

**Der  $0^\circ$ -Spektrograph  
am  
Raster-Ionenmikroskop SNAKE**

**Diplomarbeit  
von  
Andreas Hauptner**

16. Dezember 1999

Fakultät für Physik  
der  
Technischen Universität München  
Teilinstitut E12



# Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit bestand im Aufbau und der Inbetriebnahme des  $0^\circ$ -Spektrographen am Raster-Ionenmikroskop *SNAKE*. Dieses Instrument erweitert die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten des Ionenmikroskops um Transmissionsmessungen mit einer Energieauflösung im Bereich von  $\Delta E/E \approx 1 \cdot 10^{-5}$ . Dadurch werden sowohl Dickenmessungen mit Auflösungen bis zu einatomaren Schichten als auch ganz grundlegende Experimente möglich, die sich mit der Wechselwirkung zwischen hochenergetischen Ionen und Materie beschäftigen.

Die ionenoptischen Grundlagen des Spektrographen werden ausführlich behandelt. Der vertikale  $90^\circ$ -Magnet als zentrales Element erlaubt dabei eine ionenoptische Abbildung in die Fokalebene mit hoher Qualität. Um die projektierte Energieauflösung zu erreichen, ist jedoch eine weitergehende, flexible Fokussierung des Ionenstrahls notwendig. Daher wurde der Spektrograph durch zwei Quadrupol-Linsen vervollständigt.

Um den Spektrographen betreiben zu können, wurde ein CCD (charge coupled device)-Zeilensensor als Fokalebenendetektor gewählt. Dieser bietet eine Ortsauflösung von  $14 \mu m$ . Seine prinzipielle Eignung für die Detektion sowohl von leichten wie auch von schweren Ionen wurde experimentell mit 20 MeV Protonen und 90 MeV Schwefelionen nachgewiesen. Bei 20 MeV Protonen konnten dabei effektive Zählraten von ca.  $100 kHz$  erreicht werden. Es zeigte sich, daß die Strahlenbeständigkeit des CCD-Detektors ausreicht, um auf einem Pixel des Detektors zwischen  $10^7$  und  $10^8$  Protonen nachzuweisen.

In ersten Experimenten konnte die Einsetzbarkeit des Spektrographen einschließlich des Fokalebenendetektors demonstriert werden.

Mit 20 MeV Protonen wurde eine relative Energieauflösung von  $\Delta E_{FWHM}/E = 1.3 \cdot 10^{-4}$  erreicht und Energieverlustmessungen an Goldfolien durchgeführt. Die Auflösung war hier noch durch den Strahl beschränkt.

In einer Strahlzeit mit 90 MeV Schwefelionen wurde eine relative Energieauflösung von  $\Delta E_{FWHM}/E = 3.8 \cdot 10^{-5}$  erreicht. Dadurch scheint die projektierte Energieauflösung und damit auch der Einsatz des  $0^\circ$ -Spektrographen für die geplanten Experimente in absehbarer Zeit möglich.



# Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Geplante Ionentransmissionsexperimente mit <i>SNAKE</i></b>	<b>3</b>
2.1 Dickenmessungen . . . . .	3
2.2 Experimente zur Wechselwirkung hochenergetischer Ionen mit Materie	8
<b>3 Der <math>0^\circ</math>-Spektrograph</b>	<b>11</b>
3.1 Überblick über den Spektrographen . . . . .	11
3.2 Ionenoptik 1. Ordnung . . . . .	13
3.2.1 Der senkrechte $90^\circ$ -Dipolmagnet VTM . . . . .	17
3.2.2 Das erste Quadrupol-Singlett $Q_1$ . . . . .	19
3.2.3 Das zweite Quadrupol-Singlett $Q_2$ . . . . .	19
3.2.4 Das kombinierte Linsensystem . . . . .	20
3.3 Die Orientierung und Energiedispersion der Fokalebene . . . . .	21
3.4 Abbildungsfehler zweiter Ordnung . . . . .	25
<b>4 Der Fokalebenendetektor</b>	<b>27</b>
4.1 Anforderungen an den Detektor . . . . .	27
4.2 Mögliche Detektortypen . . . . .	28
4.3 Optischer Zeilensensor als Fokalebenendetektor . . . . .	32
4.3.1 Funktionsprinzip des Zeilensensors . . . . .	32
4.3.2 Digitale Ansteuerung des Chips . . . . .	33
4.3.3 Analoge Signalaufbereitung . . . . .	36
4.3.4 Anbindung an das Datenaufnahmesystem . . . . .	37
4.3.5 Detektormontage am senkrechten Strahlrohr . . . . .	38
<b>5 Erste Experimente mit dem <math>0^\circ</math>-Spektrographen</b>	<b>41</b>
5.1 Eignung des Fokalebenendetektors für leichte und schwere Ionen . . . . .	41
5.1.1 Detektorsignale für 20 MeV Protonen . . . . .	41

