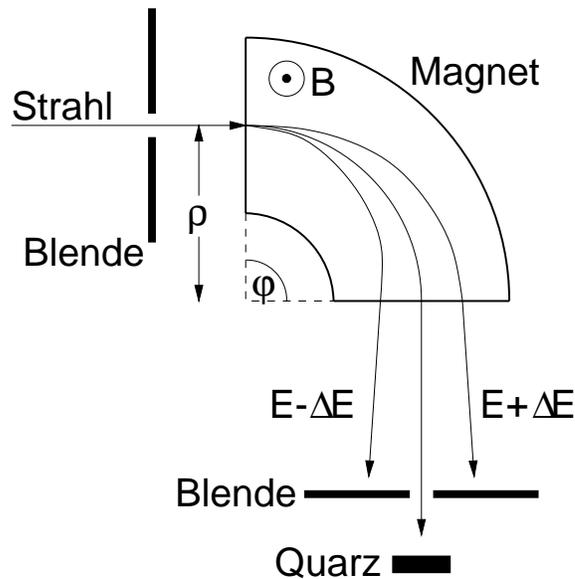


Abb. 2.9: Prinzip der Energiemessung mit einem Ablenkmagneten. Ist das Magnetfeld so eingestellt, daß sich der Strahl im Zentrum des Quarzes befindet, kann über die Gln. 2.15 und 2.14 seine Energie ausgerechnet werden.

2.5 Strahlemittanz

Unter der *horizontalen* und *vertikalen Emittanz* ϵ eines Teilchenstrahls versteht man die Fläche F seiner Phasenraumellipse geteilt durch π :

$$\epsilon = \frac{F}{\pi}, \quad (2.16)$$

mit der Einheit [mm·mrad]. Die Emittanz ist unter Anwesenheit konservativer Kräfte eine Erhaltungsgröße. Die Beschleunigung selbst stellt jedoch einen nichtlinearen Vorgang dar, da die longitudinale Geschwindigkeitskomponente der Teilchen anwächst, während die transversale Komponente konstant bleibt. Dadurch wird die Neigung x' der Teilchenbahn zur Sollbahn verringert, was eine Abnahme der Emittanz zur Folge hat. Um eine vom Teilchenimpuls unabhängige Größe zu bekommen, führt man daher die *normierte Emittanz* ϵ_n ein:

$$\epsilon_n = \epsilon \cdot \beta\gamma, \quad (2.17)$$

mit dem relativistischen β und dem Lorentzfaktor γ als Normierungsfaktoren. Sie ist eine Invariante gegenüber der Beschleunigung und bleibt über die gesamte Strahlführung konstant, sofern keine anderen nichtlinearen Kräfte auftreten.

Im longitudinalen Phasenraum, der von den Koordinaten ΔE und $\Delta\varphi$ aufgespannt wird, definiert man die *longitudinale Emittanz* ϵ_φ . Wenn die von Teilchen besetzte Fläche sehr klein ist und näherungsweise durch eine Ellipse umrandet werden kann, läßt sie sich schreiben als

$$\epsilon_\varphi = \Delta\varphi_0 \cdot \Delta E_0. \quad (2.18)$$

Dabei ist für $\Delta\varphi_0$ und ΔE_0 der Wert der Phasenellipse am jeweiligen Achsenschnittpunkt einzusetzen (vgl. Abb. 2.4). Die durch Gl. 2.18 definierte Größe ist invariant gegenüber der Beschleunigung. Die Emittanz der größtmöglichen Phasenellipse, die ein Strahl besitzen darf, um eine Beschleunigerstruktur ohne Verluste durchqueren zu können, bezeichnet man als *Akzeptanz*.

Um die Emittanz in einer der beiden *transversalen* Phasenebenen zu bestimmen, muß man die Winkeldivergenz der Strahlteilchen in Abhängigkeit von ihrer Ortskoordinate messen. Dies kann mit einer Apparatur geschehen, wie sie in Abb. 2.10 skizziert ist. Mit einer fahrbaren Schlitzblende werden Teilchen mit annähernd gleicher Ortskoordinate vom Gesamtstrahl herausselektiert. Hinter der Blende mißt man mit einem ortsempfindlichen Detektor in x -Richtung das Intensitätsprofil der ankommenden Teilchen, das in die Verteilung der Winkelabweichungen x' umgerechnet werden kann. Die Messung muß für verschiedene Schlitzstellungen wiederholt und die Einzelprofile hintereinander in ein Phasendiagramm eingetragen werden. Das

Ergebnis der Messung könnte eine Verteilung ergeben, wie sie für Abb. 2.11 berechnet wurde. Derartige aufrecht stehende Phasenellipsen sind immer an den Stellen vorzufinden, an denen der Strahl einen räumlichen Fokus aufweist. Die Dichteverteilung innerhalb der Phasenellipse entspricht einer zweidimensionalen Gaußverteilung, die, wie bereits erwähnt, für die meisten Strahlen ein realistisches Modell darstellt. Für die Messung der *longitudinalen* Emittanz gibt es mehrere destruktive und nichtdestruktive Methoden, die in Ref. [18] beschrieben sind und auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

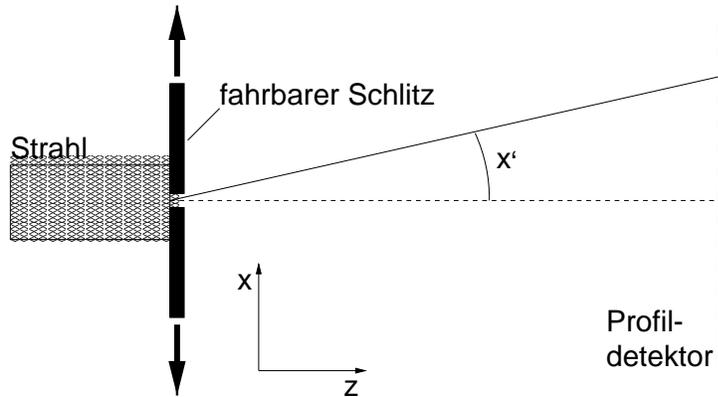


Abb. 2.10: Prinzip der Emittanzmessung in einem der beiden transversalen Phasenräume. Die Messung des Intensitätsprofils muß für verschiedene Schlitzpositionen wiederholt werden.

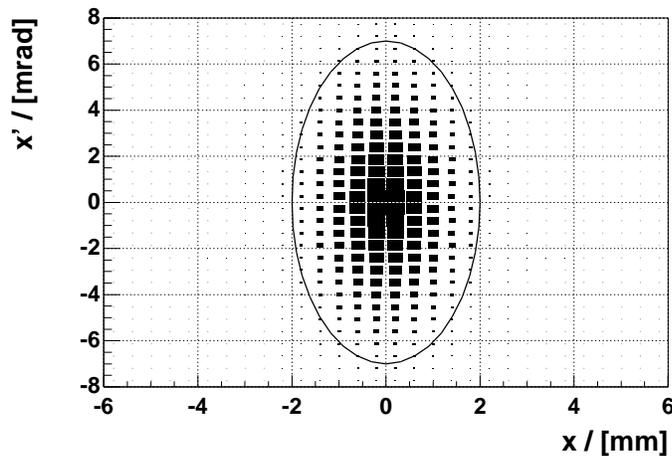


Abb. 2.11: Berechnete Dichteverteilung $\rho(x, x')$ in Form einer zweidimensionalen Gaußverteilung. Die in Abb. 2.10 skizzierte Emittanzmessung würde bei einem räumlichen Fokus ein derartiges Schaubild als Resultat liefern.

Kapitel 3

Das Strahlprofilgitter-Meßsystem

Zur Optimierung von Beschleunigerstrukturen ist die genaue Kenntnis der Lage und des Profils des beschleunigten Ionenstrahls unerlässlich. Wie schon in der Einleitung erwähnt, müssen die Messungen am Hochstrominjektor dabei einen weiten Bereich an Strahlströmen überspannen. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Messung bei mittleren Strömen im μA -Bereich. Zwei in diesem Bereich häufig benutzte Methoden für die Bestimmung der Strahleigenschaften Lage und Profil stellen Strahlprofilgitter („Harfen“) und Drahtscanner dar. Am Beginn dieses Kapitels soll daher zunächst diskutiert werden, warum man sich im Falle des Hochstrominjektors für ein System aus Profilgittern entschieden hat. Im Anschluß daran wird auf den Aufbau der Profilgitter und deren Eigenschaften eingegangen. Ein wesentlicher Teil nimmt dabei die Beschreibung der Ausleseelektronik ein.

3.1 Drahtscanner oder Profilgitter?

Vom Gesichtspunkt der Datenaufnahme sind sich beide Geräte sehr ähnlich. Bei einem *Drahtscanner* überstreicht ein dünner Draht den Strahl in x - oder y -Richtung. Häufig verwendet man rotierende Scanner mit helixförmig gebogenen Drähten, die es erlauben, während einer Umdrehung beide transversale Richtungen einmal zu durchfahren [20]. Durch das Auslesen des auf den Draht treffenden Strahlstroms oder durch das Abziehen der emittierten Sekundärelektronen erhält man ein Signal, das proportional zur Ladung der auftreffenden Ionen ist. Trägt man dieses gegen die Position bzw. den Winkel des Drahtes auf, resultiert daraus das Profil des Strahls. Während beim Drahtscanner die Ortsauflösung dadurch erreicht wird, daß ein einzelner Draht den Strahl abtastet, sind beim *Profilgitter* eine ganze Anzahl horizontaler und vertikaler Drähte statisch zu einem Gitter angeordnet. Bringt man das Gitter in den Strahl, werden, wie beim Drahtscanner, die auf die Drähte treffenden Ionen bei Energien unter 2.0 MeV/u (HSI: $0.5 \text{ MeV/u} < E < 1.9 \text{ MeV/u}$) vollständig abgebremst [14]. Die aufgefangene Ladung fließt schließlich über eine Verstärkungselektronik ab und erlaubt die Darstellung des Strahlprofils in

den beiden transversalen Koordinaten als Funktion der Drahtnummer bzw. der Drahtposition. Beide Geräte liefern also elektrische Signale, die proportional zur Strahlintensität am Ort der Drähte sind.

Bei der Entscheidung für ein bestimmtes Drahtdiagnosesystem sollten folgende Punkte berücksichtigt werden:

- Ein rotierender Drahtscanner erlaubt durch das bei der Rotation entstehende geometrische Tastverhältnis den Einsatz bei höheren Strahlleistungen als es bei einem statischen Gitter möglich ist.
- ↪ Beim Hochstrominjektor wird es notwendig sein, Ströme bis in den mA-Bereich hinein zu diagnostizieren. In diesem Bereich sind jedoch weder rotierende Drahtscanner noch Strahlprofilgitter einsetzbar, da es aufgrund der hohen Leistungsaufnahme zu einem Schmelzen bzw. Reißen der Drähte kommt. Für diese hohen Ströme wird daher der in Kap. 4 beschriebene Restgasmonitor zum Einsatz kommen, der sich die Ionisation des im Strahlrohr vorhandenen Restgases durch die Wechselwirkung mit dem Strahl zunutze macht.
- Verfälschungen des Profils, die beim Profilgitter durch Abweichungen der Sekundärelektronen-Koeffizienten der einzelnen Drähte verursacht werden können, sind bei der Anwendung eines Drahtscanners ausgeschlossen.
- ↪ Die Ortsauflösung der am MPI eingesetzten Profilgitter wird durch den Drahtabstand von 1 mm vorgegeben. Bei dieser recht groben Auflösung spielen leichte Abweichungen zwischen den verschiedenen Drähten bei der Emission von Sekundärelektronen in Bezug auf die Profilform nur eine untergeordnete Rolle. Außerdem sollen aus den Daten keine quantitativen Schlüsse gezogen werden, sondern qualitative Veränderungen von Strahllage und -breite beim Einstellen des Beschleunigers beobachtet werden.
- Die zur Datenaufnahme notwendige Elektronik ist aufgrund der bei Harfen vorhandenen hohen Kanalanzahl für ein Scanner-System durchaus kostengünstiger. Allerdings gilt in beiden Fällen: falls keine Notwendigkeit zur Digitalisierung des Signals für eine Rechnersteuerung besteht, können die Profile auch auf einem einfachen Oszilloskop angezeigt werden.
- ↪ Am MPI für Kernphysik wurde schon in den achtziger Jahren eine Ausleseelektronik für das Profilgitter-System am Nachbeschleuniger entwickelt [21]. Noch vorhandene Bauteile, wie z.B. Operationsverstärker und Steckrahmen, konnten zur Einsparung von Kosten

bei der neuen Elektronik für den Hochstrominjektor verwendet werden. Auch die Anfertigung neuer Platinen kann mit relativ geringem finanziellen Aufwand betrieben werden, da der gesamte Herstellungsvorgang, angefangen vom Design bis hin zur fertigen Platine, am Institut selbst möglich ist.

- Während beim Profilgitter die Strahlintensität an jedem Draht zur gleichen Zeit abgetastet wird, nimmt ein sich bewegendes Draht das Profil an verschiedenen Orten zu verschiedenen Zeiten auf. Dadurch werden longitudinale und transversale Veränderungen der Strahlintensität vermischt.
- ↪ Dieser Effekt verursacht nur dann einen nennenswerten Einfluß, wenn während der Messung longitudinale und transversale Strahleigenschaften gleichzeitig variiert werden. Die im Strahl natürlich auftretenden Intensitätsschwankungen sind so gering, daß eine qualitative Aussage über das Strahlprofil, wie sie beim HSI erwünscht ist, ihre Gültigkeit nicht verlieren würde.
- Beim Profilgitter kann durch die Integration der Ladung über die Zeit eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses herbeigeführt werden.
- ↪ Diesen Vorteil nutzt z.B. die GSI Darmstadt an ihrem UNILAC bei der neuesten Entwicklung ihrer Profilgitterelektronik aus [22]. Eine Integration der Drahtströme ist jedoch nicht unbedingt erforderlich, da im interessierenden Strombereich ($I_{Strahl} > 1 \mu\text{A}$) das Elektronikrauschen bereits keine Rolle mehr spielt.
- Im Falle eines gepulsten Strahls können Schwierigkeiten aufgrund der Forderung nach einer exakten Synchronisation auftauchen, deren Lösung bei der Anwendung eines Profilgitters kein Problem darstellt.
- ↪ Am neuen Injektor müssen Messungen sowohl an kontinuierlichen, als auch an gepulsten Strahlen mit Wiederholfrequenzen zwischen 5 und 60 Hz erfolgen. Ein rotierender Drahtscanner z.B. streicht in einer Sekunde ca. 20 mal in beiden transversalen Richtungen über die Strahlrohrachse [20], d.h. während einer Periodendauer von 100 ms ($\hat{=} 10 \text{ Hz}$) nur fünf mal. Bei einem realistischen Tastverhältnis von 1:50 (Pulsdauer = 2 ms) wäre das Zusammentreffen von Draht und Strahl rein zufällig.

Neben den oben erwähnten Vorteilen, die das Strahlprofilgitter bietet, war es hauptsächlich dieser letzte Punkt, der zur Entscheidung für ein Strahlprofilgitter-Meßsystem am Heidelberger Hochstrominjektor beitrug. Darüber hinaus befand sich am Institut eine ausreichende Anzahl von Profilgittern, die im Zuge des Aufbaus des Systems im Nachbeschleuniger angefertigt wurden und für den Hochstrominjektor zur Verfügung standen.

3.2 Auslegung

3.2.1 Zusammensetzung des Meßsystems

Am Hochstrominjektor sind derzeit drei Profilgitter eingebaut (Abb. 1.1). Das erste (HSI-RFQ-Harfe) befindet sich in der Diagnosesektion hinter dem 4%-Rebuncher. Ein weiteres (HSI-Einsch7-Harfe) ist von unten in die Kammer direkt vor dem ersten Siebenspaltresonator installiert. Dazu mußte ein Interlock mit der von oben einfahrbaren Phasensonde geschaffen werden, das ein Betätigen der Pneumatik verhindert, falls die Sonde bzw. das Gitter bereits eingefahren ist. Eine genauere Beschreibung dieses auch bei der Diagnosekammer des Restgasmonitors angewandten Interlocks erfolgt in Abschnitt 4.2. Das dritte Profilgitter (HSI-vorD2-Harfe) ist in die letzte Diagnosekammer vor dem Ablenkmagnet D2 eingebaut. Eine zusätzliche, vierte Harfe, ist auf Höhe des für die zweite Aufbauphase des HSI geplanten Strippers vorgesehen. Die genaue Position wird im Zusammenhang mit der Neuauslegung der gesamten Sektion zwischen Siebenspaltern und 6%-Rebuncher beim Einbau des Strippers festgelegt. Tab. 3.1 gibt einen Überblick über die Radien eines ${}^9\text{Be}^+$ -Strahls an den vier Diagnosestellen. Die angegebenen Werte sind Resultate des Programms MIRKO [23], mit dem in Ref. [11] Strahldynamikrechnungen durchgeführt wurden. Die in der linken Spalte angegebenen Bezeichnungen entsprechen der Namensgebung in der HSI-Steuerung. Die HSI-Select-Harfe wird nur dann zum Einsatz kommen, wenn die beschleunigten Strahlionen gestrippt werden sollen. Ist dies, wie beim Beryllium, nicht der Fall, bleibt das vor dem Stripper liegende Quadrupoltripllett ausgeschaltet und erzeugt keinen Fokus in der darauffolgenden Diagnosekammer. Damit erklärt sich auch der an dieser Stelle außergewöhnlich große Strahlradius des ${}^9\text{Be}^+$ -Strahl von 15.9 mm.

Bezeichnung	Position	Strahlradius	
		x / [mm]	y / [mm]
HSI-RFQ-Harfe	hinter 4%-Rebuncher	1.4	2.9
HSI-Einsch7-Harfe	vor Siebenspalter	3.2	6.0
HSI-Select-Harfe	hinter Siebenspalter	15.9 (0.9)	7.8 (2.5)
HSI-vorD2-Harfe	vor 6%-Rebuncher	6.4 (2.7)	6.1 (2.1)

Tab. 3.1: Strahlradien in horizontaler und vertikaler Richtung für einen ${}^9\text{Be}^+$ -Strahl an den Positionen der Strahlprofilgitter [11]. Die Zahlen in Klammern beziehen sich auf einen ${}^{238}\text{U}^{27+}$ -Strahl, der im Gegensatz zum ${}^9\text{Be}^+$ -Strahl auf Höhe der HSI-Select-Harfe einen Fokus aufweist (Erläuterung s. Text).

Beabsichtigt man hingegen eine Hochladung der Ionen, so wird der Strahl unter Beobachtung auf dem Profiltgitter auf den Stripper fokussiert. Dies geschieht z.B. bei einem $^{238}\text{U}^{27+}$ -Strahl, dessen berechnete Radian (eingeklammerte Zahlen in Tab. 3.1) im Vergleich zum Beryllium an den beiden letzten Diagnosestellen daher deutlich geringere Werte ergeben.

3.2.2 Mechanischer Aufbau der Profiltgitter

Ein Profiltgitter besteht aus insgesamt 32 Drähten, wobei je 16 in horizontaler und vertikaler Richtung aufgespannt sind. Die Drähte haben einen Durchmesser von 0.1 mm und einen Abstand von 1 mm. Dieser Drahtabstand legt die Auflösung des Gitters fest. Die Drähte bestehen aus einer W-Re(3%)-Legierung und sind mit Graphit geschwärzt. Sie werden über einen Keramikrahmen in zwei zueinander um 90° gedrehten Ebenen isoliert aufgespannt. Abb. 3.1 zeigt dazu die Fotografie eines mit Drähten bespannten Keramikrahmens. Einkerbungen im Rahmen legen die Position der Drähte fest und verhindern, daß sich diese zu einem späteren Zeitpunkt verschieben. Am einen Drahtende befindet sich eine Öse, die in eine Feder eingehängt wird. Durch die Feder ist sichergestellt, daß der Draht auch dann gespannt bleibt, wenn er im Betrieb durch die auftreffenden Ionen aufgeheizt wird und sich ausdehnt. Auf der gegenüberliegenden Seite wird der Wolframdraht über eine Nickelhülse an einen mit Kapton isolierten Kupferdraht punktverschweißt. Die Hülse dient gleichzeitig als Anschlag beim Einspannen des Drahtes.

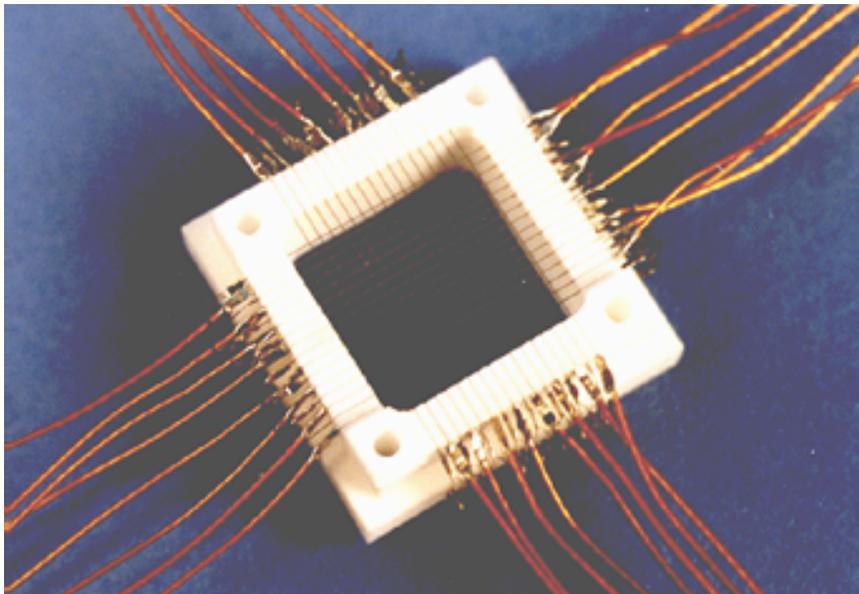


Abb. 3.1: Keramikrahmen eines Strahlprofilgitters mit aufgespannten Wolframdrähten. Die Öffnung des Rahmens hat eine Fläche von $20 \times 20 \text{ mm}^2$.

Kapitel 3. Das Strahlprofilgitter-Meßsystem

Die Drähte sind zunächst an vier neunpolige Cannon-Stecker gelötet, die oberhalb des Gitters angebracht sind. Von dort aus werden die Signale zur Vakuumdurchführung in Form eines 32-poligen Rundsteckers geleitet. In Anhang A.2 ist dokumentiert, wie die Drähte über die Amphenol-Stecker mit dem Rundstecker verbunden sind.

Das $20 \times 20 \text{ mm}^2$ große Gitter wird auf beiden Seiten von einer Tantalblende mit einer $16 \times 16 \text{ mm}^2$ großen Innenöffnung geschützt, die den Auflösungsbereich der Profilmessung festlegt. Die genauen Dimensionen der Blende sind in Abb. 3.2 eingezeichnet, die ein fertig installiertes Profilgitter zeigt. Die ganze Anordnung befindet sich an einem Standard-UHV-Preßluftantrieb. Der Abstand Befestigungsflansch–Strahlrohrachse beträgt bei den in die Standarddiagnosekammern eingebauten Gittern 68 mm (Abb. 3.3). Bei dem Gitter, das für die neuausgelegte Kammer des Strahlprofilmonitors vorgesehen ist, beläuft sich dieser Abstand auf 115 mm (Abb. 3.4). Die wichtigsten Auslegungsparameter des Profilgitter-Meßsystems sind in Tab. 3.2 noch einmal zusammengefaßt.

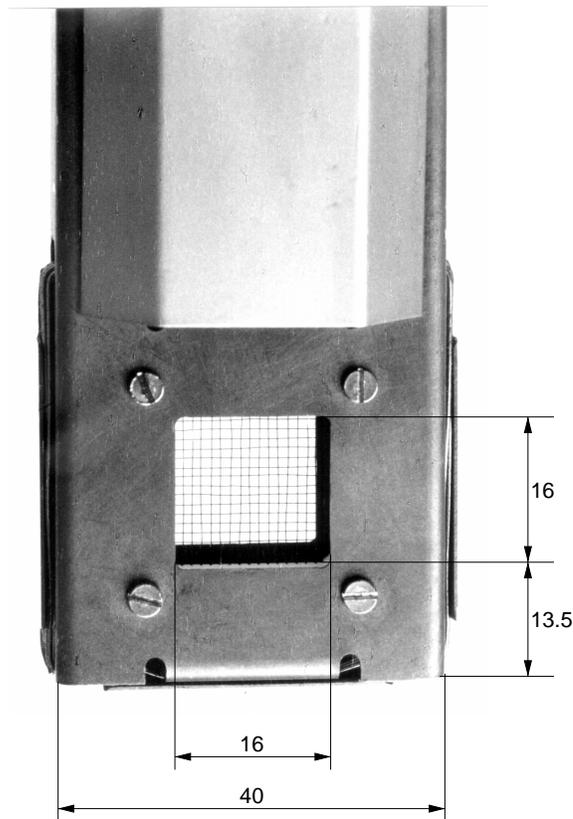


Abb. 3.2: Meßkopf des Profilgitters in Strahlrichtung betrachtet. Eingetragen sind die Dimensionen der Tantalblende in Einheiten mm.

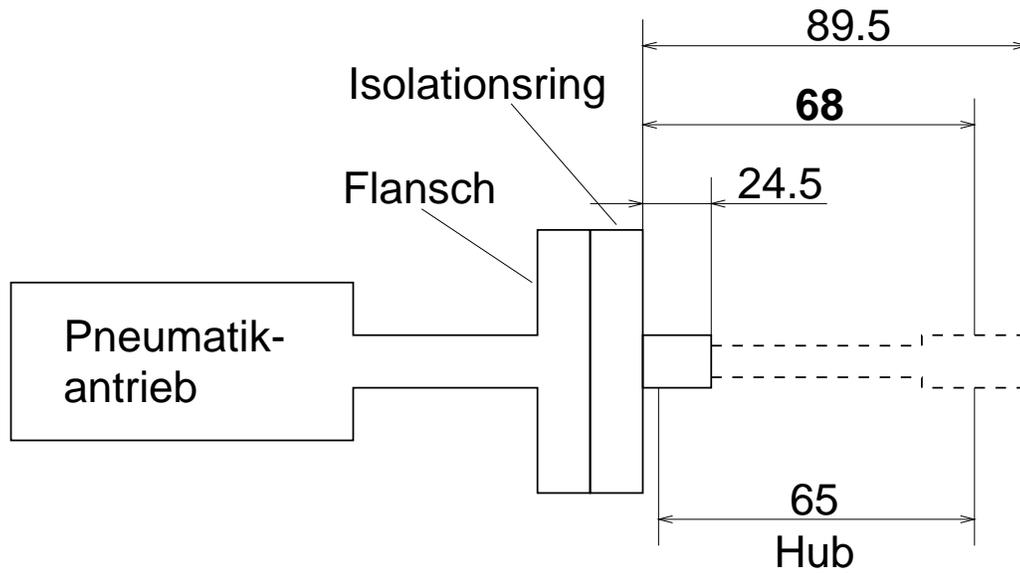


Abb. 3.3: Auslegung der Profilgitterpneumatik für die Standarddiagnosekammer.

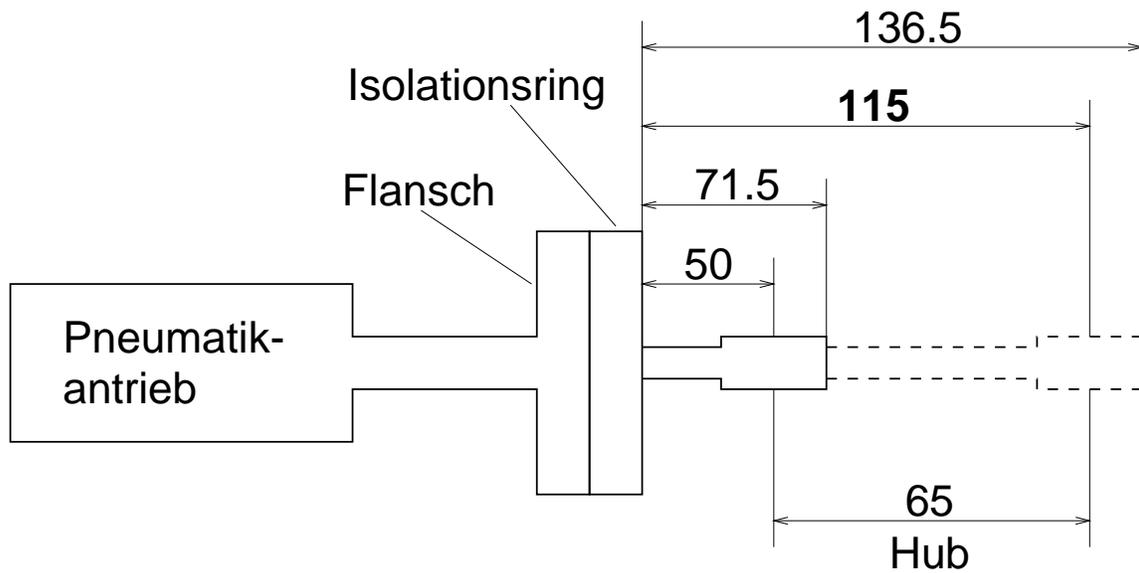


Abb. 3.4: Auslegung der Profilgitterpneumatik für die neue Diagnosekammer (Abschnitt 4.2).

Anzahl der Drähte	2×16
Drahtabstand	1.0 mm
Drahtpositionen bzgl. Strahlrohrachse	±0.5 mm, ±1.5 mm, . . .
Drahtdurchmesser	0.1 mm
Drahtlänge	20 mm
Material	W-Re(3%)-Legierung
Max. Leistungsaufnahme (DC)	0.25 . . . 0.5 W/mm
Anzahl der Gitter	4 (max. 8)
Transmission	≈ 80%
Isolation (Rahmen)	Glas-Keramik
Blende	Ta, 16×16 mm ²

Tab. 3.2: Wichtige Parameter des Profilgitter-Meßsystems.

3.3 Die Ausleselektronik und Steuerung der Profilgitter

Für die Auslese der Profilgitter war es erforderlich, eine an die HSI-Steuerung angepaßte Verstärkungselektronik zu entwickeln. Das Blockdiagramm in Abb. 3.5 gibt einen Überblick ihrer Signalverarbeitung. Zu jedem Profilgitter gehört ein Verstärkermodul, das aus insgesamt drei Einschüben besteht. Auf zwei der Einschübe sind die Verstärkungsschaltkreise für die x - bzw. y -Drähte untergebracht. Der als Signaltreiber dienende dritte Einschub beinhaltet eine Nachverstärkerstufe und regelt die Betriebsspannungen für die aktiven elektronischen Bauteile. Jedes Verstärkermodul ist mit dem Steuermodul verbunden, das auf maximal acht Profilgitter ausgelegt ist. Es generiert den Trigger für die Signalaufnahme und transformiert die Netzspannung. Die Meßsignale werden von hier aus zum PC „Harfenserver“ weitergegeben, in dem sich eine I/O-Karte mit einem A/D-Wandler befindet. Die digitalen Ausgangssignale werden daraufhin über TCP/IP zum Kontrollpult geführt und können dort graphisch dargestellt werden. Das System ist so ausgelegt, daß der Restgasmonitor (Kap. 4), der vom Gesichtspunkt der Datenauslese den Profilgittern sehr ähnlich ist, nach geringfügigen Modifikationen in die Profilgitter-Steuerung integriert werden konnte. In diesem Abschnitt soll die Funktionsweise der einzelnen Module und die Eigenschaften der darin enthaltenen Schaltgruppen behandelt werden.

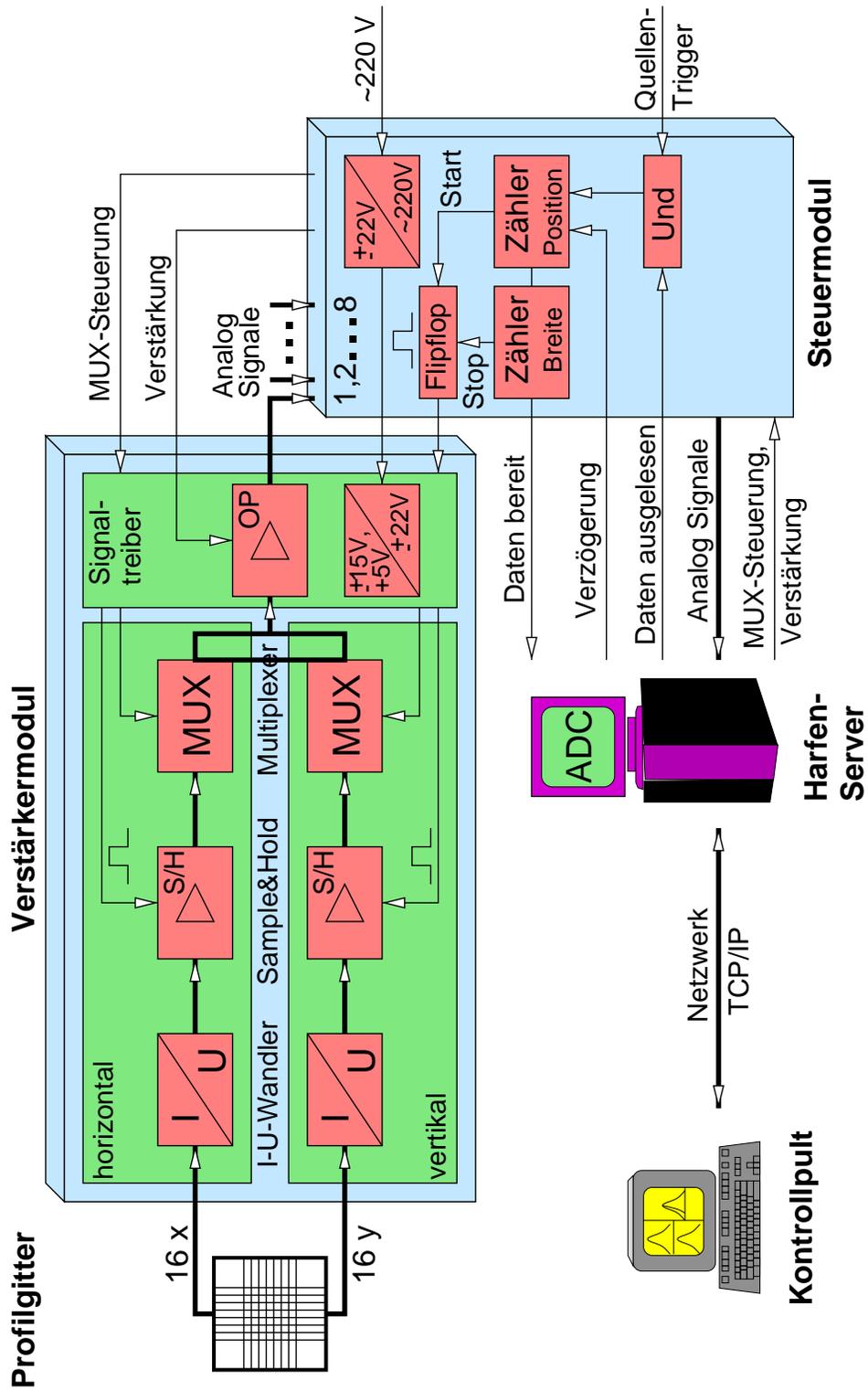


Abb. 3.5: Blockdiagramm der Profilgitter-Steuerung.

3.3.1 Das Verstärkermodul

Die 2×16 Drahtsignale eines Profilgitters werden über den bereits in Abschnitt 3.2.2 erwähnten Rundstecker (Abb. A.5) aus dem Vakuumbereich herausgeführt. Ein anschließender Adapter teilt die Signale derart auf zwei 25-Pin-Cannon-Buchsen auf, daß die x - bzw. y -Drähte an je einer Buchse anliegen (Pinbelegung in Tab. A.3). Diese werden dann direkt auf die beiden Cannon-Stecker aufgesteckt, die sich auf der Frontplatte der Verstärkereinschübe befinden.

Die beiden Verstärkerplatten für die horizontalen und vertikalen Drähte sind identisch aufgebaut. Sie bestehen aus je 16 Verstärkungseinheiten und je einem 16-Kanal-Multiplexer. Der Schaltplan der Verstärkerplatine befindet sich im Anhang A.1. Abb. 3.6 zeigt das Schaltbild einer Verstärkereinheit. Sie setzt sich aus einem I-U-Wandler und einer anschließenden Abtast-

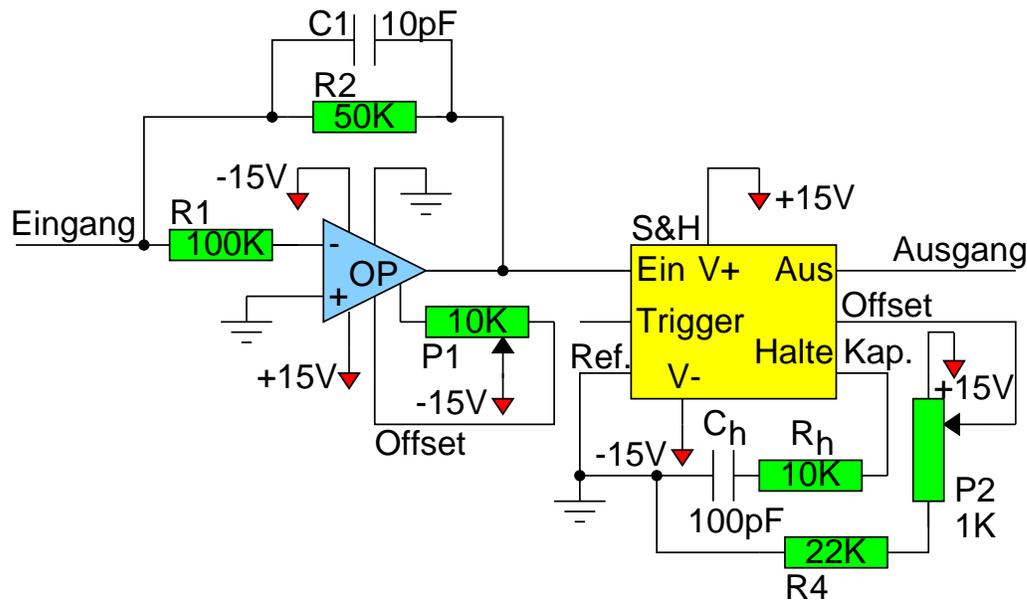


Abb. 3.6: Verstärkereinheit bestehend aus einem I-U-Wandler und einer Abtast-Halte-Schaltung.

Halte-(Sample-and-Hold)-Schaltung zusammen. Ein I-U-Wandler ist eine Verstärkungsschaltung, deren Ausgangsspannung proportional zum Eingangsstrom ist. Der bei der Gitterelektronik des HSI verwendete Operationsverstärker AD515JH zeichnet sich durch einen geringen Versorgungsstrom (max. 0.3 pA) und eine kleine Offsetspannung am Eingang aus (typ. $\leq 500 \mu\text{V}$) [24]. Das Übersetzungsverhältnis Eingangsstrom I_{ein} zu Ausgangsspannung U_{aus} wird vom Rückkoppelwiderstand R2 festgelegt und berechnet sich einfach nach dem Ohmschen Gesetz:

$$U_{aus} = R2 \cdot I_{ein} . \quad (3.1)$$

Der Widerstandswert von R2 kann aus der in Abschnitt 3.4.4 durchgeführten Signalabschätzung hergeleitet werden. Wie dort gezeigt wird, ist zum Erreichen einer Ausgangsspannung im Volt-Bereich ein Strom-zu-Spannungsverhältnis von $20 \mu\text{A/V}$ erforderlich. Dieses kann durch einen $50 \text{ k}\Omega$ Widerstand realisiert werden. Um während der Testphase im Verstärkungsfaktor dennoch flexibel zu sein, wurden diese Widerstände auf Sockel gelötet und können daher bei Bedarf leicht ausgetauscht werden. Der dazu parallel geschaltete Kondensator C1 soll Schwingungen im Schaltkreis unterdrücken. Die Größe von C1 hängt vom Widerstand R2 ab. Beim Prüfen der Schaltung stellte sich heraus, daß bei hohen Werten ($R2 \geq 5 \text{ M}\Omega$) nur eine sehr geringe Kapazität erforderlich ist. Diese kann dadurch erreicht werden, daß der vorgesehene Kondensator nicht bestückt, sondern nur durch die zwei aufeinander zulaufenden Leiterbahnen realisiert wird. Geht man jedoch zu kleineren Widerständen R2 über, muß die Kapazität erhöht werden. Die Tests ergaben, daß bei einem R2 von $50 \text{ k}\Omega$ eine Kapazität von 10 pF ausreichend ist. Der $100 \text{ k}\Omega$ Widerstand am negativen Eingang des Operationsverstärkers stellt einen Überladungsschutz dar, der keinen wesentlichen Einfluß auf das Verhalten der Schaltung hat. Er ist so ausgelegt, daß bei einer Überspannung von 10 V ein maximaler Überladungsstrom von 0.1 mA fließt. Das Potentiometer P1 dient schließlich zum Offsetabgleich des Verstärkers. Dabei ist darauf zu achten, daß beim Abgleichen der Eingang des Operationsverstärkers nicht auf Masse gelegt wird, sondern offen bleibt.

Wollte man die Profiligitter lediglich bei kontinuierlichen Ionenstrahlen benutzen, so wäre eine Speicherung des Signals nicht notwendig, da die Zeit, die in diesem Fall zur Datenauslese und Digitalisierung zur Verfügung steht, nicht durch die Länge des Strahlpulses eingeschränkt ist. Bei gepulsten Strahlen hingegen müssen die Signale für die Dauer der Auslese gespeichert werden, da die Länge eines Pulses ($\Delta t_{\text{Puls}} \lesssim 2 \text{ ms}$) nicht ausreicht, um alle 32 Kanäle eines Gitters nacheinander auszulesen. Die dafür benötigte Zeit liegt je nach Auslastung des Netzwerkes bei ca. 10 ms ($\hat{=} 100 \text{ Hz}$) [25]. Eine Schaltung, die in der Lage ist, diese Speicheraufgabe zu erfüllen, ist die *Abtast-Halte-Schaltung* (*Sample-and-Hold-Schaltung*). Eine solche Schaltung besteht im wesentlichen aus einem Operationsverstärker, der einen Kondensator während der Abtast-(Sample-)Phase auflädt und die Ladung im Kondensator während der Halte-(Hold-)Phase hält. Die Sample-and-Hold-Schaltung kann im einfachsten Fall durch einen Schalter S und einen Kondensator C realisiert werden, wie dies in Abb. 3.7 gezeigt ist. Ist der Schalter zu Beginn geschlossen, lädt sich der Kondensator auf den Wert der Eingangsspannung U_e auf und folgt dann dem Eingangssignal. Wird der Schalter geöffnet, hält der Kondensator die zu diesem Zeitpunkt anliegende Spannung. Während dieser Haltephase (Speicherphase) kann sich das Eingangssignal also verändern, ohne daß das Ausgangssignal U_a dadurch beeinflußt wird. Das Betätigen des Schalters erfolgt in Schaltung 3.6 über den Trigger. Solange am Triggereingang ein *TTL-Signal* ($=$ Transistor-Transistor-Logik-Signal: $3 \text{ V} \leq U_{\text{high}} \leq 7 \text{ V}$)

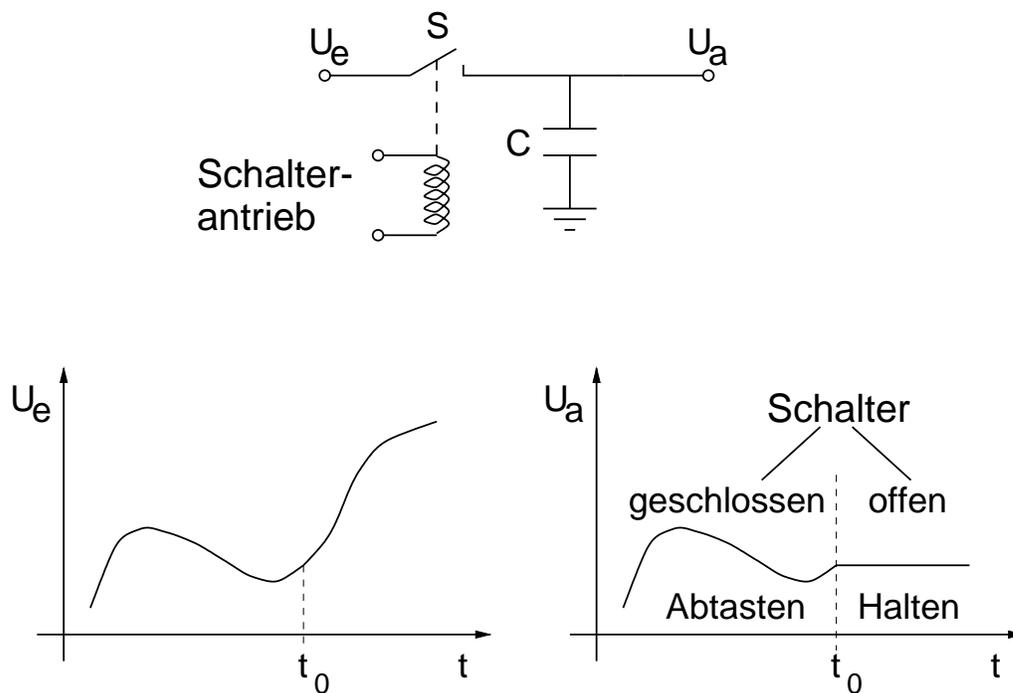


Abb. 3.7: Oben: Schaltungsprinzip einer Abtast-Halte-Schaltung bestehend aus einem Schalter S und einem Kondensator C . Unten: zeitlicher Verlauf des Eingangssignals U_e und des Ausgangssignals U_a .

anliegt, wird das Eingangssignal abgetastet. Fällt die Spannung unter 3 V, geht die Schaltung in den Haltezustand über. Die Größe des Haltekapazitors C_h trägt zusammen mit dem dazu in Serie geschalteten Widerstand R_h entscheidend zu den Eigenschaften der Schaltung bei. So steigt die *Erfassungszeit*, unter der man die erforderliche Zeit zum Laden des Kondensators auf einen festgelegten Prozentsatz der Eingangsspannung versteht, mit zunehmender Kapazität an. Das gleiche gilt auch für die *Haltezeit*, die als die Zeit definiert ist, die die Ladung gehalten werden kann, bis der Spannungsabfall größer als ein festgelegter Prozentsatz vom Anfangswert wird. Bei der Wahl des Haltekapazitors muß ein Kompromiß zwischen einer möglichst kurzen Erfassungszeit ($C_h \cdot R_h$ klein) und möglichst langer Haltezeit ($C_h \cdot R_h$ groß) gefunden werden. Letztere hängt außerdem noch vom Leckstrom des Sample-and-Hold Bausteins ab (Typ LF398H), der bei 20 pA liegt [26]. Als für die Gitterelektronik geeignete Kombination hat sich eine Haltekapazität von $C_h = 100$ pF und ein Widerstand von $R_h = 10$ k Ω erwiesen. Abb. 3.8 zeigt das mit diesen Werten gemessene Verhalten des Sample-and-Hold Ausgangssignals während der Erfassung eines 10 V Gleichstrom-Eingangssignals (oben) bzw. der Abfall dieser Spannung nach dem Umschalten in den Haltemodus (unten). Im Haltezustand strebt die Ausgangsspannung der negativen Betriebsspannung entgegen. Um von dort aus auf die angelegten 10 V zu kommen, liest man für die Erfassungszeit (99%) einen Wert von ungefähr 30 μ s

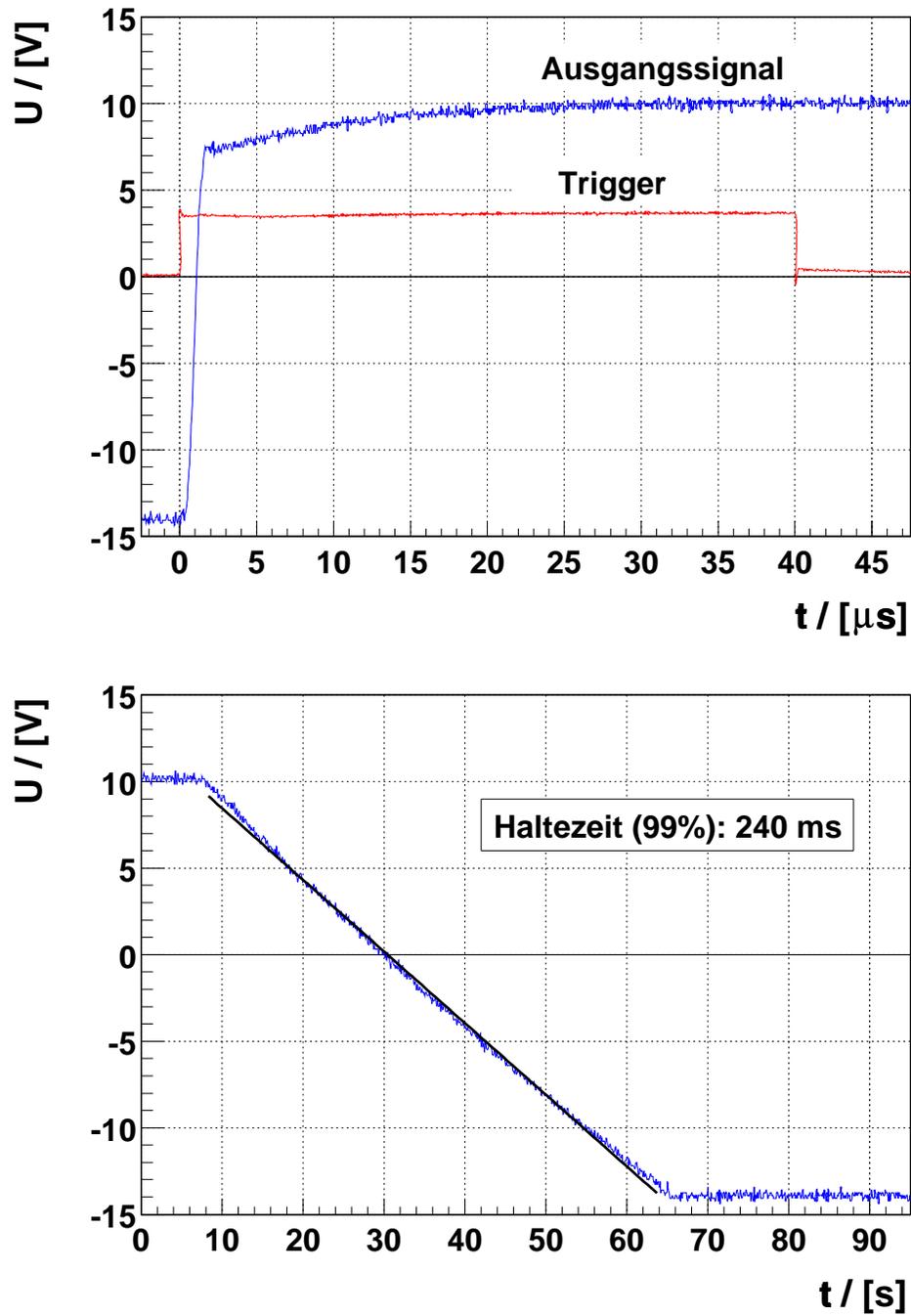


Abb. 3.8: Gemessene Erfassungs- (oben) und Haltezeit (unten) der Sample-and-Hold-Schaltgruppe bei einer Haltekapazität von $C_h = 100 \text{ pF}$ und einem Widerstand von $R_h = 10 \text{ k}\Omega$.

ab. Abgesehen von Einschwingvorgängen muß mindestens diese Zeit gewartet werden, bis nach dem Sample-Impuls auf *Hold* umgeschaltet und mit der Datenauslese begonnen werden kann, wenn man das Signal mit einer Genauigkeit von 1% erfassen will. Umgekehrt ermittelt man aus der unteren Kurve durch Anpassen einer Gerade eine Haltezeit (99%) im Bereich um 240 ms. Dementsprechend gilt hier, daß die Datenauslese nach dieser Zeitspanne beendet sein muss, will man den Fehler unter 1% halten.

Der Offset-Abgleich des Schaltkreises wird mit Hilfe des Potentiometers P2 durchgeführt (siehe Abb. 3.6). Dabei muß, wie auch beim Operationsverstärker des I-U-Wandlers, der Eingang des Bausteins offen gelassen werden. Zusätzlich ist hier der Triggereingang auf High-Pegel zu setzen, da sich die Schaltung sonst im Haltezustand befindet und sich das Ändern der Potentiometereinstellung nicht auf das Ausgangssignal auswirkt.

Die Ausgangssignale der Sample-and-Hold-Bausteine werden mit einem speziellen Schalter, einem 16-Kanal-Multiplexer, zum dritten Einschub im Verstärkermodul, dem Signaltreiber, weitergeleitet (siehe dazu wieder Abb. 3.5). Der *Multiplexer* (Typ MX-1606M bzw. DG406DJ) schaltet aus den 16 anliegenden Eingangssignalen jeweils ein ausgewähltes an seinen Ausgang. Die Auswahl, welches der Eingangssignale an den Ausgang geschaltet wird, erfolgt über seine vier Adreßbits A0-A3. Die 16 Analogeingänge auf diese Weise zu schalten und nicht alle Drahtsignale gleichzeitig weiterzuleiten ist erforderlich, weil für jedes Profilmutter nur ein Eingang des im Harfenserver befindlichen A/D-Umsetzers zur Verfügung steht, der für alle Drahtkanäle eines Profilmutter verwendet wird. Durch die vorangehende Abtast-Halte-Schaltung liegen die Spannungen gleichzeitig an allen Kanälen des Multiplexers an und werden nacheinander über den Signaltreiber und das Steuermodul auf einen der acht Eingänge des A/D-Wandlers geschaltet. Um, wie in dem hier beschriebenen Fall, mehrere Multiplexer gleichzeitig benutzen zu können, sind diese Bauteile mit einem *Inhibit*- (Hemm-)Eingang ausgestattet, mit dem das Gerät aktiviert (*High*-Pegel) bzw. deaktiviert (*Low*-Pegel) werden kann. Somit kann beim Auslesen einer der horizontalen Drähte der Multiplexer für die vertikalen Drähte ausgeschaltet werden und umgekehrt.

Der Signaltreiber erhält also immer nur das Drahtsignal des momentan durchgeschalteten Kanals. Es kann hier noch einmal um einen Faktor 10 verstärkt werden, bevor es über einen BNC Stecker das Verstärkermodul verläßt. Die Verstärkung erfolgt über einen *nichtinvertierenden Verstärker*, d.h. Eingangsspannung und Ausgangsspannung haben das gleiche Vorzeichen. Abhängig von den Werten der Widerstände R_n und R_1 im Prinzipschaltbild 3.9, berechnet sich das Verhältnis von Ausgangsspannung zu Eingangsspannung wie [27]:

$$\frac{U_a}{U_e} = V_n = 1 + \frac{R_n}{R_1}.$$

Bei geeigneter Wahl der Widerstände kann die Verstärkung V_n auf den gewünschten Faktor

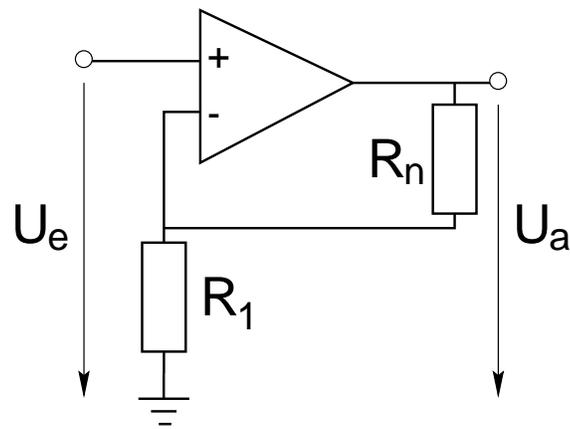


Abb. 3.9: Schaltprinzip eines nichtinvertierenden Verstärkers. Der Verstärkungsfaktor V_n ergibt sich aus Gl. 3.3.1. Durch Überbrücken des Widerstandes R_n kann $V_n = 1$ gesetzt werden.

eingestellt werden (hier: $R_1 = 2 \text{ k}\Omega$, $R_n = 18 \text{ k}\Omega \Rightarrow V_n = 10$). Durch Überbrücken des Widerstandes R_n kann die Verstärkung ausgeschaltet werden. Auf der Treiberplatine geschieht dies mit Hilfe eines Relais (Typ TQ2). Außer der Signalnachverstärkung sind auf ihr noch drei Spannungsregler für $\pm 15 \text{ V}$ und $+5 \text{ V}$ untergebracht. Diese werden von den Operationsverstärkern, den Abtast-Halte-Bausteinen und den Multiplexern bzw. den Invertern (s.u.) und dem Relais benötigt. Die Spannungen können, ebenso wie die Verstärkung und der Trigger, anhand in die Frontplatte eingelassener Leuchtdioden überprüft werden. Die vier Adreßbits A0–A3 werden invertiert an den Multiplexer weitergegeben. Beim Invertieren werden die Signale gleichzeitig gepuffert, d.h. auf TTL-Pegel gesetzt. Das Steuersignal für die x - y -Auswahl ist so verschaltet, daß die beiden Multiplexer ein entgegengesetztes *Inhibit*-Signal erhalten. Dazu wird es mit Hilfe von drei Invertern so in zwei *Inhibit*-Signale aufgespaltet, daß bei einem *High*-Pegel das *Inhibit*-Signal des x -Multiplexer ebenfalls auf *High* sitzt, also aktiviert ist, während das *Inhibit*-Signal des y -Multiplexers auf *Low* steht, also deaktiviert ist. Ist das x - y -Auswahl-Signal auf *Low*-Pegel, sind dementsprechend die y -Kanäle zur Auslese freigegeben. Der Schaltplan der Treiberplatine befindet sich ebenfalls im Anhang A.1.

3.3.2 Das Steuermodul

Bei gepulstem Strahlbetrieb muß die Auslese der Profilgitter auf den Strahlpuls getriggert werden. Als Trigger für den Sample-and-Hold-Baustein bieten sich die gepulste Bogenspannung der CHORDIS oder das Signal des direkt hinter der Quellensektion befindlichen Strahltransformators an. Diese Pulse, die im folgenden als Quellentrigger bezeichnet werden, können jedoch

nicht unmittelbar als Sample-and-Hold Signal verwendet werden. Da die Länge dieser Pulse identisch mit der Länge der Strahlpulse ist, würde die Abtastung der Drahtsignale bis zu deren Ende anhalten. Das Umschalten in den Halte-Modus würde dann erst zu einem Zeitpunkt geschehen, zu dem der Strahl das Profilgitter bereits passiert hat. Daher muß für die Datenauslese ein Trigger generiert werden, der deutlich kürzer als der Strahlpuls ist und dessen Abstand von der Anstiegsflanke des von der Quelle her kommenden Pulses variiert werden kann (siehe dazu Abb. 3.10). Diese Aufgabe wird vom *Steuermodul* übernommen.

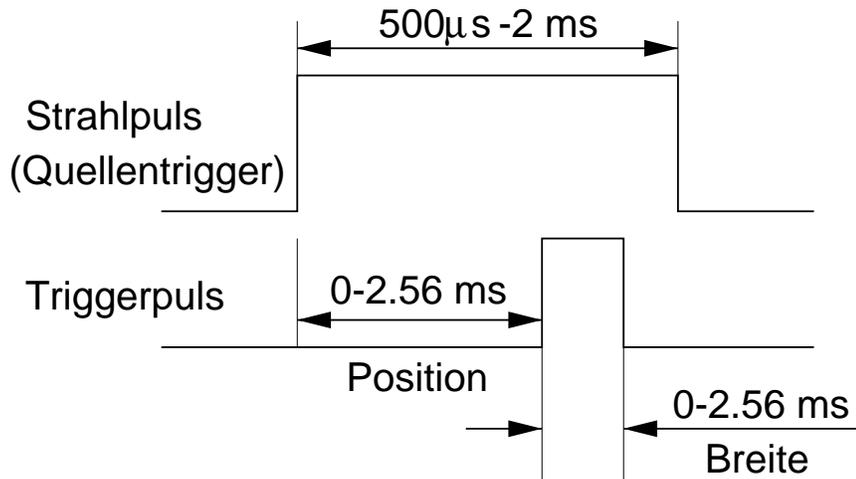


Abb. 3.10: Zeitlicher Zusammenhang zwischen Quellentrigger bzw. Strahlpuls und dem Triggerpuls für die Sample-and-Hold-Bausteine.

Wie aus dem Schaltplan A.3 im Anhang A.1 zu entnehmen ist, erzeugt die Schaltung mit Hilfe einer logischen UND-Verknüpfung nur dann einen Trigger, wenn sowohl ein Quellenpuls als auch ein Reset vorliegen. Das Reset-Signal wird daraufhin auf *Low* gesetzt und erst nach der Generierung eines Triggers und der Auslese der Daten durch den Harfenserver wieder auf *High* geschaltet, wodurch die Schaltung für einen neuen Quellentrigger freigegeben wird. Dadurch wird verhindert, daß während der Auslese ein neuer Trigger generiert wird und eine Mischung von Daten verschiedener Strahlpulse stattfindet. Der BNC-Eingang für den Quellentrigger kann wahlweise invers oder nicht invers beschaltet werden. Dadurch können sowohl negative, als auch positive Pulse als Quellentrigger verwendet werden.

Nachdem ein Quellentrigger akzeptiert wurde, werden zunächst zwei 4-Bit-Binärzähler (Typ 74LS161) freigegeben, die mit der Verzögerungszeit des Triggerpulses geladen sind. Der Zeittakt wird von einem 1 MHz Quarz vorgegeben, der über einen Frequenzteiler (Typ 7456) auf 100 kHz reduziert wird. Aus der Kombination der beiden 4-Bit-Binärzähler und der Taktfrequenz ergibt sich die maximale Verzögerungszeit zu $2^4 \cdot 2^4 \cdot 1/100\text{ kHz} = 2.56\text{ ms}$. Diese

reicht aus, um den Triggerpuls über den gesamten Strahlpuls zu fahren, da die Pulslängen am Hochstrominjektor in einem Bereich zwischen $500 \mu\text{s}$ und 2 ms liegen (vgl. Abb. 3.10). Die Einstellung in Schritten von $10 \mu\text{s}$ erfolgt vom Kontrollpult aus. Die Möglichkeit der Verzögerung des Triggers erlaubt es, bei gepulstem Strahlbetrieb das Strahlprofil an verschiedenen Stellen des Makropulses zu betrachten. Dadurch kann, wie in Abschnitt 3.5 gezeigt wird, nicht nur der Stromverlauf des Pulses, sondern auch der Verlauf des Profils entlang des Pulses gemessen werden. Nach Ablauf der ersten beiden Zähler wird über einen Flipflop (Typ 74LS74) das Triggersignal auf *High* gesetzt und eine zweite Verzögerungsschaltung gestartet, die ebenfalls aus zwei 4-Bit-Binärzähler zusammengesetzt ist. Ist deren Zählung beendet, wird der Trigger wieder auf *Low* gesetzt. Dadurch kann mit der zweiten Zeitverzögerung die Länge des Pulses festgelegt werden. Die Pulsbreite kann manuell mit zwei Hexcode-Schalter wiederum in Schritten von $10 \mu\text{s}$ zwischen 0 und 2.56 ms eingestellt werden. Die minimale Breite des Triggerpulses richtet sich nach der Erfassungszeit des Sample-and-Hold Schaltkreises, die, wie aus Abb. 3.8 zu entnehmen ist, im Bereich um $30 \mu\text{s}$ liegt.

Nach der Generierung des Triggers wird über einen weiteren Flipflop das Daten-bereit- (*Dready*-)Signal an den PC „Harfenserver“ (Intel Prozessor 486, 33 MHz) weitergegeben. Dieses veranlaßt das dort aufgespielte Ausleseprogramm, die an den Kanälen anliegenden Signale nacheinander auszulesen. Ist dies geschehen, setzt es den Flipflop mit dem *Reset*-Signal zurück, wodurch die Schaltung für den nächsten Trigger freigegeben wird. Will man die Elektronik bei einem ungepulsten Strahl betreiben, muß für den Fall, daß der BNC-Eingang des Quelltriggers nicht invers betrieben wird, lediglich das BNC-Kabel abgezogen werden. Dadurch wird das Triggersignal auf *High* gesetzt, und die Schaltung läuft ab, sobald ein *Reset* vorliegt.

Außer der Erzeugung des Triggers findet im Steuermodul die Transformation und Gleichrichtung der 220 V Netzspannung in $\pm 20 \text{ V}$ statt, die für die aktiven Bausteine der gesamten Elektronik benötigt wird. Darüber hinaus laufen die Analogsignale sämtlicher Verstärkermodule im Steuermodul zusammen, das die Schnittstelle zum Harfenserver darstellt, der mit einem 8-Kanal A/D-Wandler ausgestattet ist (Typ ACL-8111). Nach der Digitalisierung werden die Signale über TCP/IP (**T**ransmission **C**ontrol **P**rotocol/**I**nternet **P**rotocol) zum Kontrollpult übermittelt, wo sie mit Hilfe des Steuermenüs visualisiert werden können.

3.3.3 Das Steuermenü am Kontrollpult

Das Steuermenü der Profilgitter ist über das Menü *Diagnose* auf der Hauptseite der HSI-Steuerung zu erreichen. Unter Punkt *Strahlprofilgitter* sind die einzelnen Harfen aufgelistet. Wird eine der Tasten gedrückt, so öffnet sich das in Abb. 3.11 gezeigte Fenster. Links oben ist die genaue Bezeichnung des angewählten Profilgitters zu erkennen. Mit den beiden

Kapitel 3. Das Strahlprofilgitter-Meßsystem

Knöpfen links unten kann die Pneumatik des Gitters betätigt werden. Anhand der symbolischen Statusanzeige zwischen diesen beiden Knöpfen läßt sich erkennen, ob das Profilgitter in das Strahlrohr eingefahren ist oder nicht. Die Anzeige des Strahlprofils selbst ist dreigeteilt. Auf der linken Hälfte ist das horizontale (oben) und das vertikale Profil (unten) dargestellt. Auf der rechten Hälfte ist eine daraus berechnete dreidimensionale Gebirgsgraphik abgebildet. Die Werte hierfür ergeben sich auf die gleiche Weise wie es in Abschnitt 3.5 beschrieben wird, d.h. durch Multiplikation der Meßpunkte der eindimensionalen Profile an den entsprechenden Gitterpunkten. Rechts oben kann die gewünschte Gesamtverstärkung angegeben werden. Sie setzt sich aus der Nachverstärkung auf der Treiberplatine (1 oder 10) und der Verstärkung der ADC-Karte im Harfenserver (1, 2, 4, 8 oder 16) zusammen. Durch Anwählen der AUTO-Option wird der Meßbereich so gewählt, daß die Anzeige möglichst optimal genutzt wird. Mit Hilfe des über der 3D-Graphik angebrachten Pfeilschiebers kann die Verzögerung des Sample-and-Hold-Triggers gegenüber dem Quellentrigger eingestellt werden. Durch Drücken der darunter befindlichen Tasten läßt sich die Zeit um jeweils $10 \mu\text{s}$ verstellen. Die Taste *Werte in Datei speichern*, die unterhalb des y -Profils angebracht ist, bietet die Möglichkeit, die angezeigten Spannungswerte auf Festplatte oder Diskette in Form einer ASCII-Datei zu speichern. Dadurch können die Profile zu einem späteren Zeitpunkt genauer analysiert werden. Mit der *Zurück* Taste kehrt man schließlich wieder zur Liste der Profilgitter zurück.

Zum Abschluß des Abschnitts sind in Tab. 3.3 die wichtigsten Parameter der Ausleseelektronik noch einmal zusammengefaßt.

I-U-Wandlung	$20 \mu\text{A/V}$ (100nA/V)
Nachverstärkung	$\times 10$, optional
Trigger Verzögerung	0–2.56 ms
Trigger Pulsbreite	0–2.56 ms
Max. Ausgangsspannung	10 V
Dauer der Auslese	$\sim 10 \text{ms}$ ($\sim 20 \text{ms}$)
Bildauffrischrate	10 Hz

Tab. 3.3: Wichtige Parameter der Ausleseelektronik. In Klammern stehen die für den Restgasmonitor gültigen Werte.

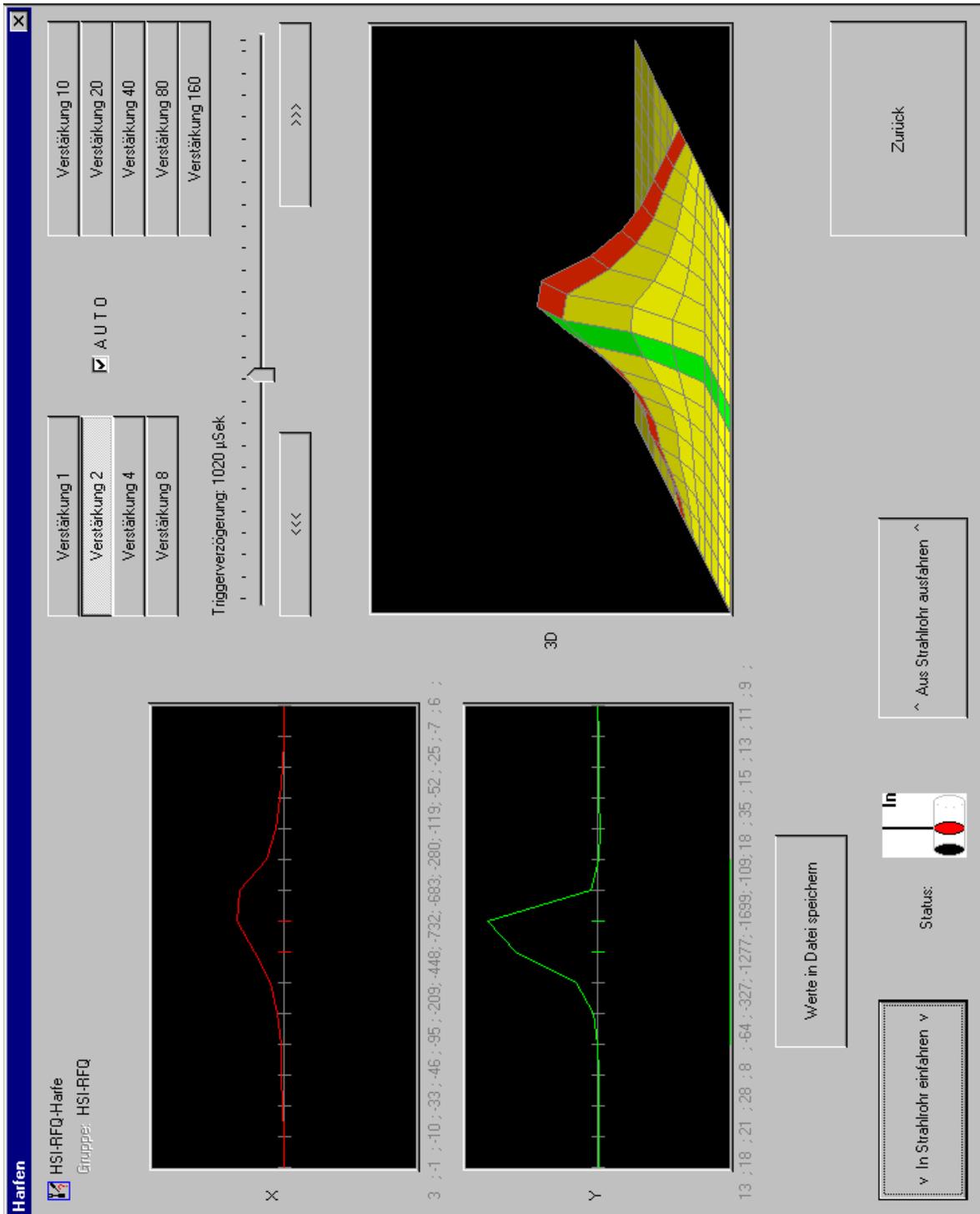


Abb. 3.11: Steuermenu der Profilgitter am HSI-Kontrollpult.

3.4 Wechselwirkung mit dem Strahl

3.4.1 Transmission

Im Gegensatz zu anderen Strahlprofilmonitoren, wie z.B. dem Quarz, bei denen der Strahl durch die Messung zerstört wird, geht beim Profilgitter lediglich ein Teil des Strahls verloren. Die Ionen, die nicht auf die Drähte treffen, können das Gitter ungehindert passieren. Die *Transmission* T_{PG} eines Strahlprofilgitters, also das Verhältnis des Strahlstroms hinter dem Gitter zu dem davor, hängt von der geometrischen Anordnung seiner Gitterdrähte ab. Für Strahlen mit einem nicht zu kleinen Strahlquerschnitt ergibt sich die Transmission gerade aus dem Verhältnis der freien Fläche zwischen den Gitterdrähten zur Gesamtfläche des Gitters. Dieses Verhältnis läßt sich in Abhängigkeit des Quotienten

$$n = \frac{s}{d} \quad (3.2)$$

aus Drahtabstand s und Drahtdurchmesser d angeben.

Dazu unterteilt man das Gitter in gleich große Quadrate der Seitenlänge s (siehe dazu Abb. 3.12). Sofern sich die Eckpunkte an den Stellen befinden, an denen sich die Drähte kreuzen,

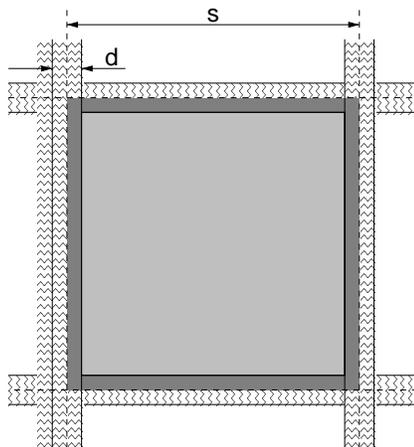


Abb. 3.12: Die Transmission T_{PG} eines Strahlprofilgitters kann in Abhängigkeit des Verhältnisse von Drahtabstand s zu Drahtdicke d angegeben werden.

zen, entspricht das Verhältnis der Fläche f zwischen den Drähten (hellgrau unterlegt) und der Gesamtfläche F eines dieser Quadrate (gesamte grau unterlegte Fläche) dem entsprechenden Verhältnis des ganzen Gitters. Die Fläche F eines Quadrates beträgt gerade

$$F = s^2. \quad (3.3)$$

Die Fläche f zwischen den Drähten läßt sich ausdrücken als:

$$f = (s - d)^2 \approx s^2 - 2sd = s \cdot (s - 2d) \quad \text{für } d \ll s. \quad (3.4)$$

Schreibt man nach Gl. 3.2 für $d = s/n$ ergibt sich daraus:

$$f \approx s \cdot \left(s - 2\frac{s}{n}\right) = s^2 \cdot \left(1 - \frac{2}{n}\right) = F \cdot \left(1 - \frac{2}{n}\right). \quad (3.5)$$

Bei Strahlen deren Querschnitt groß gegenüber der Fläche F ist ($b \gg s$), berechnet sich die Transmission T_{PG} gerade aus dem Verhältnis f/F :

$$\boxed{T_{PG} \approx \frac{f}{F} \approx 1 - \frac{2}{n}} \quad (3.6)$$

Wendet man diese Formel auf die am HSI verwendeten Profilvergitter an, so ergibt sich mit $d = 0.1$ mm und $s = 1$ mm ein Verhältnis zwischen Drahtdurchmesser und -abstand von $n = 10$ und daraus eine Transmission von $T_{PG} \approx 80\%$. Dieser durch einfache geometrische Überlegungen erhaltene Wert konnte bei den Messungen bis auf ein Prozent Abweichung bestätigt werden.

3.4.2 Obergrenze für den Strahlstrom

Bei Energien unterhalb 2 MeV/u liegt die Reichweite der Strahlionen in den Wolframdrähten weit unterhalb der Drahtdicke von $d = 0.1$ mm. Dies hat zur Folge, daß die auf das Gitter treffenden Strahlionen ihre gesamte kinetische Energie in den Drähten deponieren. Die daraus folgende Erhitzung legt eine natürliche Stromobergrenze für den Einsatz von Profilvergittern fest. An der GSI Darmstadt konnte über Jahre hinweg Erfahrung mit Profilvergittern gesammelt werden. Es hat sich gezeigt, daß die maximale Leistung, die ein Gitterdraht im Falle eines DC-Strahls aufnehmen kann, bei 0.5 W pro mm vom Strahl getroffener Drahtlänge liegt [28]. Bei Leistungen, die darüber liegen, nimmt die Zugfestigkeit der Wolframdrähte so weit ab, daß sie unter der Spannung der Federn reißen. Dies geschieht bereits bei Temperaturen, die deutlich unterhalb der Schmelztemperatur liegen.

Die Leistung, die ein einzelner Draht aufnehmen muß, ist das Produkt aus der durchlaufenen Beschleunigungsspannung der Strahlionen U_b und dem auf den Draht treffenden Strom I_{Draht} :

$$P_{Draht}/[\text{Watt}] = U_b \cdot I_{Draht} = \frac{E/[\text{eV/u}] \cdot A}{qe} \cdot I_{Draht}, \quad (3.7)$$

mit der Strahlenergie E , der Massenzahl A und der Ladung der Strahlionen qe . Geht man von einem gaußförmigen Strahlprofil aus, dann muß ein Draht, der sich genau im Intensitätsmaximum bei $x = 0$ befindet, die größte Leistung aufnehmen. Dieser kritische Draht absorbiert vom

Kapitel 3. Das Strahlprofilgitter-Meßsystem

Gesamtstrahlstrom I_0 den seiner Dicke d entsprechenden Bereich um das Intensitätsmaximum:

$$I_{\text{Draht}} = \frac{I_0}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_x} \int_{-d/2}^{+d/2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} dx \approx \frac{I_0 \cdot d}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_x} \quad (3.8)$$

Da der Draht über den gesamten Strahldurchmesser $4\sigma_x$ getroffen wird, kann er die maximale Leistung

$$P_{\text{max}} = 0,5 \text{ W/mm} \cdot 4\sigma_x = 2 \text{ W/mm} \cdot \sigma_x \quad (3.9)$$

aufnehmen. Mit $P_{\text{Draht}} = P_{\text{max}}$ ergibt sich aus Gl. 3.7 und 3.9 folgender Zusammenhang zwischen dem maximal erlaubten Gesamtstrahlstrom I_{max} und der Strahlenergie E :

$$I_{\text{max}} = \sqrt{2\pi} \cdot \frac{2 \text{ W/mm} \cdot \sigma_x^2 \cdot qe}{E / [\text{eV/u}] \cdot A \cdot d} \quad (3.10)$$

Mit $4\sigma_x = 5 \text{ mm}$ und $d = 0,1 \text{ mm}$ ergeben sich die in Abb. 3.13 gezeigten Kurven. Die

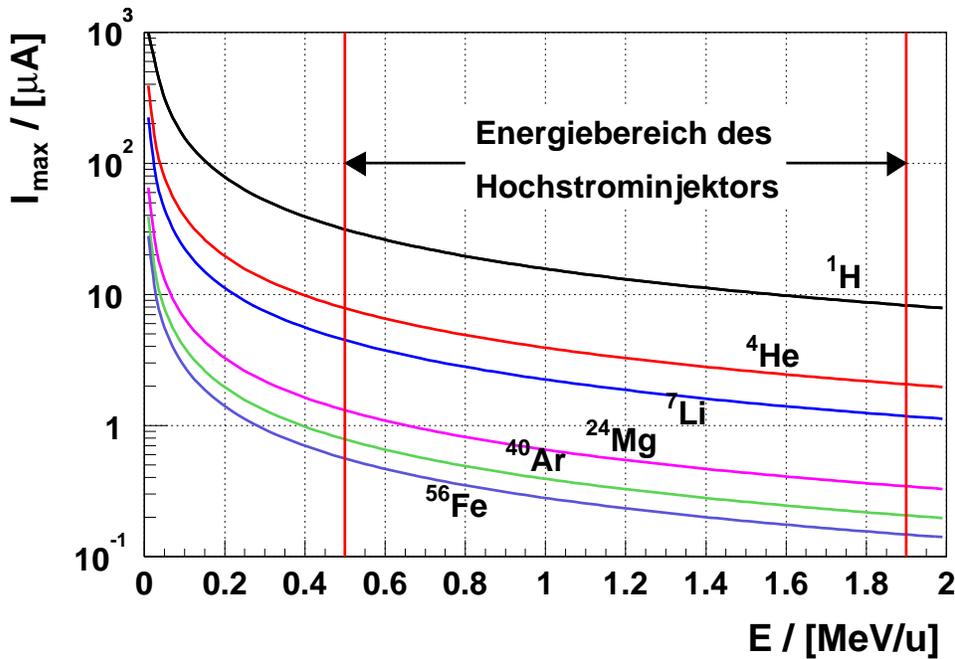


Abb. 3.13: Die für verschiedene Ionensorten aus Gl. 3.10 ermittelten maximal erlaubten Strahlströme für den Einsatz von Profilgittern. Die Kurven beziehen auf einen DC-Strahl der Breite $4\sigma_x = 5 \text{ mm}$ und Ionen der Ladung $+1e$.

angegebenen Ströme beziehen sich auf Ionen der Ladung $+1e$. Im Energiebereich des Hochstrominjektors liegt I_{max} selbst für die leichten Ionensorten unterhalb von $30 \mu\text{A}$. Dies bedeutet, daß der Einsatz von Profilittern im Gleichstrombetrieb oberhalb $30 \mu\text{A}$ bei einfach geladenen Ionen grundsätzlich vermieden werden sollte. Zur Ermittlung der zulässigen Grenzwerte bei mehrfach geladenen Ionen müssen die aus Abb. 3.13 abgelesenen Stromstärken mit der Ladungszahl q multipliziert werden.

Das genaue Temperaturverhalten eines Gitterdrahtes kann unter Zuhilfenahme des *Stefan-Boltzmann-Gesetzes* untersucht werden. Vernachlässigt man die Wärmeleitung des Drahtes und die Konvektion über das Restgas, muß die Leistung P_{Draht} , die der Draht aufnimmt (Gl. 3.7), gleich der Summe aus der bei der Drahttemperatur $T(t)$ abgestrahlten Leistung und der zeitlichen Änderung der im Draht gespeicherten Energie sein:

$$P_{Draht}(t) = \varepsilon\sigma S (T^4(t) - T_{Raum}^4) + c_p\rho V\dot{T}(t), \quad (3.11)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ W}/(\text{cm}^2\text{K}^4)$. Die Emissivität ε , die spezifische Wärmekapazität c_p und die Dichte ρ von Wolfram sind zusammen mit der Oberfläche S und dem Volumen V eines auf einer Länge von 5 mm bestrahlten Drahtes in Tab. 3.4 aufgelistet. Bei einem stationären Ionenstrahl (DC-Strahl) mit

$$P_{Draht}(t) = const. = P_{Draht} \quad (3.12)$$

stellt sich ein Gleichgewicht ein, für das gilt:

$$\dot{T}(t) = 0 \Rightarrow T(t) = const. = T_{eq}. \quad (3.13)$$

l	5.0 mm
d	0.1 mm
ρ	19.35 mg/mm ³
S	1.57 mm ²
V	$39.27 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3$
$c_p(1000 \text{ }^\circ\text{C})$	0.153 J/(gK)
ε	0.6

Tab. 3.4: Für die Berechnung des maximal erlaubten Strahlstroms wichtige Parameter der Wolframdrähte. Die Größen l , S und V beziehen sich nur auf den vom Strahl getroffenen Bereich.

Kapitel 3. Das Strahlprofilgitter-Meßsystem

Unter diesen Voraussetzungen vereinfacht sich Gl. 3.11 und kann nach der Gleichgewichtstemperatur T_{eq} aufgelöst werden:

$$T_{eq} = \sqrt[4]{\frac{P_{Drabt} + \varepsilon\sigma ST_{Raum}^4}{\varepsilon\sigma S}} \quad (3.14)$$

Abb. 3.14 zeigt den Verlauf der Gleichgewichtstemperatur des kritischen Drahtes unter Beschuß eines Strahls einfach positiv geladener Ionen mit einer Energie von $E = 2.0$ MeV in Abhängigkeit vom Strahlstrom I_0 . Für diesen Fall liest man aus Abb. 3.13 einen maximal erlaubten Strom von ca. $8 \mu A$ ab. Wie sich aus Abb. 3.14 ergibt, erreicht der Draht dabei ungefähr die Hälfte seiner Schmelztemperatur, die bei 3660 K liegt. Um eine thermische Zerstörung der Profilgitter zu verhindern, darf demnach die Drahttemperatur die Hälfte der Schmelztemperatur nicht überschreiten. Diese Aussage deckt sich ungefähr mit Angaben der GSI-Darmstadt, denen zufolge es ab einer Temperatur von $T \approx 2000$ K zu einem Reißen der Drähte kommt [28].

Handelt es sich um einen gepulsten Strahl, wird sich keine Gleichgewichtstemperatur einstellen können, da sich die Drähte zwischen zwei Strahlpulsen immer wieder abkühlen. Das genaue Zeitverhalten ergibt sich dann aus der Lösung der Differentialgleichung 3.11. Sie hat

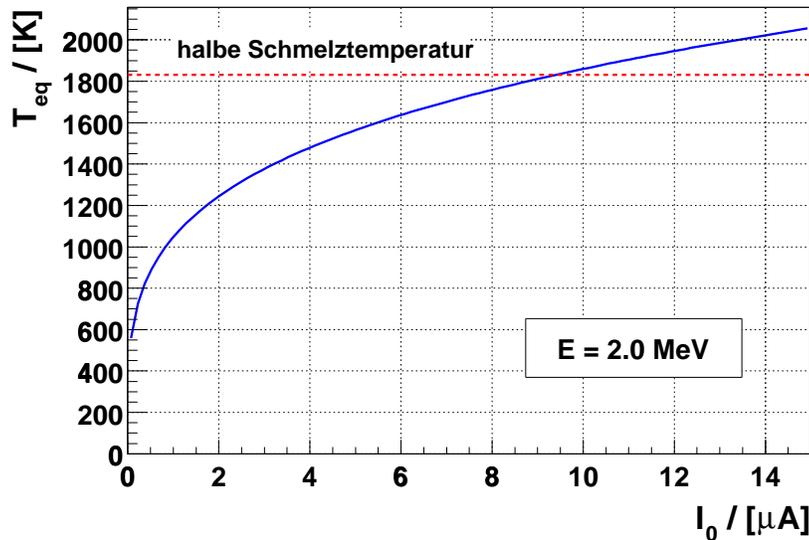


Abb. 3.14: Gleichgewichtstemperatur des kritischen Drahtes in Abhängigkeit des Gesamtstrahlstroms I_0 für einen Strahl einfach positiv geladener Ionen mit einer Energie von $E = 2.0$ MeV und einem Durchmesser von $4\sigma_x = 5$ mm.

nach Ref. [29] folgende Form:

$$t - t_0 = \frac{1}{4AC} \left[\ln \left(\frac{1 + CT(t)}{1 - CT(t)} \cdot \frac{1 - CT(t_0)}{1 + CT(t_0)} \right) + 2 \arctan(CT(t)) - 2 \arctan(CT(t_0)) \right], \quad (3.15)$$

mit den Abkürzungen

$$A = \frac{P_{\text{Draht}} + \varepsilon\sigma ST_{\text{Raum}}^4}{c_p\rho V} \quad \text{und} \quad C = \left(\frac{\varepsilon\sigma S}{P_{\text{Draht}} + \varepsilon\sigma ST_{\text{Raum}}^4} \right)^{1/4}. \quad (3.16)$$

t_0 ist dabei die Zeit am Anfang bzw. am Ende eines Strahlpulses und $T(t_0)$ die zu jedem Aufheiz- bzw. Abkühlzyklus gehörende Starttemperatur.

In Abb. 3.15 ist das Zeitverhalten der Drahttemperatur beim Beschuß mit einem Strahl einfach positiv geladener Ionen ($E = 2.0 \text{ MeV}$, $I_0 = 8.0 \mu\text{A}$) im Falle eines Gleichstroms und eines gepulsten Strahls gleicher mittlerer Intensität für eine Pulsbreite von $500 \mu\text{s}$ und eine Frequenz von 5 Hz (Tastverhältnis = 1:400) dargestellt. Beim DC-Strahl hat der Draht bereits nach ca. 600 ms seine Gleichgewichtstemperatur von 1750 K erreicht. Beim gepulsten Strahl bewegt sich der Temperaturverlauf zunächst oberhalb der DC-Kurve und pendelt ab ca. 400 ms

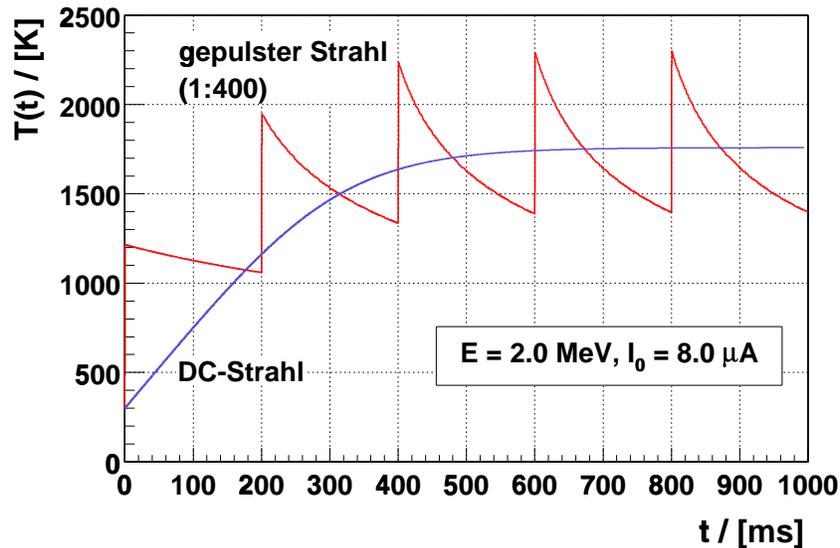


Abb. 3.15: Temperaturverhalten des kritischen Gitterdrahtes bei einem mit 5 Hz gepulsten (Tastverhältnis = 1:400) und einem ungepulsten Strahl. Der mittlere Strahlstrom beträgt in beiden Fällen $I_0 = 8.0 \mu\text{A}$ ($q = 1$). Während sich beim Gleichstrom eine Gleichgewichtstemperatur einstellt, kühlt sich der Draht im Falle des gepulsten Strahls zwischen den Pulsen immer wieder ab.

um deren Gleichgewichtstemperatur herum. In den Temperaturspitzen wird die Gleichgewichtstemperatur des DC-Strahls dabei um ca. 500 K überschritten. Will man auch im Falle eines gepulsten Strahls mit kleinem Tastverhältnis die Drähte nicht über ihre halbe Schmelztemperatur hinaus belasten, muß der maximal erlaubte mittlere Strom gegenüber den in Abb. 3.13 angegebenen Werten um 1/3 reduziert werden. Das verschiebt den Temperaturverlauf des gepulsten Strahls in Abb. 3.15 gerade so weit nach unten, daß die Spitzen auf der Kurve des DC-Strahls liegen. Zu größeren Tastverhältnissen hin (mit $I_0 = const.$), d.h. bei einer Annäherung des gepulsten Strahls an einen kontinuierlichen Strahl, nehmen die Temperaturschwankungen immer mehr ab, so daß ab Tastverhältnissen $\gtrsim 0.5$ Abb. 3.13 ohne Korrektur auch auf den mittleren Strom eines gepulsten Strahls angewandt werden kann.

3.4.3 Metallzerstäubung der Gitterdrähte

Die Lebensdauer der Gitterdrähte ist durch Metallzerstäubungsprozesse (engl.: *sputtering*) begrenzt. Bei bekannter *Zerstäubungsrate* Y_s in Einheiten Drahtatome pro einfallendes Strahlion kann das abgetragene Material R_s in [g/s] über

$$R_s = \frac{Y_s \cdot I_{\text{Draht}} \cdot A_{\text{Draht}}}{q \cdot e \cdot N_A} \quad (3.17)$$

bestimmt werden ($N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$, $A_{\text{Draht}} = \text{Massenzahl des Drahtmaterials} = 184$). Die Lebensdauer T_s eines Drahtes erhält man dann aus

$$T_s = \frac{1/2 \cdot m_{\text{Draht}}}{R_s} . \quad (3.18)$$

Der Faktor 1/2 ergibt sich aus der Annahme, daß der Draht bereits nach Abtragung der Hälfte seiner Masse zerstört ist. Die Zerstäubungsrate Y_s kann mit Hilfe des Programms SRIM [30] berechnet werden. Für einen $^4\text{He}^+$ -Strahl erhält man für 2.0 MeV ($\hat{=} 0.5 \text{ MeV/u}$) eine Rate von $Y_s = 11.6 \cdot 10^{-4}$ und für 7.2 MeV ($\hat{=} 1.8 \text{ MeV/u}$) $Y_s = 8.8 \cdot 10^{-4}$. Der Strom auf den kritischen Draht im Intensitätsmaximum eines 5 mm breiten Strahls mit einem Gesamtstrom von $I_0 = 10 \mu\text{A}$ kann anhand Gl. 3.8 berechnet werden. Es ergibt sich ein Wert von ungefähr $0.3 \mu\text{A}$. Das vom Strahl getroffene Drahtvolumen entspricht einer Masse von $m_{\text{Draht}} = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ g}$. Die aus Gl. 3.18 resultierende Lebensdauern betragen dann $T_s \approx 30 \cdot 10^3 \text{ h}$ ($E = 0.5 \text{ MeV/u}$) bzw. $T_s \approx 40 \cdot 10^3 \text{ h}$ ($E = 1.8 \text{ MeV/u}$). Für schwerere Ionen, die eine höhere absolute Energie und damit eine höhere Eindringtiefe besitzen, steigen die Lebensdauern sogar noch an. Es kann daher festgestellt werden, daß der Einsatz der Profiligitter am Hochstrominjektor durch Metallzerstäubungsprozesse nicht eingeschränkt wird.