---

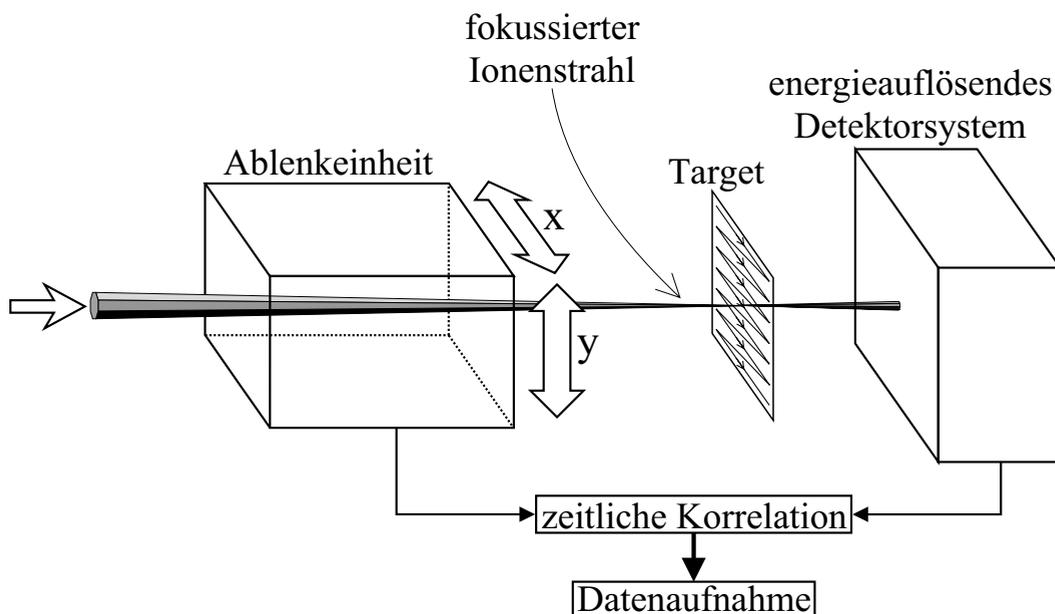
5.1.2	Detektorsignale für 90 MeV Schwefelionen . . . . .	44
5.2	Transmissionsmessungen mit 20 MeV Protonen . . . . .	46
5.2.1	Eichung des Spektrographen und Energieauflösung . . . . .	47
5.2.2	Energieverlustmessungen an Goldfolien . . . . .	51
5.3	Transmissionsmessungen mit 90 MeV Schwefelionen . . . . .	54
5.3.1	Energieeichung mit $S^{8+}$ -Ionen und Energieauflösung . . . . .	54
5.3.2	Energieverlustmessungen an dünnen Kohlenstoffolien mit $S^{13+}$ -Ionen . . . . .	56
5.4	Strahlenschäden . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>63</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>67</b>
A.1	Eingabe-Datei für TRANSPORT . . . . .	67
A.2	Elektronische Schaltungen . . . . .	68
<b>B</b>	<b>Danksagung</b>	<b>71</b>

# 1. Einleitung

Gegenwärtig werden am Münchner Tandembeschleuniger erste Experimente mit einem dort entwickelten und aufgebauten Raster-Ionenmikroskop unternommen. Zentrale Komponenten dieser Einrichtung sind eine supraleitende Multipol-Linse zur Fokussierung des Ionenstrahls [1], sowie zahlreiche Mikroschlitze, die eine räumliche und energetische Beschneidung des Strahls ermöglichen [2]. Dieses Projekt, das unter dem Namen *SNAKE* (supraleitendes Nanoskop für angewandte kernphysikalische Experimente) bekannt ist, hebt sich von anderen, bereits existierenden Raster-Ionenmikroskopen aus mehreren Gründen ab. Diese arbeiten in der Regel nur mit Protonenstrahlen einer Energie bis zu  $3\text{ MeV}$ . Das Raster-Ionenmikroskop *SNAKE* hingegen kann Protonen mit Energien bis zu  $30\text{ MeV}$  sowie Schwerionen mit einem Masse-Energie-Produkt von maximal  $(200\text{ MeV} \cdot A) / q^2$  fokussieren. Als Designziel soll dabei ein Strahldurchmesser von  $100\text{ nm}$  mit einem Strahlstrom von  $100\text{ ppA}$  erreicht werden.