3.4.4 Abschätzung des Drahtsignals

Der an einem Gitterdraht gemessene Strom ist der auf diesen Draht auftreffende Teil des Strahlstroms zuzüglich eines Beitrags, der sich durch die Emission von Sekundärelektronen ergibt. Da es sich am Hochstrominjektor grundsätzlich um positive Strahlionen handelt, wird diese eine Verstärkung des Signals bewirken. Die *Sekundärelektronen-Ausbeute* γ , definiert als das Verhältnis der Anzahl der emittierten Sekundärelektronen zur Anzahl der auftreffenden Primärionen, wurde in Ref. [31] für den Beschuß von fünf verschiedenen Metalltargets mit leichten Ionen in einem Energiebereich zwischen 1 und 30 MeV untersucht. Die Ergebnisse mit den Metallen Aluminium, Molybdän, Kupfer und Tantal als Targets sind in Abb. 3.17 dargestellt. Da sie nur geringfügig voneinander abweichen, sollten sie näherungsweise auch für ein Wolframtarget Gültigkeit besitzen. Für 2.0 MeV Alphateilchen liest man bei allen vier Metallen den selben Wert von $\gamma \approx 6$ ab. Da sich die Sekundärelektronen-Ausbeute von Alphateilchen und ${}^4\text{He}^+$ -Ionen aufgrund ihrer identischen Massen nicht wesentlich voneinander unterscheidet, wurde zur Abschätzung des Signals eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls mit 2.0 MeV ebenfalls ein γ von 6 zugrunde gelegt.

Nimmt man wiederum ein gaußförmiges Strahlprofil an, berechnet sich das Signal auf den i -ten Draht am Ort x_i unter Berücksichtigung der Sekundärelektronen wie folgt:

$$I_i = (\gamma + 1) \cdot \frac{I_0}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_x} \cdot \int_{x_i-d/2}^{x_i+d/2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} dx. \quad (3.19)$$

In Abb. 3.16 ist das nach dieser Abschätzung *berechnete* Profil eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls ($E = 1.9$ MeV, $I_{\text{Puls}} = 78.0 \mu\text{A}$) mit $\sigma_x = 0.9$ mm eingezeichnet (Quadrate). Die Drähte befinden

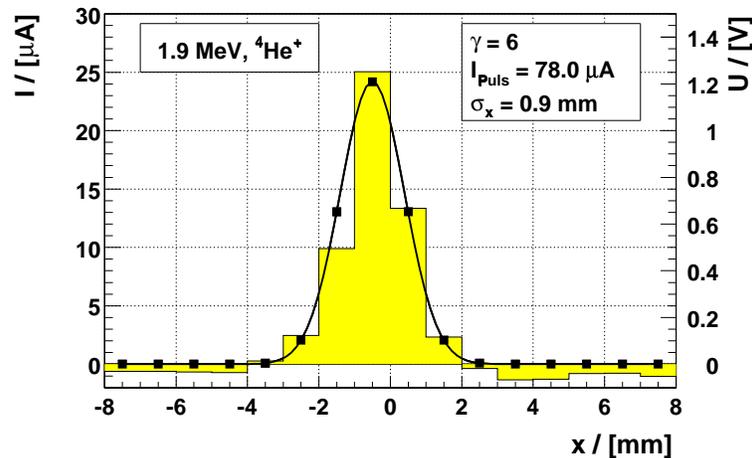


Abb. 3.16: Anhand Gl. 3.19 berechnetes (Quadrate) und gemessenes Strahlprofil (Histogramm) eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls mit $78.0 \mu\text{A}$ im Puls. Die rechte Ordinate gibt die Ausgangsspannung bei $20 \mu\text{A/V}$ an.

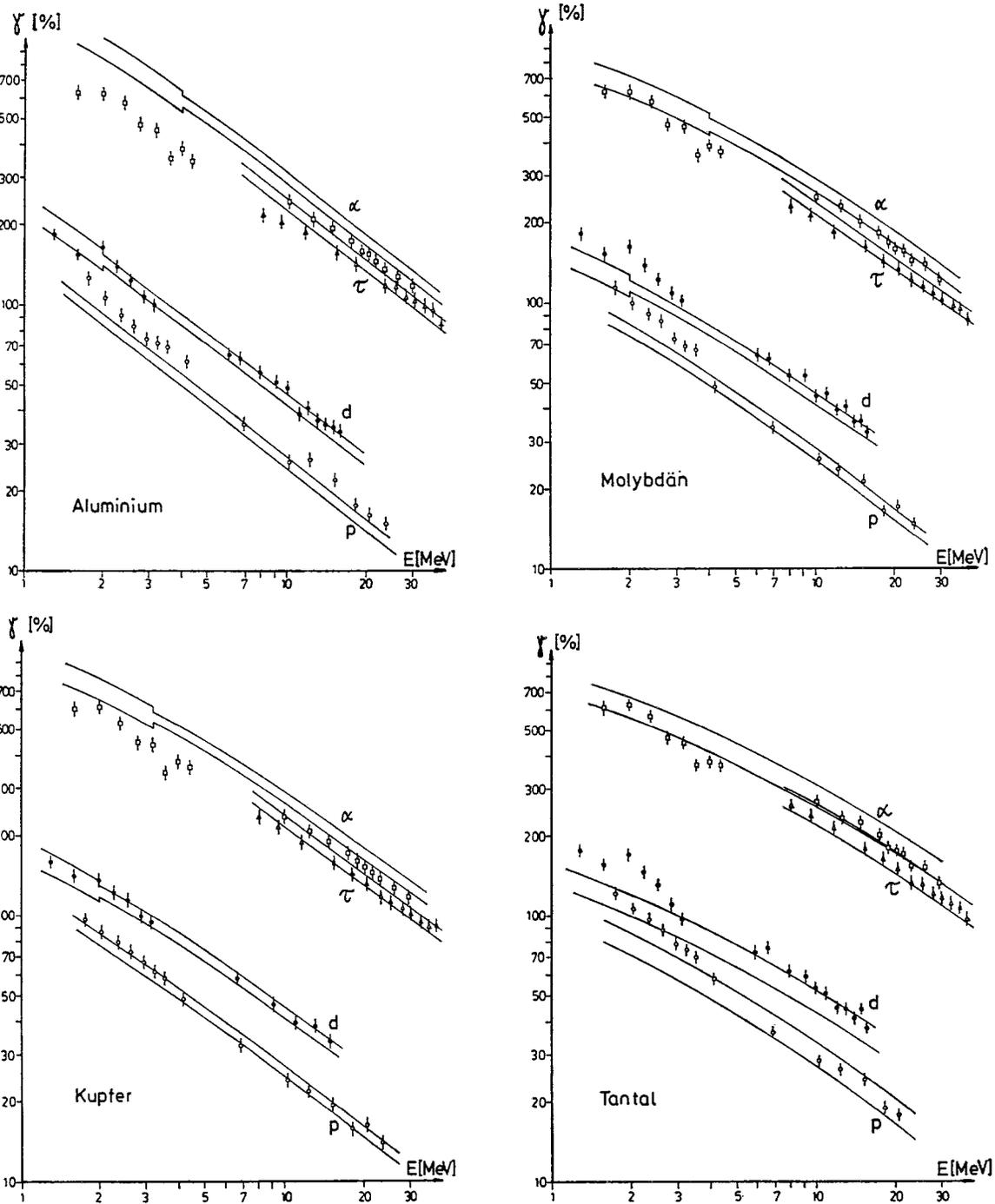


Abb. 3.17: Sekundärelektronen-Ausbeute (in Prozent) von Protonen, Deuteronen, Tritonen und Alpha-Teilchen auf verschiedene Metalltargets im Energiebereich zwischen 1 und 30 MeV (nach Ref. [31]).

sich an den Positionen ± 0.5 mm, ± 1.5 mm, ± 2.5 mm usw. Um, wie für die Profildarstellung erforderlich, aus den mit Gl. 3.19 erhaltenen Drahtströmen (linke Ordinate) ein Ausgangssignal im Volt-Bereich zu erhalten (rechte Ordinate), benötigt man demnach eine Verstärkung von $20 \mu\text{A/V}$. Der Vergleich der Rechnung mit einem bei eben dieser Verstärkung und auch sonst gleichen Parametern gemessenen Strahlprofil (Histogramm) zeigt eine gute Übereinstimmung der Ausgangsspannungen. Die Genauigkeit der Abschätzung reicht daher aus, um den Verstärkungsfaktor des in Abschnitt 3.3 beschriebenen I-U-Wandlers anhand Gl. 3.19 auf rechnerischem Wege zu bestimmen.

3.5 Messungen

Das Profilgitter-Meßsystem konnte bereits während der ersten Strahlzeiten am Hochstrominjektor mehrfach getestet werden. Die gemessenen Strahlbreiten lagen dabei im Bereich einiger Millimeter. Es zeigte sich, daß die Gitterauflösung von 1 mm ausreichend ist, um mit den am Kontrollpult angezeigten Strahlprofilen die Einstellungen von Quadrupolmagneten und Steuerern vorzunehmen. Insgesamt haben sich die Profilgitter schon jetzt als zuverlässige Diagnoseeinheiten erwiesen.

Abb. 3.18 zeigt die beiden transversalen Strahlprofile eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls mit $6.7 \mu\text{A}$ Strahlstrom (DC) und 1.9 MeV absoluter Energie, die mit dem ersten Profilgitter hinter dem 4%-Rebuncher aufgenommen wurden. Die Strommessung erfolgte mit dem in der gleichen Diagnosekammer eingebauten Faraday-Cup. Die Darstellung der 16 Datenpunkte als Histogramm trägt der Auflösung des Gitters Rechnung. Während der Strahl in x -Richtung recht gut fokussiert ist – die daran angepaßte Gaußkurve ergibt eine Strahlbreite von $4 \sigma = 2.8$ mm – ist die Breite in y -Richtung mit $4 \sigma = 6.8$ mm mehr als doppelt so groß. Betrachtet man die Intensitätsmaxima der Profile, erkennt man, daß der Strahl in beiden transversalen Richtungen genau auf der Strahlrohrachse bei x bzw. $y = 0$ liegt. Zusätzlich zu den beiden Einzelprofilen ist eine dreidimensionale Gebirgsgraphik abgebildet. Sie ergibt sich aus der Multiplikation der Spannungswerte der zum Schnittpunkt auf der x - y -Ebene gehörenden Kanäle. Resultiert daraus ein negatives Ergebnis wird dieses Null gesetzt. Diese Darstellung entspricht i.allg. nicht dem zweidimensionalen Intensitätsprofil des Strahls. Da bei den eindimensionalen Profilen über jeweils die andere transversale Richtung integriert wird, geht die Information über die Intensitätsverteilung entlang des Drahtes verloren, wodurch eine Rückrechnung auf das tatsächliche zweidimensionale Profil unmöglich wird. Es ist jedoch immer gewährleistet, daß der Schwerpunkt der Verteilung erhalten bleibt.

Die in Abschnitt 3.3 beschriebene Ausleseelektronik der Profilgitter ermöglicht es, das Pro-

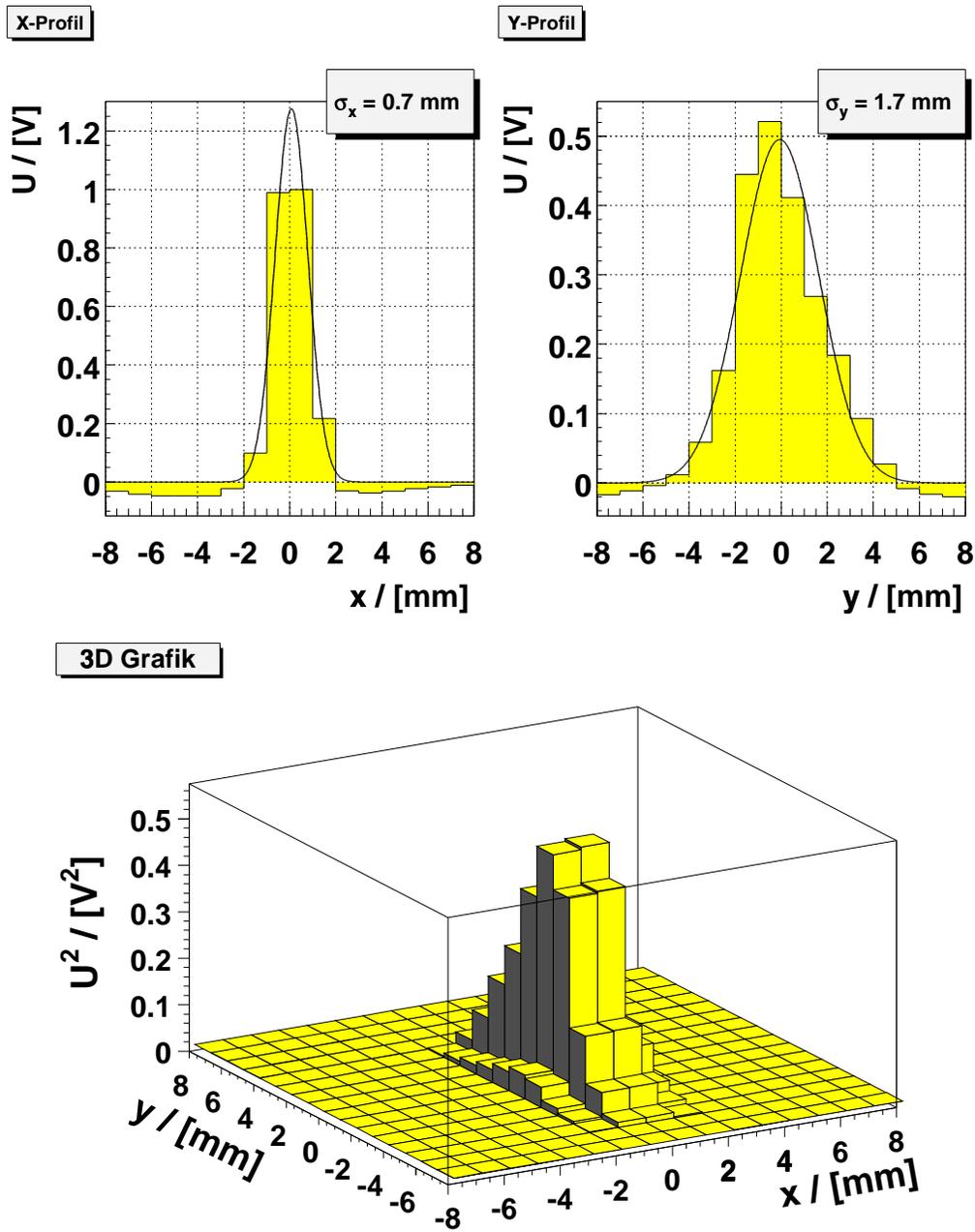


Abb. 3.18: x -, y -Profil und Gebirgsdiagramm eines $^4\text{He}^+$ -Strahls, $I_0 = 6.7 \mu\text{A}$ (DC) gemessen hinter dem 4%-Rebuncher. Die Verstärkung betrug in diesem Fall $2 \mu\text{A/V}$.

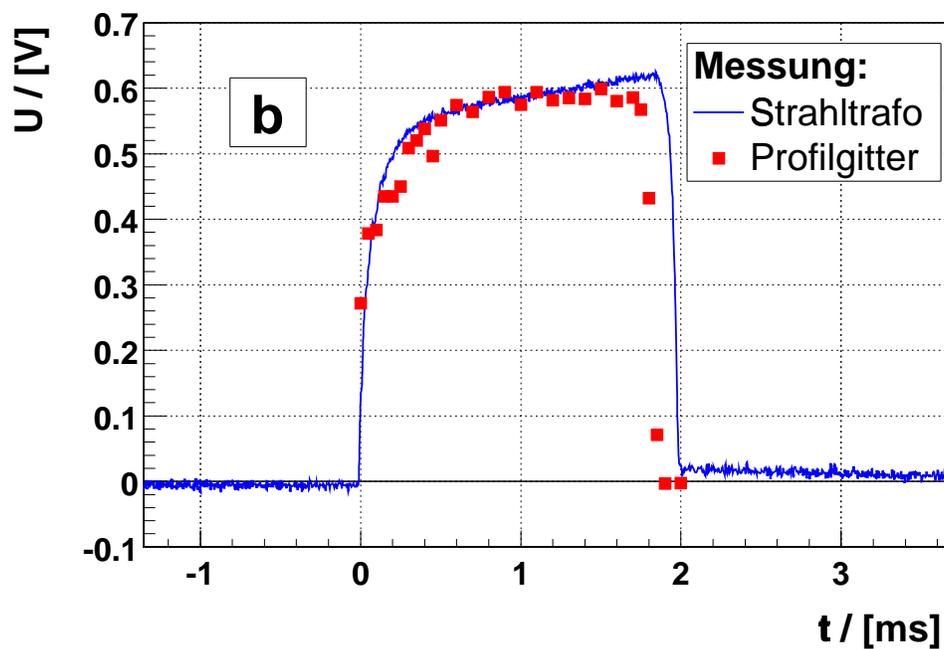
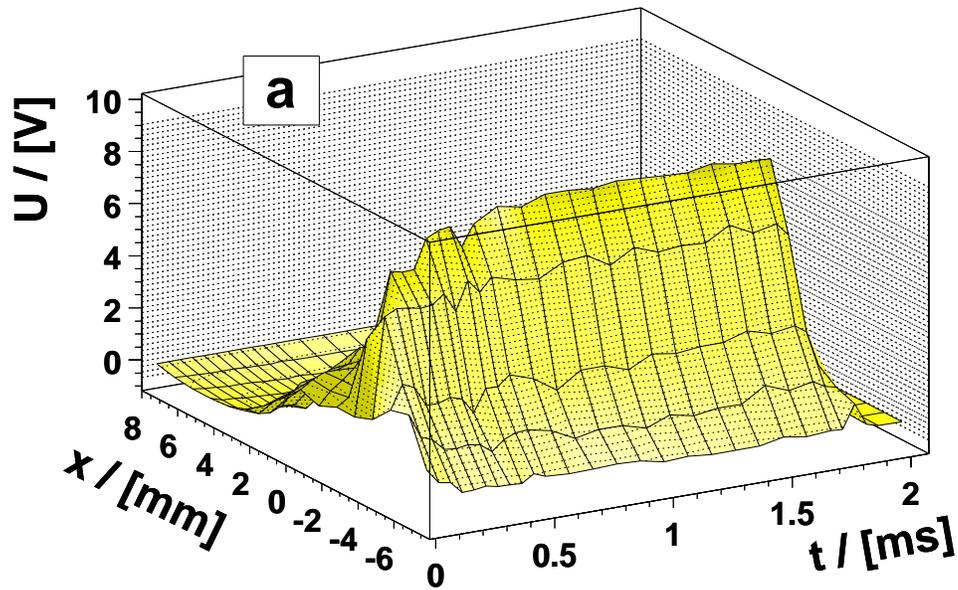


Abb. 3.19: D_2^+ -Makropuls ($33\mu A$ im Puls) mit einer Länge von 2 ms gemessen mit dem Profilgitter am Einschub in die Siebenspaltsektion (a) und mit dem Strahltrafo vor den RFQ-Resonatoren (b). Die in (b) eingezeichneten Quadrate wurden durch die Integration der unter (a) gemessenen Profile ermittelt und auf die Strahltrafomessung skaliert.

fil von gepulsten Strahlen an verschiedenen Stellen des Makropulses aufzunehmen. Dazu kann der Zeitpunkt des Auslesetriggers in $10 \mu\text{s}$ verstellt werden. Trägt man nun die zu verschiedenen Zeitpunkten gemessenen Strahlprofile gegen die Triggerverzögerung auf, ergibt sich ein Diagramm wie in Abb. 3.19 (a) dargestellt. Es besteht aus insgesamt 28 Einzelmessungen, die in Zeitabständen von 50 und $100 \mu\text{s}$ nacheinander aufgenommen wurden und gibt einen Eindruck vom Verlauf des Profils entlang des Pulses. Abb. 3.19 (b) zeigt den gleichen Puls gemessen mit einem Strahltransformator. Die dort eingezeichneten Meßpunkte ergeben sich aus der Integration der unter (a) dargestellten Profile über die x -Koordinate. Sie sind auf das Signal des Strahltransformators skaliert und erlauben den direkten Vergleich der beiden Messungen. Übereinstimmend ist in beiden Fällen die etwas flachere Anstiegsflanke und der steile Abfall am Ende des Pulses zu erkennen. Die geringfügige Abweichung, die bezüglich der Pulslänge beobachtet wird, erklärt sich aus der durch die Triggerpulslänge vorgegebenen Zeitverzögerung beim Umschalten des Sample-and-Hold-Bausteins vom Abtast- in den Halte-Modus. Derartige Messungen können in der zweiten Phase des HSI zur Untersuchung des *Afterglow-Effektes* [32] der EZR-Quelle herangezogen werden.

3.6 Ausblick

Nach der Neuauslegung der Strippersektion hinter den Siebenspaltresonatoren kann mit dem Einbau des vierten Profilgitters der Aufbau des Profilgitter-Meßsystems am Hochstrominjektor abgeschlossen werden. Es wird dann an allen wichtigen Stellen entlang der Strahlführung die Möglichkeit bieten, Strahlprofil und -lage bei mittleren Strahlströmen zu messen. Durch eine ausreichend hohe Untersetzung des Strahls mit dem hinter der Quelle installierten Chopper können auch gepulste Strahlen mit hohen Pulsströmen diagnostiziert werden. Für den mittleren Strom müssen dabei jedoch die in 3.4.2 gemachten Aussagen berücksichtigt werden. Bei kontinuierlichen Strahlen hoher Intensität werden Profilmessungen jedoch nur noch mit dem in Kap. 4 behandelten Restgasmonitor möglich sein. Für den Transport des Strahls zu den Experimenten, d.h. vor allem zum TSR, ist es erforderlich, das Profilgitter-System auf den Nachbeschleuniger zu erweitern. Dort sind bereits zehn Profilgitter eingebaut, deren Bauweise mit denen des Hochstrominjektors identisch ist. Bei der dafür notwendigen Verstärkungselektronik kann man sich auf die am HSI geleistete Entwicklungsarbeit stützen (siehe Abschn. 3.3). Die Einbeziehung der Profilgitter in die Nachbeschleuniger-Steuerung kann nach der geplanten Umstellung auf Windows NT ebenfalls in Anlehnung an den Hochstrominjektor erfolgen.

Kapitel 4

Der Restgasionisations-Strahlprofilmonitor

In Kapitel 3 wurde gezeigt, daß Strahlprofilgitter lediglich bis zu Strahlströmen von $I \approx 10 \mu\text{A}$ einsetzbar sind. Da am Hochstrominjektor aber deutlich höhere Intensitäten auftreten können, war es erforderlich, ein Diagnosegerät zu entwickeln, das es erlaubt, Profilmessungen auch im darüber hinausgehenden Strombereich durchzuführen. Ein Instrument, das dazu in der Lage ist, ist der Restgasionisations-Strahlprofilmonitor, oder kurz Restgasmonitor (RGM). Nachdem zunächst dessen Meßprinzip erklärt wird, soll im weiteren Verlauf des nun folgenden Kapitels auf die technische Realisierung des für den Hochstrominjektor entwickelten Gerätes eingegangen werden. Dies bezieht sich zum einen auf die Auslegung einer neuen Diagnosekammer und zum anderen auf den Aufbau des Monitors selbst. Im Anschluß daran wird das unter den Bedingungen am Hochstrominjektor zu erwartende Restgassignal und der daraus folgende Verstärkungsfaktor des I-U-Wandlers abgeschätzt, bevor schließlich noch einige der Messungen vorgestellt werden, die mit dem fertiggestellten Monitor durchgeführt wurden.

4.1 Funktionsweise eines Restgasmonitors

Restgasmonitore treten im Gegensatz zu Strahlprofilgittern nicht in direkte Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl. Diese Eigenschaft macht sie für die Diagnose von Hochstromstrahlen besonders geeignet. Das Meßprinzip, das in Abb. 4.1 schematisch dargestellt ist, beruht auf der Tatsache, daß das im Strahlrohr befindliche Restgas unter dem Einfluß des elektrischen Feldes der vorbeifliegenden Strahlionen ionisiert wird. Unter der Voraussetzung, daß sich der Druck im Strahlrohr in radialer Richtung nicht verändert, ist die Intensitätsverteilung der ionisierten Restgasteilchen identisch mit der des Ionenstrahls. Legt man nun senkrecht zur Flugrichtung des Ionenstrahls ein elektrisches Feld an, können die Restgasionen in Richtung eines ortsauflösenden Detektors abgezogen werden. Je nach Richtung des Extraktionsfeldes können entweder die emittierten Elektronen oder die Restgasionen zur Messung herangezogen werden. Letztere werden meist bevorzugt, da sie aufgrund ihrer größeren Masse bessere Abbildungseigenschaf-

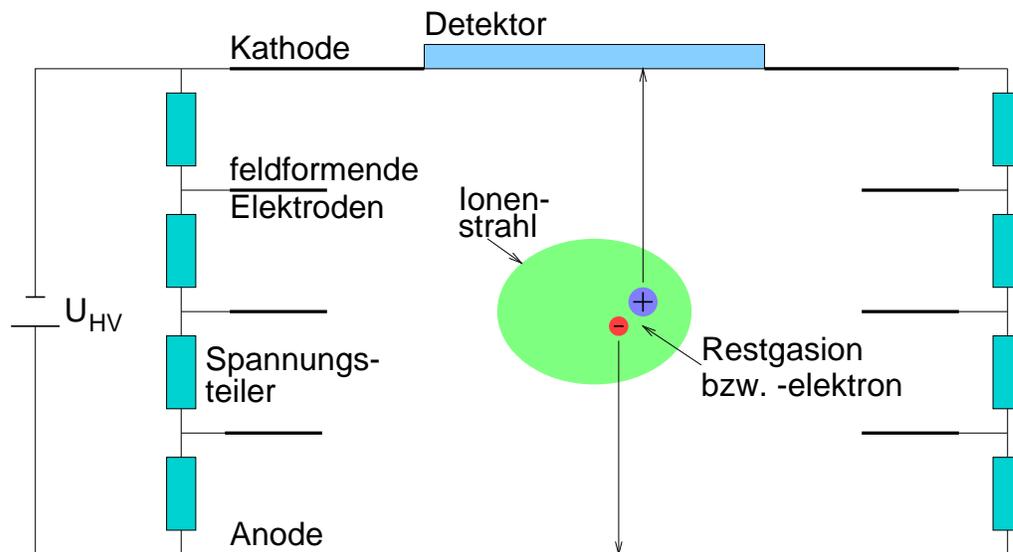


Abb. 4.1: Meßprinzip eines Restgasionisationsmonitors. Die positiven Restgasionen werden durch ein elektrisches Feld auf einen ortsauflösenden Detektor abgebildet.

ten besitzen. Ein einzelner Monitor kann nur das Strahlprofil in einer bestimmten transversalen Richtung ermitteln. Zeigt das Extraktionsfeld des Monitors in die vertikale Richtung, so erhält man das horizontale Strahlprofil und umgekehrt. Um das Strahlprofil, wie beim Profilgitter, in beiden Richtungen zu erhalten, werden folglich zwei Restgasmonitore benötigt, die zueinander um 90° gedreht sind.

Der Monitor besitzt an seinen zur Flugrichtung des Strahls parallelen Außenseiten schmale *Streifenelektroden*, die über Spannungsteiler miteinander kontaktiert sind. Sie bilden Äquipotentialflächen, die zu einer Verbesserung der Feldhomogenität im Inneren des Monitors führen. Diese Streifenelektroden werden deshalb auch *feldformende Elektroden* genannt. Eine genauere Untersuchung des Einflusses der Streifenelektroden auf das Extraktionsfeld erfolgt in Abschnitt 5.5.

Als ortsauflösender Detektor werden bei Restgasmonitoren häufig *Mikrokanalplatten* (MCP = **M**ulti-**C**hannel-**P**late) verwendet [33, 34, 35]. Ein *MCP* besteht aus einer Vielzahl von Glaskapillaren, die parallel angeordnet und miteinander verschmolzen sind. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung an die Kanäle werden beim Auftreffen der Strahlung (Restgasionen oder -elektronen) Sekundärelektronen erzeugt, die nach dem Prinzip eines Elektronenvervielfachers verstärkt werden. Dabei können Vervielfachungsfaktoren zwischen 10^5 und 10^6 erreicht werden [36]. Hinter der Mikrokanalplatte kann entweder mit einem Phosphorschirm und einer CCD-Kamera oder mit Hilfe einer Widerstandsanode und der dazugehörigen Elektronik das

4.1. Funktionsweise eines Restgasmonitors

gemessene Strahlprofil sichtbar gemacht werden. Der Detektor des am Heidelberger Testspeicherring installierten Restgasmonitors arbeitet nach diesem Prinzip [37]. Die in Abschnitt 4.4 folgende Abschätzung des am Hochstrominjektor zu erwartenden Restgassignals zeigt jedoch, daß eine Multikanalplatte als Detektor dort nicht in Frage kommt. Grund dafür ist vor allem der im Vergleich zum TSR im Linearbeschleunigerbereich um einen Faktor 10^3 – 10^4 höhere Restgasdruck, aber auch der ca. 10mal größere Strahlstrom. Das daraus resultierende größere Signal macht die durch das MCP erzielte Verstärkung überflüssig und hätte außerdem eine Zerstörung der Glaskapillare zur Folge.

Ein ortsauflösender Detektor, der auch bei hohen Restgasströmen verwendet werden kann und der an GSI-Darmstadt bereits erfolgreich eingesetzt wird [38], ist eine *Abbildungselektrode*, auf deren Oberfläche sich gegeneinander isolierte Leiterbahnen befinden, die parallel zur Strahlrichtung verlaufen. In Abb. 4.2 ist eine Photographie der für den Hochstrominjektor entwickelten Abbildungselektrode zu sehen. In der Mitte ist der ortsauflösende Bereich mit den Sammelstreifen zu erkennen. Der ortsunempfindliche Bereich, der die Sammelstreifen umgibt, ist mit Masse geflutet. Im Gegensatz zum MCP kommt es bei einer solchen Abbildungselektrode abgesehen von Sekundärelektronen zu keiner Signalverstärkung. Das Strahlprofil erhält man stattdessen durch eine elektronische Verstärkung der auf die einzelnen Streifen fließenden Restgasströme. Bei den Sammelstreifen handelt es sich um $17\ \mu\text{m}$ dicke, verzinnte Kupferbahnen, die auf ein Trägermaterial (FR4) aufgebracht sind. Der Mittenabstand der insgesamt 32 Streifen mit einer Länge von 57 mm beträgt 0.8 mm. Dieses legt die intrinsische Auflösungs-

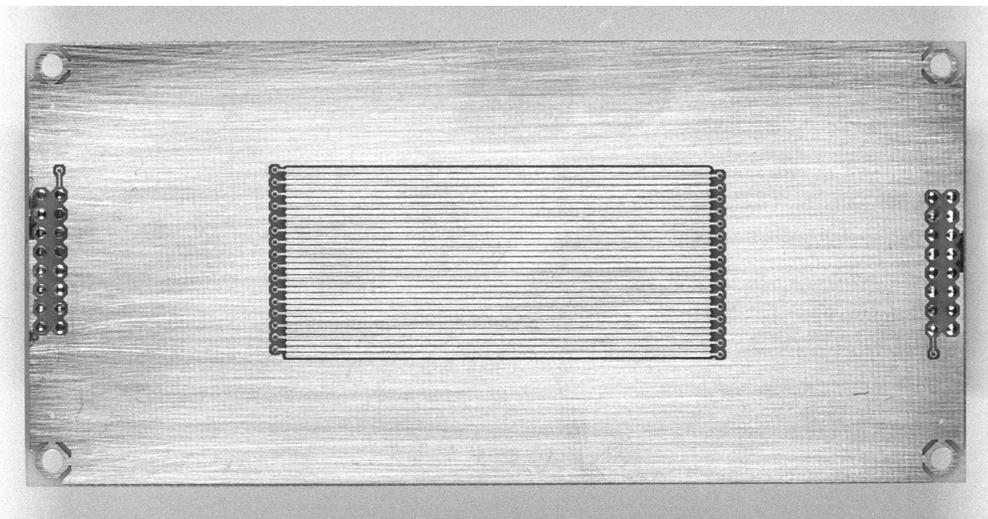


Abb. 4.2: Abbildungselektrode des Restgasmonitors am Hochstrominjektor. Die in der Mitte liegenden 57 mm langen Sammelstreifen sind 0.65 mm breit und besitzen einen Abstand von 0.15 mm.

grenze des Monitors fest. Jeder Sammelstreifen ist über eine Durchkontaktierung an einem seiner beiden Enden mit einem von 32 Pins verbunden, die auf der Rückseite der Elektrode in zwei Gruppen eingelötet sind. Von hier aus können die Signale durch Aufstecken von zwei 16-Pin Flachkabelbuchsen weitergeleitet werden.

Eine derartige Abbildungselektrode mit genau 32 Sammelstreifen hat den Vorteil, daß die für die Profilgitter entwickelte Steuerung und Ausleseelektronik nach einer Anpassung des Verstärkungsfaktors mit ansonsten nur geringfügigen Abänderungen auch für die Auslese der Restgasströme genutzt werden kann. Diese bestehen im wesentlichen darin, daß beim Restgasmonitor aufgrund der doppelten Kanalanzahl ein Verstärkermodul je Monitoreinheit benötigt wird, d.h. für die Auslese beider transversalen Strahlprofile insgesamt zwei.

4.2 Auswahl des Standortes und Auslegung der Diagnosekammer

Bei der Auslegung des Hochstrominjektors wurde an drei Stellen Raum für Strahldiagnosezwecke eingeplant. Die erste befindet sich direkt hinter dem 4%-Rebuncher. Wie aus Abb. 4.3 hervorgeht, bestand sie bisher aus einer Standarddiagnosekammer mit einem szintillierenden Quarz, einem Profilgitter und einem horizontalen Schlitzblendenpaar. Hinter dem nachfolgenden Ventil war in einem separaten Kreuzstück ein Faraday-Cup installiert. Die in Abb. 4.3 nicht mehr eingezeichnete Diagnosekammer mit einer Phasensonde und einem Profilgitter zwischen Quadrupoltriplett und Beginn der Siebenspaltresonatoren kann ebenfalls zur ersten Diagnosektion gezählt werden. Die zweite Sektion am Ausschluß der Siebenspalter besteht zur Zeit noch aus einem Faraday Cup und einer Phasensonde. Später soll an dieser Stelle die Strahldiagnose durch ein Profilgitter ergänzt werden. Am Ende des Injektors können mit einer weiteren Standarddiagnosekammer und einer Doppelphasensonde die Strahleigenschaften vor dem Einschluß in den Nachbeschleuniger gemessen werden.

Ein für den Beschleunigerbetrieb besonders kritischer Punkt ist der Einschluß des Ionenstrahls in das erste Siebenspaltmodul. Longitudinal darf der Strahl an dieser Stelle eine Phasenbreite von $\pm 5^\circ \hat{=} 250$ ps nicht überschreiten [11]. Die transversale Akzeptanz, die durch den Driftrohrdurchmesser festgelegt ist, beträgt dort 20 mm. Aus diesem Grund ist die Kenntnis der Strahllage und -breite dort besonders wichtig. Als sinnvoller Standort für den Restgasmonitor kam deshalb nur die erste Diagnosesektion in Frage. Dabei gab es jedoch zwei prinzipielle Schwierigkeiten. Zum einen waren in dem gewünschten Abschnitt nicht mehr ausreichend freie Flansche vorhanden, zum anderen ist die aus den siebziger Jahren stammende Standarddiagnosekammer mit einem Rohrdurchmesser von 100 mm für die Ausmaße eines Restgasmonitor

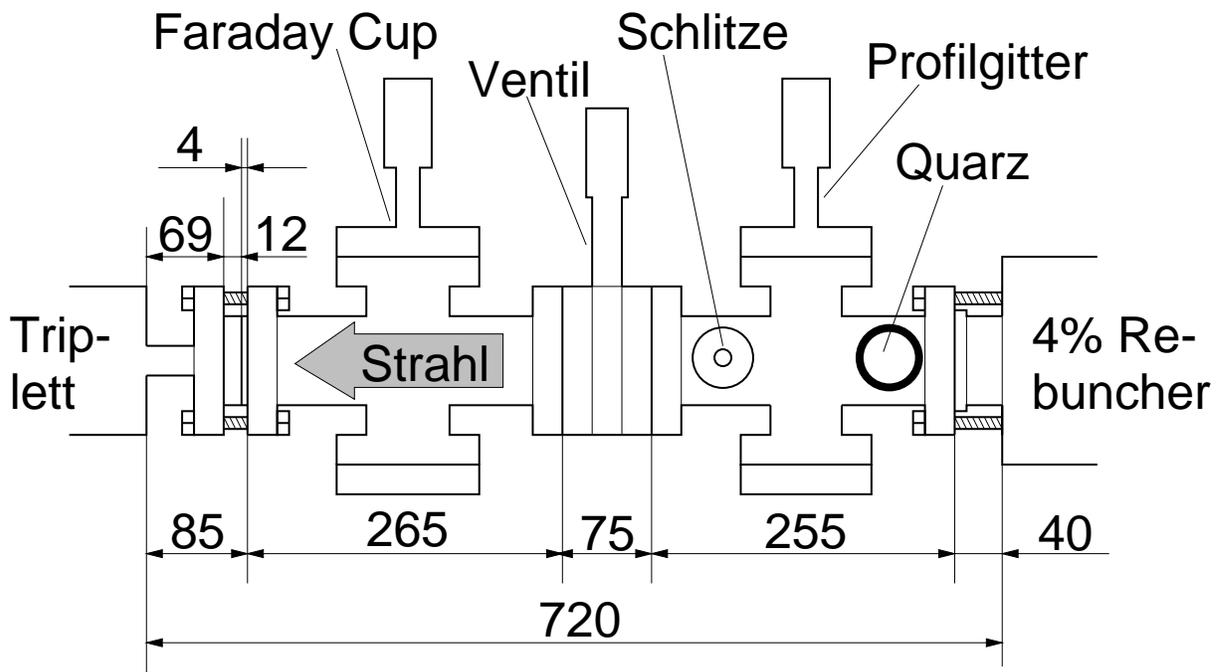


Abb. 4.3: Diagnosesektion hinter dem 4%-Rebuncher vor dem Umbau.

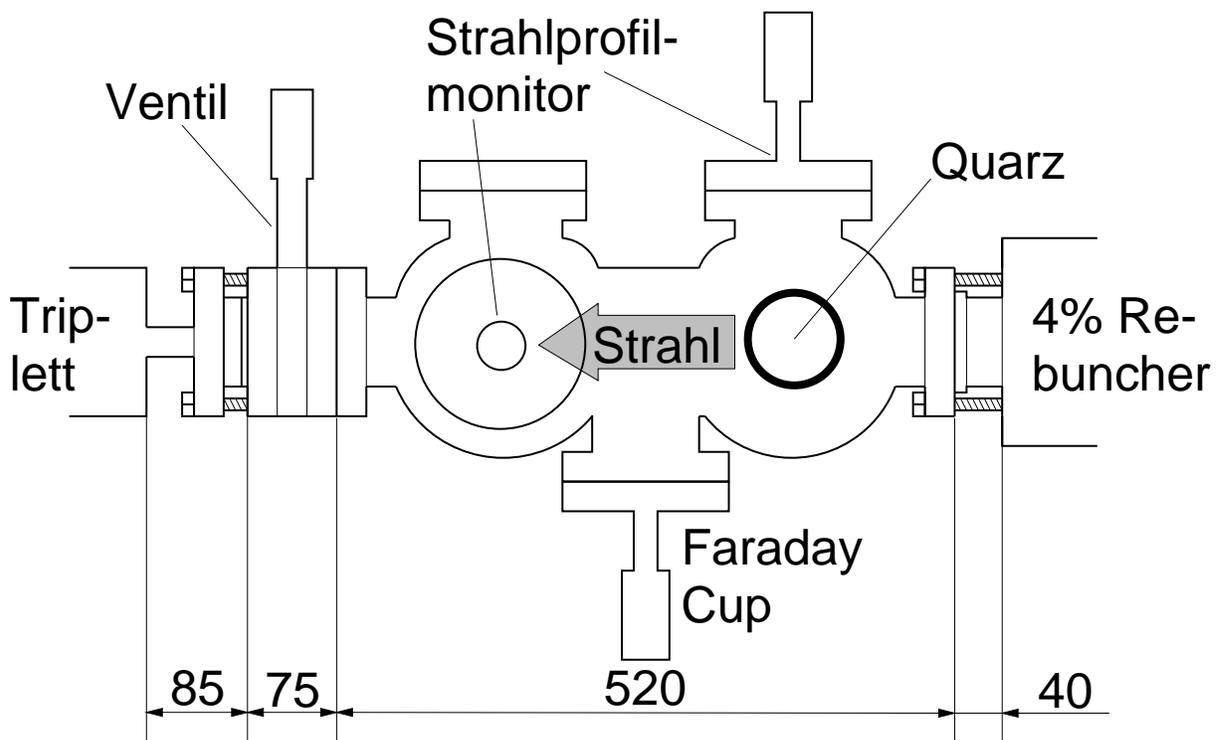


Abb. 4.4: Diagnosesektion hinter dem 4%-Rebuncher nach dem Umbau.

zu klein. Als einzige Möglichkeit, den Restgasmonitor dennoch in die erste Diagnosesektion zu integrieren, verblieb die Auslegung einer neuen Diagnosekammer. Diese sollte mit entsprechend vielen Flanschen ausgestattet sein, um Platz für sämtliche Diagnosegeräte zu bieten. Da allein für den Restgasmonitor zwei Rohraufsätze benötigt werden, muß eine solche Kammer also mindestens drei DN 160 Flansche (RGM-X, RGM-Y, FC) und drei Flansche mit \varnothing 45 mm Innendurchmesser (Quarz, Fenster, PG) besitzen. Durch den Wegfall des Kreuzstückes mit dem Faraday-Cup, konnte für die neue Kammer eine Gesamtlänge von 520 mm veranschlagt werden.

Die einfachste Lösung für eine neue Diagnosekammer scheint ein DN 160 Normrohr zu sein, auf das horizontal und vertikal die Rohre mit den erforderlichen Flanschen aufgeschweißt werden. Man muß dabei jedoch berücksichtigen, daß das Anbringen eines Rohraufsatzes auf ein Rohr desselben Durchmessers zunächst einen großen, bis zur Hälfte des Rohres reichenden, Materialabtrag erfordert, der eine mechanische Destabilisierung zur Folge hat. Durch die Hitzeentwicklung beim anschließenden Anschweißen des Rohrstutzens kommt es deshalb unweigerlich zu einem Verziehen des Rohres, das nur durch eine entsprechende Schweißnaht auf der gegenüberliegenden Seite ausgeglichen werden kann. Ist dies nicht der Fall, kann dadurch eine derart große Antiparallelität der beiden Endflansche verursacht werden, daß ein Einbau in das Strahlrohr unmöglich wird. Um diesem Problem auszuweichen, wurde deshalb, wie in Abb. 4.5 gezeigt, zu einer Kombination aus zwei Kugeln (\varnothing 230 mm) übergegangen, die über ein kurzes Rohrzwischenstück miteinander verbunden sind. Bezüglich der Stabilität beim Schweißvorgang sind Kugeln aufgrund ihrer Symmetrie einem einfachen Rohr überlegen. Der Durchmesser der Kugeln ist so gewählt, daß die \varnothing 45 mm Flansche lediglich in ein Loch auf der Kugeloberfläche geschweißt werden müssen, um den erforderlichen Abstand zur Strahlrohrachse von 115 mm einzuhalten (vgl. dazu Abb. 3.4). Bei den großen DN 160 Flanschen, die einen Abstand zur Strahlrohrachse von 138 mm aufweisen müssen, kann auf ein Rohrstutzen jedoch nicht verzichtet werden.

In der in Strahlrichtung gesehen ersten Kugel (in Abb. 4.5 links) ist Raum für den Quarz und den horizontalen Restgasmonitor. Die beiden Flansche für Quarz und gegenüberliegendem Fenster sind symmetrisch aufgebaut, so daß der Quarz wahlweise von rechts oder von links in die Kammer eingebaut werden kann. An der Unterseite des Verbindungsrohres zur zweiten Kugel befindet sich der Flansch für den strahlungsgekühlten Faraday-Cup. Er ist auf ein Rohr mit rechteckigem Querschnitt aufgebracht, was der Form seines Kühlkörpers Rechnung trägt. Seitlich am Verbindungsrohr kann bei Bedarf ein Vakuummeßkopf angeschlossen werden. Bei der hinteren Kugel können in horizontaler Position der Restgasmonitor für das γ -Profil und das Profiltgitter installiert werden. Der Flansch an der Oberseite der Kugel ist nicht belegt und steht als Reserve zur Verfügung. Damit sind außer dem horizontalen Schlitzblendenpaar alle Dia-

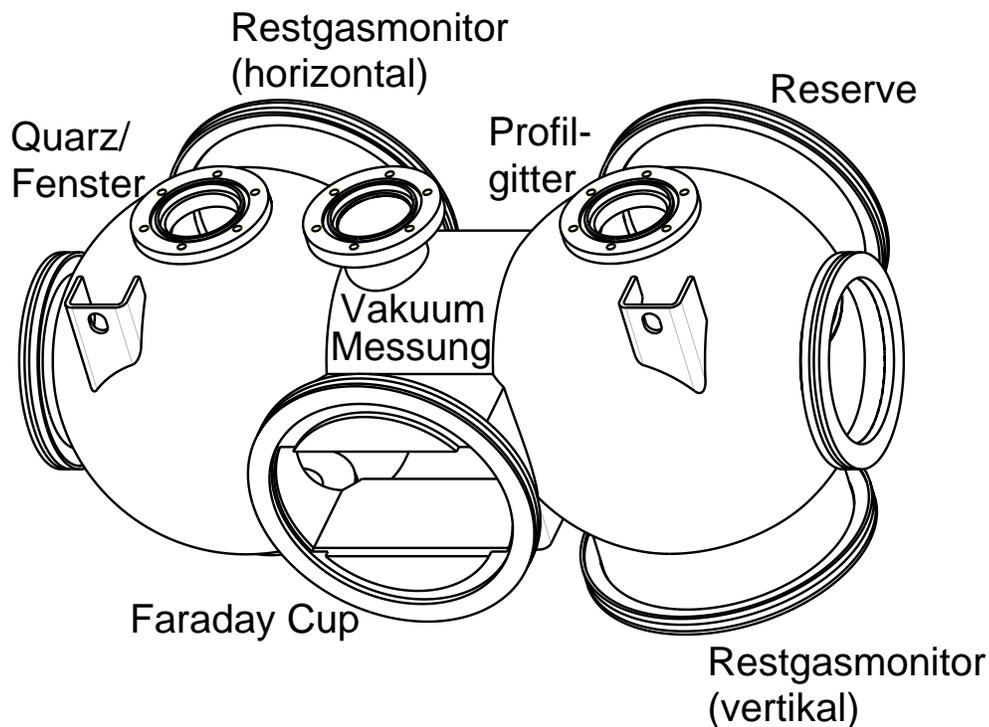


Abb. 4.5: Neue Diagnosekammer für den Restgasmonitor mit einer Gesamtlänge von 52.0 cm. In dieser Darstellung verläuft die Strahlrichtung von links nach rechts.

gnosegeräte, die in der alten Kammer eingebaut waren, auch in der neuen vorhanden, in der zusätzlich Platz für die beiden Restgasmonitore geschaffen wurde. Der Aufbau der Diagnosektion hinter dem 4%-Rebuncher nach der Installation der neuen Kammer ist in Abb. 4.5 dargestellt.

Der wichtigste Unterschied zwischen den beiden Diagnosekammern besteht darin, daß in der neuangelegten Doppelkugel bestimmte Strahlrohrvolumina von verschiedenen Diagnosegeräten besetzt werden. Z.B. würde ein gleichzeitiges Einfahren von Quarz und horizontalem Restgasmonitor in die Kammer zu einer Kollision führen. Genauso verhält es sich mit dem vertikalen Restgasmonitor und dem Profilgitter in der zweiten Kugel. Dies ist bisher bei keinem der an der MPI-Beschleunigeranlage eingebauten Diagnosegeräte der Fall gewesen. Es ist klar, daß auf alle Fälle verhindert werden muß, daß eines der beiden Diagnosegeräte eingefahren werden kann, solange sich das andere noch im Strahlrohr befindet. Zu diesem Zweck wurde ein Interlock entwickelt, das ein gegenseitiges Blockieren des Pneumatikantriebs verursacht. Das Schalten des Antriebs erfolgt mit einer 230 V Wechselspannung. Dabei bedeuten die anliegenden ~ 230 V, daß die Pneumatik betätigt und das Diagnosegerät in das Strahlrohr eingefahren wird. Der wesentliche Teil des Interlocks ist ein aus einem Reed-Kontakt bestehen-

der Endlageschalter. Ein *Reed-Kontakt* oder auch *Schutzrohrkontakt* besteht aus magnetischen Kontaktstücken, die in einem mit Schutzgas gefüllten Glasröhrchen hermetisch eingeschlossen sind. Unter dem Einfluß eines externen Magnetfeldes schließt sich der Schalter. An jedem der betroffenen Pneumatikzylinder wurde nun ein kleiner (Höhe: 5 mm, Ø 9 mm) Dipolmagnet in den im Inneren befindlichen Messingkolben eingelassen. Dieser Kolben trennt die beiden Kammern der Pneumatik und bewegt unter der Wirkung der Druckluft die Metallstange, an der die Diagnosegeräte befestigt sind. An der Außenseite des Zylinderdeckels wurde an der gleichen Stelle ein Reed-Kontakt aufgeschraubt. Auf diese Weise erreicht man, daß der Schalter bei eingefahrenem Kolben offen und bei ausgefahrenem Kolben geschlossen ist. Dies wird bei dem in Abb. 4.6 skizzierten Interlock ausgenutzt. Ist der Reed-Kontakt E_1 des eingefahrenen

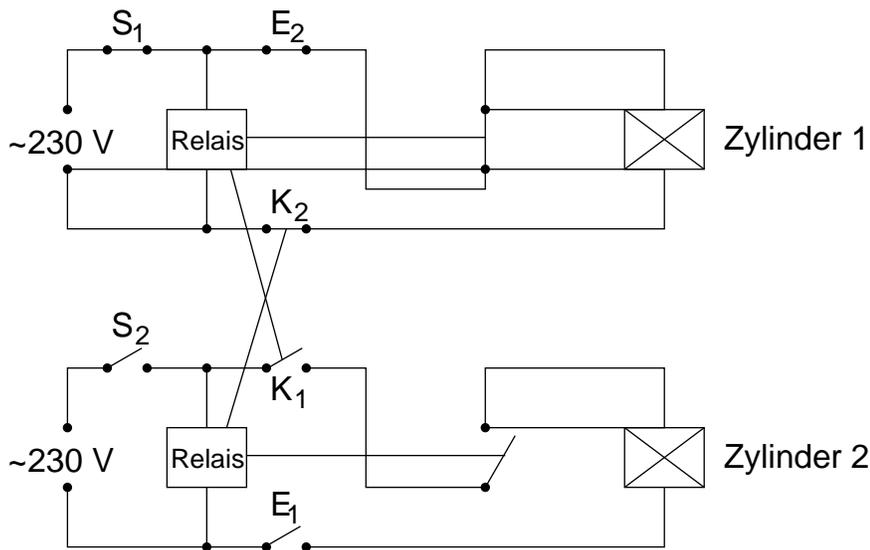


Abb. 4.6: Pneumatik-Interlock der sich kreuzenden Diagnosegeräte. Der Endlageschalter des ersten Zylinders E_1 ist seriell zum ~ 230 V Stromkreis des zweiten Zylinders geschaltet und umgekehrt. Dadurch wird ausgeschlossen, daß die Schaltspannung an beiden Pneumatiken zur selben Zeit anliegt.

Zylinders 1 seriell zum 230 V Stromkreis des Zylinders 2 verschalten, so wird bei letzterem erst dann die Spannung freigegeben, wenn Zylinder 1 nach dem Herausfahren den Endlageschalter E_1 geschlossen hat. Wird Pneumatik 2 trotzdem durch Schließen des Schalters S_2 betätigt, öffnet sich Schalter K_2 im Stromkreis von Zylinder 1, was zur Folge hat, daß dieser herausgefahren wird. Da sich dann E_1 schließt, fährt Zylinder 2 daraufhin ein. Ohne die Sicherheit des Endlageschalters würde das Einfahren von Zylinder 2 und das Ausfahren von Zylinder 1 gleichzeitig erfolgen. Es könnte also ein Zusammenstoß „auf halbem Wege“ erfolgen. Erst durch den Einbau des Endlageschalters kann dies ausgeschlossen werden.

4.3 Der Monitor

Bei der Auslegung der Monitorgeometrie muß versucht werden, den direkten Strahlbeschuß einzelner Monitorkomponenten von vornherein auszuschließen. Ist dies nicht gewährleistet, kann es im ungünstigsten Fall zu Schäden am Monitor, zumindest aber zu einer unerwünschten Abnahme der Strahltransmission kommen. Insbesondere würde beim Auftreffen von Strahlteilchen auf die Abbildungselektrode die Profilmessung verfälscht werden. Eine weitere Gefahr besteht darin, daß sich unter dem Einfluß des Strahls vom Monitor zerstäubte Teilchen auf der Oberfläche der Abbildungselektrode ablagern und so zu Kurzschlüssen zwischen den Sammelstreifen führen können. Um dies zu verhindern, können zwei Maßnahmen getroffen werden. Erstens muß die Monitoröffnung groß im Vergleich zum erwarteten Strahldurchmesser sein und zweitens muß zusätzlich eine Blende vor dem Monitor installiert werden. Eine direkt vor der Diagnosekammer sitzende wassergekühlte Lochblende mit einer Apertur (Durchmesser) von 20 mm und eine quadratische Monitoröffnung von ungefähr $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ stellen sicher, daß es zu keinem der oben genannten Effekte kommen kann. Berücksichtigt man die seitlich am Monitor sitzenden Streifenelektroden ergibt sich daraus eine minimale Monitorbreite von 60 mm. Da das Meßsignal proportional zur Länge der Sammelstreifen ist, ist es wünschenswert, den zur Verfügung stehenden Flanschdurchmesser von 153 mm bei der gegebenen Breite voll auszunutzen. Will man noch einen Abstand zwischen den Monitorecken und der Rohrinnenseite von mindestens 5 mm behalten, so darf die Diagonale 140 mm nicht überschreiten. Für die Monitorlänge ergibt sich daraus ein Wert von 127 mm. Damit ist die Grundfläche von Hochspannungs- und Abbildungselektrode festgelegt. Im Anhang B.1 befinden sich Konstruktionszeichnungen des Restgasmonitors und den im folgenden beschriebenen Bauteilen.

Die Verbindung der beiden Elektroden wird über isolierende Abstandhalter hergestellt, die an den vier Ecken befestigt sind und gleichzeitig als Träger der 2×3 feldformenden Elektroden dienen. Die 11.5 mm langen Abstandhalter besitzen auf der einen Seite eine Gewindebohrung, auf der anderen Seite einen Gewindebolzen und können so durch die an den beiden Enden der Streifenelektroden vorhandenen Löcher miteinander verschraubt werden. Sie sind aus einem massiven PEEK[®] (= PolyEtherEtherKeton)-Zylinder herausgedreht und mit Entlüftungsbohrungen versehen. PEEK[®] eignet sich besonders gut für den Einsatz im Beschleunigerbereich, da es gute Vakuumeigenschaften und eine hohe Strahlenbeständigkeit besitzt. Die je vier PEEK-Zylinder ergeben zusammen mit den drei 1 mm dicken Streifenelektroden einen Abstand zwischen den beiden felderzeugenden Elektroden von genau 49 mm. Als Spannungsteiler sind auf jeder Seite des Monitors vier $5 \text{ G}\Omega$ Widerstände an die Streifenelektroden angelötet. Beim Anlegen von 5 kV fällt daher an jedem Widerstand 1.25 kV ab. Dies liegt deutlich unterhalb der Belastbarkeitsgrenze von 10 kV. Die Verbindung des Monitors zur Pneumatik wird durch eine

an der Rückseite der Abbildungselektrode befestigten Platte hergestellt, an die ein Edelstahlzylinder angeschraubt ist. Dieser kann auf die Stange des Pneumatikantriebs gesteckt und mit seitlichen Gewindestiften fixiert werden. An der Eintritts- und Austrittsöffnung des Monitors sind keine zusätzlichen Blenden angebracht. Dies hätte den für den eigentlichen Monitor zur Verfügung stehenden Platz deutlich eingeschränkt. Der Vorteil solcher auf einem bestimmten Potential liegenden *Herzogblenden* wäre eine definierte Ausdehnung des Randfeldes und damit die Möglichkeit zur Berechnung der Ablenk- und Linseneigenschaften des Monitors. Die dafür notwendige *homogene Ersatzfeldlänge*, die der Länge eines bis zum Rand homogenen Ersatzfeldes entspricht, das die gleichen optischen Eigenschaften wie das ursprüngliche Feld besitzt, läßt sich aber auch ohne Herzogblenden bestimmen, sofern der Feldverlauf im Monitor bekannt ist. Dazu wurde mit dem Programmpaket *MAFIA* [39], auf das in Abschnitt 5.5 näher eingegangen wird, der Verlauf des Extraktionsfeldes E_y entlang der longitudinalen z -Achse ermittelt. Er ist in Abb. 4.7 aufgetragen. Der innere Bereich der Abbildungselektrode, in dem die Sammelstreifen liegen, erstreckt sich von $z = -2.85$ cm bis $z = +2.85$ cm. Er befindet sich vollständig im homogenen Feldbereich. Die homogene Ersatzfeldlänge berechnet sich aus der unterhalb der Kurve liegenden Fläche dividiert durch das Feldmaximum. Es resultiert ein Wert von 155 mm, der um 28 mm über der geometrischen Länge des Monitors liegt. Die Ablenkung der Strahl-

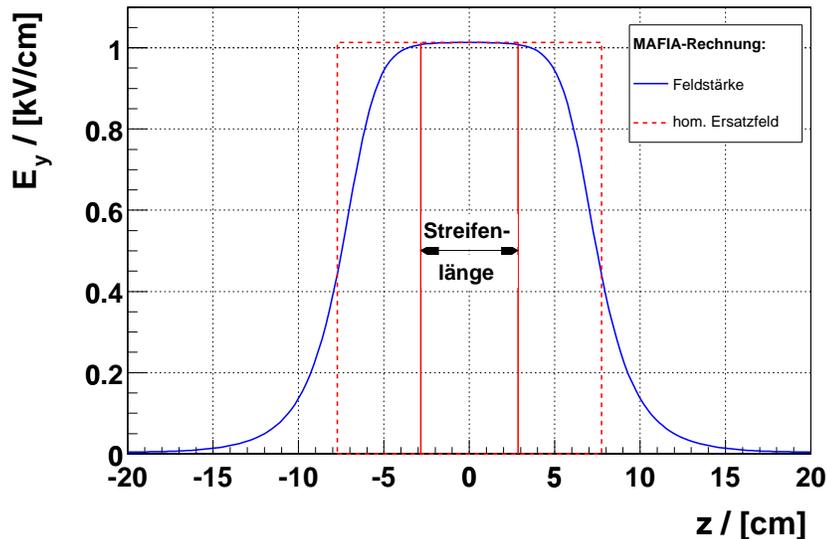


Abb. 4.7: Vertikale Feldkomponente E_y im Restgasmonitor entlang der longitudinalen z -Achse. Die daraus berechnete homogene Ersatzfeldlänge beläuft sich auf 155 mm. Man erkennt, daß die Abbildung der Restgasionen auf die Sammelstreifen ausschließlich im homogenen Bereich des Feldes stattfindet.

teilchen bei einem Extraktionsfeld von 1 kV/cm und einer Feldlänge von 155 mm erreicht bis zum Ende der Diagnosekammer jedoch nur im Falle eines Protonenstrahls mit ca. 4.1 mm ein nennenswertes Ausmaß. Für ${}^4\text{He}^+$ liegt die Ablenkung bereits bei einem Millimeter. Da diese geringfügige Ablage mit den am HSI zur Verfügung stehenden Steerer-Paaren leicht korrigiert werden kann, bedarf es keiner Kompensation des Extraktionsfeldes. Es kann daher auch bei zukünftigen Strahldynamikrechnungen auf die Berücksichtigung des Monitorfeldes verzichtet werden.

Der Flansch, auf dem der Restgasmonitor sitzt, ist mit einer Hochspannungs- und einer 32-poligen Rundsteckerdurchführung versehen, wie sie auch beim Profilgitter verwendet wird (Pinbelegung im Anhang Tab. A.5). Die Hochspannung wird von einer Zweikanal-Hochspannungsquelle (0 . . . 6 kV) geliefert, die sowohl manuell bedient, als auch über analoge Steuersignale ferngesteuert werden kann [40]. Die HV-Durchführung (max. 7 kV) ist auf der Innenseite mit einem flexiblen Kabel verbunden, das mit der Hochspannungselektrode Kontakt hat. Es ist auf beiden Seiten durch eine Zugentlastung gesichert. Die Meßsignale werden in zwei Strängen à 16 Drähten von den beiden am Anfang und Ende der Abbildungselektrode aufgesteckten 16-Pin Buchsen zum Rundstecker geführt. Um zu gewährleisten, daß die Buchsen durch mechanische Erschütterungen nicht herausrutschen können, sind sie mit einem darüberliegenden Bügel gesichert. Die mit Kapton isolierten Signalkabel verlaufen durch zwei Stahlfedern, die wiederum an beiden Enden zugentlastet sind. Abb. 4.8 zeigt den fertigen Restgasmonitor. Im Bild befindet sich oben die HV-Elektrode, an die eine *positive* Hochspannung angelegt wird, so daß zur Ermittlung des Strahlprofils die Restgasionen auf die gegenüberliegende Abbildungselektrode projiziert werden. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des Restgasmonitors gibt Tab. 4.1.

Die *Justierung* von horizontalem und vertikalem Monitor wurde auf unterschiedliche Weise vorgenommen. Der horizontale Monitor konnte auf einer Testbank eingebaut werden, auf der die Diagnosekammer in einer den späteren Verhältnissen entsprechenden Position aufgebaut war. Dazu war der Monitor mit zwei Targets ausgestattet, die in die Eintritts- und Austrittsöffnung eingesetzt wurden. Mit Hilfe eines Fernrohres konnte so die Abweichung von der Strahlrohrmitte bestimmt werden. Der Abstand zwischen Flansch und Monitor, der beim horizontalen Restgasmonitor der vertikalen Position entspricht, kann mit vier Metallhülsen variiert werden, die über die Verbindungsschrauben von Abbildungselektrode und Befestigungsplatte gesteckt sind. Die Langlöcher, mit der die Befestigungsplatte am Pneumatikantrieb befestigt ist, erlauben es, den Versatz parallel zur Flanschoberfläche. d.h. beim X-Monitor die horizontale Position, zu verstellen. Damit konnte die Position des horizontalen Monitors mit den in Tab. 4.2 aufgeführten Genauigkeiten eingestellt werden. Die Installation der Diagnosekammer in das Strahlrohr konnte so mit dem bereits justierten Monitor vorgenommen werden. Beim

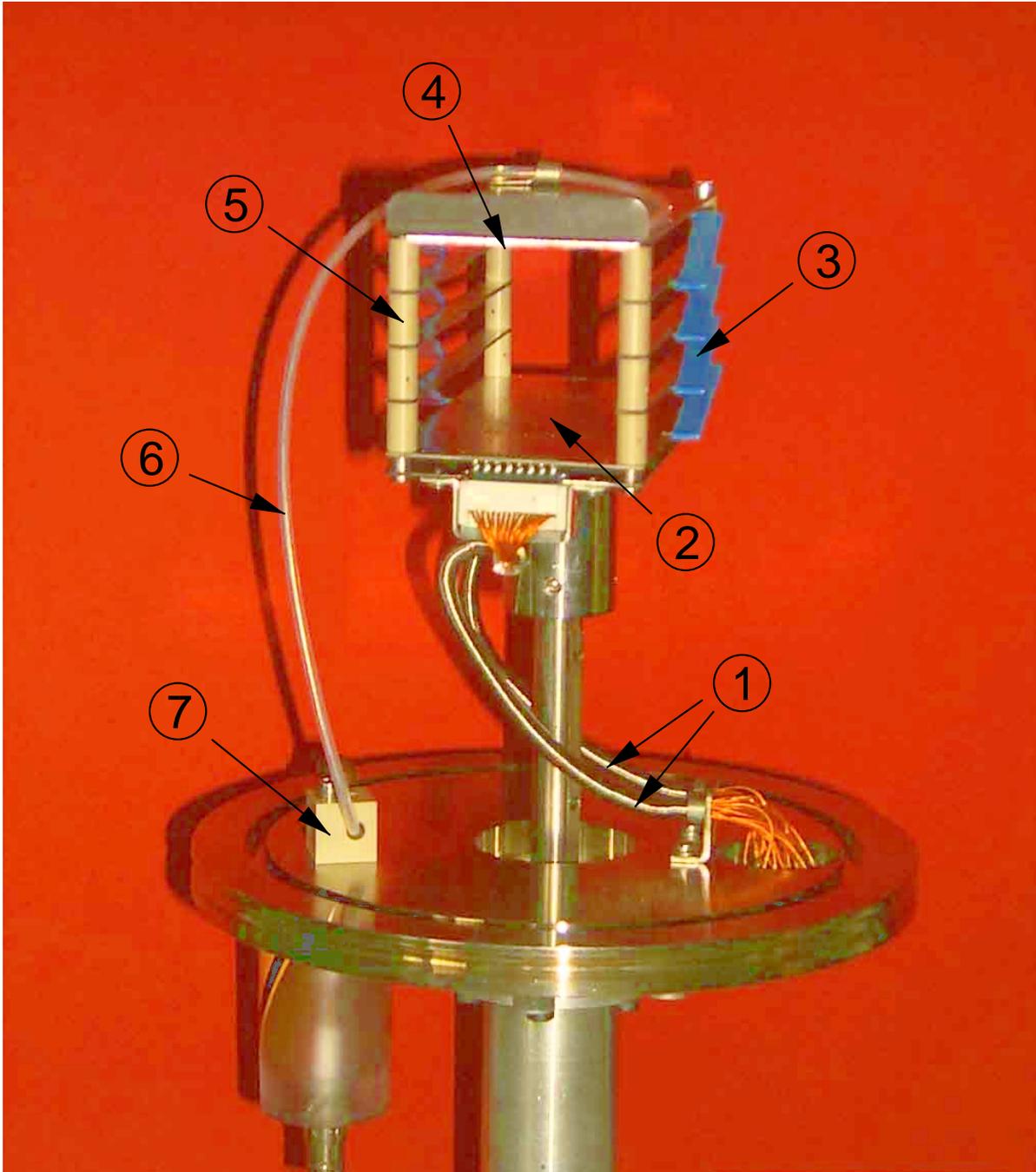


Abb. 4.8: Fertiggestellter Restgasmonitor: 1. Signalkabel, 2. Abbildungselektrode, 3. $5\text{ G}\Omega$ Spannungsteiler, 4. HV-Platte, 5. PEEK-Zylinder, 6. HV-Kabel, 7. Zugentlastung.

Monitor: B×H×L in mm	60×53×127
Plattenabstand des felderzeugenden Systems	49 mm
homogene Ersatzfeldlänge	155 mm
feldformende Elektroden:	Glasfaser, beschichtet
Abstand	11.5 mm
Dicke	1 mm
Spannungsteiler:	5 GΩ, 10%
Anzahl	4 auf jeder Seite
Belastbarkeit	10 kV
Abbildungselektrode:	Glasfaser, beschichtet
Auflösung	0.8 mm
Auflösungsbereich	25.4 mm
Sammelstreifen:	verzinntes Kupfer
Anzahl	32
Mittenabstand ΔS	0.8 mm
Breite	0.65 mm
Zwischenraum	0.15 mm
Länge l	57 mm
Dicke	17 μm

Tab. 4.1: Spezifikationen des Restgasmonitors.

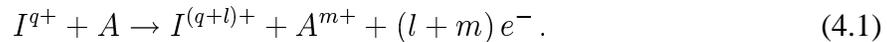
Einbau des vertikalen Restgasmonitors war dies nicht mehr möglich. Zwar konnte die Position des Monitor bezüglich seines Flansches mit einem geeigneten Kreuzstück ebenfalls auf der Testbank eingestellt werden, mit der Richtung der Monitorachse war dies jedoch nicht möglich, da der Flansch selbst keinen fest definierten Winkel bezüglich der Kammer besitzt, sondern freidrehbar ist. Um die Justierung direkt am Strahlrohr vornehmen zu können, wurde der Monitor so an der Pneumatik befestigt, daß seine Symmetrieachse parallel zu einer auf der Flanschaußenseite eingravierten Markierung verläuft. Mit Hilfe eines Nivellierinstruments konnte dann der Monitor von außen auf die Strahlrichtung ausgerichtet werden.

	Eintritt	Austritt
horizontal	+0.2 mm	-0.02 mm
vertikal	+0.25 mm	-0.04 mm

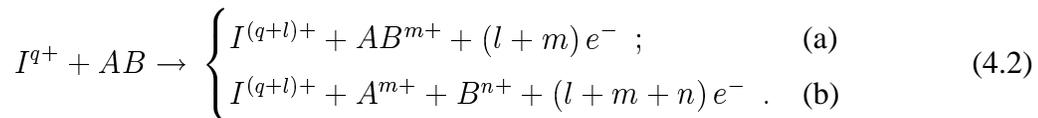
Tab. 4.2: Justiergenauigkeit beim horizontalen Restgasmonitor. Positive Werte bedeuten Abweichungen nach oben bzw. nach rechts. Negative Werte entsprechend Abweichungen nach unten bzw. links (in Strahlrichtung gesehen).

4.4 Abschätzung des Detektorsignals

Die Ionisation eines Restgasteilchens A durch ein Strahlion I^{q+} kann in allgemeiner Form durch folgende Reaktionsgleichung beschrieben werden:



Dabei können die Elektroneinfangprozesse mit $l < 0$ im Energiebereich des Hochstrominjektors ($v < \alpha c$) vernachlässigt werden. Handelt es sich beim Restgasteilchen um ein zweiatomares Molekül AB , muß zwischen der *dissoziativen* und der *nichtdissoziativen Ionisation* unterschieden werden:



Die dissoziative Ionisation 4.2 (b) ist hierbei um mindestens eine Größenordnung unterdrückt [41]. Um nun die Anzahl der im Monitorvolumen erzeugten Restgasionen abschätzen zu können, benötigt man die Ionisationsquerschnitte der in den Gl. 4.1 und 4.2 (a) beschriebenen

Reaktionen für die verschiedenen Strahl–Restgas-Kombinationen und die Teilchendichten der einzelnen Restgaskomponenten.

Die *Teilchendichte* n_j der mit j indizierten Restgaskomponenten kann unter Kenntnis der Partialdrücke p_j über die Beziehung

$$n_j = \frac{p_j}{k_B T}, \quad \text{mit} \quad \sum_j p_j = p_{tot} \quad (4.3)$$

berechnet werden. Dabei steht k_B für die Boltzmann-Konstante und T für die Temperatur. Zur Bestimmung der Partialdrücke p_j muß die Zusammensetzung und der Gesamtdruck p_{tot} des Restgases bekannt sein. Am Hochstrominjektor werden zur Messung des Gesamtdrucks *Penning-Manometer* eingesetzt. Diese *Kalkathoden-Ionisationsmanometer* weisen jedoch eine Meßgenauigkeit von lediglich $\pm 50\%$ auf. Darüber hinaus befinden sich die Meßzellen an den Pumpstationen der Kryopumpen. Dies hat zur Folge, daß die Vakuummessung Werte liefert, die im Vergleich zum tatsächlichen Druck im Strahlrohr deutlich zu niedrig liegen. Um für die Signalabschätzung einen genaueren Wert zu erhalten, wurde am Zwischenrohr der Diagnostikkammer ein *Bayard-Alpert-Manometer (Glühkathoden-Ionisationsmanometer)* an dem dafür vorgesehenen Flansch eingebaut (s. auch Abb. 4.5). Dadurch war es möglich, den Druck direkt zwischen den beiden Monitoreinheiten mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ zu messen. Die während der Strahlzeiten beobachteten Werte von einigen 10^{-6} mbar liegen rund eine Größenordnung über den von den Penning-Röhren gemessenen. Bei der Abschätzung des Detektorsignals wurde daher ein Gesamtdruck von $p_{tot} = 5 \cdot 10^{-6}$ mbar zugrunde gelegt.

Die Zusammensetzung des Restgases kann aus dem Massenspektrum des am ersten RFQ-Resonators installierten Massenspektrometers ermittelt werden. Dazu muß mit Hilfe der mitgelieferten Software, die die Ionisationswahrscheinlichkeiten und Fragmentverteilung der Moleküle berücksichtigt, die Konzentration der wichtigsten Gaskomponenten aus dem Spektrum berechnet werden. In Abb. 4.9 ist die auf diese Weise gewonnene Restgaszusammensetzung während einer ${}^4\text{He}^+$ -Strahlzeit zu sehen. Helium und Wasser machen zusammen den überwiegenden Anteil von über 87% aus. Von den verbleibenden 13% fällt mit 8.5% der größte Teil auf den Sauerstoff.

Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Gasteilchen unter Beschuß von ${}^4\text{He}^+$ -Teilchen mit einer Energie von 1.8 MeV wurde für die Targets He, N_2 , H_2 und Ar in Ref. [42] experimentell bestimmt. Dieselbe Messung mit einem Wasserdampftarget wurde in Ref. [43] durchgeführt. Die dort erhaltenen Querschnitte σ_+ , für die ein Meßfehler von 10% angegeben wird, sind in Tab. 4.4 aufgelistet sind. Sie stellen den *totalen Ionisationsquerschnitt* zur Produktion positiver Ionen dar, der wie folgt definiert ist:

$$\sigma_+ = \sigma^+ + 2\sigma^{2+} + 3\sigma^{3+} + \dots \quad (4.4)$$

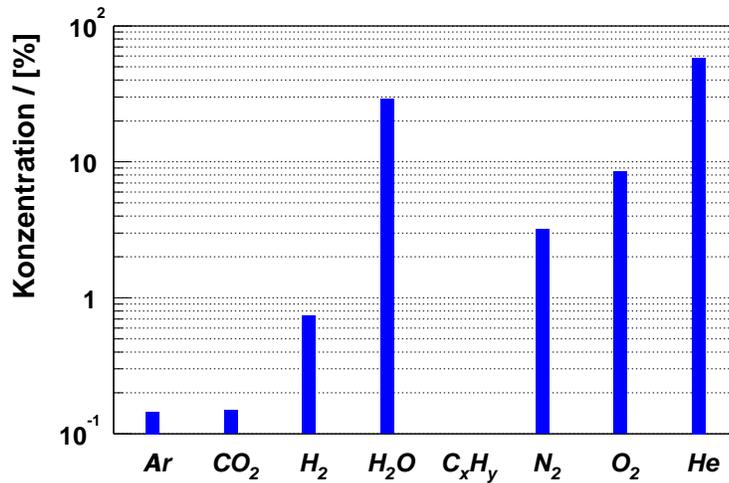


Abb. 4.9: Konzentration der wichtigsten Restgaskomponenten während einer $^4\text{He}^+$ -Strahlzeit.

Der Ionisationsquerschnitt von molekularem Sauerstoff kann aus den gegebenen Daten näherungsweise über

$$\sigma_{+,O_2} = 2 \cdot (\sigma_{+,H_2O} - \sigma_{+,H_2}) \quad (4.5)$$

berechnet werden.

Bevor damit das Restgassignal abgeschätzt werden kann, muß noch ein Effekt berücksichtigt werden, der zu einer Verstärkung des an den Sammelstreifen gemessenen Stromes führt. Es handelt sich dabei um die Emission von Sekundärelektronen, die beim Aufprall der Restgasionen an der Abbildungselektrode entstehen können. Um diesen Effekt quantitativ in die Rechnung einzubeziehen, können die Ergebnisse aus Ref. [44] herangezogen werden. Dort wurden bei Energien von einigen keV unterschiedliche Metalloberflächen mit Gasteilchen beschossen und jeweils der Sekundärelektronen-Koeffizient γ ermittelt. Im Falle von $^4\text{He}^+$ -Ionen zeigt sich, daß bei 2.5 keV Einschußenergie γ nur unwesentlich vom Targetmaterial abhängt. Der gemessene Wert liegt hier bei $\gamma \approx 0.5$. Der Befund, daß die von Molekülen erzeugte Anzahl von Sekundärelektronen derjenigen entspricht, die die einzelnen Atome des Moleküls unabhängig voneinander erzeugen würden, erlaubt es, aus den gemessenen Daten für H_2O -Moleküle ein γ von ~ 2 abzulesen. Entsprechend dem Helium-zu-Wasser-Verhältnis im Restgas von 2:1 kann in der Signalabschätzung daher mit einer mittlerer Sekundärelektronen-Ausbeute von $\gamma = 1$ gerechnet werden.

Unter Einbeziehung der gesammelten Daten kann das Signal am i -ten Sammelstreifen, der sich auf der Abbildungselektrode am Ort x_i befindet, unter der Annahme eines gaußförmigen

Restgas- komponente	σ_+ [10^{-16} cm ²]
He	0.8
H ₂ O	3.6
O ₂	~ 5.0
N ₂	4.5
H ₂	1.1
Ar	4.5

Tab. 4.3: Totaler Ionisationsquerschnitt σ_+ der wichtigsten Restgaskomponenten [42, 43]. Die Werte beziehen sich auf einen $^4\text{He}^+$ -Strahl mit einer Energie von 1.8 MeV.

Strahlprofils anhand folgender Gleichung gewonnen werden:

$$I_i = (\gamma + 1) \cdot \sum_j \sigma_{+,j} n_j l_{eff} \cdot \frac{I_0}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_x} \int_{x_i - \Delta S/2}^{x_i + \Delta S/2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} dx. \quad (4.6)$$

Da, wie in Abb. 4.7 gezeigt wurde, die Sammelstreifen über ihre ganze Länge im homogenen Bereich des Extraktionsfeldes liegen, darf für die effektive Streifenlänge l_{eff} die geometrische Länge $l = 57$ mm eingesetzt werden. Da alle Feldlinien auf einem der Sammelstreifen enden, wird es keine Restgasionen geben, die im Bereich zwischen zwei Streifen auftreffen. Die Integration muß sich daher sowohl über die Streifenbreite als auch über den Zwischenraum erstrecken. Die Größe ΔS ist daher identisch mit dem Mittenabstand der Sammelstreifen, d.h. $\Delta S = 0.8$ mm.

Bei einem Strahl mit $I_0 = 2$ mA und einer Strahlfleckgröße von $4\sigma_x = 5$ mm führt die Anwendung von Gl. 4.6 zu dem in Abb. 4.10 aufgetragenen Profil. Der Strom an einem Sammelstreifen, der an der linken Ordinate abgelesen werden kann, beträgt im Maximum der Intensitätsverteilung ungefähr 140 nA. Bei einer I-U-Wandlung von 100 nA/V und ohne Berücksichtigung der Nachverstärkung führt dies zu einer Spannung von 1.4 V (rechte Ordinate). Um als Ausgangssignal Spannungen im Volt-Bereich zu erhalten, muß nach dieser Abschätzung beim Restgasmonitor ein Widerstand von 10 M Ω in die Rückkopplung des I-U-Wandlung eingesetzt werden.

Vergleicht man das Ergebnis dieser Abschätzung mit den im nächsten Abschnitt gezeigten Profilmessungen, so stellt man fest, daß die Signalhöhe der gemessenen Profile die der berech-

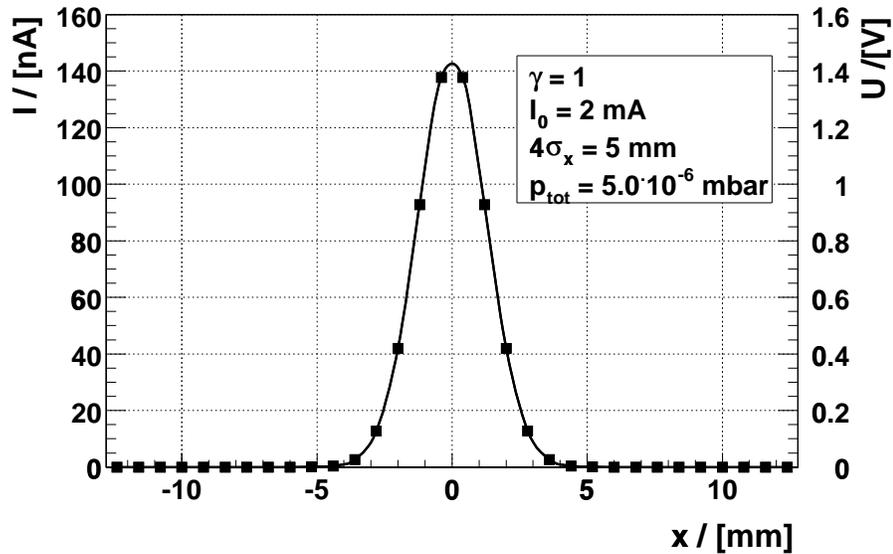


Abb. 4.10: Aus Gl. 4.6 mit den angegebenen Parametern berechnetes Strahlprofil. An der linken Ordinate kann der Strom auf einen Sammelstreifen in Einheiten nA abgelesen werden. Die rechte Ordinate gibt die Ausgangsspannung eines I-U-Wandlers mit $I/U = 100 \text{ nA/V}$ an.

neten um einen Faktor 3–4 übersteigt. Dies läßt sich nicht alleine durch den 10%-igen Fehler beim Gesamtdruck und den Ionisationsquerschnitten erklären. Vielmehr müssen dafür folgende beiden Punkte verantwortlich gemacht werden:

- Das Massenspektrometer am ersten RFQ-Resonator ist ca. 7 m vom Standort des Restgasmonitors entfernt. Da nicht gewährleistet ist, daß die in Abb. 4.9 gezeigte Zusammensetzung des Restgases über die Beschleunigerlänge konstant bleibt, können am Ort des Monitors die Komponenten mit größeren Ionisationsquerschnitten durchaus einen höheren Anteil am Restgas besitzen. Ein Anstieg des Wasseranteils auf Kosten des Heliums um 20% würde die Abweichung bereits auf einen Faktor 2–3 senken.
- Die Verarbeitung der Abbildungselektrode erfolgt nicht unter Hochvakuumbedingungen. Es kann daher zur Ausbildung einer Oxidschicht auf der verzinnnten Oberfläche kommen, die eine starke Erhöhung der Sekundärelektronen-Ausbeute bewirkt. Bei reinem Beryllium z.B. beträgt die maximale Ausbeute unter Elektronenbeschuß $\gamma_{\text{max}} \approx 0.9$ – bei oxidiertem hingegen ≈ 3.0 [45]. Es ist anzunehmen, daß dieser Effekt auch unter Beschuß mit Ionen auftritt.

Trotz der festgestellten Abweichungen kann auf die dargestellte Weise die Größenordnung des für die Ausleselektronik notwendigen Verstärkungsfaktors hergeleitet werden.

4.5 Profilmessungen mit dem Restgasmonitor

Die Betriebsbereitschaft des Restgasmonitors konnte während mehrerer Strahlzeiten demonstriert werden. Abb. 4.11 zeigt die beiden transversalen Strahlprofile eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls mit $320\ \mu\text{A}$ Strahlstrom (DC) und $1.9\ \text{MeV}$ absoluter Energie. Die Stromangaben beziehen sich hier, wie auch im folgenden, auf den zwischen dem X- und Y-Monitor eingebauten Faraday-Cup. Die Darstellung der 32 Datenpunkte als Histogramm trägt der Auflösung der Abbildungselektrode Rechnung und entspricht derjenigen, die auch bei den Messungen mit den Profilmessgittern gewählt wurde. Im Gegensatz dazu erstrecken sich die Diagramme beim Restgasmonitor jedoch über einen Bereich von $-12.4\ \text{mm}$ bis $+12.4\ \text{mm}$. Die Anpassung der Gaußkurven erfolgt nach der *Methode der kleinsten Quadrate* (engl.: *least squares fit*) bezogen auf die 32 Datenpunkte, die sich aus den gemessenen Strömen und dem Ort der jeweiligen Streifenmitte ergeben. Die Gaußform stellt auch hier eine gute Beschreibung des Profilverlaufs dar. Aus dem σ der Verteilungsfunktion ergibt sich in x -Richtung eine Strahlbreite von $4\sigma_x = 4.8\ \text{mm}$. Die Breite in y -Richtung unterscheidet sich davon mit $4\sigma_y = 4.4\ \text{mm}$ nur geringfügig. Außerdem erkennt man im letzteren Fall eine negative Strahlablage von ca. $-2\ \text{mm}$. Beim x -Profil fällt der Strahlversatz etwas geringer aus. Er beträgt ca. $1\ \text{mm}$ und weist in die positive Richtung (d.h. der Strahl liegt in Strahlrichtung gesehen rechts unterhalb der Strahlrohrachse). Die zusätzlich zu den beiden Einzelprofilen abgebildete dreidimensionale Gebirgsgraphik lehnt sich ebenfalls an die Darstellung bei den Profilmessgittern an. Genau wie dort ergibt sie sich aus der Multiplikation der Spannungswerte der zum Schnittpunkt auf der x - y -Ebene gehörenden Kanäle. Für ihre Interpretation gelten die in Abschnitt 3.5 gemachten Aussagen.

Daß das Gerät auch bei gepulsten Strahlen einsetzbar ist, wird aus Abb. 4.12 deutlich. Abb. 4.12 (a) zeigt den Profilverlauf eines D_2^+ -Strahls mit $185\ \mu\text{A}$ im Puls. Der Strahlpuls ist knapp $1.6\ \text{ms}$ lang, besitzt eine langsam ansteigende Flanke und fällt gegen Ende steil ab. Eine Veränderung des Strahlprofils entlang des Pulses ist nicht zu erkennen. Es sei hier noch einmal daran erinnert, daß ein solches Bild durch das hintereinander Auftragen von Einzelprofilen entsteht, die bei verschiedenen Verzögerungszeiten aufgenommen wurde. Die Profile stammen also nicht von ein und demselben Strahlpuls. Die gemessene Anstiegszeit des Strahlpulses steht daher in keinem Zusammenhang mit den Zeitkonstanten der Ausleseelektronik. Der gleiche Verlauf des Profils ergibt sich auch aus der Aufnahme mit dem vor den beiden RFQ-Resonatoren befindlichen Strahltransformator. Das in Abb. 4.12 (b) aufgetragene Signal bestätigt die Form des Pulses, wie sie sich auch aus der Integration der unter (a) gemessenen Profile ergibt. Diese ebenfalls eingezeichneten Datenpunkte sind auf das Signal des Strahltransformators skaliert. Wie schon in Abb. 3.19 ist auch hier eine geringfügige Abweichung der aus den beiden Messungen resultierenden Pulslängen zu beobachten.

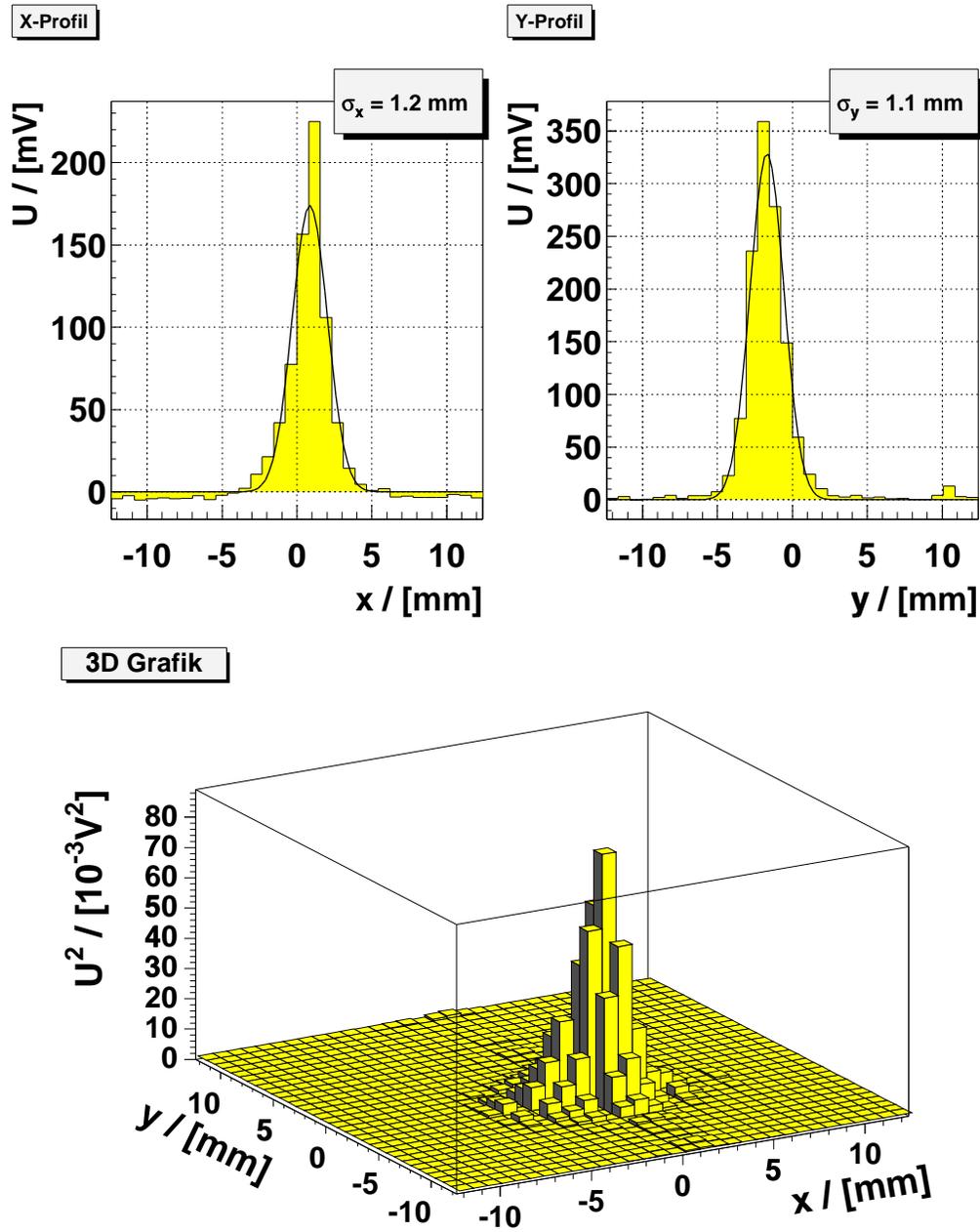


Abb. 4.11: Mit dem Restgasmonitor gemessenes Strahlprofil eines $320 \mu\text{A } ^4\text{He}^+$ -Strahls (1.9 MeV). Für die zweidimensionale Intensitätsverteilung in der x - y -Ebene gelten die gleichen Aussagen wie in Abschnitt 3.5. Um die Signalhöhe mit Abb. 4.10 vergleichen zu können, muß berücksichtigt werden, daß die Verstärkung in diesem Fall lediglich 200 nA/V betrug.

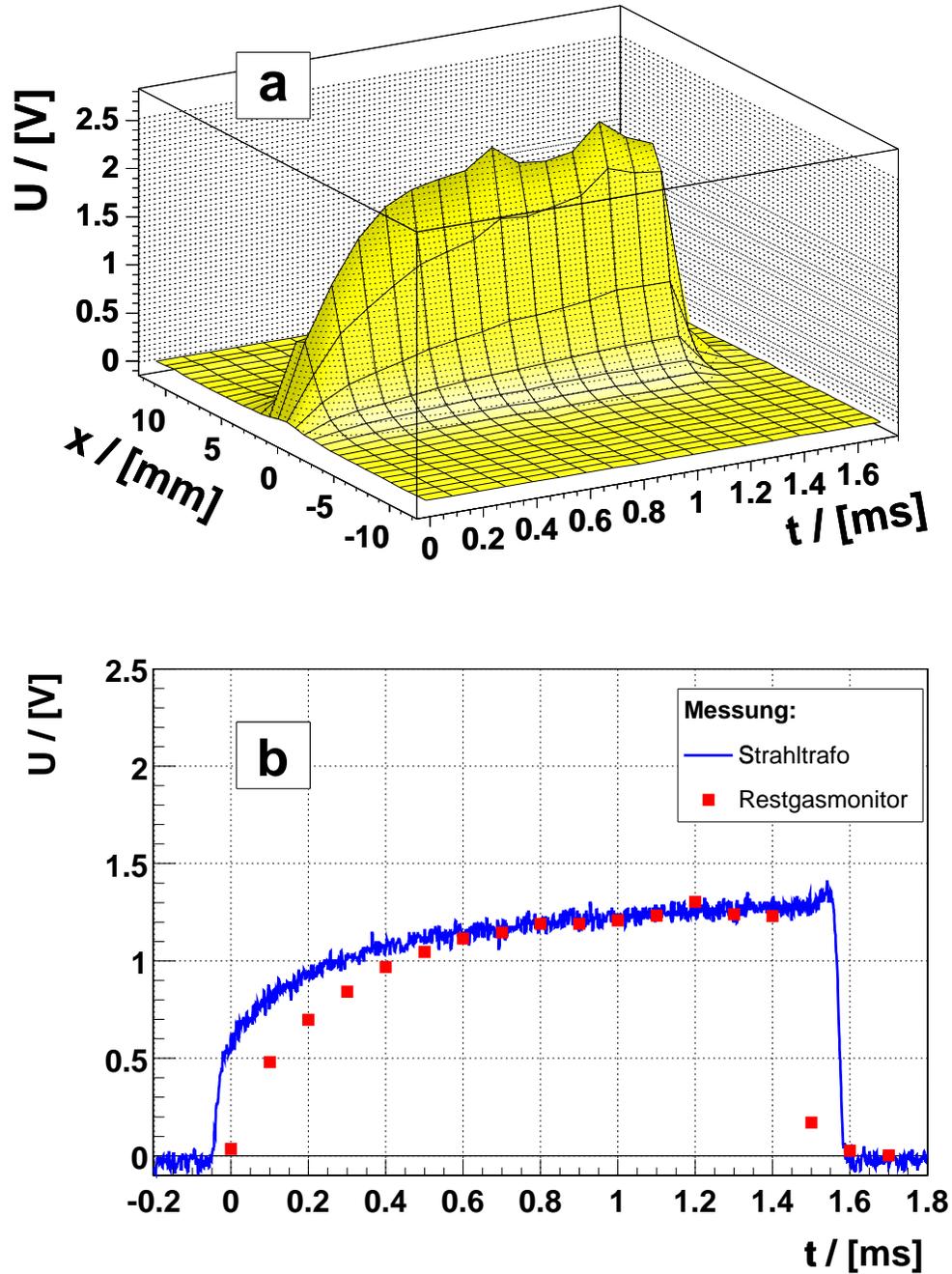


Abb. 4.12: (a): Strahlprofil entlang eines $185 \mu\text{A D}_2^+$ -Pulses (1.9 MeV). Das Bild setzt sich aus 18 Profilmessungen zusammen, die bei verschiedenen Trigger-Verzögerungszeiten gemessen wurden. (b): Strahlpuls während derselben Strahlzeit gemessen mit einem Strahltransformator. Der Vergleich mit den durch die Integration der unter Messung (a) gemessenen Profile erhaltenen Punkte läßt erkennen, daß beide Messungen dasselbe Erscheinungsbild bezüglich der Länge und Form des Pulses liefern.