Darüberhinaus zeichnet sich das Raster-Ionenmikroskop *SNAKE* durch die sehr umfangreiche Instrumentierung für materialanalytische Untersuchungen in einer großzügig konzipierten Targetkammer aus. Dazu zählen neben bereits etablierten Messmethoden wie *PIXE* (Particle Induced X-Ray Emission) und *RBS* (Rutherford Backscattering) auch eine dreidimensional ortsauflösende Wasserstoffanalytik, die auf dem physikalischen Prinzip der Proton-Proton-Streuung basiert [3].

Neben diesen Versuchsanordnungen stellt die sogenannte Raster-Ionentransmissionsmikroskopie (*STIM* = Scanning Transmission Ion Microscopy) eine weitere Betriebsart des Raster-Ionenmikroskops dar. Diese ermöglicht ortsauflösende Dicken- bzw. Dichtenmessungen der zu untersuchenden Probe. In der folgenden Abbildung 1.1 ist der prinzipielle Aufbau eines *STIM*-Experimentes veranschaulicht. Mit einer magnetischen oder elektrostatischen Ablenkeinheit wird der fokussierte Ionenstrahl über die Probe gerastert und die Energie der transmittierten Ionen mit einem Detektor analysiert. Der Energieverlust in der Probe läßt dabei Rückschlüsse auf deren Dicke zu. Durch eine zeitliche Koordinierung des durchstrahlten Probenortes mit dem Signal des energieauflösenden Detektors können so zweidimensionale Dicken- bzw. Dichtenprofile der Probe bestimmt werden. Am Raster-Ionenmikroskop *SNAKE* sind Dickenmessungen mit höchster Auflösung geplant. In Kapitel 2 werden daher anhand konkreter Beispiele für *STIM*-Experimente die physikalischen Grenzen der erreichbaren Dicken-



**Abbildung 1.1:** Prinzipieller Aufbau eines STIM-Experimentes.

auflösung aufgezeigt. Die geplanten Messungen, welche sich an diesem physikalischen Auflösungs-Limit bewegen sollen, stellen hohe Anforderungen an das energieauflösende Detektorsystem. Zu deren Erfüllung kommt daher nur ein Magnetspektrograph in Frage. Am Raster-Ionenmikroskop *SNAKE* wird diese Aufgabe vom  $0^\circ$ -Spektrographen übernommen. Aufgrund seines hohen Auflösungsvermögens bietet er neben den bereits genannten Dickenmessungen auch die Möglichkeit zur Durchführung von prinzipiellen Messungen zu grundlegenden Fragestellungen der Ion-Materie-Wechselwirkung. Die ionenoptischen Eigenschaften des Spektrographen, deren Kenntnis die Grundlage für die geplanten Messungen darstellt, werden in Kapitel 3 beschrieben. Zu seinem Betrieb benötigt der Spektrograph einen Fokalebenendetektor, dessen Wahl und Realisierung einen Schwerpunkt dieser Arbeit darstellt und in Kapitel 4 behandelt wird. Die Funktionsweise des  $0^\circ$ -Spektrographen ist vom Raster-Betriebsmodus des Ionen-Mikroskops unabhängig. In ersten Transmissionsexperimenten gilt es daher, die Tauglichkeit des Spektrographen ohne Strahlrasterung zu demonstrieren. Die in Kapitel 5 präsentierten Ergebnisse von bereits durchgeführten Messungen zeigen, daß der Aufbau den projektierten Zielen gerecht werden kann.

## 2. Geplante

# Ionentransmissionsexperimente am Rasterionen–Mikroskop *SNAKE*

Mit dem  $0^\circ$ -Spektrographen am Raster-Ionenmikroskop *SNAKE* sind sowohl mit leichten als auch mit schweren Ionen Experimente in Transmissionsgeometrie möglich. Dabei wird die Energie der Ionen gemessen, welche das Target durchdringen und dieses mit einem maximalen Streuwinkel von  $5\text{ mrad}$ , d.h. in  $0^\circ$ -Richtung, verlassen. Konkret sind mit dieser Methode zum einen hochauflösende, zweidimensionale Dickenmessungen von Materialproben geplant, zum anderen können auch prinzipielle Experimente durchgeführt werden, welche sich mit der Wechselwirkung zwischen hochenergetischen Ionen und Materie beschäftigen.

### 2.1 Dickenmessungen

Dickenmessungen mit hoher Auflösung sind vor allem durch physikalische Effekte begrenzt, die bei der Transmission von hochenergetischen Ionen durch Materie auftreten. Dies soll im Folgenden diskutiert werden. Außerdem werden die Anforderungen formuliert, die für die geplanten Messungen an den  $0^\circ$ -Spektrographen und seinen Fokalebenendetektor zu stellen sind.

Hochenergetische Ionen erleiden beim Durchdringen einer Probe der geometrischen Dicke  $d$  bzw. der Massenbelegung  $d_m$  einen Energieverlust  $\Delta E_{d(m)}$ . Für dünne Proben, innerhalb derer sich das Bremsvermögen  $S = \Delta E / \Delta x$  nur unmerklich ändert, ergibt sich dieser Energieverlust zu:

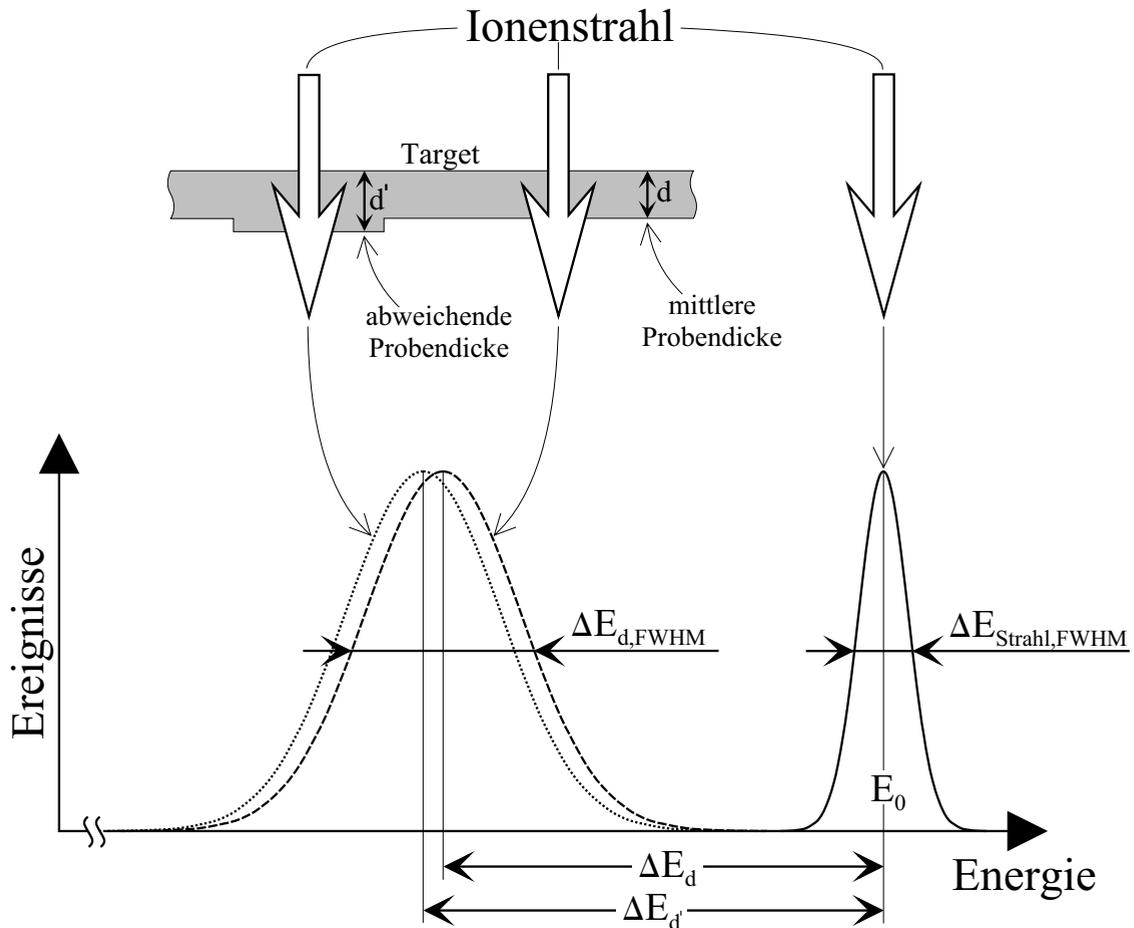
$$\Delta E_{d(m)} = S \cdot d(m) \quad (2.1)$$

Die Messung dieses Energieverlustes  $\Delta E_{d(m)}$  erlaubt bei bekanntem Bremsvermögen  $S$  einen Rückschluß auf die Probendicke, welche bestimmt werden soll. Einen begrenzenden Faktor bei diesem Unterfangen stellt die sogenannte Energieverluststreuung dar, welche die energetische Schärfe des Ionenstrahls verbreitert. Für einen Strahl der Kernladungszahl  $Z_P$ , welcher eine Probe der geometrischen Dicke  $d$ , der atomaren Dichte