Das mit dem Restgasmonitor erhaltene Profil wurde auch mit dem Ergebnis einer Profilvermessung verglichen. Dies ist nur bei einem gepulsten Strahl möglich, dessen mittlere Leistung klein genug ist, um das Profilvergitter nicht zu zerstören, dessen Strom im Puls jedoch groß genug ist, ein ausreichendes Restgassignal zu erhalten. Dazu wurde ein ${}^4\text{He}^+$ -Strahl mit einer Pulslänge von 1.5 ms mit einem Verhältnis 1:10 getastet. Bei dem eingestellten Pulsstrom von $78 \mu\text{A}$ liegt man mit dem mittleren Strahlstrom gerade im Bereich des maximal erlaubten Wertes von $\sim 8 \mu\text{A}$ (für ${}^4\text{He}^+$ bei 0.5 MeV/u, s. Abb. 3.13). Die beiden Profile, die mit dem Restgasmonitor und dem ebenfalls in die neue Diagnosekammer eingebauten Profilvergitter aufgenommen wurden zeigt Abb. 4.13. Die Breite der Gaußverteilung, die sich aus der Messung mit dem Restgasmonitor ergibt, Abb. 4.13 (a), unterscheidet sich mit $\sigma_x = 1.0 \text{ mm}$ nur unwesentlich von dem mit dem Profilvergitter ermittelten Wert $\sigma_x = 0.9 \text{ mm}$.

Mit den beiden Profilvergittern RFQ-Harfe und 7Einsch-Harfe konnte auch der Einfluß der Hochspannung auf die Strahllage untersucht werden. Bei ausgefahrenem RGM konnte bei der 28 cm hinter dem X-Monitor und direkt neben dem Y-Monitor eingefahrenen RFQ-Harfe kein Unterschied in der Strahllage bei angeschalteter Hochspannung (+5 KV) bzw. ausgeschalteter Hochspannung beobachtet werden. Diese Messung kann nicht mit eingefahrenem Restgasmonitor durchgeführt werden, da der Y-Monitor und die RFQ-Harfe das gleiche Strahlrohrvolumen beanspruchen und beim Einfahren des Restgasmonitors grundsätzlich beide Monitoreinheiten betätigt werden. Bei dem ca. 100 cm weiter hinten liegenden Gitter 7Einsch-Harfe zeigte sich bei eingefahrenem RGM horizontal ein Strahlversatz von $\Delta x \approx -1.8 \text{ mm}$ und vertikal $\Delta y \approx +1.3 \text{ mm}$. D.h. die Hochspannung lenkt den Strahl nach links oben ab, wie es bei positiver HV und positiv geladenen Strahlionen entsprechend der Geometrie zu erwarten ist. Beim Ausfahren des Monitors überstreichen die beiden Hochspannungsplatten die Strahlrohrachse, so daß die Ablenkung in die entgegengesetzte Richtung weisen muß. Dies ist auch der Fall. Mit $\Delta x \approx +1.0 \text{ mm}$ und $\Delta y \approx -1.2 \text{ mm}$ fällt der Betrag der Ablenkung etwas geringer aus, da sich der Strahl nicht mehr im homogenen Feldbereich des Monitor befindet. Der Strahl liegt zwar mit dem gemessenen Versatz noch innerhalb der Akzeptanz des ersten Siebenspaltresonators, da jedoch innerhalb der Siebenspaltersektion keine Möglichkeit vorhanden ist, die Winkelablage des Strahls zu korrigieren, kann es dennoch zu erheblichen Transmissionsverlusten kommen. Es ist deshalb notwendig, die Einstellung des Beschleunigers bei eingefahrenem Restgasmonitor mit angeschalteter Hochspannung vorzunehmen und den Winkelversatz mit dem vor dem 4%-Rebuncher eingebauten Steerer-Paar zu korrigieren. Daß dies möglich ist, konnte im Verlauf der obigen Messungen gezeigt werden.

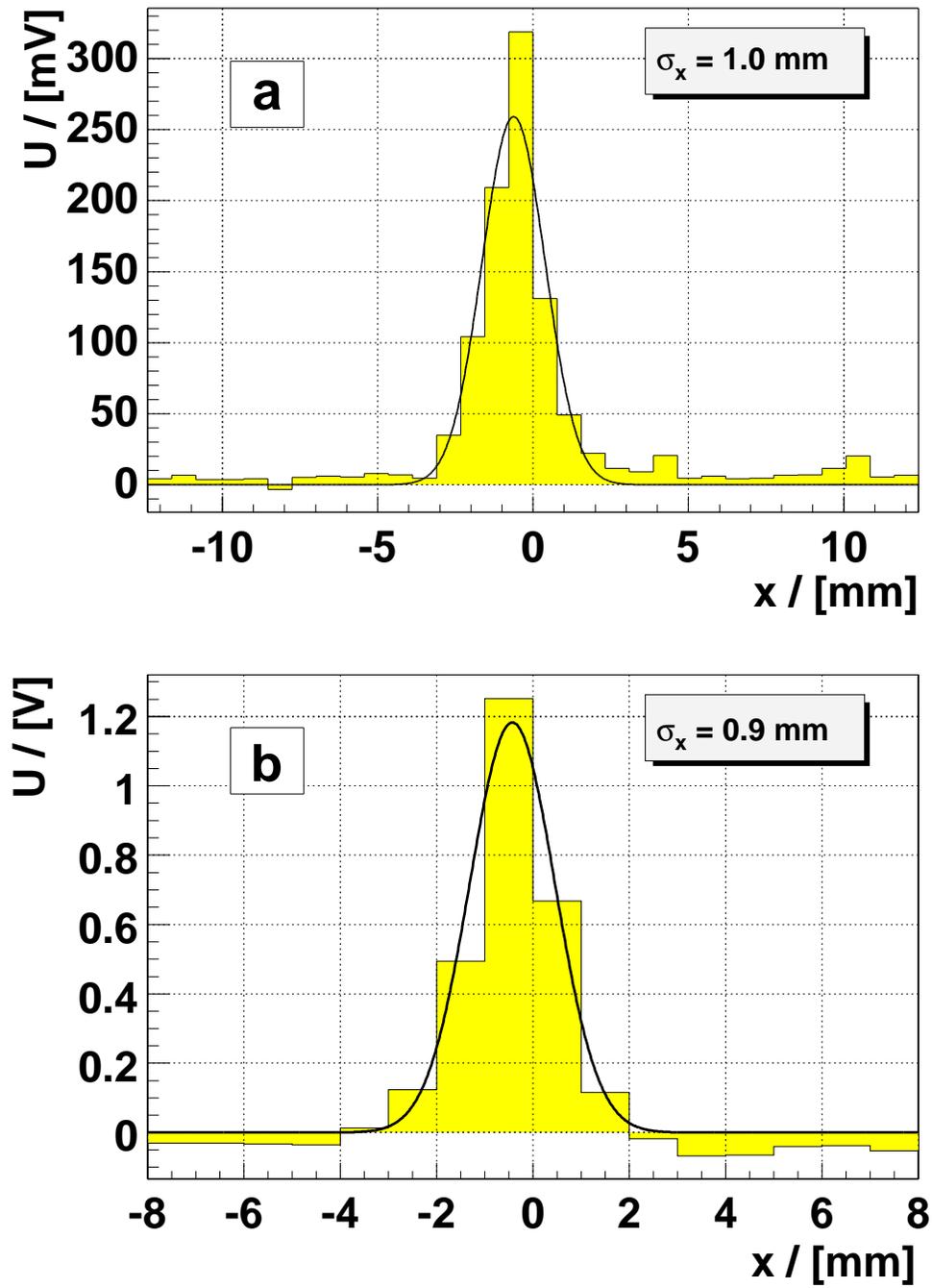


Abb. 4.13: Vergleich eines ${}^4\text{He}^+$ -Profils ($I_{Puls} = 78 \mu\text{A}$) gemessen mit dem Restgasmonitor (a) und einem Profilmutter (b). Die beiden Messungen ergeben nahezu dieselbe Strahlbreite.

4.6 Ausblick

Nachdem mit der Inbetriebnahme des Restgasmonitors zwischen RFQ- und Siebenspaltresonatoren eine Diagnosemöglichkeit für hohe Strahlströme besteht, können weitere, nach demselben Prinzip arbeitende Monitore, auch an anderen Positionen entlang der Beschleunigerstrecke installiert werden. Die Herstellung der Monitore wird dadurch erleichtert, daß sämtliche Bauteile einschließlich der Abbildungselektrode an den Einrichtungen des Instituts gefertigt werden können. Die dazu erforderlichen Konstruktionszeichnungen sind in Anhang B.1 zusammengestellt.

Als einer der nächsten kritischen Punkte in der Strahlführung, an der die Diagnose von Hochstromstrahlen notwendig sein wird, ist die Sektion hinter den Siebenspaltresonatoren anzusehen. Dort muß im Zuge des Aufbau des Ionenstrippers auch eine Strahllage und -profilmessung vorgesehen werden. Dazu könnte die noch auszulegende Stripperkammer einen Restgasmonitor und die am Ausschluß der Siebenspaltresonatoren bereits vorhandenen Diagnosegeräte aufnehmen. Ein sinnvoller Aufbau der Kammer hätte folgendes Aussehen: Als erste Diagnoseeinheit plant man den Restgasmonitor ein. Zwischen dem X- und Y-Monitor könnte ein Profilvergitter und auf der gegenüberliegenden Seite eine Phasensonde installiert werden. Damit wäre man in der Lage, den Strahl auf den daran anschließenden Stripper zu fokussieren. Hinter dem Stripper würde der Faraday-Cup den Abschluß der Kammer bilden. So können während der Testphase die Lebensdauern verschiedener Strippermaterialien ermittelt werden, indem die Transmission in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit gemessen wird.

Kapitel 5

Abbildungsfehler im Restgasionisations-Strahlprofilmonitor

Im Falle einer idealen Abbildung sollte ein im Strahlbereich erzeugtes Restgasion beim Erreichen der Abbildungselektrode dieselben transversalen Koordinaten besitzen wie zum Zeitpunkt seiner Entstehung. Die dazu erforderliche geradlinige Flugbahn senkrecht zur Detektoroberfläche (gestrichelte Linie in Abb. 5.1) wird jedoch durch mehrere Effekte gestört. Dabei handelt es sich zunächst um die thermische Bewegung, die die Restgasmoleküle bereits vor ihrer Ionisation besitzen. Sie beträgt zwar aufgrund der isotropen Richtungsverteilung im Mittel Null, auf das einzelne Ion bezogen hat sie jedoch eine von Null verschiedene transversale Geschwindigkeitskomponente zur Folge. Bei ihrer Ionisation nehmen die Restgasmoleküle einen zusätzlichen Impuls auf, der zusammen mit der thermischen Bewegung die Anfangsgeschwindigkeit des Restgasons festlegt. Das elektrische Feld, das danach auf die Ladung des Ions wirkt, ist eine Überlagerung aus dem Extraktionsfeld des Monitors und dem Raumladungsfeld des Ionenstrahls. Zusammen mit den beim Extraktionsfeld selbst auftretenden Inhomogenitäten führt dies zu Feldkomponenten, die die Teilchen parallel zur Auflösungsrichtung beschleunigen. Bei der nun folgenden tiefergehenden Diskussion der einzelnen Beiträge wird ein kartesisches Koordinatensystem zu Grunde gelegt, dessen Koordinatenachsen wie bei dem in Abschnitt 2.1.1 eingeführten System ausgerichtet sind. Sein Ursprung soll genau in der Mitte des Monitors liegen. Als Beispiel wird ein horizontaler Restgasmonitor betrachtet, der das Strahlprofil in x -Richtung mißt. In diesem Fall zeigt das Extraktionsfeld in die positive y -Richtung. Beim vertikalen Monitor müssen dementsprechend die Ergebnisse, die man hier für die x -Richtung erhält, auf die y -Richtung übertragen werden. Die hergeleiteten Abschätzungen werden stellvertretend auf das leichteste der Restgasmoleküle, das H_2^+ -Molekül angewandt. Die Abbildungsfehler der schwereren Moleküle sind je nach Effekt mit dem so erhaltenen Ergebnis identisch oder liegen darunter.

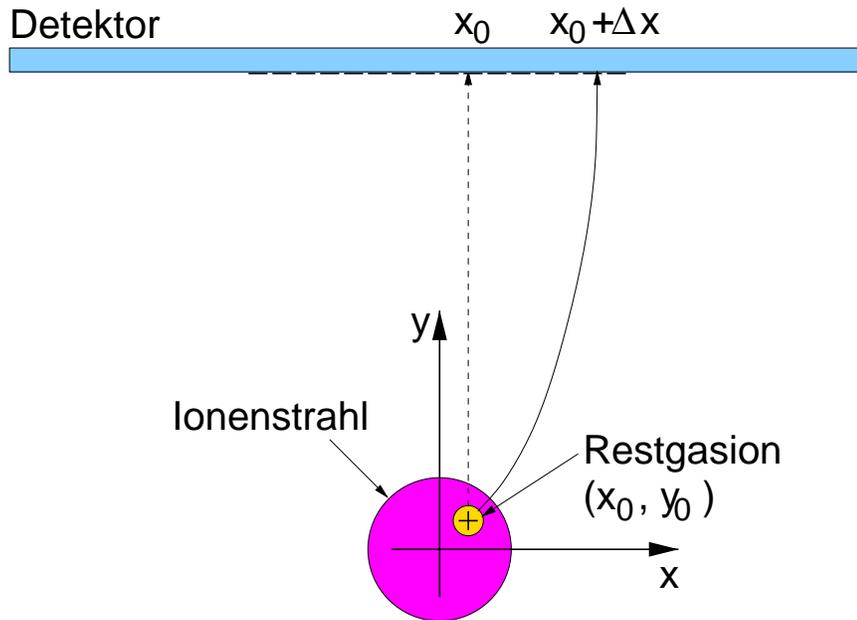


Abb. 5.1: Flugbahn eines am Ort (x_0, y_0) erzeugten Restgasions. Die ideale Bahn (gestrichelte Linie) wird durch die im Text beschriebenen Effekte gestört und führt zu einem Abbildungsfehler Δx .

5.1 Flugzeit der Restgasionen im Monitor

Als für die weiteren Untersuchungen wichtige Größe soll zunächst die Zeit abgeschätzt werden, die ein Restgasion benötigt, um nach seiner Entstehung den Detektor zu erreichen. Dabei sollen die oben beschriebenen Abbildungsfehler außer acht gelassen werden. Auf ein genau in der Mitte des Strahls mit den Startkoordinaten $(x_0, y_0) = (0, 0)$ entstandenes Restgasion der Masse m und der Ladung $+1e$ soll nur das Extraktionsfeld des Monitors wirken. Dann gilt:

$$e \cdot E_{ext} = m \cdot a_y. \quad (5.1)$$

Der Weg zum Detektor ist gerade die Hälfte der Monitorhöhe h . Aus $1/2 \cdot h = 1/2 \cdot a_y \cdot t_{Flug}^2$ folgt dann für die Flugzeit t_{Flug} :

$$t_{Flug} = \sqrt{\frac{h \cdot m}{e \cdot E_{ext}}}. \quad (5.2)$$

Setzt man die für den Monitor typischen Werte ein ($h = 5 \text{ cm}$, $E_{ext} = 1 \text{ kV/cm}$) erhält man für H_2^+ -Ionen folgende Flugzeit:

$$\text{H}_2^+ : t_{Flug} \approx 100 \text{ ns}. \quad (5.3)$$

5.2 Thermische Bewegung der Restgasmoleküle

Die Geschwindigkeit, mit der sich Moleküle in einem Gas bewegen läßt sich durch die *Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung* beschreiben [46]:

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv. \quad (5.4)$$

Dabei ist:

$f(v)dv$ der Bruchteil der Teilchen mit Geschwindigkeit im Intervall $v + dv$,
 v, m die Geschwindigkeit und Masse der Moleküle,
 k_B die Boltzmann-Konstante,
 T die Gastemperatur.

Besitzt das Restgas 300 K Zimmertemperatur, ergeben sich für die verschiedenen Restgasteilchen die in Abb. 5.2 gezeigten Geschwindigkeitsverteilungen. Man liest für das Wasserstoffmolekül eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit von ca. 1600 m/s ab. Bei der Berechnung des Abbildungsfehlers Δx_{therm} ist jedoch nicht der Betrag des Geschwindigkeitsvektors des Moleküls, sondern der Mittelwert der horizontalen Geschwindigkeitskomponente v_x entscheidend.

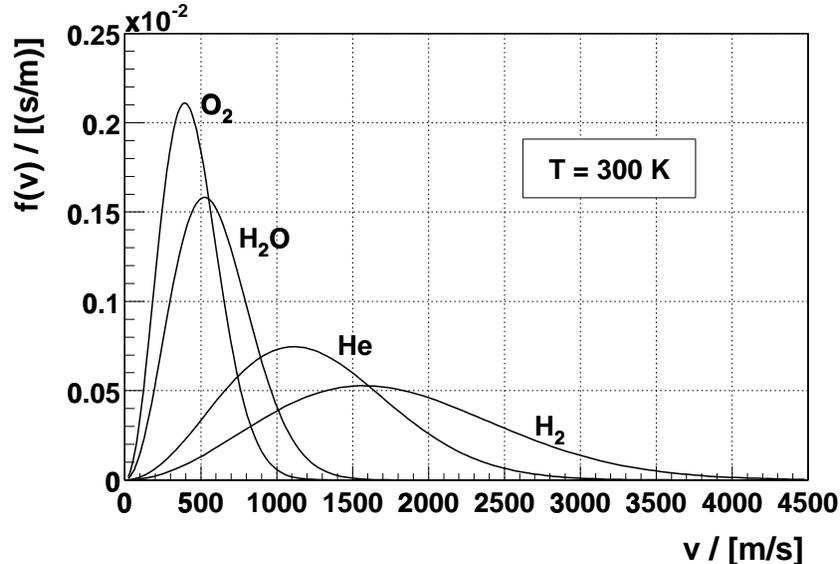


Abb. 5.2: Maxwell-Boltzmann-Verteilung einiger Restgasmoleküle bei Zimmertemperatur. Für H_2 -Moleküle liest man eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit von ca. 1600 m/s ab.

Dieser läßt sich anhand des Gl. 5.4 zugrundeliegenden *Gleichverteilungssatzes* berechnen, der besagt, daß im thermischen Gleichgewicht auf jeden Freiheitsgrad die gleiche mittlere Energie $E_f = 1/2k_B T$ entfällt. Setzt man diese Energie gleich der mittleren kinetischen Energie der Moleküle, so folgt für das Quadratmittel von v_x :

$$\sqrt{\langle v_x^2 \rangle} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}. \quad (5.5)$$

Für H_2 ergibt sich mit $k_B = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ und $T = 300 \text{ K}$ ein Wert von:

$$H_2 : \quad \sqrt{\langle v_x^2 \rangle} \approx 1100 \text{ m/s}. \quad (5.6)$$

Aus dieser Geschwindigkeit kann für den durch die thermische Bewegung der Restgasmoleküle entstehenden Abbildungsfehler über $\Delta x_{therm} = \sqrt{\langle v_x^2 \rangle} \cdot t_{Flug}$ eine Abschätzung angegeben werden. Da sich die höhere thermische Geschwindigkeit der H_2 -Moleküle gerade mit der größeren Flugdauer bei den schwereren Molekülsorten kompensiert, erhält man einen einheitlichen Wert von:

$$\boxed{\Delta x_{therm} \lesssim 110 \text{ } \mu\text{m}} \quad (5.7)$$

5.3 Impulsübertrag beim Ionisationsstoß

Die Anfangsgeschwindigkeit des Restgasion ist nicht nur von seiner thermischen Bewegung, sondern auch von dem bei der Ionisation auf ihn übertragenen Impuls abhängig. Die Flugbahn eines sich mit der Geschwindigkeit v_1 bewegenden Strahlions m_1 der Ladung $Z_1 e$, das unter dem Stoßparameter b mit einem näherungsweise ruhenden Restgasteilchen m_2 wechselwirkt, kann als geradlinig betrachtet werden, wie dies in Abb. 5.3 dargestellt ist. Findet bei diesem Prozeß eine Ionisation statt, dann wird sich das Strahlion dem Restgasteilchen so weit annähern, daß es das äußere Hüllenelektron und den einfach positiv geladenen Atomrumpf als zwei unabhängige Teilchen wahrnimmt. Auf das Restgasion wirkt daher bereits vor der Ionisation die durch das Strahlion hervorgerufene Coulombkraft F . Die Longitudinalkomponente dieser Kraft $F_{||}$, die für Zeiten $t < 0$ auf das Restgasion ausgeübt wird, hebt sich aufgrund der Symmetrie des Problems gerade mit $F_{||}$ für Zeiten $t > 0$ auf. Der auf das Restgasion übertragene transversale Impuls p_{\perp} kann durch die Zeitintegration der zur Strahlrichtung senkrecht

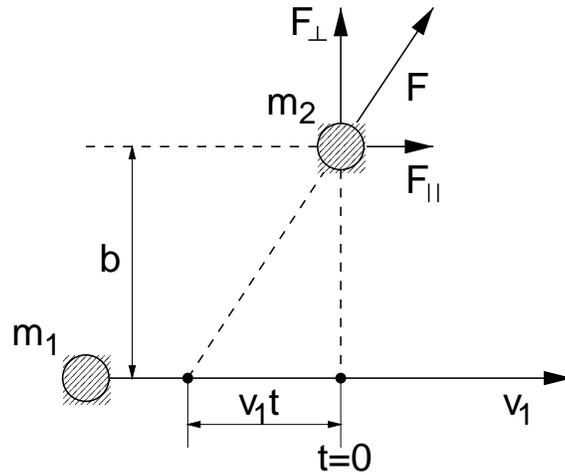


Abb. 5.3: Kräfte diagramm während eines Ionisationsprozesses. Die nahezu geradlinige Bahn des Strahlions m_1 führt unter einem Stoßparameter b am Restgastteilchen m_2 vorbei.

stehenden Kraftkomponente F_{\perp} ausgerechnet werden [47]:

$$p_{\perp} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp}(t) dt = 2 \int_0^{+\infty} F(t) \frac{b}{\sqrt{b^2 + (v_1 t)^2}} dt \quad (5.8)$$

$$= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \frac{Z_1 e^2}{b^2 + (v_1 t)^2} \frac{b}{\sqrt{b^2 + (v_1 t)^2}} dt = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 e^2}{b v_1}. \quad (5.9)$$

Die transversale Geschwindigkeit v_{\perp} , mit der sich das Restgastteilchen nach der Ionisation bewegt, ist dann gegeben durch:

$$v_{\perp} = \frac{p_{\perp}}{m_2} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 e^2}{m_2 b v_1}. \quad (5.10)$$

Um eine Obergrenze für diese Geschwindigkeit zu erhalten, kann der *minimale effektive Stoßparameter* b_{min} herangezogen werden, wie er auch zur Normierung der für $b \rightarrow 0$ divergierenden Ionisationswahrscheinlichkeit benutzt wird [48]. Dazu definiert man b_{min} als denjenigen Stoßparameter, bei dem die Summe aus Anregungs- und Ionisationswahrscheinlichkeit gerade Eins ergibt. Stoßparameter im Bereich $b < b_{min}$ tragen bei dieser Normierung nicht zum Ionisationsquerschnitt bei, was für Projektilgeschwindigkeiten $v > \alpha c$ eine gute Näherung darstellt. Es ergibt sich für b_{min} näherungsweise folgender Ausdruck:

$$b_{min} \approx 2 \frac{Z_1 a_0 \alpha c}{v_1}, \quad (5.11)$$

mit dem Bohrschen Radius $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-10}$ m und der Feinstrukturkonstante $\alpha = 1/137$. Nimmt man zur Abschätzung von b_{min} als Strahlteilchen ein ${}^4\text{He}^+$ -Ion ($Z_1 = 1$) mit einer Geschwindigkeit von $v_1 = 0.032 \cdot c$, dann ergibt sich für den minimalen effektiven Stoßparameter ein Wert von $b_{min} \approx 0.24 \cdot 10^{-10}$ m. Setzt man diesen zusammen mit dem Parameter $m = m_{H_2^+}$ in Gl. 5.10 ein, erhält man daraus die maximale Geschwindigkeit des H_2^+ -Ions senkrecht zur Strahlrichtung $v_{\perp, max} \approx 600$ m/s. Da $v_{\perp, max}$ für schwerere Restgasteilchen $\propto 1/m_2$ abnimmt, folgt mit der aus Gl. 5.2 bekannten Flugdauer $t_{Flug} \approx 100$ ns für die durch den Ionisationsstoß hervorgerufene Ortsabweichung eines Restgasion am Ort der Abbildungselektrode die obere Abschätzung:

$$\boxed{\Delta x_{Stoß} \lesssim 60 \mu\text{m}} \quad (5.12)$$

5.4 Raumladungsfeld des Ionenstrahls

Die Flugbahn der Restgasionen vom Entstehungsort bis zum Auftreffen auf den Detektor unterliegt den im Monitor herrschenden elektrischen und magnetischen Feldern. Diese setzen sich aus dem statischen elektrischen Extraktionsfeld des Monitors und dem durch die Raumladung des Ionenstrahls hervorgerufenen elektromagnetischen Feld zusammen. Die daraus resultierende Beschleunigung \vec{a} , die auf ein Restgasion der Masse m wirkt, kann demnach wie folgt beschrieben werden:

$$\vec{a} = \frac{e}{m} (\vec{E}_{ext} + \vec{E}_{Strahl} + \vec{v} \times \vec{B}_{Strahl}). \quad (5.13)$$

Solange die Ionengeschwindigkeit klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist, was am Hochstrominjektor mit einem $\beta = v/c$ von maximal 0.06 gewährleistet ist, kann die magnetische Komponente des Strahls $\vec{v} \times \vec{B}_{Strahl}$ gegenüber seiner elektrischen \vec{E}_{Strahl} vernachlässigt werden [34]. Das Prinzip der Hochfrequenzbeschleunigung, wie es am Hochstrominjektor angewandt wird, hat eine longitudinale Bündelung des Strahls zur Folge. Die Strahlteilchen sind daher in z -Richtung nicht gleichmäßig verteilt, sondern in Bunchen angeordnet. Das elektrische Feld, das das Restgasion im Monitor vorfindet, ist daher zeitabhängig mit der Periode der Bunche. Um diese Tatsache zu berücksichtigen, betrachtet man den Strahl als eine Abfolge kugelförmiger Ladungspakete mit Radius R und Gesamtladung Q , wie es in Abb. 5.4 angedeutet ist. Nimmt man für diese eine dreidimensionale parabolischen Ladungsverteilung der Form $\rho(r) = -a \cdot r^2 + c$ an, so kann das elektrische Feld $E_r(r)$ im Abstand r vom Kugelzentrum unter Verwendung von sphärischen Koordinaten analytisch berechnet werden. Mit der Randbedingung $\rho(R) = 0$ und der Normierung $\int_{V_R} \rho(r) d^3r = Q$ nimmt die Ladungsverteilung

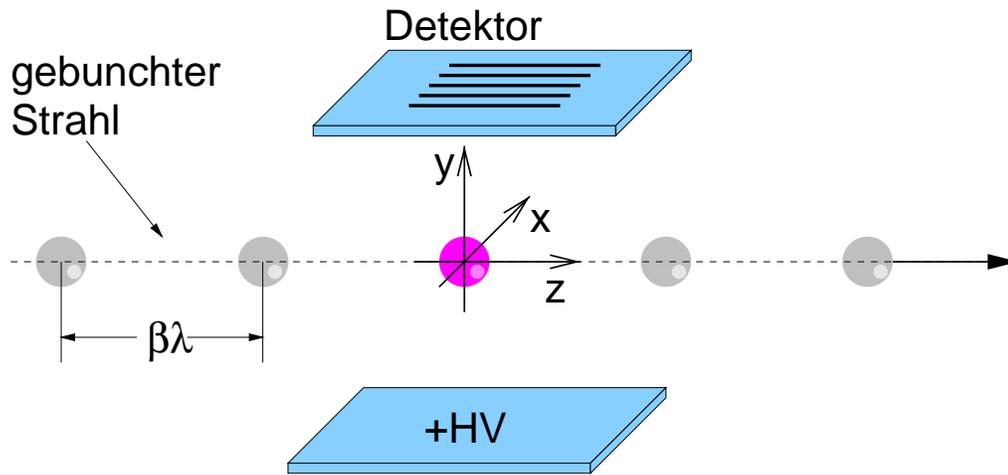


Abb. 5.4: Geometrie zur Berechnung des Abbildungsfehlers bei einem gebunchten Strahl. Der Abstand der Bunche beläuft sich bei einer Hochfrequenz von 108.48 MHz und einer Geschwindigkeit von $\beta = 0.032$ auf 9 cm. Bunche mit einer typischen Phasenbreite von 1 ns haben im Vergleich dazu eine Länge von 1 cm.

folgende Form an:

$$\rho(r) = \frac{Q}{4\pi} \cdot \left(-\frac{15r^2}{2R^5} + \frac{15}{2R^3} \right). \quad (5.14)$$

Daraus ergibt sich mit Hilfe des *Gaußschen Satzes* unter Ausnutzung der Kugelsymmetrie das elektrische Radialfeld $E_r(r)$:

$$E_r(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \begin{cases} \frac{5}{2} \frac{r}{R^3} - \frac{3}{2} \frac{r^3}{R^5}; & r \leq R \\ \frac{1}{r^2}; & r > R \end{cases}, \quad (5.15)$$

mit der Influenzkonstante ϵ_0 . Durch Integration über r erhält man daraus das elektrische Potential $\phi(r)$:

$$\phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \begin{cases} \frac{15}{8} \frac{1}{R} - \frac{5}{4} \frac{r^2}{R^3} + \frac{3}{8} \frac{r^4}{R^5}; & r \leq R \\ \frac{1}{r}; & r > R \end{cases}. \quad (5.16)$$

Das Raumladungsfeld des gesamten Strahls bildet sich dann aus der Überlagerung der Felder der im Abstand $\beta\lambda$ aufgereihten Bunche. Das Potential und die Feldverteilung eines Bunches mit $5.75 \cdot 10^7$ Teilchen der Ladung $+1e$ – das entspricht bei einer Hochfrequenz von 108.48 MHz gerade einem Strom von 1 mA – und einem Radius von 2.5 mm zeigt Abb. 5.5. Im Vergleich dazu sind auch die Kurvenverläufe eingezeichnet, die sich unter der Annahme einer homogenen Ladungsverteilung im Bunch ergeben. Die elektrischen Feldstärken erreichen

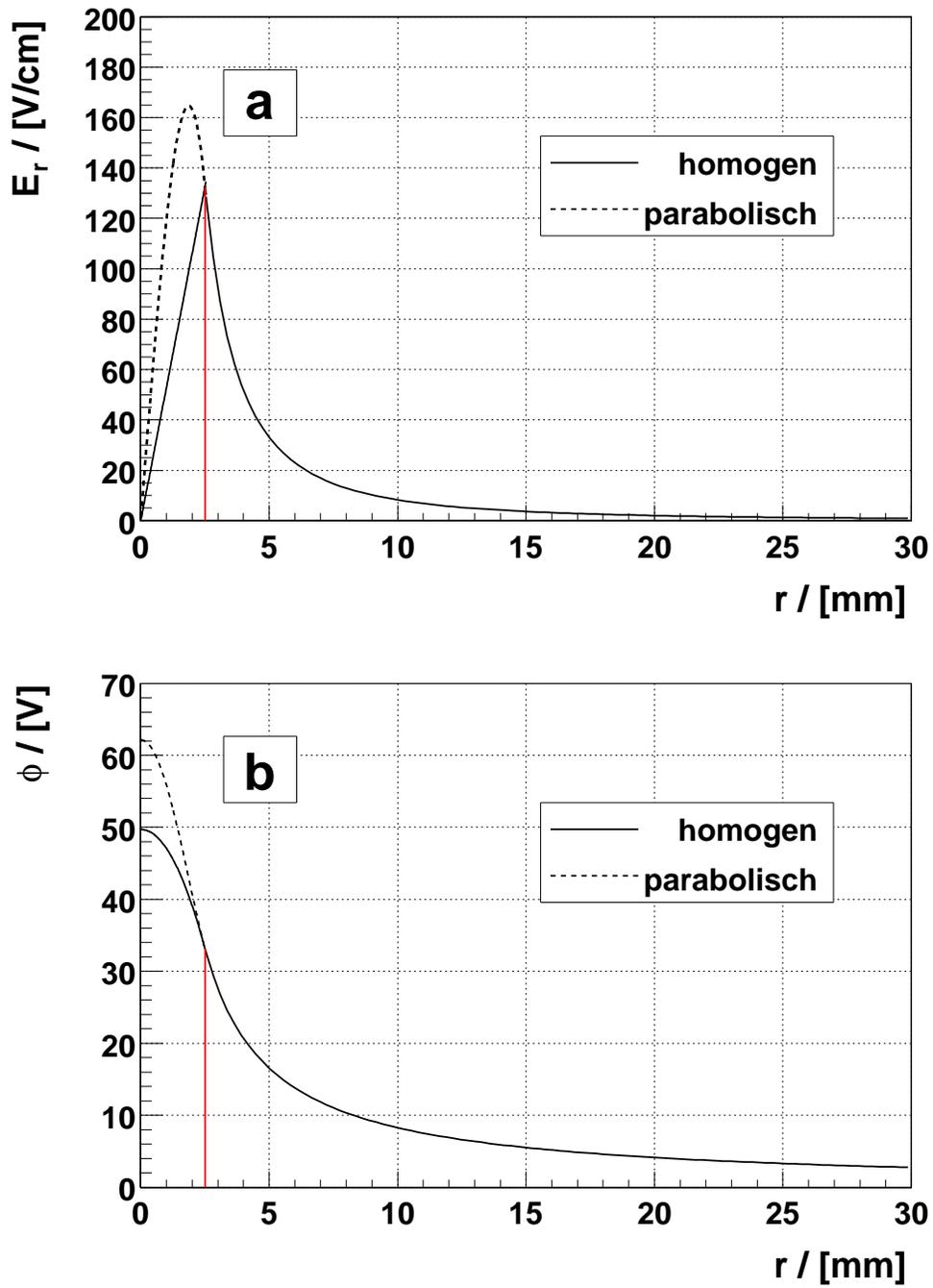


Abb. 5.5: Radialfeld (a) und Potential (b) eines kugelförmigen Bunches ($R = 2.5$ mm, $Q = 5.75 \cdot 10^7 e$) mit parabolischer bzw. homogener Ladungsverteilung.

bei der parabolischen Ladungsverteilung im Maximum bei $r = \sqrt{5}/3R$ einen Wert von über 160 V/cm. Da dieser Wert gegenüber dem Extraktionsfeld mit 1 kV/cm nur um einen Faktor 6 geringer ist, kann nicht von vornherein davon ausgegangen werden, daß der Einfluß auf die Teilchenbahn vernachlässigt werden darf.

Um den tatsächlichen Einfluß der Raumladung genauer zu untersuchen, wurde die Teilchenbahn eines Restgasion auf dem Weg zum Detektor und damit sein Abbildungsfehler Δx_{Raum} numerisch berechnet. Das dazu entwickelte Programm basiert auf folgendem Algorithmus (Abb. 5.6).

Zunächst werden die Startbedingungen zum Zeitpunkt $t[0] = 0$ initialisiert. Der Ortsvektor $\vec{r}[0]$ entspricht dem Entstehungsort des Restgasion. Mit dem Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}[0]$ kann die thermische Bewegung des Restgasteilchens und der Impulsübertrag bei der Ionisation in die Rechnung einbezogen werden. Ausgehend von Gl. 5.15 werden nun anhand des Ortsvektors $\vec{r}[0]$ das elektrische Radialfeld und unter Berücksichtigung des Extraktionsfeldes die elektrischen Feldkomponenten in den drei Raumrichtungen berechnet. Daraus ergibt sich der Beschleunigungsvektor $\vec{a}[0]$ am Ort $\vec{r}[0]$. Innerhalb eines kleinen Zeitraums Δt werden daraufhin die elektrischen Felder konstant gehalten und der Ort $\vec{r}[1]$ und die Geschwindigkeit $\vec{v}[1]$ nach Ablauf von Δt ermittelt. Danach wird der Schleifenindex i um Eins und die Zeit um Δt erhöht. Außerdem müssen die Bunche um die Strecke $v \cdot \Delta t$ verschoben werden. Die Schleife wird so oft durchlaufen, bis das Restgasion den Detektor erreicht hat (Abbruchbedingung: $y \geq h/2$). Als Ergebnis werden nach jedem Durchgang die Koordinaten $\vec{r}[i]$, die Geschwindigkeitskomponenten $\vec{v}[i]$, sowie die Flugdauer $t[i]$ des Teilchens zurückgegeben.

Aus Abschätzung 5.3 folgt, daß bei einer Hochfrequenz von 108.48 MHz innerhalb der Flugdauer eines H_2^+ -Ions zum Detektor ca. 10 Bunche durch den Monitor hindurchfliegen. Zur Vereinfachung des Problems wurde jedoch nicht das Feld aller 10 Bunche zu einem Gesamtfeld überlagert, sondern nur das von zwei aufeinanderfolgenden Bunchen, von denen sich zu Beginn der Rechnung der vordere bei $z = 0$ und der hintere bei $z = -\beta\lambda$ befindet. Der vordere der beiden Bunche, in dem zum Zeitpunkt $t = 0$ das Restgasion entsteht, wird nur für den Zeitraum von einer Hochfrequenzperiode berücksichtigt. Nach Ablauf dieser Zeit wird das Feld eines von hinten kommenden Bunches in die Rechnung einbezogen, der in diesem Augenblick die Stelle $z = -\beta\lambda$ passiert. Der Bunch, der zu Beginn bei $z = -\beta\lambda$ war, befindet sich dann bereits bei $z = 0$. Dieses „Ausschalten“ des vorderen und „Einschalten“ des hinteren Bunches erfolgt immer nach einer Hochfrequenzperiode und zwar solange, bis das Restgasion den Detektor erreicht hat. Damit ist gewährleistet, daß während des gesamten Vorgangs die beiden dem Restgasion am nächsten befindlichen Bunche bei der Berechnung des elektrischen Feldes berücksichtigt werden. Die beschriebene Methode hat den Vorteil, daß man darauf verzichten kann, weit entfernte Bunche in die Rechnung einzubeziehen, die nur aufgrund der Tatsache eine

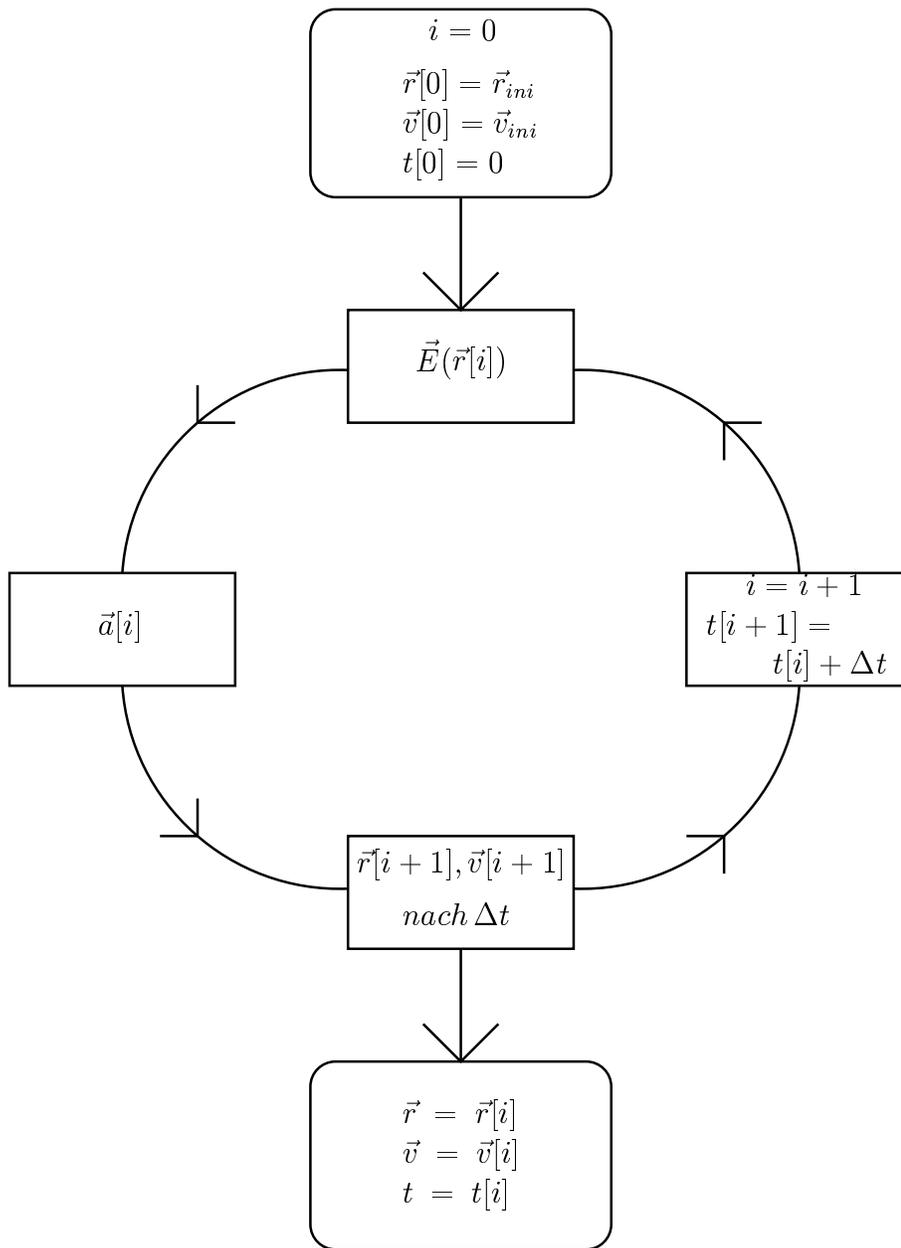


Abb. 5.6: Algorithmus zur Berechnung der Teilchenbahn eines Restgasions unter Berücksichtigung der im Monitor herrschenden elektrischen Felder.

Rolle spielen, daß sie sich zu einem späteren Zeitpunkt im Monitor befinden, deren Feld jedoch ansonsten die Flugbahn des Restgasons nicht oder nur kaum beeinflusst.

In den Abb. 5.7, 5.8 und 5.9 sind Ergebnisse der so durchgeführten Rechnungen zu sehen. Die Kurve in Abb. 5.7 zeigt den Verlauf der longitudinalen Geschwindigkeit v_z eines H_2^+ -Ions mit $\vec{r}[0] = \vec{0}$ und $\vec{v}[0] = \vec{0}$ auf dem Weg zum Detektor. Das Ion erfährt durch den ersten Bunch

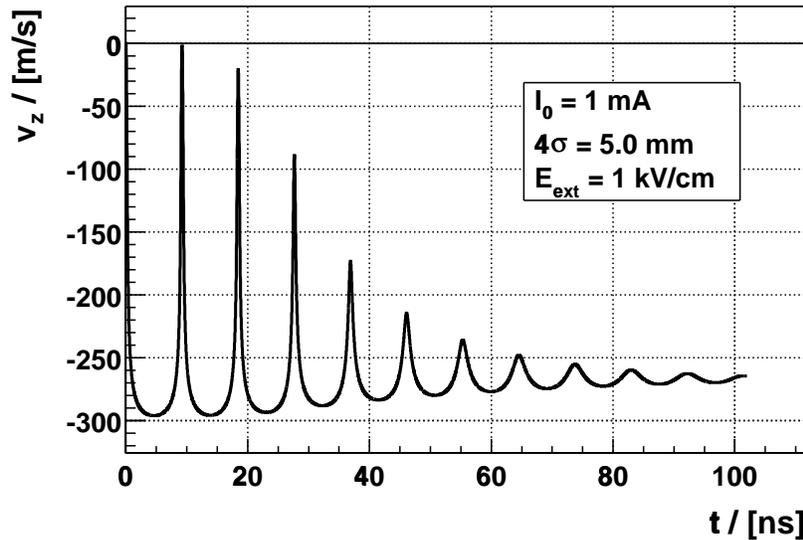


Abb. 5.7: Longitudinaler Geschwindigkeitsverlauf eines H_2^+ -Ions, das am Ort $\vec{r}_0 = \vec{0}$ erzeugt wurde, bis zum Auftreffen am Detektor.

eine Abstoßung, da sowohl Restgasion als auch Strahlionen positiv geladen sind. Bis der Einfluß des zweiten Bunches spürbar wird, befindet sich das H_2^+ -Ion noch nahezu am selben Ort, so daß es fast vollständig wieder abgebremst wird. Erst wenn sich das Restgasion schneller in Richtung Detektor bewegt, gelingt es den nachfolgenden Bunchen nicht mehr die Abstoßung des vorherigen Bunches zu kompensieren. Beim Auftreffen auf den Detektor besitzt das H_2^+ -Ion schließlich eine negative Geschwindigkeitskomponente von $v_z \approx -260$ m/s. Die sich aus der Rechnung ergebende Ortsabweichung in z -Richtung bleibt jedoch aufgrund der kurzen Flugdauer knapp unter $30 \mu\text{m}$ und ist für die Abbildung des transversalen Strahlprofils ohnehin unerheblich. Dennoch kann aus der Darstellung ein sehr anschaulicher Eindruck vom Einfluß der Raumladung auf die longitudinale Teilchenbewegung gewonnen werden, wie sie nur im Falle eines gebunchten Strahls auftritt.