$n$  und der Kernladung  $Z_T$  durchläuft, ergibt sich als Standardabweichung  $\Omega_{Bohr}$  der Verbreiterung durch die Energieverluststreuung aus einer einfachen Abschätzung von Bohr [4]:

$$\Omega_{Bohr} = \sqrt{\frac{Z_P^2 \cdot Z_T \cdot e^4 \cdot n \cdot d}{4\pi\epsilon_0^2}} \quad (2.2)$$

Diese gilt unter der Annahme, daß vollständig ionisierte Projektile, deren Geschwindigkeit größer als die Bahngeschwindigkeit der Elektronen in den Probenatomen ist, in unabhängigen Stößen mit den Elektronen der Probe wechselwirken. In Abbildung 2.1 sind die oben definierten, energetischen Größen dargestellt. Bei einem einzelnen, transmittierten Ion ist die Unsicherheit  $u_d$ , mit welcher die Probendicke  $d$  ermittelt werden



**Abbildung 2.1:** Energiespektrum des Strahls mit und ohne Target bei Transmissionsexperimenten. Unterschiedliche Probendicken führen zu verschiedenen Energieverlusten. Zu erkennen ist auch die energetische Verbreiterung des Strahls, d.h. die Energieverluststreuung.

kann, durch den Energiebereich  $\Delta E_{d,(-\Omega \leftrightarrow +\Omega)}$  innerhalb einer Standardabweichung  $\Omega$  um die Ionenenergie bestimmt. Unter Vernachlässigung aller anderen, verbreiternden Effekte, wie z.B. die Energiebreite des ursprünglichen Ionenstrahls sowie die begrenzte Auflösung des Spektrographen, ergibt sich für die von der Energieverluststreuung beschränkte, relative Dickenauflösung  $u_d/d$ :

$$\left(\frac{u_d}{d}\right)_{1 \text{ Ion}} = \frac{\Delta E_{d,(-\Omega_{Bohr} \leftrightarrow +\Omega_{Bohr})}/S}{\Delta E_d/S} = 2 \cdot \frac{\Omega_{Bohr}}{\Delta E_d} \quad (2.3)$$

Bei einer großen Anzahl  $N$  von transmittierten Ionen läßt sich die Genauigkeit der Dickenbestimmung gemäß des statistischen Faktors  $1/\sqrt{N}$  steigern:

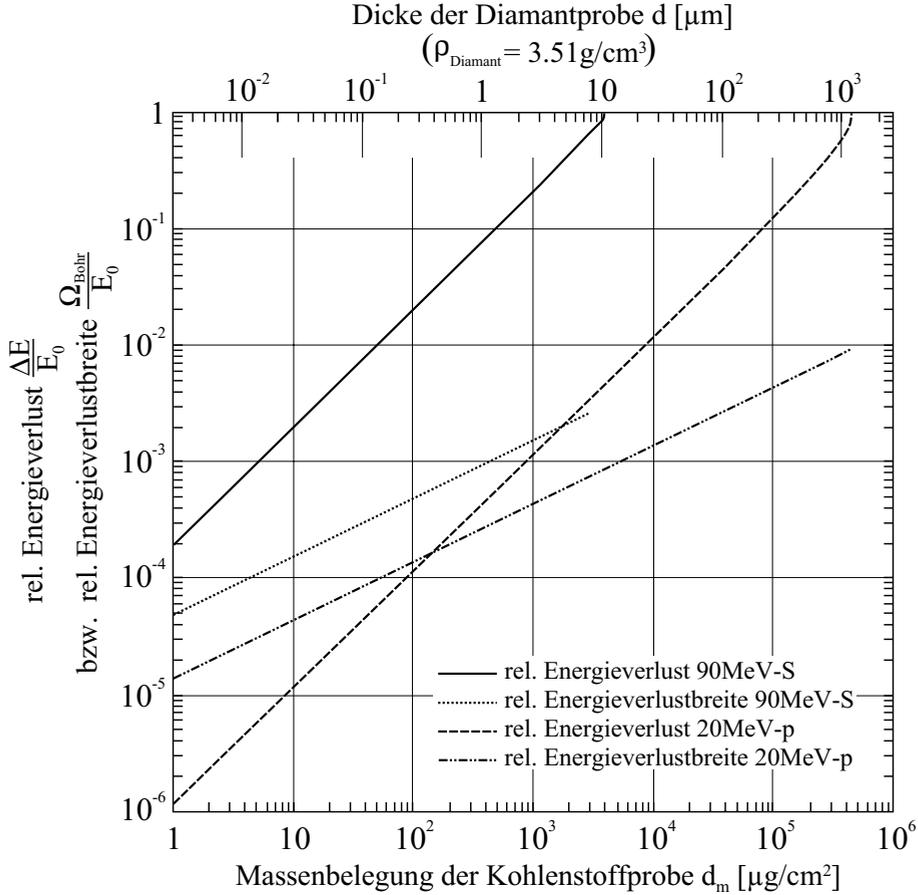
$$\left(\frac{u_d}{d}\right)_{N \text{ Ionen}} = \frac{2}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\Omega_{Bohr}}{\Delta E_d} \quad (2.4)$$