Abb. 5.8 zeigt die Teilchenbahn eines bei $x_0 = 1.86$ mm und $y = -2.0$ mm entstandenen Restgasons. Bis es bei $y = 2.5$ cm auf die Abbildungselektrode trifft, ist die horizontale Orts-

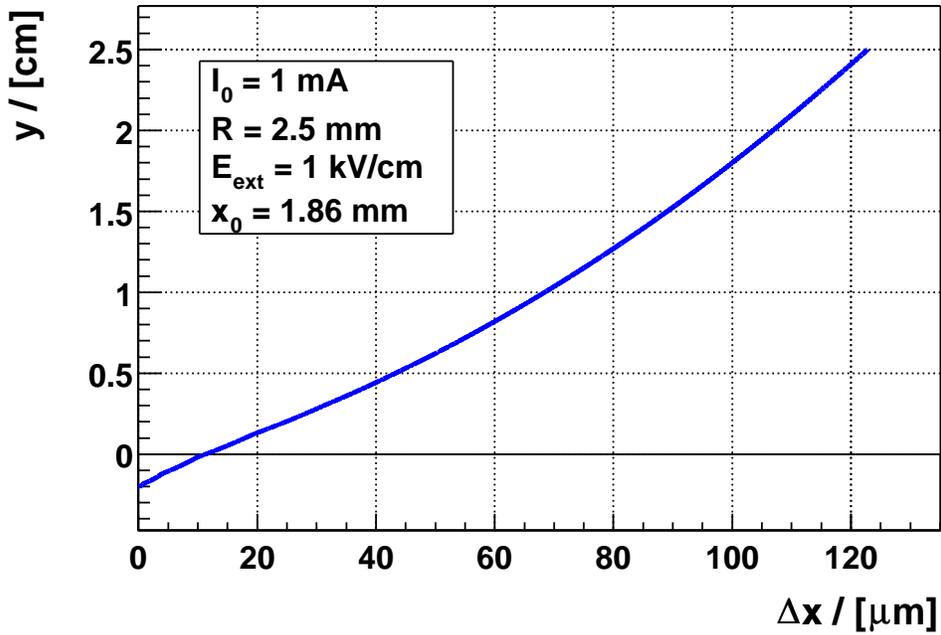


Abb. 5.8: Teilchenbahn eines Restgasions, das bei $x_0 = 1.86 \text{ mm}$ und $y_0 = -2.0 \text{ mm}$ entsteht. Bis zum Erreichen der Abbildungselektrode wird das Teilchen ca. $120 \mu\text{m}$ horizontal abgelenkt.

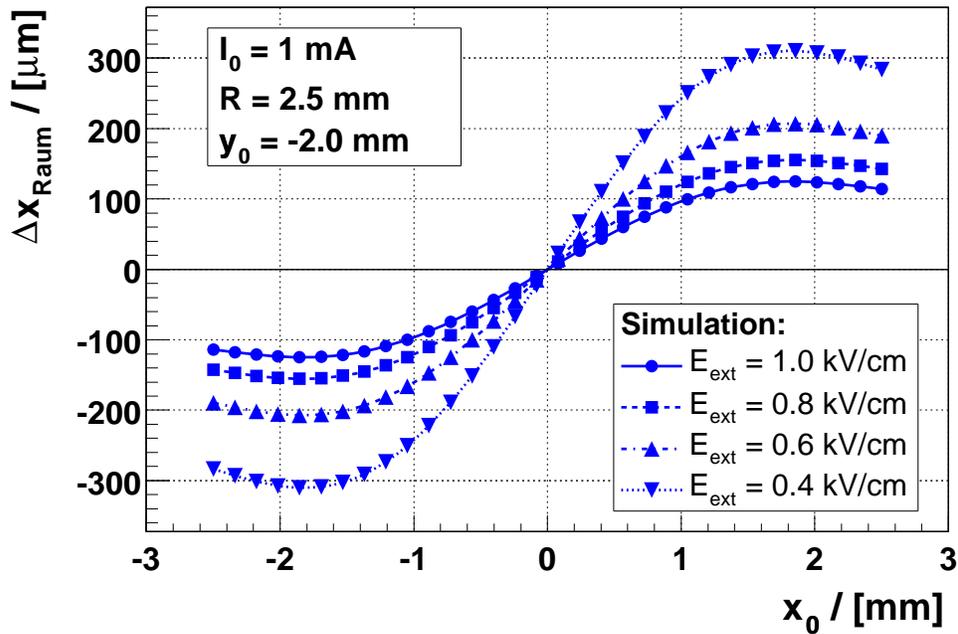


Abb. 5.9: Abbildungsfehler Δx_{Raum} in Abhängigkeit von der Startkoordinate x_0 bei verschiedenen Extraktionsfeldern E_{ext} . Der Kurvenverlauf ist unabhängig von der Masse des Restgasteilchens.

koordinate durch den Einfluß des Raumladungsfeldes bereits um $120 \mu\text{m}$ angestiegen. Dieser Wert ändert sich vor allem mit der *horizontalen* Startkoordinate x_0 . Die genaue Abhängigkeit ist aus Abb. 5.9 ersichtlich, in der die Abweichung Δx_{Raum} des Auftreffortes vom Startwert gegen den Startwert x_0 für Extraktionsfelder E_{ext} zwischen 0.4 kV/cm und 1.0 kV/cm aufgetragen ist. Für jeden der Punkte mußte eine Teilchenbahn wie in Abb. 5.8 mit dem entsprechenden Startwert x_0 berechnet werden. Die y -Koordinate des Entstehungsortes ist $y_0 = -2.0 \text{ mm}$. Dies stellt eine Art „worst case“ dar, da das Restgasion fast durch den ganzen Strahl hindurchfliegen muß, um zum Detektor zu gelangen und dadurch länger im Einflußbereich der Raumladung bleibt als ein Teilchen, das näher an der Abbildungselektrode erzeugt wurde. Erfolgt die Ionisation des Restgasteilchens genau bei $x_0 = 0$, dann zeigt das Raumladungsfeld des Strahls parallel zum Extraktionsfeld und es erfolgt keine Ablenkung in der Horizontalen. Je weiter sich der Entstehungsort von der Strahlmitte entfernt, desto größer wird die horizontale Feldkomponente am Ort der Ionisation. Da das Restgasion im Bereich des Entstehungsortes am längsten verweilt, ist das an dieser Stelle herrschende elektrische Feld für die Wirkung auf die Teilchenbahn entscheidend. Dementsprechend nimmt der Abbildungsfehler mit größer werdender horizontaler Startkomponente zu. Den stärksten Abbildungsfehler, der bei $E_{ext} = 1.0 \text{ kV/cm}$ ca. $125 \mu\text{m}$ beträgt, erhält man bei $x_0 \approx 2 \text{ mm}$, d.h. genau dort, wo nach Abb. 5.5 (b) das elektrische Feld des Bunches ein Maximum besitzt. Das Verhalten des *maximalen* Abbildungsfehlers mit der Extraktionsspannung bei einem Strahlstrom von $I_0 = 1 \text{ mA}$ ist Abb. 5.15 zu entnehmen (gestrichelte Kurve). Es gehorcht einer $1/E_{ext}$ -Abhängigkeit, was nach Gl. 5.2 einer Proportionalität $\Delta x_{Raum} \propto 1/E_{ext} \propto t_{Flug}^2$ entspricht. Dies läßt sich verstehen, wenn man bedenkt, daß das Restgasion in horizontaler Richtung eine durch das Raumladungsfeld hervorgerufene beschleunigte Bewegung vollzieht. Bezieht man sich auf die in Abb. 5.9 eingezeichnete Kurve für $E_{ext} = 1.0 \text{ kV/cm}$, dann kann daraus abgelesen werden, daß bei einem Strahlradius von 2.5 mm und horizontalen Startkoordinaten im weiten Bereich zwischen $-1 \text{ mm} < x_0 < 1 \text{ mm}$ der Abbildungsfehler bei $E_{ext} = 1.0 \text{ kV/cm}$ unterhalb $100 \mu\text{m}$ liegt. Lediglich für Startkoordinaten, die außerhalb dieses Bereichs liegen, werden höhere Abweichungen beobachtet. Dabei wird jedoch ein Wert von $130 \mu\text{m}$ nie überschritten. Als Resultat kann daher eine obere Grenze für den durch die Raumladung verursachten Abbildungsfehler Δx_{Raum} gegeben werden:

$$\boxed{\Delta x_{Raum} \lesssim 130 \mu\text{m}} \quad (5.17)$$

5.5 Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes

Störungen des Extraktionsfeldes im Monitor werden nicht nur durch das elektrische Feld des Ionenstrahls verursacht, sondern bereits durch Feldinhomogenitäten, die sich aus der geometri-

sche Anordnung des Monitors ergeben. Die an den Monitorbegrenzungen auftretenden Randfeldverzerrungen führen zu transversalen Feldkomponenten, die die Flugbahn der Restgasteilchen beeinflussen. Diese Randfelder können an den beiden zur Strahlrichtung parallelen Außenseiten des Monitors durch das Anbringen von feldformenden Streifenelektroden verringert werden (vgl. Abschnitt 4.1). An der Ein- und Austrittsöffnung des Monitors kann diese Methode jedoch nicht angewandt werden. Um den Einfluß der dort entstehenden Randfelder auf die Messung klein zu halten, beschränkt man sich bei der Profilmessung auf einen Bereich, der weit genug im Inneren des Monitors liegt (vgl. Abb. 4.7).

Zur genaueren Untersuchung der Homogenität des Extraktionsfeldes und der Effektivität der Streifenelektroden wurden elektrodynamische Simulationen mit dem Programmpaket *MAFIA* durchgeführt (**MA**xwell equation solver with **FI**nite **I**ntegration **A**lgorithm). Dieses ermöglicht, es unter Angabe spezieller Randbedingungen, die Maxwellgleichungen dreidimensionaler elektromagnetischer Problemstellungen numerisch zu lösen. Die in der Integralform vorliegenden Maxwellgleichungen werden dazu mit Hilfe der Methode der *Finite-Integrations-Theorie* (FIT-Algorithmus) nach einer Diskretisierung als Matrix dargestellt. Durch Berechnung der Eigenvektoren erhält man die Lösungen der Matrixgleichungen, die die gleichen physikalischen Eigenschaften wie die elektromagnetischen Felder besitzen. Das zur Diskretisierung der Maxwellgleichungen notwendige Raster (Mesh) wurde im vorliegenden Fall mit dem Automeshgenerator erzeugt, der die Rasterpunkte automatisch an die eingegebene Geometrie anpaßt, die in Abb. 5.10 dargestellt ist. Eine ebenfalls mögliche manuelle Eingabe des Rasters ist aufgrund der einfachen Geometrie des Monitors nicht notwendig. *MAFIA* stellt verschiedene Module zur Verfügung, mit denen der oben beschriebene Lösungsvorgang aufgerufen werden kann. Handelt es sich, wie im Falle des Restgasmonitors, um ein elektrostatisches Problem, kann das für diesen Fall vorhandene Lösungsmodul **S** (Static-Modul) angewandt werden. Auf diese Weise wurden die Feldverteilungen eines von der Geometrie dem Prototypen am HSI entsprechenden Restgasmonitors einmal mit und einmal ohne feldformende Streifenelektroden berechnet.

Die Abb. 5.11 und 5.12 zeigen die Feldverteilung des elektrischen Feldes in der x - y -Ebene bei $z = 0$ cm, d.h. genau in der Mitte des Monitors. Die Richtung der Pfeile gibt die Richtung des elektrischen Feldes an, die Pfeilegröße ist ein Maß für die Feldstärke am Ort des Pfeilursprungs. In beiden Schaubildern liegt die Abbildungselektrode (jeweils oben im Bild) auf Erdpotential, während die beiden HV-Elektroden auf das gleiche, positive Potential gesetzt wurden, das in Abb. 5.11 über die Streifenelektroden wie 4:3:2:1 abfällt. Anhand dieser Bilder kann bereits die qualitative Aussage getroffen werden, daß das Feld im inneren Bereich ($-1 \text{ cm} < x < 1 \text{ cm}$) in beiden Fällen eine hohe Homogenität aufweist und diese beim Monitor ohne feldformende Elektroden erst weiter außen ($x > 1 \text{ cm}$ bzw. $x < -1 \text{ cm}$) durch die Zunahme der transversalen Feldkomponente schlechter wird. Im Vergleich dazu ist im oberen Bild

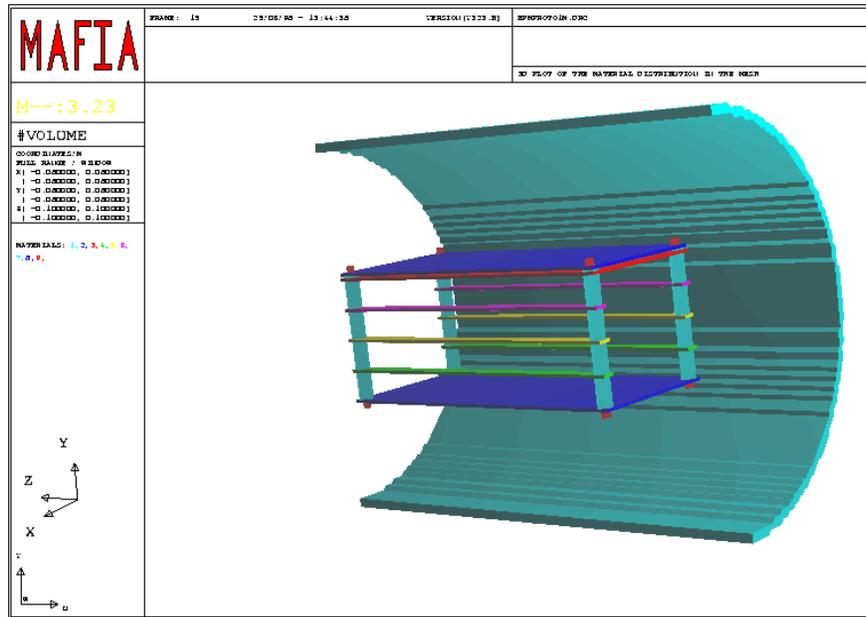


Abb. 5.10: MAFIA-Geometrie des Restgasmonitors mit Streifenelektroden im Strahlrohr (das Strahlrohr wurde hier der besseren Darstellung wegen nur zur Hälfte gezeichnet).

bis zum Beginn der Streifenelektrode keine transversale Komponente zu erkennen.

Die genaue Betrachtung der Daten ergibt ein differenzierteres Bild. In den Abb. 5.13 (a) und 5.13 (b) ist die vertikale Feldkomponente E_y gegen die horizontale Ortskomponente x ($y = \text{const} = 0 \text{ cm}$) für eine angelegte Hochspannung von 5 kV aufgetragen. Der Bildausschnitt erstreckt sich über das ganze Strahlrohrinnere, d.h. es sind auch die Felder außerhalb des Monitors zu sehen. Zusätzlich zum Verlauf bei $z = 0 \text{ cm}$ sind die Kurven am Monitorausgang ($z = 6 \text{ cm}$) eingezeichnet. Das Strahlrohr legt die Randbedingung $E_y = 0 \text{ V/cm}$ bei $\pm 8 \text{ cm}$ fest. Aus dem oberen Schaubild ist zu erkennen, daß der Wert von E_y zwischen $x = 0 \text{ cm}$ und $x = 2 \text{ cm}$ um ungefähr 50 V/cm abnimmt. Der steile Abfall bei $\pm 2.5 \text{ cm}$ ist auf die mittleren Streifenelektroden zurückzuführen, die sich genau bei $y = 0 \text{ cm}$ befinden. Diese legen aufgrund ihrer Leitfähigkeit auch hier die Randbedingung $E_y = 0 \text{ V/cm}$ fest. Da die Streifenelektrode bei $z = 6 \text{ cm}$ von einer Schraube aus isolierendem Material (vgl. Abschnitt 4.3) durchdrungen wird, steigt die Feldstärke dort zwischen $x = \pm 2.5 \text{ cm}$ und $x = \pm 2.8 \text{ cm}$ wieder an. Durch die Randeffekte am Monitorausgang verringert sich das vertikale Feld bei $z = 6 \text{ cm}$ über den ganzen Bereich betrachtet um ca. 20%. Im Falle des Monitors ohne Streifenelektroden fällt die Reduzierung des Feldes zwischen $x = 0 \text{ cm}$ und $x = 2 \text{ cm}$ mit ca. 100 V/cm um einen Faktor zwei größer aus. Auch in diesem Fall liegt die vertikale Feldstärke am Monitorausgang um

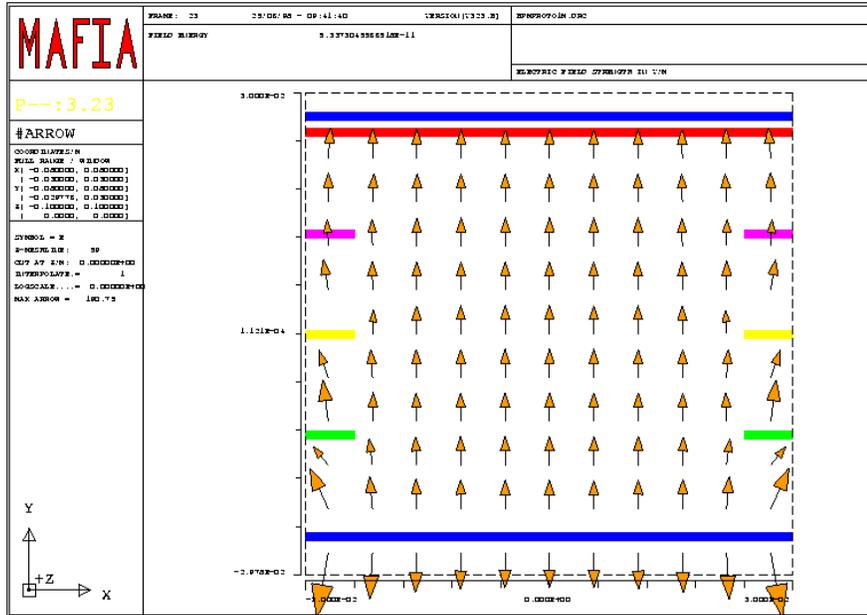


Abb. 5.11: Schnitt bei $z = 0$ durch den Monitor mit feldformenden Streifenelektroden. Die von der HV-Elektrode nach unten gehenden Feldlinien und die Asymmetrie in der Feldverteilung zwischen den feldformenden Elektroden sind auf das in der Rechnung berücksichtigte Strahlrohr zurückzuführen.

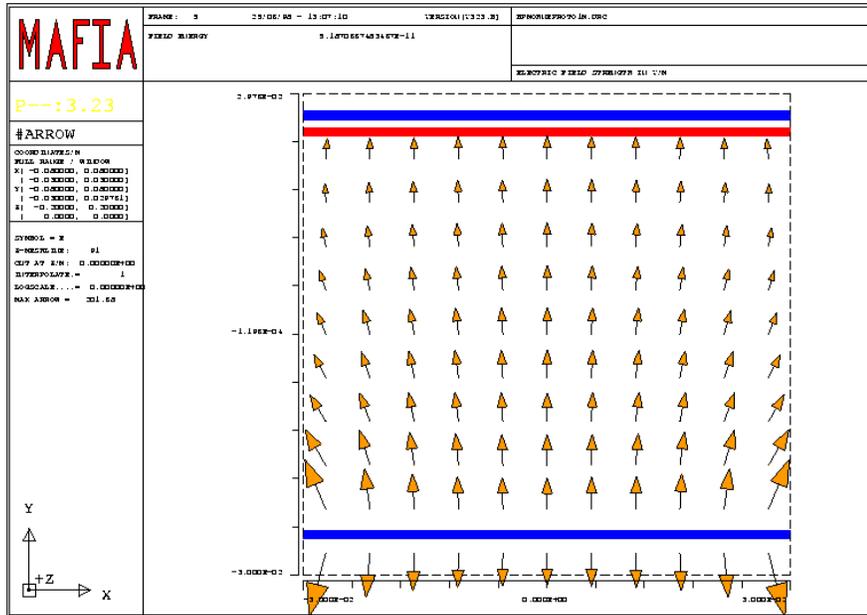


Abb. 5.12: Schnitt bei $z = 0$ durch den Monitor ohne feldformende Streifenelektroden. Das auf Masse liegende Strahlrohr beeinflusst auch hier den Feldlinienverlauf.

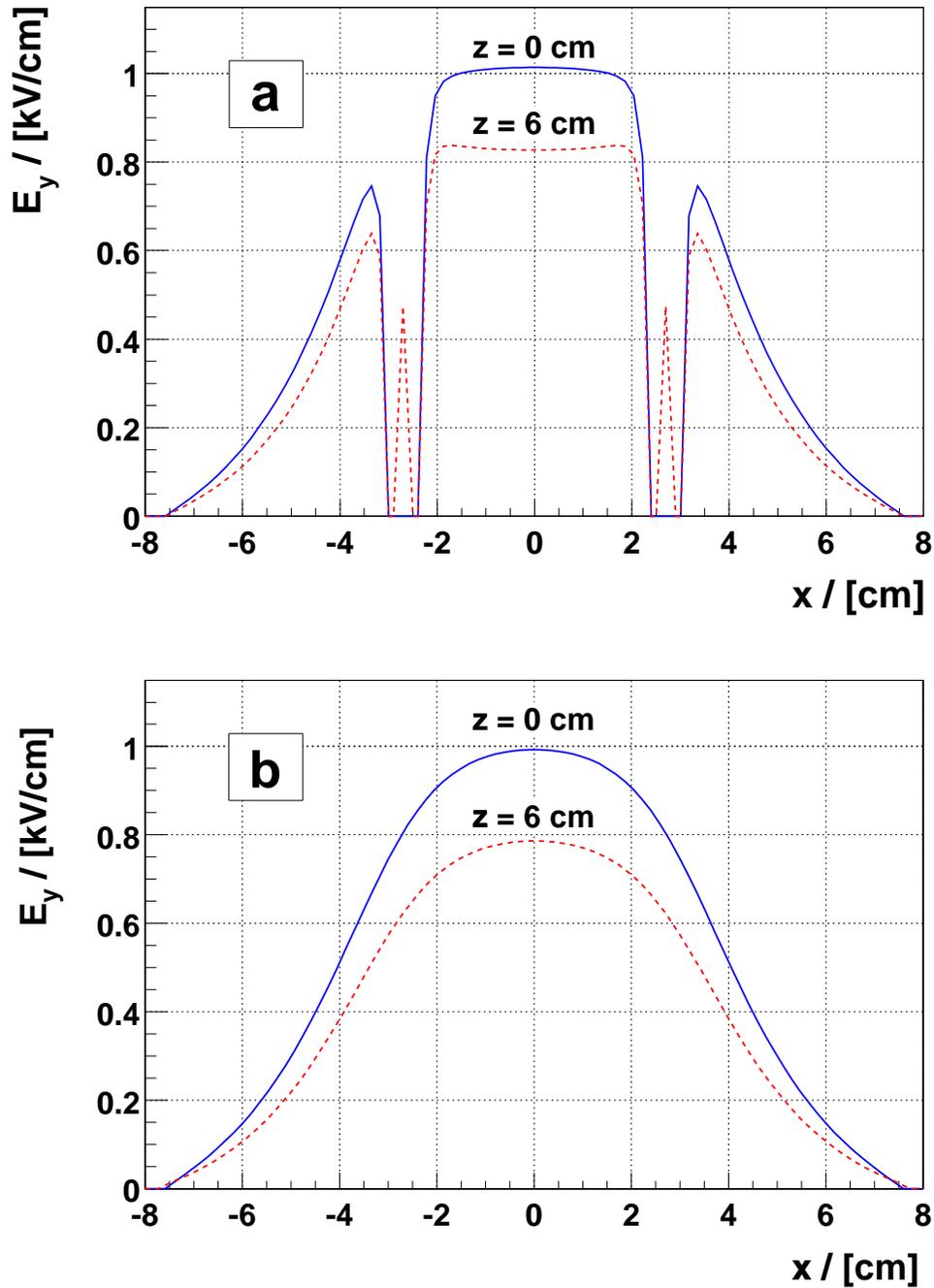


Abb. 5.13: Verlauf der vertikalen Feldkomponente E_y entlang der x -Achse ($y = \text{const} = 0$) innerhalb des Strahlrohrs ($\text{Ø}15.3 \text{ cm}$) für einen Monitor **mit** (a) und **ohne** (b) feldformende Elektronen. Das Strahlrohr legt die Randbedingung $E_y = 0$ für $|x| > 7.65 \text{ cm}$ fest. Da sich bei $y = 0$ gerade die mittleren feldformenden Elektroden befinden, gibt es im oberen Bild (a) ein weiteres Gebiet mit $E_y = 0$. Bei $z = 6 \text{ cm}$ wird dieses von isolierenden Schrauben unterbrochen.

Kapitel 5. Abbildungsfehler im Restgasionisations-Strahlprofilmonitor

etwa 20% unterhalb der bei $z = 0$. Insgesamt bleibt der Wert von E_y innerhalb des Monitors ohne feldformende Elektroden unterhalb der Feldstärke im anderen Fall.

Für jede der beiden Feldverteilungen wurde die Feldhomogenität im Bereich zwischen $-1 \text{ cm} \leq x \leq 1 \text{ cm}$ über die Beziehung $(E_{y,max} - E_{y,min})/\bar{E}_y$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt. In der Mitte des Monitors kann die Feldhomogenität durch

Schnitt	mit Streifenelektroden	ohne Streifenelektroden
Monitormitte, $z = 0 \text{ cm}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$	$16.2 \cdot 10^{-3}$
Monitorende, $z = 6 \text{ cm}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$15.0 \cdot 10^{-3}$

Tab. 5.1: Mit MAFIA berechnete Homogenitäten der vertikalen Feldkomponente E_y bei $y = 0$ im Bereich $-1 \text{ cm} \leq x \leq 1 \text{ cm}$.

das Anbringen der Streifenelektroden um einen Faktor ~ 4 verbessert werden. Am Ende des Monitors ist der Einfluß mit 5fach besserer Homogenität sogar noch stärker. Erstaunlich ist die Tatsache, daß die Feldhomogenitäten am Monitorende sogar etwas unterhalb von denen in der Monitormitte liegen. Die Randfelder führen dort zwar zu einer Abnahme der vertikalen Feldkomponente, offensichtlich hat dies jedoch keinen negativen Einfluß auf die Homogenität des Feldes.

Mit einem ähnlichen Algorithmus wie in Abschnitt 5.4 beschrieben konnte anhand der mit MAFIA ermittelten Feldstärken die Trajektorie eines ionisierten Restgasteilchens bestimmt werden. In diesem Fall werden die Stufen zwischen zwei Schleifen nicht durch feste Zeitabstände, sondern durch die Mesh-Linien der MAFIA-Geometrie vorgegeben, da nur dort die Werte für die Feldstärken vorliegen. Abb. 5.14 (a) zeigt die horizontale Feldkomponente E_x in Abhängigkeit von der vertikalen Koordinate y bei konstantem $x \approx 1.8 \text{ mm}$. Bei $y = -2.5 \text{ mm}$ beträgt das Feld ungefähr 1 V/cm . Es nimmt auf dem Weg zur Abbildungselektrode ab und wechselt bei ungefähr $y = +4 \text{ mm}$ das Vorzeichen. Nach Durchlaufen eines Minimums bei ca. 1.5 cm ($E_x \approx -0.8 \text{ V/cm}$) nimmt der Betrag des Feldes wieder ab und wird auf der Abbildungselektrode definitionsgemäß zu Null. Die Asymmetrie bezüglich $y = 0$ wird durch Randbedingungen verursacht, die sich aus dem in der Rechnung berücksichtigten Strahlrohr ergeben (vgl. Abb. 5.11). Die Teilchenbahn eines Restgasion, die sich aus der Beschleunigung zur Abbildungselektrode und aus den in (a) gezeigten horizontalen Feldkomponenten ergibt, zeigt Abb. 5.14 (b). Man kann daran den Abbildungsfehler Δx_{inhom} ablesen, der durch Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes verursacht wird und erhält schließlich:

$$\Delta x_{inhom} \lesssim 15 \mu\text{m} \quad (5.18)$$

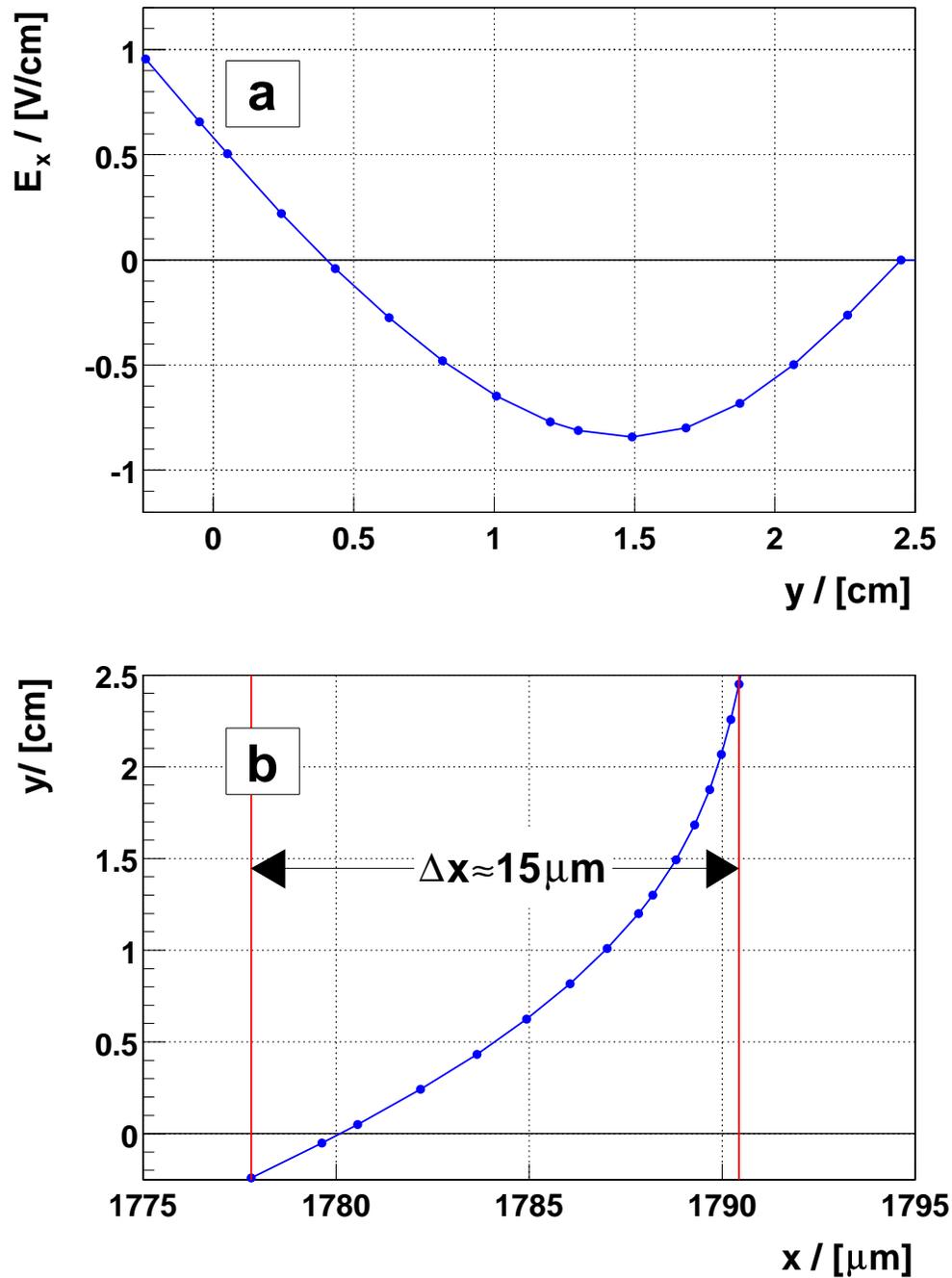


Abb. 5.14: (a): Horizontale Feldstärke E_x eines Monitors mit feldformenden Streifenelektroden bei festem $x \approx 1.8$ mm als Funktion der Extraktionsrichtung y . Die Asymmetrie bezüglich $y = 0$ hängt mit den durch das Strahlrohr vorgegebenen Randbedingungen zusammen. (b): Teilchenbahn eines Restgassions mit den Startkoordinaten ($x_0 \approx 1.8$ mm, $y_0 = -2.5$ mm) unter dem Einfluß der in (a) gezeigten horizontalen Feldkomponenten bei einem Extraktionsfeld von 1 kV/cm.

5.6 Abschließende Betrachtung zum Abbildungsfehler

Der gesamte Abbildungsfehler Δx_{tot} ergibt sich aus den in diesem Kapitel diskutierten Einzelbeiträgen nach:

$$\Delta x_{tot} = \sqrt{\Delta x_{therm}^2 + \Delta x_{Stoß}^2 + \Delta x_{Raum}^2 + \Delta x_{Inhom}^2}. \quad (5.19)$$

Damit folgt nach Einsetzen der oben hergeleiteten Werte:

$$\boxed{\Delta x_{tot} \lesssim 180 \mu\text{m}} \quad (5.20)$$

Dies ist offensichtlich klein gegenüber der intrinsischen Auflösung der Abbildungselektrode von $800 \mu\text{m}$.

Bei sämtlichen Fehlerabschätzungen wurde für die Hochspannung der Designwert von $U_{HV} = 5 \text{ kV}$ entsprechend $E_{ext} = 1 \text{ kV/cm}$ zugrundegelegt. Daß bei geringeren Extraktionsspannungen die o.g. Effekte einen Einfluß auf die Strahlbreite haben können, zeigt Abb. 5.15. Dort wurde die Strahlbreite eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls bei verschiedenen Extraktionsspannungen bei einem Strahlstrom von $I_0 = 100 \mu\text{A}$ gemessen (Quadrate). Während bei Strömen im mA-Bereich der Raumladungseffekt den Hauptbeitrag zum Abbildungsfehler liefert, überwiegt bei kleinen Intensitäten die durch die thermische Bewegung der Restgasteilchen verursachte Ortsabweichung. In diesem Fall ist die horizontale Bewegung der Restgasionen gleichförmig. Man erwartet daher eine Proportionalität $\Delta x_{Raum} \propto t_{Flug} \propto 1/\sqrt{E_{ext}}$. Die an die Meßpunkte angepaßte Kurve der Form $a/\sqrt{E_{ext}} + b$ bestätigt diese Aussage. Die Konstante b entspricht dabei gerade dem für unendlich hohe Extraktionsspannungen extrapolierten Strahldurchmesser. Der Verlauf bei geringen Stromstärken unterscheidet sich von demjenigen, der bei Überwiegen des Raumladungseffektes erwartet wird (vgl. Abschnitt 5.4). Der für einen hohen Strom von $I_0 = 1 \text{ mA}$ berechnete Abbildungsfehler $\Delta x_{Raum,max}$ fällt mit dem Extraktionsfeld wie $1/E_{ext}$ ab (gestrichelte Kurve). Beide Kurven sind bei $U_{HV} = 5 \text{ kV}$ bereits so stark abgeflacht, daß eine darüber hinausgehende Hochspannung die Strahlbreite nicht mehr wesentlich ändern wird. Es ist daher nicht erforderlich bei den Strahlprofilmessungen eine höhere Spannung anzulegen.

5.6. Abschließende Betrachtung zum Abbildungsfehler

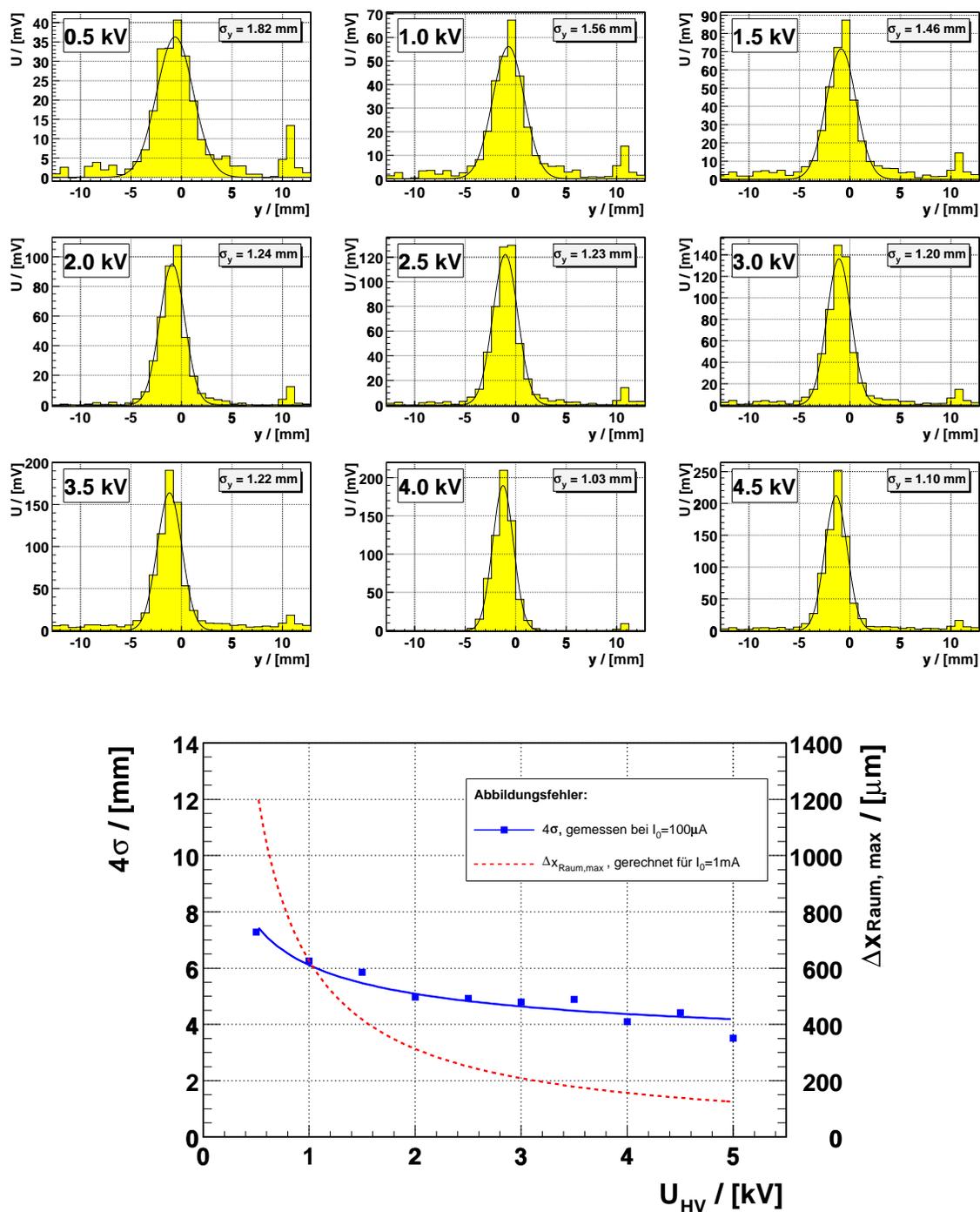


Abb. 5.15: Oben: Vertikale Strahlprofile eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls mit $I_0 = 100 \mu\text{A}$ gemessen bei Extraktionsspannungen zwischen 0.5 kV und 4.5 kV. Unten: Die daraus ermittelten Strahlbreiten aufgetragen gegen die angelegte Hochspannung. Im Vergleich dazu ist der berechnete Verlauf des beim Raumladungseffekt auftretenden maximalen Abbildungsfehler $\Delta x_{Raum, max}$ für einen Strahlstrom von $I_0 = 1$ mA aufgetragen.

Kapitel 6

Das Phasensonden-Meßsystem

Mit den bisher besprochenen Diagnoseeinheiten ist es möglich, den Strahl hinsichtlich seiner Eigenschaften in den beiden transversalen Phasenräumen zu untersuchen. Darüber hinaus sind jedoch auch solche Parameter von Interesse, die Aufschluß über das Verhalten des Strahls im longitudinalen Phasenraum geben. Dazu gehören z.B. die Länge und Phasenlage der Teilchenpakete sowie die Energie der Strahlionen. Zur Messung dieser Größen wurde am Hochstrominjektor ein System von insgesamt vier kapazitiven Phasensonden installiert. Nach einer kurzen Beschreibung ihrer Wirkungsweise soll im nun folgenden Kapitel zunächst gezeigt werden, wie das Signal einer kapazitiven Sonde näherungsweise berechnet werden kann. Danach wird auf die wesentlichen Punkte der in Ref. [49] im einzelnen diskutierten Sondenauslegung eingegangen. Die Durchführung von Energiemessungen mit Hilfe von Phasensonden und die am Hochstrominjektor erzielten Ergebnisse bilden den Abschluß dieses Kapitels.

6.1 Funktionsweise einer kapazitiven Sonde

Bei der Messung mit einer kapazitiven Sonde macht man sich das zeitlich veränderliche elektrische Feld eines gebündelten Ionenstrahls zunutze. Die auf eine in das Strahlrohr eingebrachte leitende Oberfläche influenzierte Ladung kann als elektrischer Strom ausgekoppelt und für Messungen im longitudinalen Phasenraum herangezogen werden. Aus der Zeitableitung des *Gaußschen Satzes*, der einen Zusammenhang zwischen dem Fluß durch die Oberfläche S eines Volumens und der von ihr eingeschlossenen Ladung herstellt, folgt für den zeitlichen Stromverlauf $I(t)$:

$$I(t) = \varepsilon_0 \cdot \frac{d}{dt} \int_S \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{d}f. \quad (6.1)$$

Da anhand des Signals die Phasenlage zwischen der HF-Beschleunigungsspannung und dem Teilchenpaket ermittelt werden kann, nennt man solche kapazitiven Sonden auch *Phasensonden*. Abgesehen von der Phaseninformation, lassen sich aus dem Verlauf des Signals auch Aussagen über Länge und Gesamtladung des Bunches treffen.

6.1.1 Signalabschätzung

Für die Abschätzung der Signalamplitude betrachtet man das Ionenpaket als linienförmige Ladungsverteilung. Es bewege sich mit der Geschwindigkeit $v = \beta c$ entlang der Strahlachse z und besitze die Länge $\Delta z = \beta c \Delta t$. Der Ladungsschwerpunkt befinde sich zur Zeit t im Abstand $z = \beta ct$ vom Koordinatenursprung $z = 0$. Eine solche Ladungsverteilung läßt sich für einen Bunch mit N Teilchen der Ladung q mit Hilfe von Diracschen Deltafunktionen $\delta(x)$, $\delta(y)$ und der Heavysideschen Sprungfunktion $\Theta(t - a)$ auf folgende Weise darstellen:

$$\rho(\vec{r}, t) = \delta(x) \cdot \delta(y) \cdot \frac{Nqe}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\beta c} \left(\Theta\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) - \Theta\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right) \right). \quad (6.2)$$

Aus dieser Ladungsverteilung kann mit Hilfe der Poissongleichung

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int \frac{\rho(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r' \quad (6.3)$$

das Potential des Teilchenbündels analytisch berechnet werden. Nach Durchführung der Integration über x' und y' läßt sich das Ortsintegral mit den Ersetzungen $x^2 + y^2 = r^2$ und $dz/dt = \beta c$ als Zeitintegral

$$\varphi(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{Nqe}{\Delta t} \cdot \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} \frac{1}{\sqrt{(z - \beta ct')^2 + r^2}} dt' \quad (6.4)$$

schreiben, das mittels Substitution ($u = z - \beta ct'$) gelöst werden kann. Der Radialteil des elektrischen Feldes berechnet sich dann über $E_r = -d\varphi/dr$.

Das so erhaltene Ergebnis kann nun in Gl. 6.1 eingesetzt werden, die unter Verwendung der Zylinderkoordinaten r , ϕ und z für eine ringförmige Sonde mit Radius R und Länge L folgende Gestalt annimmt:

$$I(t) = 2\pi R\epsilon_0 \cdot \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \frac{d}{dt} E_r(r = R) dz. \quad (6.5)$$

Die Integration über den Azimutalwinkel ϕ wurde dabei bereits ausgeführt. Das Integral 6.5 läßt sich schließlich lösen, wenn man berücksichtigt, daß die Feldstärke eine Funktion von $(z - \beta ct)$ ist und die Zeitableitung als Ortsableitung geschrieben werden kann:

$$\frac{d}{dt} E_r(R, z - \beta ct) = -\beta c \frac{d}{dz} E_r(R, z - \beta ct). \quad (6.6)$$

Man gelangt schließlich zu folgendem Ausdruck für den zeitlichen Verlauf des Stromsignals

einer kapazitiven Ringsonde:

$$I(t) = \frac{I_0}{2 \cdot f \cdot \Delta t} \cdot \left\{ \frac{\frac{L}{2} - \beta c(t + \frac{\Delta t}{2})}{\sqrt{[\frac{L}{2} - \beta c(t + \frac{\Delta t}{2})]^2 + R^2}} - \frac{\frac{L}{2} - \beta c(t - \frac{\Delta t}{2})}{\sqrt{[\frac{L}{2} - \beta c(t - \frac{\Delta t}{2})]^2 + R^2}} \right. \\ \left. + \frac{\frac{L}{2} + \beta c(t + \frac{\Delta t}{2})}{\sqrt{[\frac{L}{2} + \beta c(t + \frac{\Delta t}{2})]^2 + R^2}} - \frac{\frac{L}{2} + \beta c(t - \frac{\Delta t}{2})}{\sqrt{[\frac{L}{2} + \beta c(t - \frac{\Delta t}{2})]^2 + R^2}} \right\}. \quad (6.7)$$

Die Gesamtladung im Bunch N_{qe} wurde dabei durch das Verhältnis von mittlerem Strahlstrom I_0 und der Wiederholfrequenz f ersetzt.

In Abb. 6.1 ist der nach Gl. 6.7 berechnete Kurvenverlauf einer Sonde mit $L = 10.0$ mm und $R = 17.5$ mm eingezeichnet. Dabei wurde eine Bunchlänge von $\Delta t = 2$ ns und ein Ionenstrahl mit $I_0 = 1$ mA und $\beta = 0.032$ zugrunde gelegt. Bereits vor Erreichen der Sonde verursacht das vorausseilende Feld des Bunches einen positiven Signalstrom. Nach Durchlaufen eines Maximums, bei dem die zeitliche Änderung des die Sondenoberfläche durchdringenden elektrischen Flusses am größten ist, fällt das Signal auf Null zurück. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Ladungsschwerpunkt des Bunches genau in der Mitte der Sonde. Beim Heraustreten des Bunches verhält sich das Signal gerade spiegelsymmetrisch zum Nulldurchgang und der Signalstrom wird negativ.

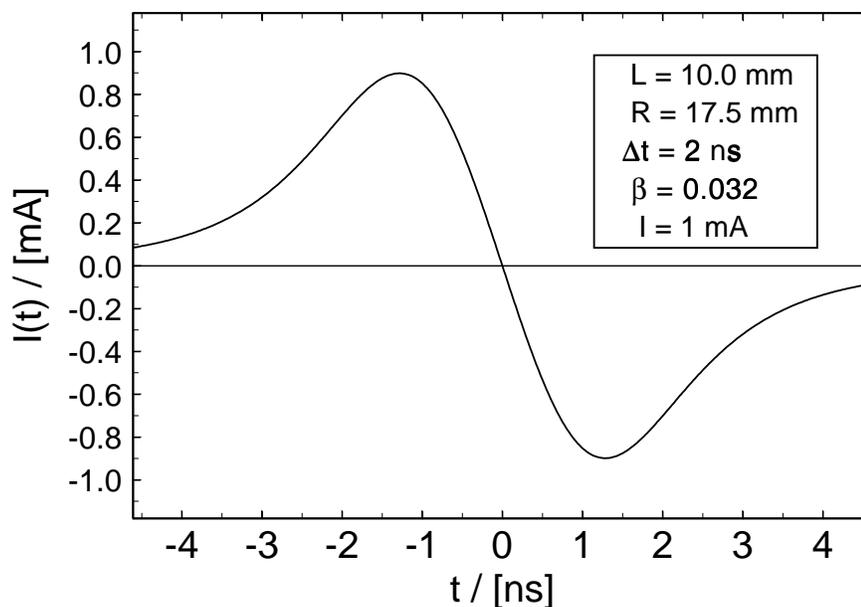


Abb. 6.1: Anhand Gl. 6.7 berechnetes Phasensondensignal für die angegebenen Sonden- und Strahlparameter.

6.1.2 Sondenauslegung

Phasensonden sind, wie bereits in der Signalabschätzung angenommen, ringförmig ausgebildet und werden vom Strahl in axialer Richtung durchquert. Abb. 6.2 zeigt den typischen Aufbau eines Sondenmeßkopfes, wie er auch der Auslegung der HSI-Sonden zugrunde liegt. Er besteht aus zwei koaxialen Ringen, die über Keramikstifte isoliert voneinander aufgehängt sind. Der innere Ring, an dem die influenzierte Ladung ausgekoppelt wird, ist mit dem Innenleiter eines Koaxialsteckers verbunden, der gleichzeitig die Signaldurchführung vom Hochvakuum- in den Normaldruckbereich bildet. Der äußere Ring hat elektrischen Kontakt zum Außenleiter des Steckers und liegt somit auf Masse. Der Sondenkopf kann je nach Anforderung entweder fest in das Strahlrohr installiert oder an einem Pneumatikantrieb fahrbar eingebaut werden. Das Meßsignal kann schließlich am Koaxialstecker abgenommen und, nach einer Verstärkung, am $50\ \Omega$ Eingang eines Oszilloskops beobachtet werden. Um eine Verfälschung der Signalform durch abgeschnittene Frequenzen nach Möglichkeit zu vermeiden, muß sowohl der Verstärker, als auch das Oszilloskop eine möglichst große Bandbreite aufweisen. Am Phasensonden-System des HSI ist diesbezüglich das bei den Messungen verwendete digitale Speicher-Oszilloskop mit einer Bandbreite des Eingangsverstärkers von 500 MHz das limitierende Element.

Um Reflexionen des Signals zu verhindern, muß sowohl der Übergang innerer Ring-Koaxialstecker, als auch die Sondengeometrie selbst an den $50\ \Omega$ Wellenwiderstand der Signalleitung angepaßt werden. Dies geschieht anhand folgender Überlegung: Die beiden Ringhälften

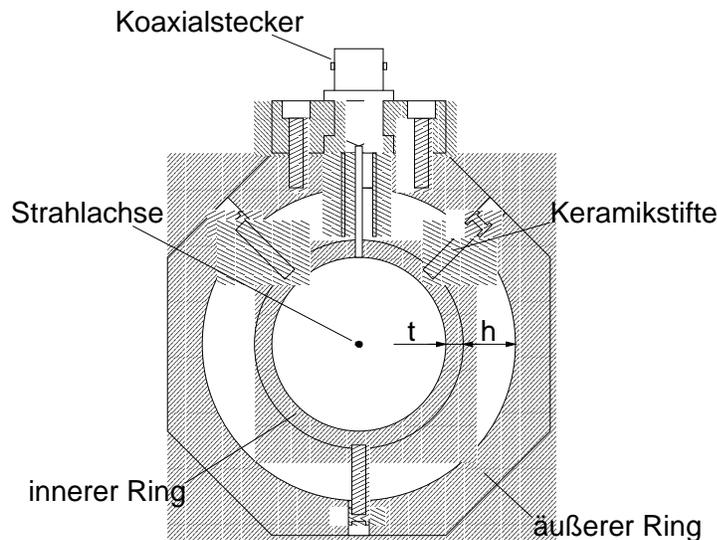


Abb. 6.2: Aufbau einer ringförmigen kapazitiven Phasensonde. Die auf den inneren Ring influenzierte Ladung kann über den Koaxialstecker abgegriffen werden.

links und rechts der Stromauskopplung stellen eine Parallelschaltung dar, deren Wellenwiderstand die Hälfte der Impedanz des aufgerollten Ringes beträgt. Dieser muß folglich auf 100Ω ausgelegt werden. Eine Abschätzung für die Wellenimpedanz erhält man, wenn man sich den Sondenring als einen zusammengerollten *Streifenleiter (Microstrip)* vorstellt (Abb. 6.3). Die Breite w des Leiters entspricht dabei der Länge (nicht dem Umfang!) des Ringes mit der Dicke t . Die Größe h repräsentiert den Abstand zwischen innerem und äußerem Ring. Für

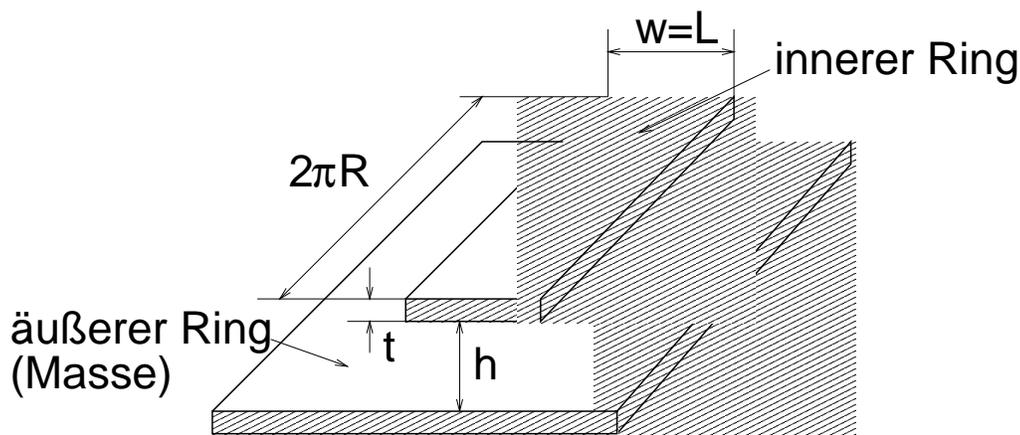


Abb. 6.3: Schematische Darstellung des zur näherungsweisen Berechnung der Sondenimpedanz verwendeten Streifenleiters.

die Wellenimpedanz einer solchen Anordnung gibt es eine Näherungsformel [50], die im Bereich $0.1 \lesssim t/w \lesssim 0.8$ und für Dielektrizitätskonstanten ϵ_r zwischen $1 \lesssim \epsilon_r \lesssim 15$ sehr genau ist:

$$Z_0/[\Omega] = \frac{87}{\sqrt{\epsilon_r + 1.41}} \cdot \ln \left(\frac{5.98 \cdot h}{0.8 \cdot w + t} \right). \quad (6.8)$$

Aus dieser Formel ergibt sich mit den Parametern $\epsilon_r = 1$, $t = 3 \text{ mm}$, $w = 10 \text{ mm}$ und $h = 10 \text{ mm}$ ein Wellenwiderstand von $Z_0 = 95 \Omega$. Zur Feinabstimmung der Impedanz werden auf die Vorder- und Rückseite der Sonde Lamellenringe aus Kupfer aufgeschraubt (siehe Abb. 6.5). Durch das Verbiegen der Lamellen kann eine Änderung der Kapazität und damit der Impedanz des Sondenkopfes erreicht werden. Gibt man das Signal eines Reflektometers auf den Signalausgang der Sonde, kann unter Beobachtung des reflektierten Signals die richtige Stellung der Kupferlamellen herausgefunden werden.

Die beiden wesentlichen Auslegungsparameter einer Phasensonde, die nach Gl. 6.7 einen Einfluß auf die Signalform haben, sind die Länge L und der Radius R ihres inneren Ringes. Man kann diesbezüglich folgende beiden Aussagen treffen:

1. Bei konstantem L steigt die Signalamplitude bei sonst gleichen Bedingungen mit abnehmendem Radius an. Außerdem verbessert sich das Auflösungsvermögen von Bunchlängenmessungen. Praktisch ist der Sondenradius durch den Strahldurchmesser nach unten hin begrenzt.
2. Bei konstantem R hat die Signalamplitude bei Sondenlängen, die ein ungerades Vielfaches des halben Bunchabstandes sind, ein Maximum. Für größere und kleinere L nimmt die Amplitude kontinuierlich ab. Bezüglich der Auflösung der Bunchlängenmessung sind allerdings kleinere L von Vorteil, so daß ein Kompromiß zwischen Auflösung und Signalthöhe gefunden werden muß.

Für die Phasensonden des Hochstrominjektors ergab sich daraus die in Tab. 6.1 zusammengefaßte Auslegung. Die beiden am Einschub bzw. Ausschub der Siebenspaltsektion eingebauten Sonden besitzen einen Ringdurchmesser von 18 mm bzw. 34 mm. Im Gegensatz zu den Sonden vor dem Ablenkmagnet D2, deren Sondendurchmesser ebenfalls 34 mm beträgt, sind sie an einem fahrbaren Druckluftkolben angebracht. Sämtliche Sondenringe haben eine Länge von 10 mm. Die Auslegung berücksichtigt die in Ref. [11] berechneten Strahldurchmesser an den Positionen der Sonden, die ebenfalls aufgeführt sind.

Bezeichnung		Einsch7-Sonde	7Spalt-Sonde	vorD2-Sonde-1, vorD2-Sonde-2
Position		vor den SSR	hinter den SSR	vor Magnet D2
max. Energie [MeV/u]		0.5	1.9	1.9
max. β		0.032	0.064	0.064
Strahldurchmesser [mm]	hor.	6.4	33.3	11
	vert.	12	16.7	11.4
Sondenlänge [mm]		10	10	10
Sondendurchmesser [mm]		18	34	34
Installation		fahrbar	fahrbar	fest

Tab. 6.1: Auslegung des Phasensonden-Meßsystems mit den berechneten Strahldurchmessern an den Sondenpositionen für einen ${}^9\text{Be}^+$ -Strahl [11]. Die Siebenspaltresonatoren sind mit SSR abgekürzt.

6.2 Energiebestimmung mit Phasensonden

Die Energiebestimmung mit Phasensonden basiert auf der Messung der Flugzeit der Teilchenpakete zwischen zwei Sonden. Einzige Voraussetzung für die Messung ist, daß in dem dazwischenliegenden Abschnitt keine beschleunigenden Komponenten in Betrieb genommen sind. Für eine unabhängige Energiebestimmung bedarf es mindestens drei Phasensonden, von denen, wie in Abb. 6.4 gezeigt, zwei einen großen Abstand besitzen müssen ($L_1 \sim$ einige Meter) und zwei einen geringen ($L_2 \sim$ einige Zentimeter). Bei diesem letzten Sondenpaar PS2 und

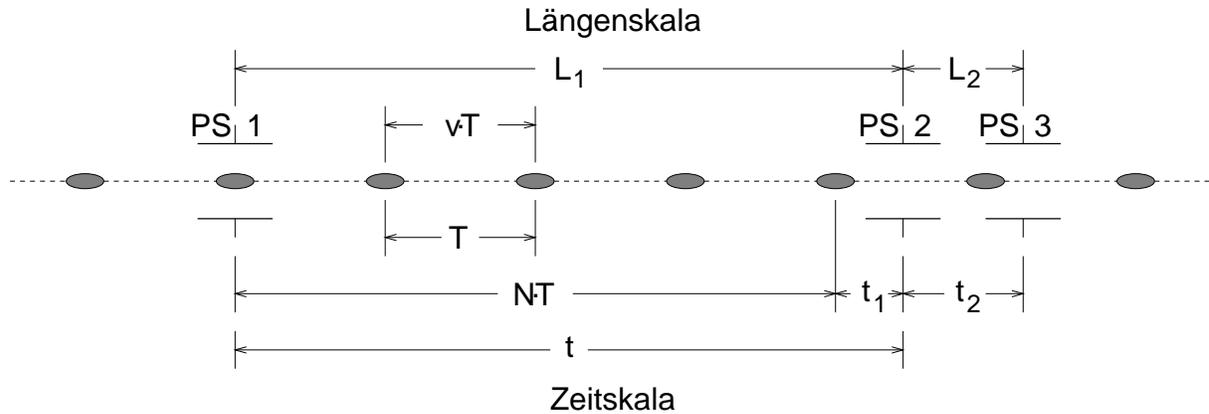


Abb. 6.4: Prinzip der Flugzeitmessung mit einem System aus drei kapazitiven Phasensonden. Die Zeiten t_1 und t_2 sind die physikalischen Meßgrößen, aus denen die Bunchanzahl N und damit die Flugzeit t ausgerechnet werden kann.

PS3 muß gewährleistet sein, daß sich zwischen den beiden Sonden immer nur höchstens ein Bunch befindet. Dies ist genau dann der Fall, wenn der Sondenabstand geringer ist als der kleinstmögliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Bunche (das ist der Bunchabstand bei der kleinstmöglichen Energie). Dadurch ist sichergestellt, daß ein beliebiges an PS2 gemessenes Signal und das direkt darauffolgende Signal an PS3 von ein und demselben Bunch stammen. Anhand der Zeitdifferenz t_2 dieser beiden Signale kann also bereits über

$$v_{grob} = \frac{L_2}{t_2} \quad (6.9)$$

die Geschwindigkeit v_{grob} und damit die Energie der Strahlteilchen berechnet werden. Da t_2 jedoch keine Werte annehmen kann, die größer sind als eine HF-Periode $T = 1/f$, führt bereits ein absoluter Meßfehler von $\Delta t_2 = 0.1$ ns zu einem relativen Fehler der Zeitmessung von mindestens 1% (bei $T \approx 10$ ns). Unter Vernachlässigung des üblicherweise sehr kleinen Meßfehlers von L_2 überträgt sich der relative Fehler der Zeitmessung $\Delta t_2/t_2$ direkt auf den relativen

Fehler von v_{grob} :

$$\frac{\Delta v_{grob}}{v_{grob}} \approx \frac{\Delta t_2}{t_2}. \quad (6.10)$$

Die Genauigkeit dieser Messung ist i.allg. jedoch groß genug, um die Anzahl N der Bunche zwischen den weiter auseinanderliegenden Sonden PS1 und PS2 berechnen zu können. Sie entspricht gerade dem auf die ganze Zahl abgeschnittenen Bruchteil aus Sondenabstand L_1 und Bunchabstand $v_{grob} \cdot T$:

$$N = \text{int} \left(\frac{L_1}{v_{grob} \cdot T} \right). \quad (6.11)$$

Die Ungenauigkeit von v_{grob} hat zur Folge, daß vor allem bei kleinen Energien und den daraus folgenden hohen Bunchzahlen ($N \sim 100$) das Resultat aus Gl. 6.11 um $\Delta N = \pm 1$ von der tatsächlichen Zahl abweichen kann. In einem solchen Fall kann, wie weiter unten erläutert, eine weitere Phasensonde für eine eindeutige Zuordnung sorgen.

Unter der Kenntnis von N kann die Flugzeit aus der Zeitdifferenz t_1 zwischen zwei aufeinanderfolgenden Signalen der Sonden PS1 und PS2 aus

$$t = N \cdot T + t_1 \quad (6.12)$$

bestimmt werden. Da das Produkt $N \cdot T$ als exakt betrachtet werden darf, entspricht der absolute Meßfehler von t gerade Δt_1 , der vergleichbar mit Δt_2 ist. Der relative Fehler kann daher gegenüber der Grobbestimmung durch die größere Gesamtflugzeit deutlich verringert werden. Die Strahlenergie ergibt sich schließlich aus folgender Formel:

$$E = \frac{A \cdot m_u \cdot L_1^2}{2 \cdot (N \cdot T + t_1)^2}, \quad (6.13)$$

wenn A die Massenzahl der Strahlionen bezeichnet und für m_u die atomare Masseneinheit eingesetzt wird. Für den relativen Fehler der so gewonnenen Energie gilt folgender Ausdruck:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \Delta L_1}{L_1} \right)^2 + \left(\frac{2 \cdot \Delta t_1}{N \cdot T + t_1} \right)^2}. \quad (6.14)$$

Aus Gl. 6.14 ist ersichtlich, daß sich die Genauigkeit mit größer werdendem Sondenabstand L_1 erhöht, da sich durch großes L_1 auch die Gesamtflugzeit $N \cdot T + t_1$ erhöht und sich dadurch nicht nur der relative Fehler der Länge L_1 , sondern auch der der Zeitmessung verringert.

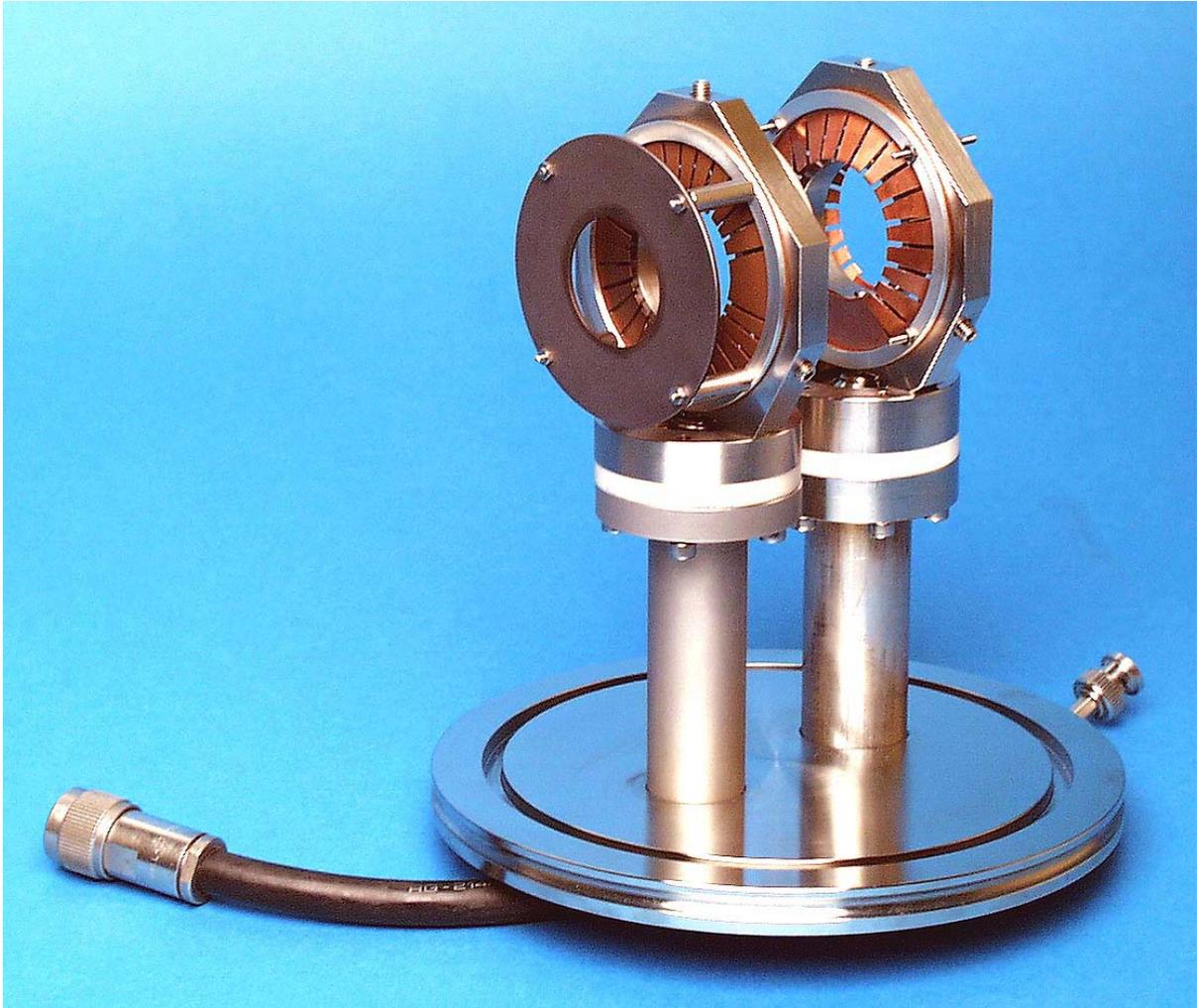


Abb. 6.5: Doppelphasensonde zur Grobbestimmung der Teilchengeschwindigkeit. Die erste der beiden Sonden ist durch eine Tantalblende vor direktem Strahlbeschuß geschützt. Der Mittenabstand der Sonden beträgt 6 cm.

6.2.1 Messungen am Hochstrominjektor

Um auf die beschriebene Weise Energiemessungen am Hochstrominjektor durchführen zu können, wurde zu den im Beschleunigerabschnitt zwischen den Siebenspaltresonatoren und dem 6%-Rebuncher bereits vorhandenen beiden Sonden eine zusätzliche dritte Phasensonde installiert. Die Sonde in der Diagnosekammer am Ausschub des vierten Siebenspaltmoduls (HSI-7Spalt-Sonde), die in Abb. 6.4 PS1 entspricht, besitzt zur darauffolgenden Phasensonde einen Abstand von $L_1 = 7.09 \text{ m} \pm 5 \text{ mm}$. Die anderen beiden Phasensonden (HSI-vorD2-Sonde-1,2) sind gemeinsam auf einen DN160 Flansch aufgeschweißt (siehe Abb. 6.5), der auf ein Standard T-Stück direkt vor dem 6%-Rebuncher montiert ist. Der Abstand zwischen diesen Sonden bleibt mit 6.0 cm unterhalb den 8.9 cm Bunchabstand, die sich aus dem relativistischen β von 3.2% am Ausschub des RFQ-Beschleuniger ergeben, und erfüllt somit die oben genannte Bedingung zur Grobbestimmung der Energie. Während diese neue „Doppelphasensonde“ ständig im Strahlrohr verbleibt, läßt sich die erste Sonde pneumatisch ein- und ausfahren. Die Flugzeitmessung anhand der SONDENSIGNALE stellt während der ersten Aufbauphase des HSI die einzige Möglichkeit dar, die Strahlenergie bereits vor dem Einschub in den Nachbeschleuniger zu messen. Der Injektor selbst wird erst in seiner zweiten Ausbaustufe über Dipolmagnete verfügen, die eine Bestimmung der Teilchenenergie über die Messung der Magnetfeldstärke erlauben (siehe dazu Abschnitt 2.4).

Mit Hilfe dieser drei Phasensonden konnte nun bei fünf verschiedenen Beschleunigereinstellungen die Energie eines $^4\text{He}^+$ -Strahls gemessen werden. Dazu wurde nach der Messung der RFQ-Ausschubenergie sukzessive die ersten vier der Siebenspaltresonatoren in Betrieb genommen und die Energie jeweils über die Flugzeit zwischen den Phasensonden und am Dipolmagnet D3 bestimmt, der sich im MPI-Nachbeschleuniger befindet und über eine NMR-Sonde zur Magnetfeldmessung verfügt. Abb. 6.6 zeigt den Verlauf der SONDENSIGNALE bei eingeschaltetem ersten Siebenspaltresonator. In diesem Fall wurde die Energie am Dipol D3 zu $E_{D3} = 2.57 \text{ MeV}$ bestimmt. Hierbei kann von einer Genauigkeit von $\Delta E_{D3}/E_{D3} = 5 \cdot 10^{-4}$ ausgegangen werden [19]. Die Zeitdifferenzen zwischen den SONDENSIGNALEN werden anhand des Nulldurchgangs mit negativer Steigung bestimmt, da sich an dieser Stelle der Ladungsschwerpunkt der Teilchenpakete gerade in der Mitte der Sonde befindet. Das Heranziehen des Signalmaximums oder -minimums als Referenzpunkt hätte den Nachteil, daß sich Änderungen der Bunchlänge, die sich durch die Drift zwischen den Sonden ergeben, mit der tatsächlichen Flugzeit überlagern würden. Anhand der in Abb. 6.6 gezeigten Kurven wurden folgende drei Nullstellen ermittelt: PS1: $4.30 \pm 0.04 \text{ ns}$, PS2: $0.82 \pm 0.05 \text{ ns}$ und $10.04 \pm 0.04 \text{ ns}$, PS3: $6.19 \pm 0.05 \text{ ns}$. Für die Zeitdifferenzen bedeutet dies PS1 \leftrightarrow PS2: $t_1 = 5.74 \pm 0.05 \text{ ns}$ bzw. PS2 \leftrightarrow PS3: $t_2 = 5.36 \pm 0.07 \text{ ns}$. Daraus ergibt sich nach Gl. 6.9 für $v_{\text{grob}}/c = (3.73 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$. Ausdruck 6.11 liefert mit ei-

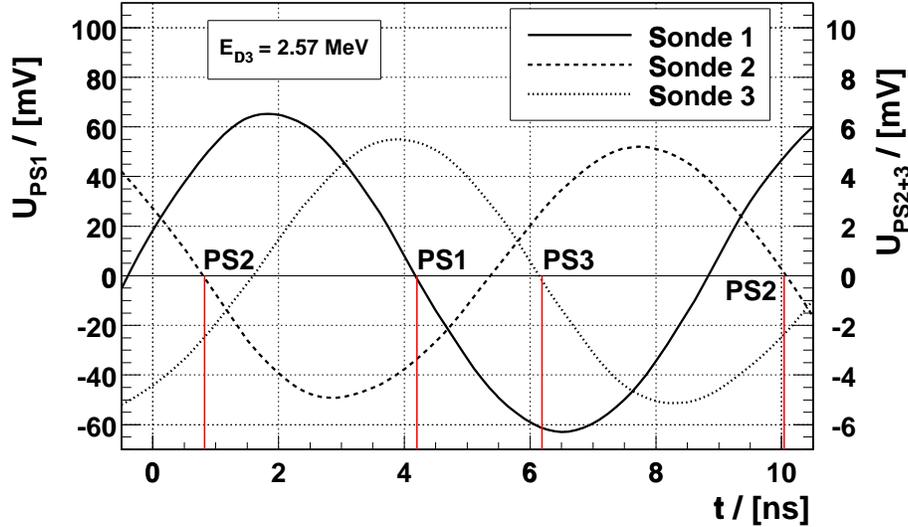


Abb. 6.6: Phasensondesignale eines ${}^4\text{He}^+$ -Strahls bei einer Energie von 2.57 MeV (gemessen am Dipol D3). Aus den Zeitdifferenzen $\text{PS1} \leftrightarrow \text{PS2}$: $t_1 = 5.74 \pm 0.05$ ns und $\text{PS2} \leftrightarrow \text{PS3}$: $t_2 = 5.36 \pm 0.07$ ns ergibt sich eine Energie von $E_{\text{TOF}} = 2.60$ MeV.

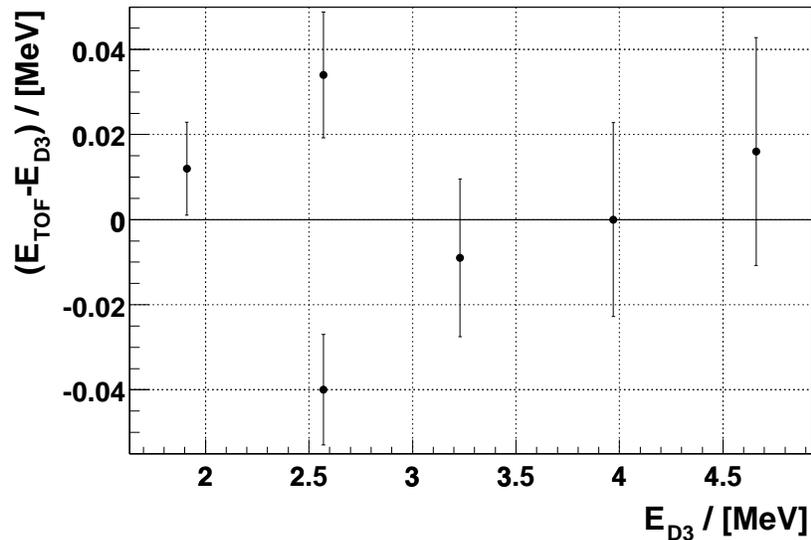


Abb. 6.7: Vergleich der über die Flugzeitmessung mit Phasensonden und über die Magnetfeldmessung am Dipol D3 erhaltenen ${}^4\text{He}^+$ -Strahlenergien E_{TOF} und E_{D3} . Aufgetragen ist die Differenz der Ergebnisse gegen die an D3 gemessene Energie. Die beiden Punkte bei $E_{\text{D3}} = 2.57$ MeV wurden mit der zunächst berechneten Bunchzahl $N = 68$ (oben) und mit einem um Eins erhöhten Wert $N = 69$ (unten) berechnet.

nem Argument von 68.8 ± 0.9 den Wert $N = 68 \pm 1$. Nach Gl. 6.13 berechnet sich daraus die Strahlenergie zu $E_{N=68} = 2.60$ MeV. Diese Energie weicht von der Messung am D3-Magnet um $+0.03$ MeV ab. Die Ursache hierfür liegt jedoch nicht in einer falsch berechneten Bunchzahl, da bei einem um Eins auf $N = 69$ erhöhten Wert der Betrag der Abweichung noch größer ist: $E_{N=69} = 2.53$ MeV und damit $E_{TOF} - E_{D3} = -0.04$ MeV. Im Vergleich mit den anderen Energiemessungen zeigt sich, daß die in diesem Fall auftretende große Differenz eine Ausnahme bildet. Die Energiedifferenzen $E_{TOF} - E_{D3}$ bei den fünf verschiedenen Energien sind in Abb. 6.7 gegen die D3-Energie aufgetragen. Der in Gl. 6.14 eingehende Zeitfehler Δt_1 konnte, wie weiter unten beschrieben, direkt am Oszilloskop abgelesen werden. Die Fehlerbalken ergeben sich dann aus:

$$\Delta(E_{TOF} - E_{D3}) = \sqrt{(\Delta E_{D3})^2 + (\Delta E_{TOF})^2}. \quad (6.15)$$

Bei den drei Messungen mit hohen Strahlenergien stimmen die Ergebnisse der Flugzeitmessung und diejenigen der Magnetfeldmessung innerhalb der Fehler überein. Bei 1.91 MeV RFQ-Ausschußenergie liegt die Abweichung mit ca. 1.1σ nur knapp außerhalb der Fehlergrenze. Lediglich bei 2.57 MeV muß, wie oben diskutiert, eine Differenz von 2.2σ festgestellt werden. Eine signifikante Abweichung der beiden Meßergebnisse wurde jedoch in keinem der Fälle beobachtet. Damit wurden an der MPI-Beschleunigeranlage zum ersten Mal erfolgreich unabhängige Energiemessungen mit Phasensonden durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß die mit dem am Hochstrominjektor aufgebauten Phasensonden-System gemessenen Strahlenergien innerhalb der Meßfehler mit den aus der Magnetfeldmessung am Dipolmagnet D3 gewonnenen Werten übereinstimmen.

6.2.2 On-line Energiemessung durch den Operateur

Um die Energie während einer Strahlzeit direkt vom Kontrollpult aus messen zu können, muß der Operateur folgende Schritte durchführen:

1. Zunächst muß am Oszilloskop das für die Energiemessung richtige Panel-Setup eingeladen werden. Es befindet sich unter dem Namen „ENERGIE.PNL“ auf der Setup Diskette „LeCroy LC374A PANEL SETUPS“, die sich am HSI-Kontrollpult befindet.
2. Danach muß sichergestellt werden, daß die von den Sonden kommenden Koaxialkabel in der für dieses Setup richtigen Reihenfolge auf den Oszilloskopeingängen liegen. D.h. 7Spalt-Sonde auf Kanal 2, vorD2-Sonde-1 auf Kanal 3 und vorD2-Sonde-2 auf Kanal 4. Zusätzlich muß am Kanal EXT das HF-Signal anliegen, auf das getriggert wird. Falls es sich um einen gepulsten Strahl handelt, muß der Trigger auf Kanal 2 umgestellt werden.

6.2. Energiebestimmung mit Phasensonden

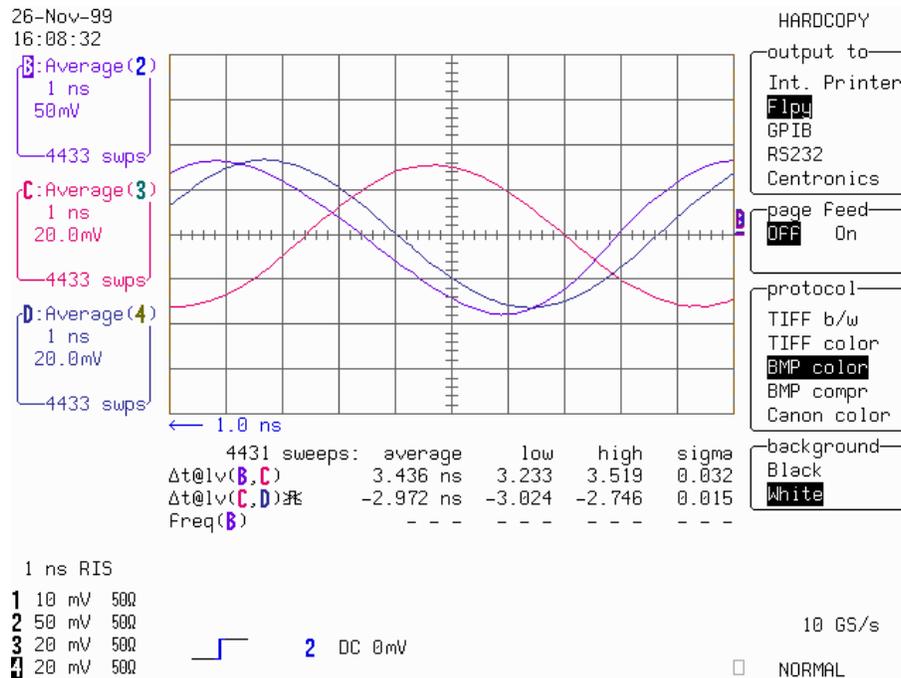


Abb. 6.8: Display am Oszilloskop LC374A während der Energiemessung bei RFQ-Ausschußenergie 1.91 MeV.

Energiesmessung mit den Phasensonden

PS1 → PS2 PS3

Eingaben

Massenzahl: 4 amu

Zeitdifferenz Phasensonde 1 → 2: 3.436 ns

Zeitdifferenz Phasensonde 2 → 3: 6.246 ns

manuelle Korrektur der Bunanzahl

-5 0 +5

Ausgaben

Bunanzahl zw. PS1 und PS2: 80

genaue Energie: 1.89817578476551 MeV

Berechnen Cancel

Abb. 6.9: Fenster zur Energiebestimmung aus den am Oszilloskop abgelesenen Zeitdifferenzen.

3. Nachdem, falls erforderlich, die Spannungsempfindlichkeit angepaßt wurde, sollten nun, ähnlich wie in Abb. 6.8, die Signale aller drei Phasensonden auf dem Bildschirm zu sehen sein. Unterhalb der Kurven werden zwei Zeiten angezeigt, die mit $\Delta t@lv(\mathbf{B},\mathbf{C})$ und $\Delta t@lv(\mathbf{C},\mathbf{D})$ bezeichnet sind. Sie entsprechen den Zeiten t_1 und t_2 aus Abb. 6.4, also den Signalabständen zwischen PS1 und PS2 bzw. PS2 und PS3. Im Feld *System Setup* kann unter *Cursor/Measure* (\rightarrow Change Parameters \rightarrow more $\Delta t@lv$) eingestellt werden, ob die Zeitdifferenz zwischen den Signalen bezüglich Punkte mit gleichem *absoluten* Spannungswert, z.B. $U = 0$ V, ermittelt wird oder ob Punkte mit gleicher *relativer* Spannung, z.B. 50% der Signalamplitude, zur Berechnung herangezogen werden. Letzteres ist bei Signalen, die bezüglich der Zeitachse eine Asymmetrie aufweisen zu bevorzugen. Der statistische Fehler, der sich nach Mittelung der unter Sweeps angegebenen Anzahl von Kurvensamples ergibt, wird in der letzten Spalte angezeigt. Die Werte sollten erst dann abgelesen werden, wenn dieser Fehler hinreichend klein ist ($\sigma < 0.1$ ns). Das ist in der Regel bereits nach wenigen hundert Sweeps der Fall.
4. Der Operateur muß nun am Touch-Panel des HSI-Pultes das Eingabefenster *Energie-messung mit Phasensonden* aufrufen (siehe Abb. 6.9), das unter den Menüpunkten *Diagnose* \rightarrow *Specials* zu finden ist. In die oberen drei Felder müssen die Massenzahl der Strahlteilchen und die beiden am Oszilloskop abgelesenen Zeiten eingetragen werden. Durch drücken der Taste *Berechnen* wird in den unteren beiden Felder die Anzahl der Bunche zwischen PS1 und PS2 und schließlich die Strahlenergie in MeV ausgegeben.
5. Sollte sich herausstellen, daß die grobe Energiebestimmung zu einer falschen Bunchanzahl führt (vgl. Abschnitt 6.3), kann N mit dem in der Mitte des Fensters vorhandenen Schieber manuell verändert und die Energie erneut berechnet werden.

6.3 Ausblick

Die Flugzeitmessung der RFQ-Ausschußenergie von 1.91 MeV wurde im Verlauf verschiedener Strahlzeiten mehrfach wiederholt. Dabei stellte sich heraus, daß die Berechnung der Bunchanzahl N aus der groben Teilchengeschwindigkeit $v_{gr\ddot{o}b}$ nicht immer zum gleichen Resultat führte, sondern Schwankungen von ± 1 aufwies. Bei dieser Energie hat man es mit sehr schwachen Signalen zu tun, deren Amplitude nur noch einige 10 mV erreicht. Dies erklärt sich aus der langen Driftstrecke zwischen RFQ-Beschleuniger und den Phasensonden (11 bzw. 18 m), auf der keine longitudinale Fokussierung erfolgt, so daß der Strahl nahezu gleichförmig wird. Das hat zur Folge, daß die Ablesung der Flugzeit $t_2 \approx 6$ ns in diesem Fall eine relativ hohe Ungenauig-

keit von bis zu ~ 100 ps aufweisen kann. Dies entspricht einem relativen Fehler von 0.017. Überträgt man dies auf das Argument von Gl. 6.11 ergibt sich mit $N = 80$ ein absoluter Fehler von ± 1.3 , was schließlich zu $\Delta N = \pm 1$ führt. Diese Unsicherheit in der Bunchanzahl ist ein Problem, das bei derartigen Flugzeitmessungen aufgrund von Ablesefehlern durchaus auftreten kann, so z.B. auch beim Phasensondensystem am UNILAC der GSI Darmstadt [51]. Will man sich nicht darauf verlassen, eine falsch berechnete Bunchanzahl durch die auffallend starke Abweichung zwischen gemessener und aufgrund der Beschleunigereinstellung erwarteter Energie zu erkennen, muß das Signal einer weiteren Phasensonde PS4, die z.B. zwischen PS1 und PS2 installiert wird, in die Messung einbezogen werden. Nachdem die Energie mit Hilfe von PS1, PS2 und PS3 bestimmt wurde, kann z.B. die Zeitdifferenz zwischen den Sonden PS1 und PS4 berechnet werden. Durch Vergleich mit der Messung kann dieser Wert dann überprüft werden. Stimmt das berechnete Ergebnis nicht mit dem am Oszilloskop abgelesenen Wert überein, muß die Bunchanzahl um Eins variiert und das Ergebnis erneut verglichen werden. Bei Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Zeitdifferenzen PS1 \leftrightarrow PS4 ist die Bunchanzahl und damit die erhaltene Energie bestätigt und die Messung abgeschlossen. Um einen Irrtum in der berechneten Bunchanzahl vor allem bei kleinen Geschwindigkeiten auszuschließen, muß die Energie bei einem System aus *drei* Phasensonden zusätzlich mit einem Ablenkmagnet bestimmt werden. Erst durch den Einbau einer weiteren Sonde könnte darauf verzichtet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] R. von Hahn, R. Cee, M. Grieser, V. Kössler, M. Madert, S. Papureanu, H. Podlech, R. Repnow, D. Schwalm, C.M. Kleffner D. Habs, and A. Schempp. The High Current Injector at the MPI für Kernphysik in Heidelberg. In *Proc. EPAC*, Stockholm, 1998.
- [2] M. Grieser, F. Albrecht, M. Beutelspacher, R. Cee, R. von Hahn, L. Knoll, R. Repnow, D. Schwalm, K. Tetzlaff, R. Wester, and A. Wolf. The Heidelberg Heavy Ion Storage Ring TSR and the High Current Injector at the MPI Heidelberg. In *Proc. XVI RCNP Osaka International Symposium on Multi-GeV High-Performance Accelerators and Related Technology*, Osaka, 1997.
- [3] I. Lauer, U. Eisenbarth, M. Grieser, R. Grimm, P. Lenisa, V. Luger, T. Schätz, U. Schramm, D. Schwalm, and W. Weidemüller. Transverse laser cooling of a fast stored ion beam through dispersive cooling. *Phys. Rev. Lett.*, (81):2052–2055, 1998.
- [4] R. Grimm, U. Eisenbarth, M. Grieser, P. Lenisa, I. Lauer, V. Luger, D. Schwalm, and M. Weidemüller. Transverse Laser Cooling of fast Ion Beams at the Storage Ring TSR. In *Proc. Workshop on Quantum Aspects of Beam Physics*, Monterey, 1998.
- [5] R. Wester, F. Albrecht, M. Grieser, L. Knoll, R. Repnow, D. Schwalm, A. Wolf, A. Baerand, J. Levin, Z. Vager, and Z. Zaifman. Coulomb Explosion Imaging at the Heavy Ion Storage Ring TSR. *Nucl. Instr. Meth.*, A(413):379–396, 1998.
- [6] R. Wester. Spatial structure of stored molecular ions by Coulomb explosion imaging. Master's thesis, Universität Heidelberg, MPI für Kernphysik, 1999. MPI H - V28 - 1999.
- [7] R. Keller, B.R. Nielsen, and B. Torp. Metal beam production using a high current ion source. *Nucl. Instr. and Meth.*, B(37/38):74–77, 1989.
- [8] J. Arianer and R. Geller. The advanced positive ion sources. In *Annual review of nuclear and particle science*, volume 31, pages 19–51. 1981.

- [9] R. Geller, P. Ludwig, and G. Melin. Metal ion production in ECRIS. In *Review of Scientific Instruments*, volume 63 of *4th International Conference on Ion Sources*, pages 2795–800, 1992.
- [10] M. Madert. *Entwicklung und Aufbau des RFQ-Beschleunigers für den Heidelberger Hochstrominjektor*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, MPI für Kernphysik Heidelberg, 1998.
- [11] R. von Hahn. *Entwicklung des Siebenspaltresonator-Beschleunigers für den Hochstrominjektor am MPI für Kernphysik*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Dezember 1993.
- [12] E.D. Courant and H.S. Snyder. Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron. *Annals of Physics*, 3:1–48, 1958.
- [13] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 1992.
- [14] P. Strehl. *Handbook of Ion Sources*, chapter 5: Ion Beam Diagnosis. CRC Press, 1994. Auch: GSI-94-27, Preprint, April 1994.
- [15] C.M. McKenna. *High current dosimetry techniques, Radiation Effects*, volume 44. Gordon and Breach Science Publishers, Inc., Holland, 79.
- [16] NTG Neue Technologie GmbH & Co. KG, 63571 Gelnhausen-Hailer. *UHV-Komponenten und Beschleunigertechnik*. Broschüre.
- [17] R. Jung. Image Acquisition and Processing for Beam Observation. In *First European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators*, pages 54–63, Montreux, Switzerland, 1993. CERN PS/93-35 (BD), CERN SL/93-35 (BI).
- [18] P. Strehl. Beam Instrumentation and Diagnostics. GSI Darmstadt, 1998. Joint Universities Accelerator School.
- [19] M. Grieser. Persönliche Mitteilung.
- [20] National Electrostatics Corporation. *Bedienungsanleitung für Strahl-Profil-Monitor Nr. BPM5-45*, August 1973.
- [21] Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg. *Ein Mikroprozessor-gesteuertes Strahl-diagnosesystem*, 1980. Jahresbericht.

- [22] M. Fradj. Beschreibung Profilgitter-Meßsystem. Technical report, Gesellschaft für Schwerionenphysik, Darmstadt, März 1995.
- [23] J.B. Franczak. Programm MIRKO, 1989. GSI Darmstadt.
- [24] Analog Devices. *Monolithic Precision, Low Power FET-Input Electrometer Op Amp AD515*. Datenblatt.
- [25] H. Schneider. Persönliche Mitteilung.
- [26] National Semiconductors. *Monolithic Sample-and-Hold Circuit LF398*. Datenblatt.
- [27] H.-D. Junge und A. Möschwitzer. *Lexikon Elektronik*. VCH Verlagsgesellschaft, 1994.
- [28] P. Strehl. Persönliche Mitteilung.
- [29] J.L. Yntema and F. Nickel. Targets for heavy ion beams. In K. Bethge, editor, *Lecture Notes in Physics*, Experimental Methods in Heavy Ion Physics, pages 206–233. 1978.
- [30] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark. SRIM 2000, The Stopping and Range of Ions in Matter, 1998. IBM Research.
- [31] H.P. Beck und R. Langkau. Die Sekundärelektronen-Ausbeute verschiedener Materialien bei Beschuß mit leichten Ionen hoher Energie. *Z. Naturforsch.*, (30a):981–985, 1975.
- [32] R.W. Schmieder and C.L. Bisson. Enhanced performance of the LBL/SNLL leaky EBIS: evidence for cooling of trapped heavy ions. *Rev. Scient. Instr.*, 61(1):256–258, 1990.
- [33] B. Hochadel. Ein Strahlprofilmonitor nach der Methode der Restgasionisation für den Heidelberger Testspeicherring TSR. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1990. MPI H-1990-V19.
- [34] Th. Schotmann. Das Auflösungsvermögen der Restgasionisations-Strahlprofilmonitore für Protonenstrahlen in PETRA und HERA. Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1993.
- [35] M. Schulz-Rojahn. *Messung von Strahlprofilen am internen COSY-Protonenstrahl mittels Restgasionisation*. Dissertation, Universität Bonn, 1998.
- [36] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI Wissenschaftsverlag, 1993.
- [37] B. Hochadel et al. A residual-gas ionization beam profile monitor for the Heidelberg Test Storage Ring. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A(343):401–414, 1994.