Für eine gute, relative Dickenauflösung ist also ein möglichst kleines Verhältnis von Energieverluststreuung  $\Omega_{Bohr}$  zu Energieverlust  $\Delta E_d$  wünschenswert. Im folgenden sollen quantitative Abschätzungen der erreichbaren Dickenaufösungen für verschiedene Projekttilsorten an Kohlenstoffproben gegeben werden. Um dabei von der Modifikation des Kohlenstoffs unabhängig zu sein, wird die Proben Dicke durch die Massenbelegung (Probenmasse/Fläche) ausgedrückt. Eine konkrete Modifikation des Kohlenstoffs stellt Diamant dar. Am Raster-Ionenmikroskop *SNAKE* sind an Diamantproben mittels elastischer Proton-Proton-Streuung eine dreidimensionale Wasserstoffanalytik geplant [3]. In diesem Zusammenhang sind topologische Voruntersuchungen der Diamantoberfläche nützlich, was durch hochauflösende Dickenmessungen der Probe bewerkstelligt werden kann. Deswegen sollen neben der universellen Massenbelegung alle folgenden Betrachtungen auch für die geometrische Dicke von Diamantproben angestellt werden.

Exemplarisch der am Beschleunigerlabor verfügbaren Ionenstrahlen werden 20 MeV Protonen (p), 70 MeV Kohlenstoff (C)- und 90 MeV Schwefel (S)-Ionen betrachtet. Das Bremsvermögen sowie die Reichweite in Materie unterscheiden sich für diese Ionensorten erheblich. Aus [5] entnommene Daten sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Projekttil	20 MeV p	70 MeV C	90 MeV S
Bremsvermögen in Kohlenstoff	23.35 $\frac{eV \cdot cm^2}{\mu g}$	2.231 $\frac{keV \cdot cm^2}{\mu g}$	17.78 $\frac{keV \cdot cm^2}{\mu g}$
Reichweite in Kohlenstoff	466 $\frac{mg}{cm^2}$	18.4 $\frac{mg}{cm^2}$	3.97 $\frac{mg}{cm^2}$
Bremsvermögen in Diamant	8.194 $\frac{keV}{\mu m}$	783 $\frac{keV}{\mu m}$	6.242 $\frac{MeV}{\mu m}$
Reichweite in Diamant	1.33 mm	52.3 $\mu m$	11.3 $\mu m$

In Abbildung 2.2 ist für 20 MeV Protonen und 90 MeV Schwefelionen der Energieverlust  $\Delta E$  nach [5] sowie die Energieverlustbreite  $\Omega_{Bohr}$  nach Bohr, jeweils auf

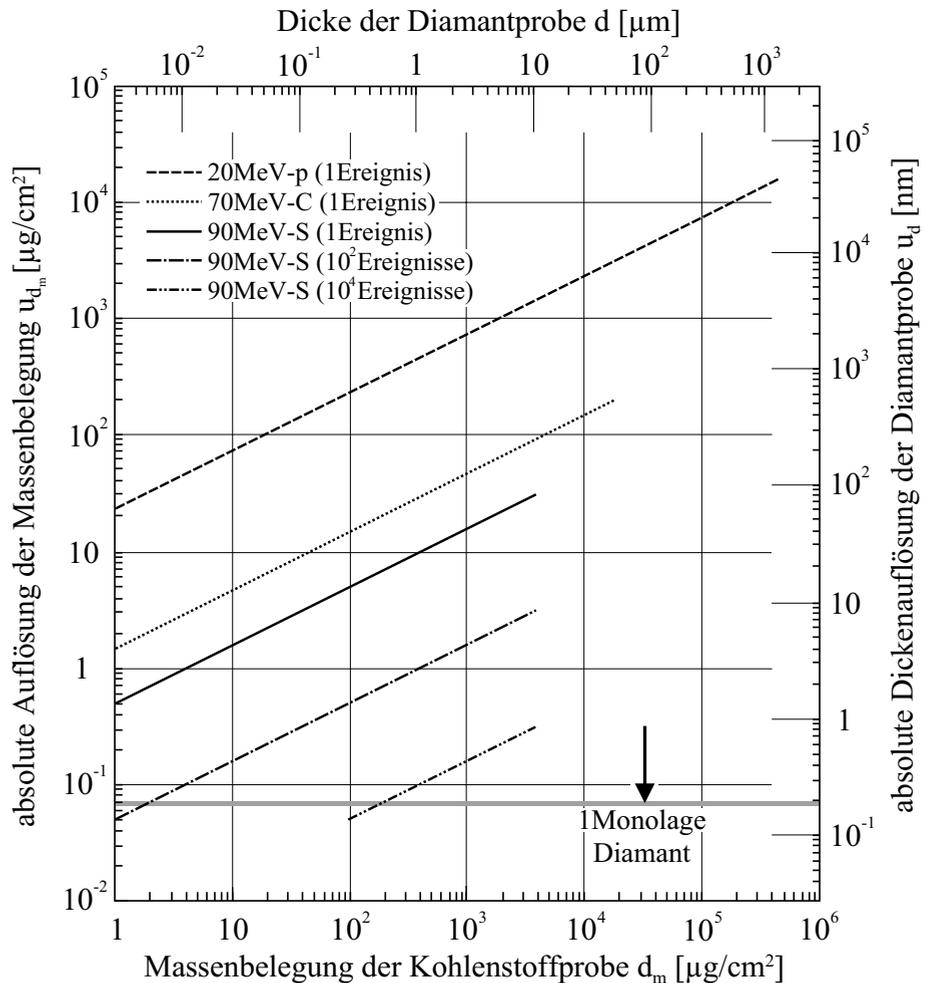


**Abbildung 2.2:** Relativer Energieverlust  $\Delta E/E_0$  nach [5] sowie relative Energieverlustbreite  $\Delta \Omega_{\text{Bohr}}/E_0$  nach Bohr von 20 MeV Protonen und 90 MeV Schwefelionen.

die ursprüngliche Strahlenergie  $E_0$  bezogen, gegen die Massenbelegung  $d_m$  einer Kohlenstoffprobe bzw. die geometrische Dicke  $d$  einer Diamantprobe aufgetragen. In dieser Darstellung erkennt man, daß schwere Ionen aufgrund des kleineren Verhältnisses von Energieverluststreuung  $\Delta \Omega_{\text{Bohr}}$  zu Energieverlust  $\Delta E_d$  wesentlich besser für hohe Dickenaufösungen geeignet sind. Der physikalische Hintergrund dazu liegt in der größeren Anzahl von Stößen, die ein schwereres und damit höhergeladenes Ion mit den Elektronen im Probenmaterial ausführt. Gleichzeitig ist wegen der geringeren Geschwindigkeit gegenüber leichteren Ionen der Energieübertrag pro Stoß kleiner. Somit ist aufgrund der größeren Stoß-Statistik für schwere Ionen die Energieverlustbreite relativ zum Energieverlust geringer. Toleriert man einen maximalen, relativen Energieverlust von 10 %, so sind allerdings aufgrund des großen Bremsvermögens für 90 MeV Schwefelionen Probendicken von mehr als  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  Kohlenstoff bzw.  $1 \mu\text{m}$  Diamant ausgeschlossen.

Gemäß Gleichung 2.3 wurde für Einzelereignisse der Transmission von 20 MeV Protonen, 70 MeV Kohlenstoff- und 90 MeV Schwefelionen die absolute Dickenauflösung  $u_{d_m}$  bzw.  $u_d$  in Abhängigkeit der Probendicke  $d_m$  bzw.  $d$  berechnet und in Abbildung 2.3 aufgetragen. Exemplarisch für die Erhöhung der Dickenauflösung mit steigender Anzahl der Transmissionsereignisse nach Beziehung 2.4 ist bei 90 MeV Schwefelionen der Kurvenverlauf für  $10^2$  bzw.  $10^4$  Ereignisse eingezeichnet. Man erkennt, daß mit schweren Ionen prinzipiell eine Auflösung von einatomaren Schichten möglich ist. Bei 90 MeV Schwefelionen und einer Statistik von  $10^4$  Ereignissen ist dies der Fall bei Diamantproben, deren Dicke einen maximalen Wert von  $0.6 \mu\text{m}$  nicht überschreitet.

Für Messungen mit hoher Dickenauflösung ergeben sich bestimmte Anforderungen an die Energieauflösung am  $0^\circ$ -Spektrographen. Bei einer sehr kleinen Massenbelegung



**Abbildung 2.3:** Absolute Dickenauflösung in Abhängigkeit der Probendicke bei Verwendung von 20 MeV Protonen, 70 MeV Kohlenstoff- bzw. 90 MeV Schwefelionen.