- [38] A. Gabel. Entwicklung eines Restgas-Monitors für Strahlprofilmessungen im Bereich höherer Teilchenströme. Diplomarbeit, Fachhochschule Wiesbaden, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Januar 1990.
- [39] The MAFIA-Collaboration. *The electromagnetic CAD-System, V3.23*. Darmstadt, 1996. Manual.
- [40] iseg Spezialelektronik GmbH, Rossendorf. *Präzisions-Hochspannungsquelle der Baureihe NIM LOW COST NHQ216L*. Bedienungsanleitung.
- [41] N. Oda and J. Urakawa. Data on ionization, excitation, dissociation and dissociative ionization of targets by helium ion bombardements (I). Report JAERI-M-84-049, Japan Atomic Energy Res. Inst., Tokai, Ibaraki, Japan, 1984.
- [42] L.I. Pivovarov, Yu.Z. Levchenko, and A.N. Grigor'ev. Ionization of gases by He^+ ions with energy 0.2–1.8 MeV. *Sov. Phys. JETP*, 27(5):699, 1968.
- [43] L.H. Toburen, W.E. Wilson, and R.J. Popowich. Secondary electron emission from ionization of water vapor by 0.3- to 2.0 MeV He^+ and He^{2+} ions. *Rad. Res.*, 82(1):27–44, 1980.
- [44] E.R. Cawthron, D.L. Cotterell, and Sir Mark Oliphant. The interaction of atomic particles with solid surfaces at intermediate energies. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A(314):39–51, 1966.
- [45] Ch. Edelmann. *Vakuumphysik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1998.
- [46] H. Vogel. *Gerthsen Physik*. Springer-Lehrbuch, 1995.
- [47] V.V. Balashov. *Interaction of Particles and Radiation with Matter*. Springer-Verlag, 1997.
- [48] R.K. Janev, L.P. Presnyakov, and V.P. Shevelko. *Physics of Highly Charged Ions*. Number 13 in Springer Series in Electrophysics. Springer-Verlag, 1985.
- [49] R. Cee. Longitudinale Strahldiagnose mit Phasensonden am Heidelberger Hochstrominjektor. Diplomarbeit, MPI für Kernphysik, Universität Heidelberg, 1997.
- [50] MOTOROLA Semiconductors Products Inc., Genf. *Richtlinien für das Arbeiten mit MECL Systemen*.
- [51] P. Strehl, J. Klabunde, V. Schaa, H. Vilhjalmsson, and D. Wilms. Das Phasensondensystem am UNILAC, Sondendimensionierung und Signalauswertung. GSI - Report 79 - 13, GSI Darmstadt, 1979.

Anhang A

Ausleseelektronik

A.1 Schaltpläne

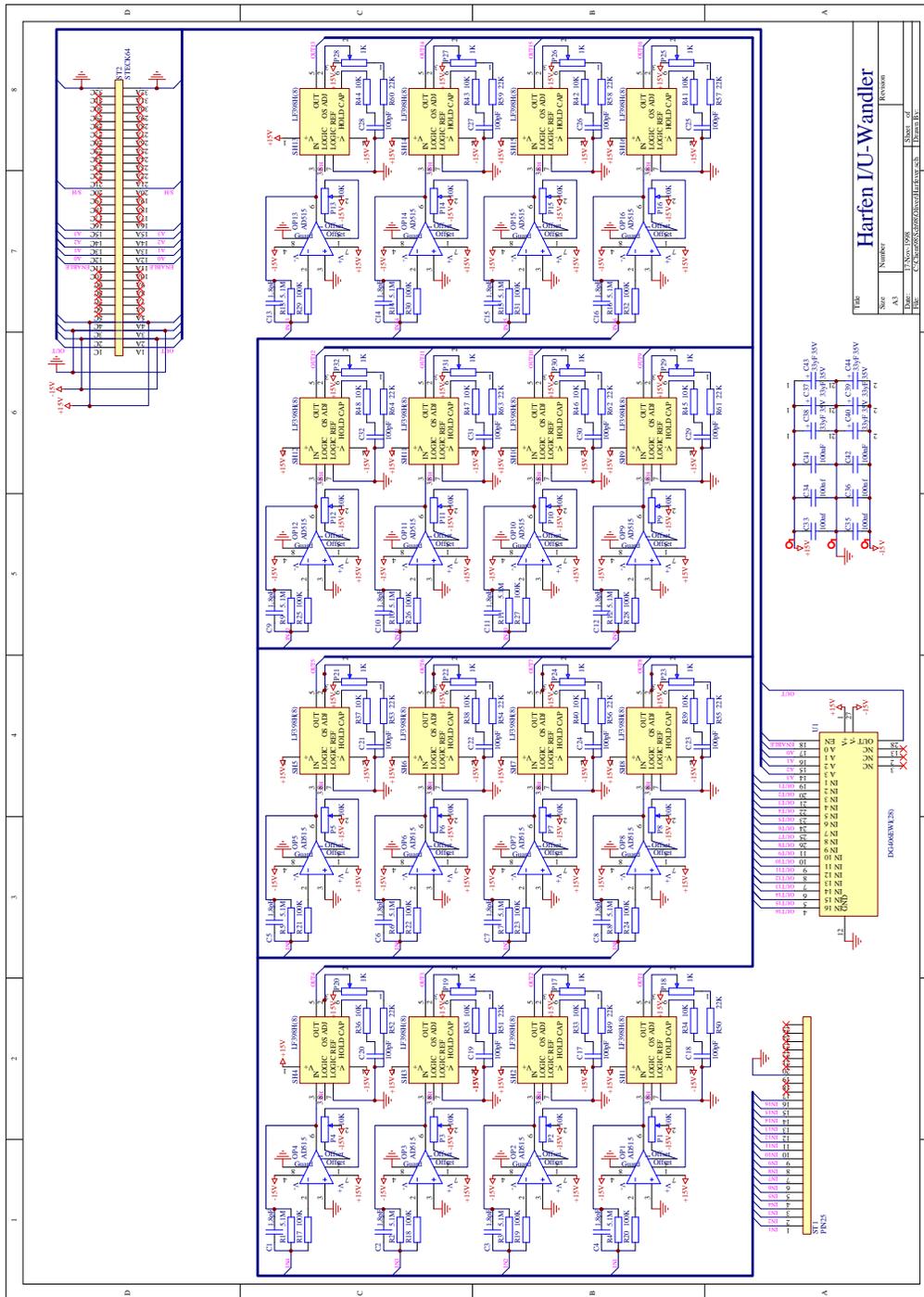


Abb. A.1: Schaltplan der Verstärkerplatine.

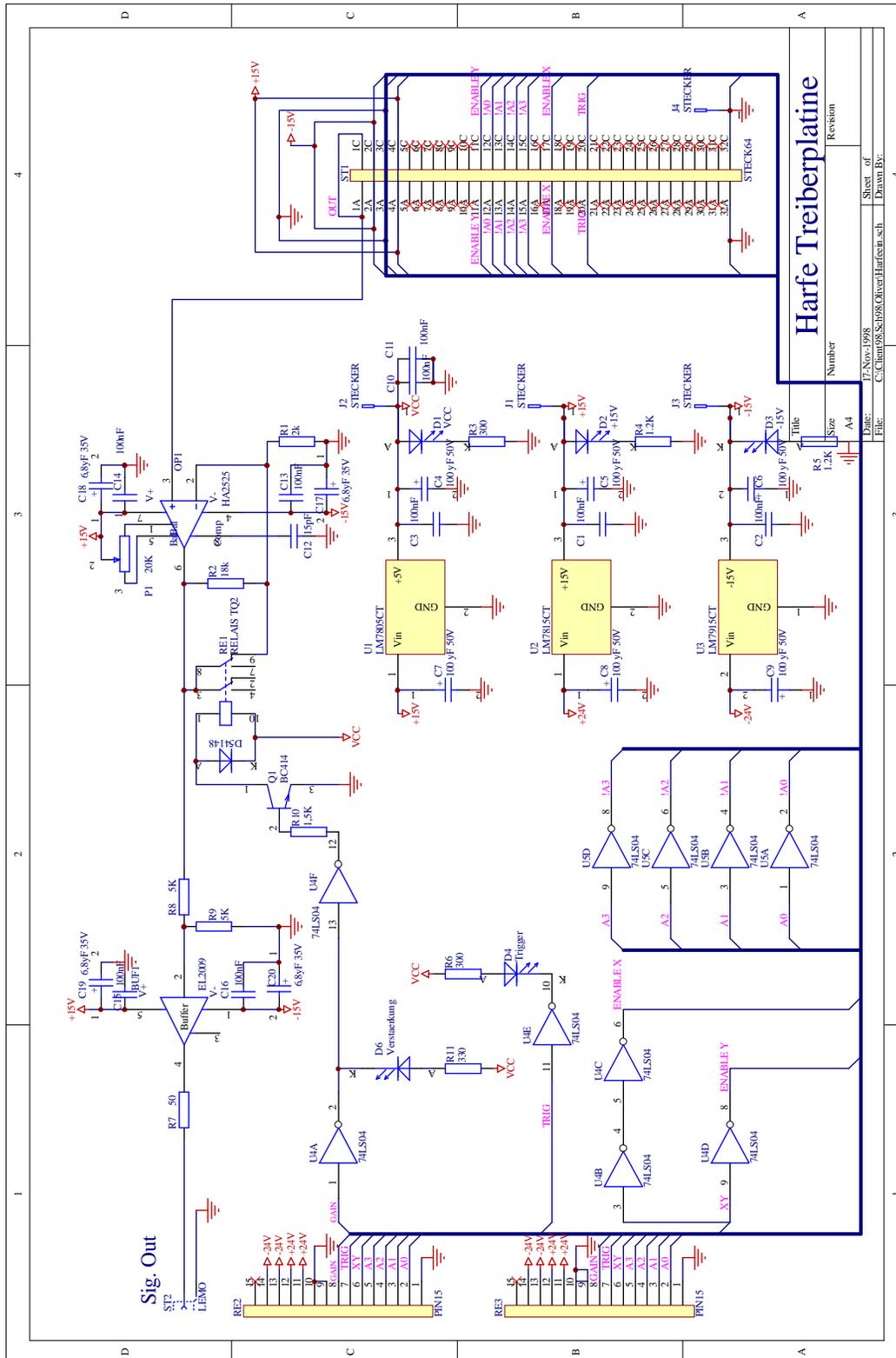


Abb. A.2: Schaltplan der Signaltreiberplatine.

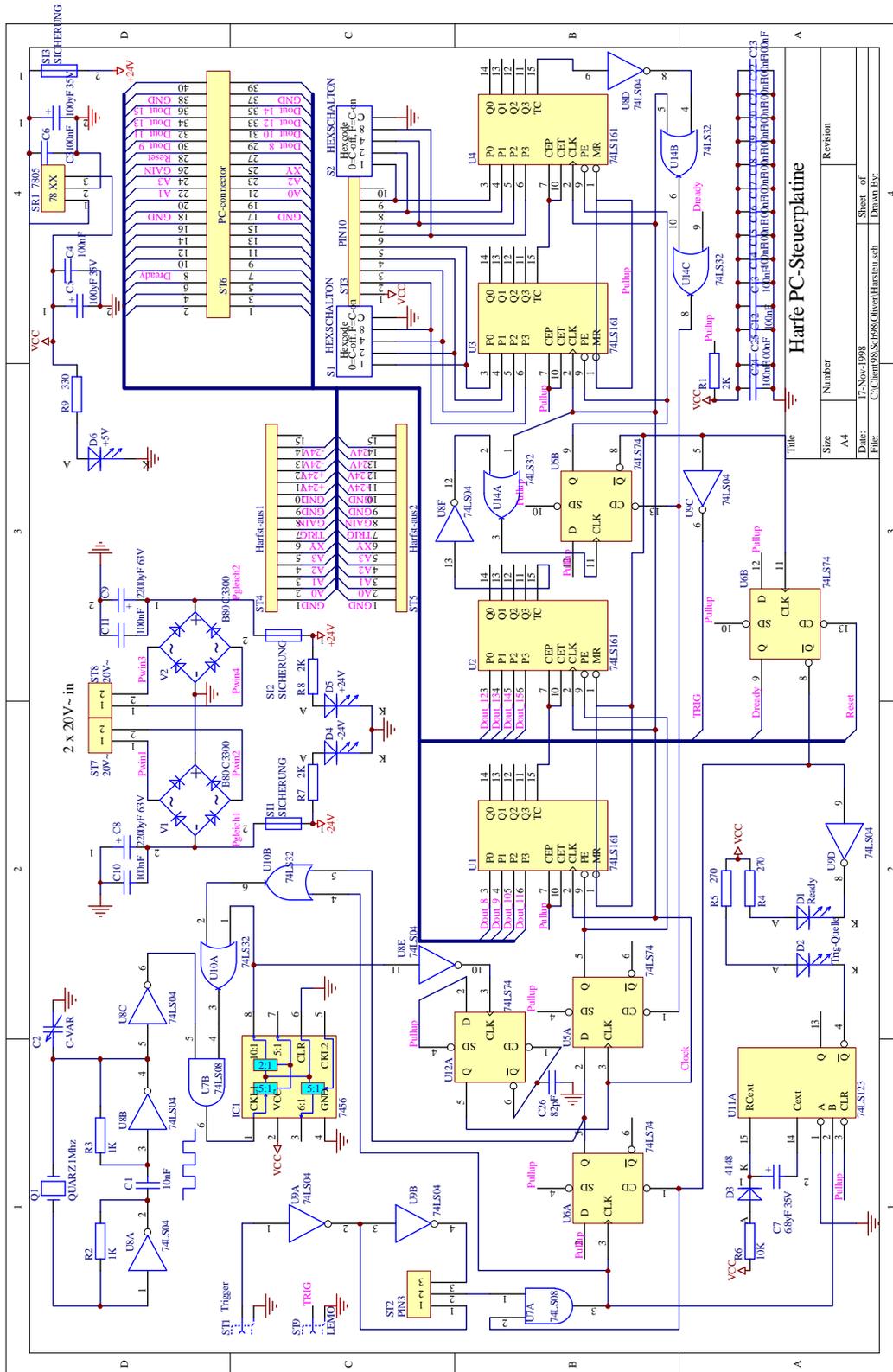


Abb. A.3: Schaltplan der Steuerplatine.

A.2 Pinbelegungen

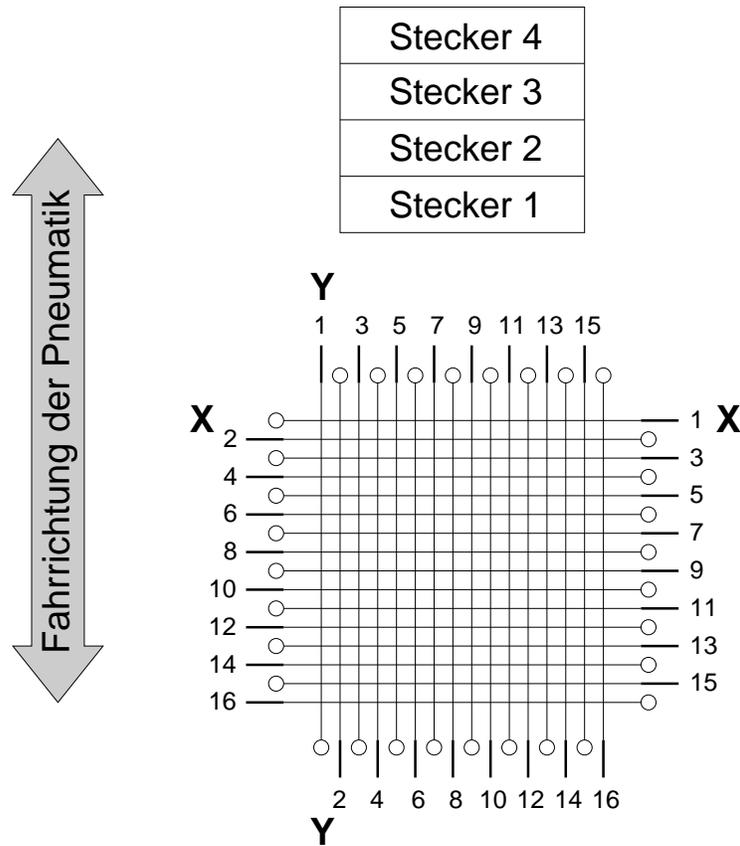


Abb. A.4: Numerierung der Gitterdrahte und Anordnung der Cannon-Stecker.

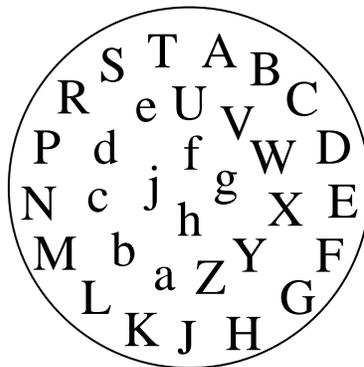


Abb. A.5: Zuordnung zwischen Beschriftung und Position der Pins auf dem Rundstecker.

Kanal-Nr. X	Cannon Steck. Nr.	Pin-Nr. auf Can. Steck.	Kanal-Nr. Y	Cannon Steck. Nr.	Pin-Nr. auf Can. Steck.
1	1	1	1	3	1
2	1	2	2	3	2
3	1	3	3	3	3
4	1	4	4	3	4
5	1	5	5	3	5
6	1	6	6	3	6
7	1	7	7	3	7
8	1	8	8	3	8
9	2	1	9	4	1
10	2	2	10	4	2
11	2	3	11	4	3
12	2	4	12	4	4
13	2	5	13	4	5
14	2	6	14	4	6
15	2	7	15	4	7
16	2	8	16	4	8

Tab. A.1: Anschlußbelegung der Gitterdrähte an die vier Cannon-Stecker.

Kanal Nr. X	Pin-Bez. auf Rundsteck.	Kanal Nr. Y	Pin-Bez. auf Rundsteck.
1	a	1	A
2	b	2	B
3	c	3	C
4	d	4	D
5	e	5	E
6	f	6	F
7	g	7	G
8	h	8	H
9	j	9	J
10	T	10	K
11	U	11	L
12	V	12	M
13	W	13	N
14	X	14	P
15	Y	15	R
16	Z	16	S

Tab. A.2: Pinbelegung der Vakuumdurchführung (32-poligen Rundstecker) beim Profilmutter.

Pin Nr.	Belegung
1	Analog Eingang 1
2	Analog Eingang 2
3	Analog Eingang 3
4	Analog Eingang 4
5	Analog Eingang 5
6	Analog Eingang 6
7	Analog Eingang 7
8	Analog Eingang 8
9	Analog Eingang 9
10	Analog Eingang 10
11	Analog Eingang 11
12	Analog Eingang 12
13	Analog Eingang 14
15	Analog Eingang 15
16	Analog Eingang 16
19	Masse

Tab. A.3: *Belegung der 25-Pol Frontstecker der Verstärkerplatinen.*

Pin Nr.	Belegung
1	Analog Ausgang
2	-15 V
3	Masse
4	+15 V
11	Enable (MUX Pin 18)
12	Adressauswahl 1
13	Adressauswahl 2
14	Adressauswahl 4
15	Adressauswahl 8
32	Schirm/Gehäuse

Tab. A.4: *Belegung der 64-Pol Endstecker der Verstärkerplatinen.*

Kanal Nr. X bzw. Y	Pin-Bez. auf Rundsteck.	Kanal Nr. X bzw. Y	Pin-Bez. auf Rundsteck.
1	a	17	A
2	b	18	B
3	c	19	C
4	d	20	D
5	e	21	E
6	f	22	F
7	g	23	G
8	h	24	H
9	j	25	J
10	T	26	K
11	U	27	L
12	V	28	M
13	W	29	N
14	X	30	P
15	Y	31	R
16	Z	32	S

Tab. A.5: Pinbelegung der Vakuumdurchführung (32-poligen Rundstecker) beim Restgasmonitor.

Anhang B

Konstruktionszeichnungen

B.1 Restgasmonitor

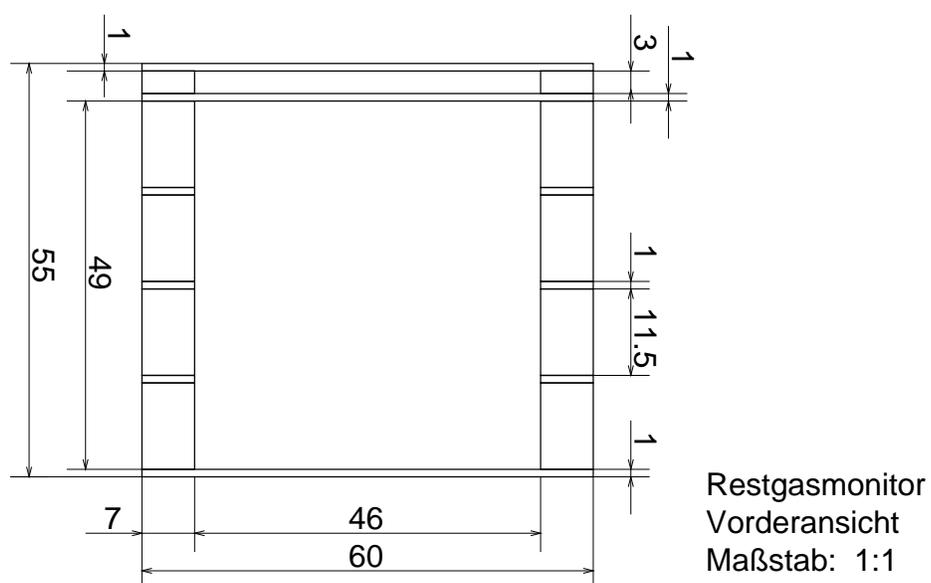


Abb. B.1: Der zusammengebaute Restgasmonitor von vorne betrachtet.

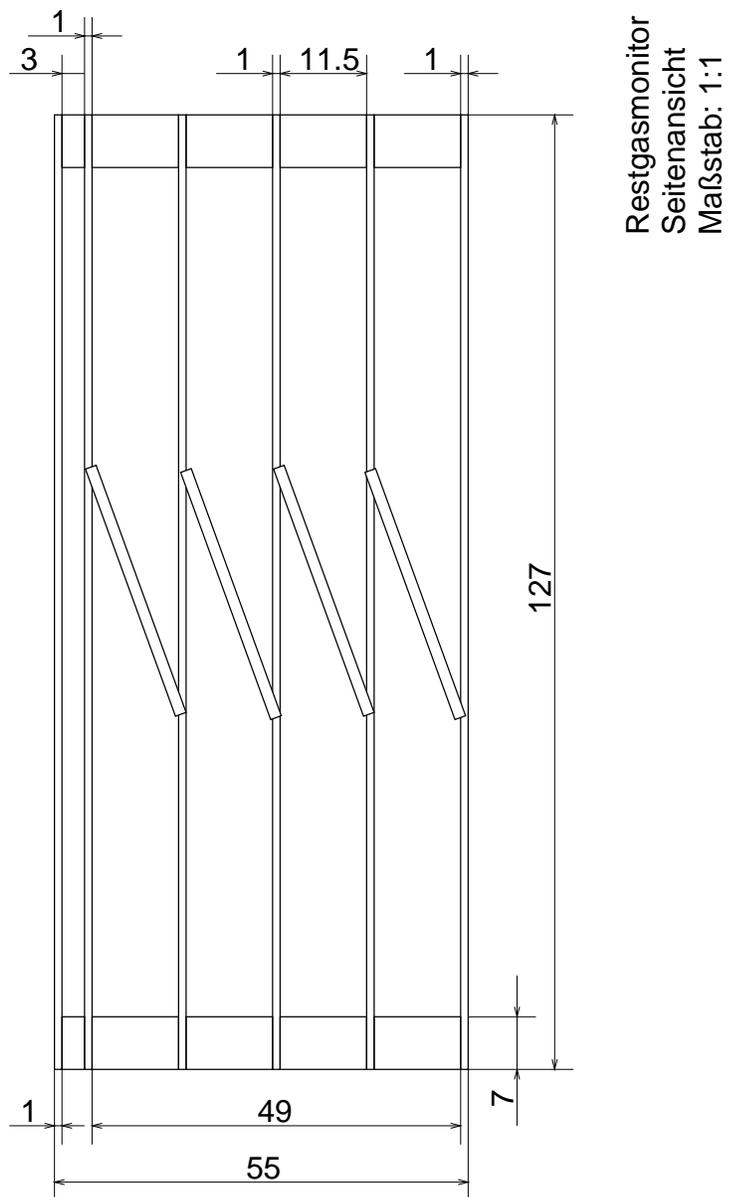


Abb. B.2: Die Seitenansicht des zusammengebauten Restgasmonitors.

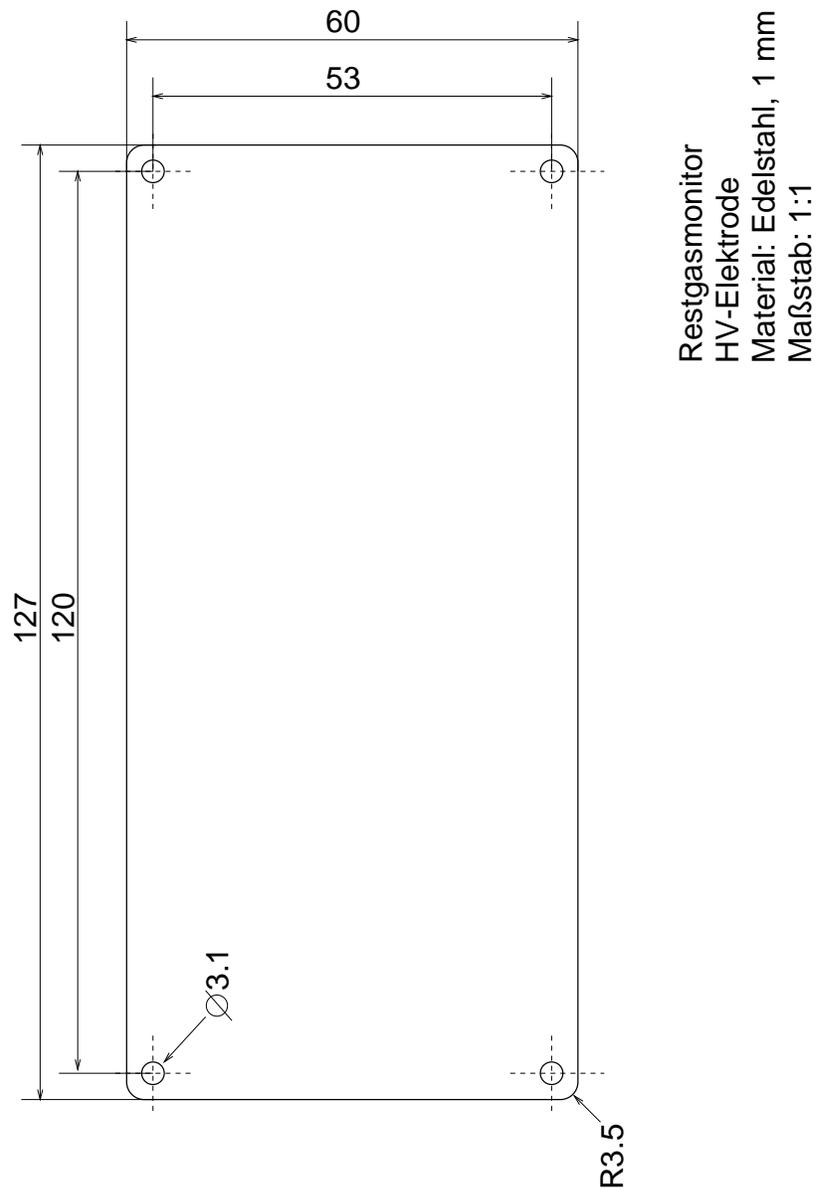


Abb. B.3: Hochspannungselektrode des Restgasmonitors.

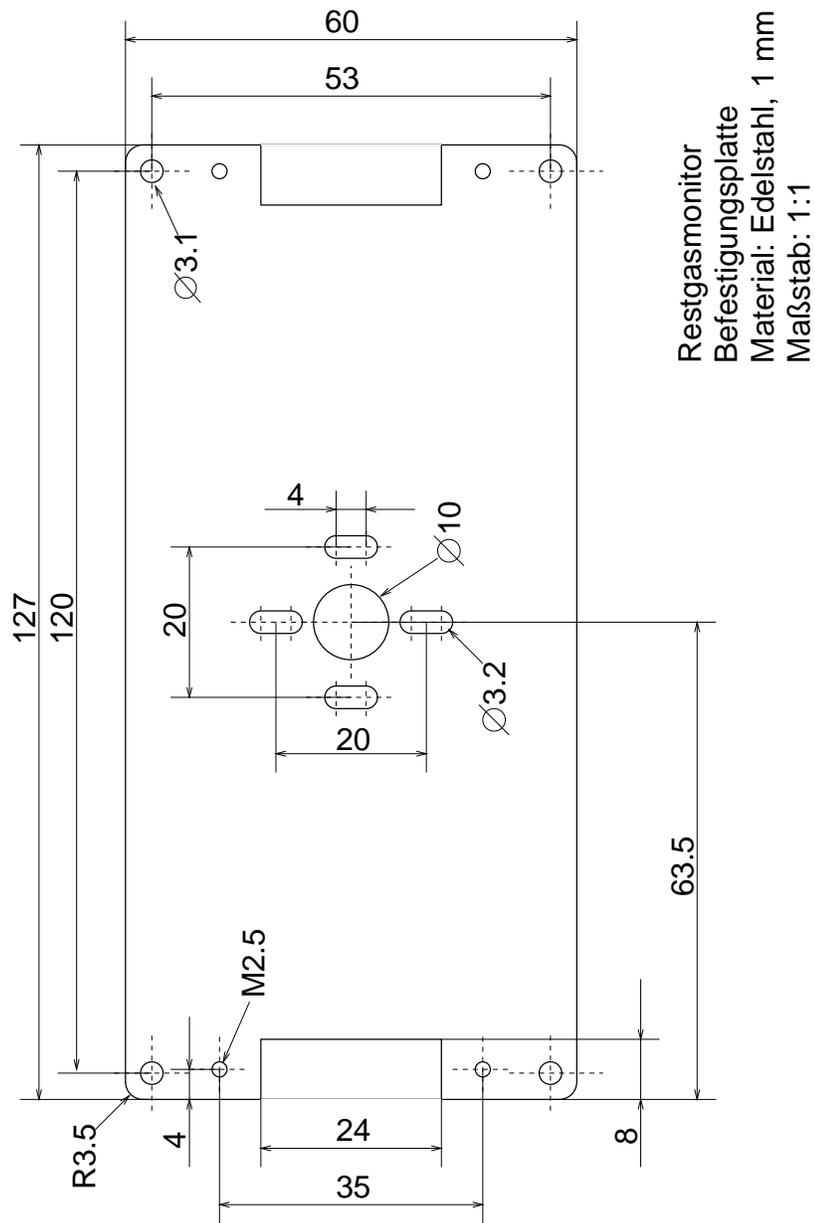
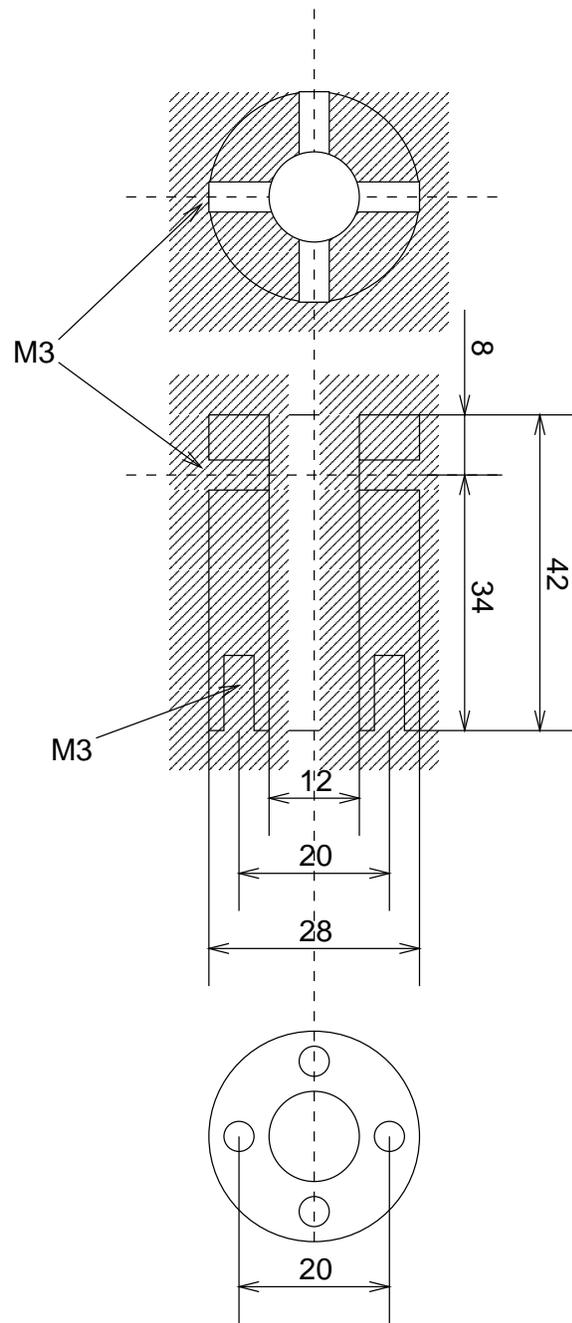
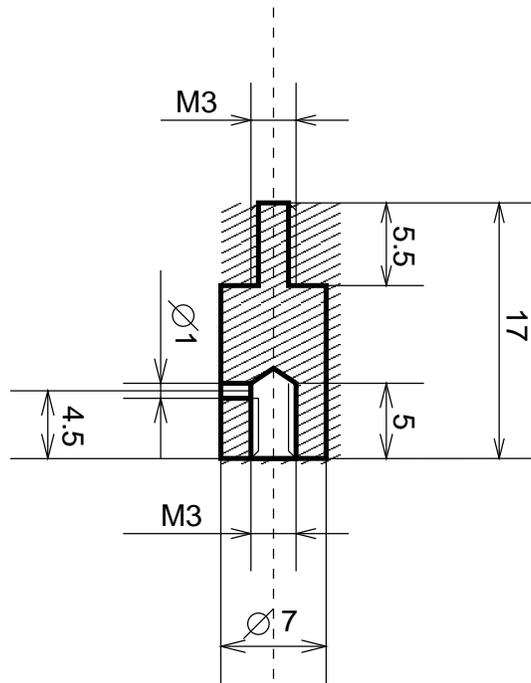


Abb. B.4: Befestigungsplatte des Restgasmonitors.

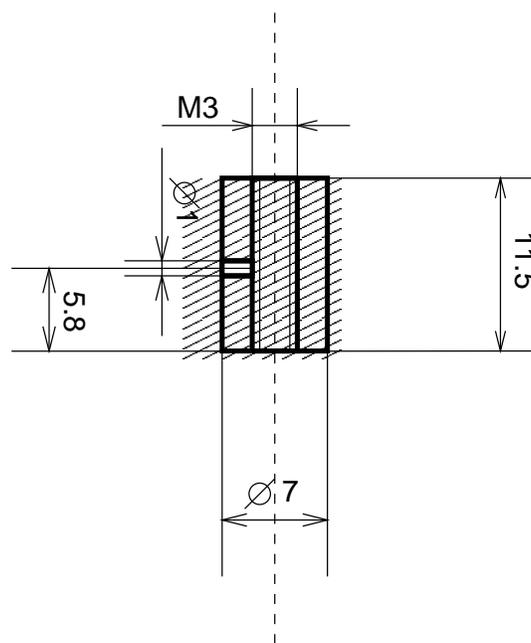


Restgasmonitor
Befestigungszylinder
Material: Edelstahl
Maßstab: 1:1

Abb. B.5: Befestigungszylinder des Restgasmonitors.



Restgasmonitor
Isolationsrohr, Typ A
Material: PEEK
Maßstab: 1:1



Restgasmonitor
Isolationsrohr, Typ B
Material: PEEK
Maßstab: 1:1

Abb. B.6: Isolationsrohre zwischen den Streifenelektroden.

Flansch für Restgasmonitor

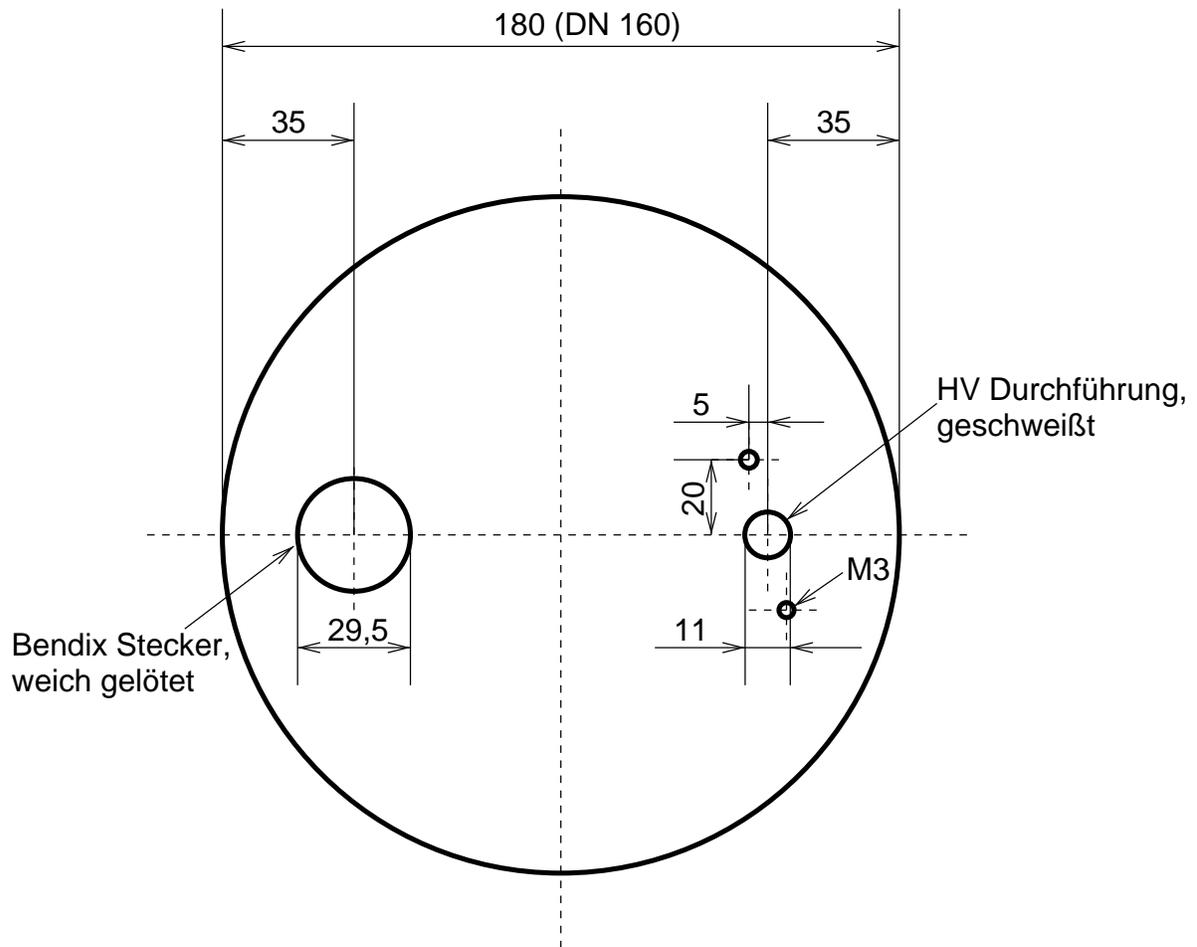


Abb. B.7: Edelstahlflansch (DN 160) des Restgasmonitors mit den Bohrungen für die Hochspannungs- und Signaldurchführung.

B.2 Strahltransformator

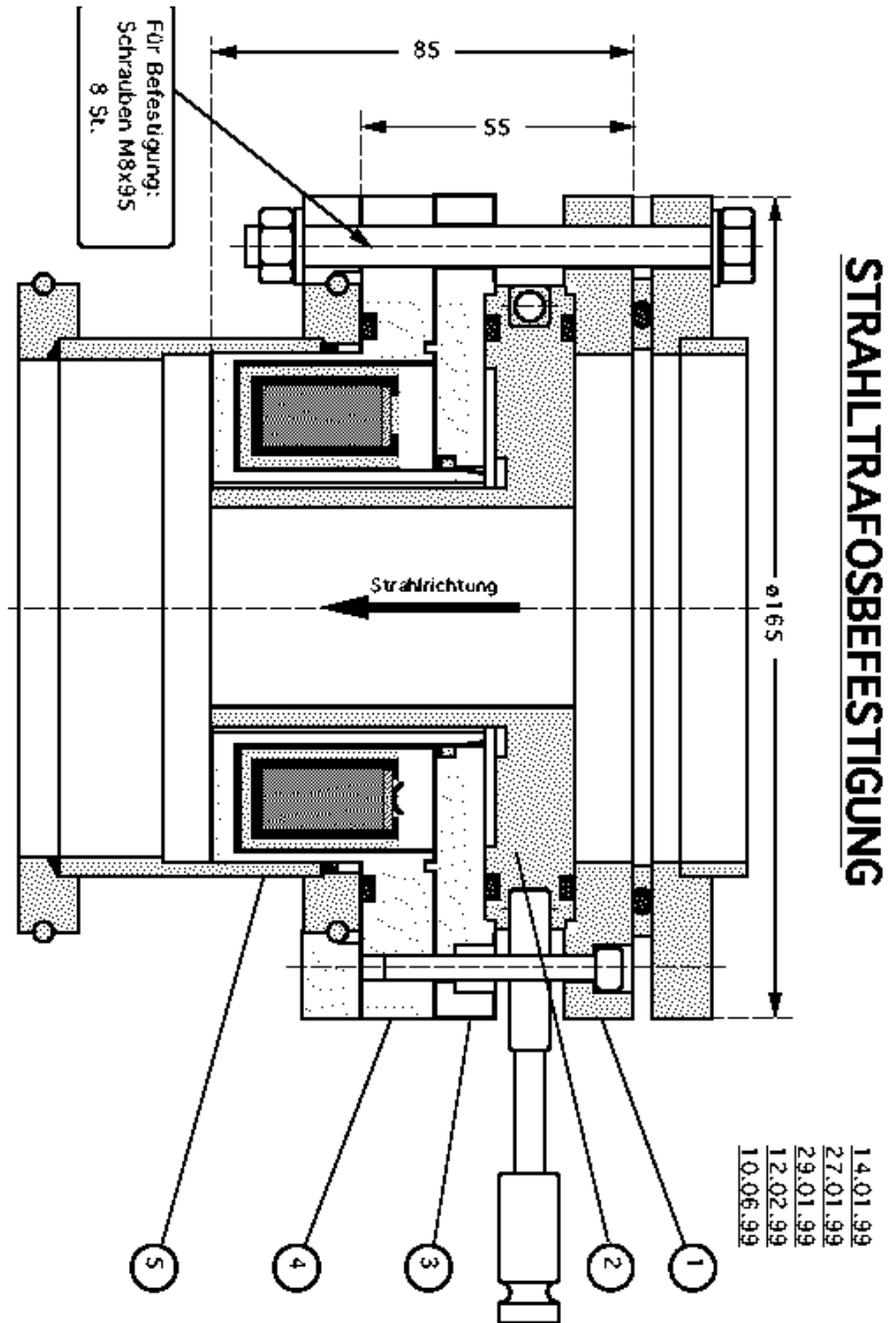


Abb. B.8: Befestigung: Übersicht.

Index

- Abbildungselektrode, 57
- Abtast-Halte-Schaltung, 33
- Afterglow-Effekt, 54
- Akzeptanz, 21
- Bahn
 - zentrale, 9
- Bayard-Alpert-Manometer, 69
- Bunch, 14
- CCD-Kamera, 19
- CHORDIS, 4
- Coulomb-Explosion-Imaging, 3
- Courant, 12
- CW-Strahl, 14
- DC-Strahl, 14
- Draht-scanner, 23
- ECR-Quelle, 4
- Elektroden
 - feldformende, 56
- Emittanz
 - horizontale, 21
 - longitudinale, 21
 - normierte, 21
 - vertikale, 21
- Energieakzeptanz, 12
- Erfassungszeit, 34
- Ersatzfeldlänge
 - homogene, 64
- EZR-Quelle, 4
- Faraday Cup
 - gekühlt
 - indirekt, 16
- Faraday-Cup, 15
 - gekühlt
 - direkt, 16
 - strahlungsgekühlt, 16
 - wassergekühlt, 16
- Finite-Integrations-Theorie, 92
- full-width at half maximum, 17
- Gaußscher Satz, 101
- Gausscher Satz, 85
- Geschwindigkeitsverteilung
 - Maxwellsche, 81
- Glühkathoden-Ionisationsmanometer, 69
- Gleichverteilungssatz, 82
- Halbwertsbreite, 17
- Haltezeit, 34
- Harfe, 23
- Herzogblenden, 64
- Hochstrominjektor, 4
- HSI, 4
- I-U-Wandler, 32
- Ionisation
 - dissoziative, 68
 - nichtdissoziative, 68
- Ionisationsquerschnitt
 - totaler, 69

- Kaltkathoden-Ionisationsmanometer, 69
- least squares fit, 73
- Leuchttarget, 18
- MAFIA, 64, 92
- MCP, 56
- Methode der kleinsten Quadrate, 73
- Microstrip, 105
- Mikrokanalplatte, 56
- Multiplexer, 36
- Nachbeschleuniger, 3
- Ohmsches Gesetz, 32
- Peakstrom, 14
- PEEK, 63
- Penning-Manometer, 69
- Phasenabweichung
 - maximale, 12
- Phasenellipse, 12
- Phasensonde, 101
- Profilgitter, 23
- Reed-Kontakt, 62
- Restgasmonitor, 55
 - Justierung, 65
- RFQ, 4
- Sample-and-Hold-Schaltung, 33
- Schutzrohrkontakt, 62
- Sekundärelektronen-Ausbeute, 49
- Separatrix, 12
- Siebenspaltresonator, 4
- Snyder, 12
- Sollbahn, 9
- Sollphase, 10
- Sollteilchen, 9
- sputtering, 48
- Steerer, 15
- Stefan-Boltzmann-Gesetz, 45
- Steuermodul, 38
- Stoßparameter
 - minimaler effektiver, 83
- Strahl
 - kontinuierlicher, 14
- Strahlbreite, 17
- Strahldiagnose, 9
- Strahleinhüllende, 17
- Strahlenvelope, 17
- Strahlhalo, 17
- Strahlprofil, 17
- Strahlprofilgitter, 23
- Strahlradius, 17
- Strahlstrom, 14
- Streifenelektroden, 56
- Streifenleiter, 105
- Synchrotronschwingung, 12
- Szintillator, 18
- Tastverhältnis, 14
- Teilchendichte, 69
- Teilchenstrom, 14
- Testspeicherring, 3
- Transmission, 15
 - eines Strahlprofilgitters, 42
- TSR, 3
- TTL-Signal, 33
- Verstärker
 - nichtinvertierender, 36
- Verstärkermodul, 32
- Zerstäubungsrate, 48
- Zwei-Sigma-Definition, 17