von ca.  $1.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , was mit Kohlenstoffolien graphitähnlicher Dichte noch zuverlässig realisiert werden kann [6], erhält man aus Abbildung 2.2 für 90 MeV Schwefelionen eine relative Energieverlustbreite von  $\Omega_{Bohr}/E_0 = 6 \cdot 10^{-5}$ . Um den Schwerpunkt des Energieverlustspektrums sinnvoll bestimmen zu können, muß der  $0^\circ$ -Spektrograph daher eine relative Auflösung von  $\Delta E_{Spektrograph}/E_0 \approx 1 \cdot 10^{-5}$  besitzen. Diese setzt sich aus folgenden, als gaussförmig angenommenen Beiträgen zusammen:

$$\Delta E_{Spektrograph}^2 = \Delta E_{Strahl}^2 + \Delta E_{Magnet}^2 + \Delta E_{Strahlfleck}^2 + \Delta E_{Detektor}^2 \quad (2.5)$$

Durch den Einsatz von Mikroschlitzen, welche den Strahl vor und nach dem  $90^\circ$ -Analysemagneten des Tandembeschleunigers auf jeweils ca.  $20 \mu\text{m}$  beschneiden, kann eine Energieschärfe des Strahls von  $(\Delta E/E_0)_{Strahl} = 1 \cdot 10^{-5}$  erreicht werden [7]. Die Stabilität des Magnetfeldes des Spektrographen kann auf  $(\Delta E/E_0)_{Magnet} \leq 1 \cdot 10^{-5}$  begrenzt werden. Bei Beschränkung der Divergenz des in den Spektrographen eintretenden Strahls auf weniger als  $\pm 1\text{mrad}$  in beiden transversalen Raumrichtungen kann die durch Abbildungsfehler hervorgerufene Strahlfleckverbreiterung in der Fokalebene so klein gehalten werden (Kapitel 3.4), daß daraus eine energetische Verbreiterung von  $(\Delta E/E_0)_{Strahlfleck} \leq 1 \cdot 10^{-5}$  resultiert. Um die oben geforderte Auflösung des Spektrographen zu erreichen, ist daher ein Fokalebenendetektor notwendig, der aufgrund der Energiedispersion in der Fokalebene (Kapitel 3.3) eine Ortsauflösung von besser als  $50 \mu\text{m}$  bietet. Die Realisierung eines solchen Fokalebenendetektors wird in Kapitel 4 beschrieben.

## 2.2 Experimente zur Wechselwirkung hochenergetischer Ionen mit Materie

Neben den eher materialanalytischen Dickenmessungen sind mit dem Ionenmikroskop SNAKE grundlegende Experimente zur Wechselwirkung von hochenergetischen Ionen mit Materie geplant. Der  $0^\circ$ -Spektrograph zeichnet sich dabei durch seine hohe Energieauflösung  $\Delta E_{Spektrograph}$  aus. An diese werden mit  $\Delta E_{Spektrograph}/E_0 \leq 1 \cdot 10^{-5}$  die gleichen Ansprüche wie bei den oben genannten Dickenmessungen erhoben.

**Ladungsabhängiger Energieverlust** Der Energieverlust, den hochenergetische, schwere Ionen beim Durchdringen von Materie erleiden, steigt quadratisch mit der für den Energieverlust maßgeblichen effektiven Ladung  $Z_{eff}^{Energieverlust}$ . Der tatsächliche Ladungszustand fluktuiert dabei entlang der Flugbahn des Ions durch die Probe. Bei sehr dünnen Proben mit Massenbelegungen von ca.  $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  kann die Probendicke den Bereich der Längenskala erreichen, auf der sich diese Ladungsfluktuationen abspielen.

In diesem Fall sind Messungen des Energieverlustes schwerer Ionen in Abhängigkeit ihrer Ladungszustände möglich. Somit sind Größen bestimmbar, welche direkt mit theoretischen Berechnungen zu vergleichen sind. Aufgrund der hohen Dichte von wechselwirkenden Elektronen sind bisherige Theorien für das Abbremsen schwerer Ionen in Materie mangelhaft.

**Energieverlustbreiten** Die Gesamtbreite  $\Omega$  des Energieverlustes von schweren Ionen in Materie setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen [8]:

$$\Omega^2 = \Omega_{Bohr}^2 + \Omega_{Ladung}^2 + \Omega_{Atom}^2 + \Omega_{Molekül}^2 \quad (2.6)$$

$\Omega_{Bohr}$  bezeichnet dabei die einfache Abschätzung der Energieverluststreuung nach Bohr (Gleichung 2.2), die für statistisch unabhängige Stöße an freien Elektronen gilt. Die Fluktuation der Projektilladung innerhalb der Probe kann eine zusätzliche Verbreiterung  $\Omega_{Ladung}$  der Energieverluststreuung nach sich ziehen.  $\Omega_{Atom}$  und  $\Omega_{Molekül}$  werden durch sogenannte Korrelationseffekte verursacht. Die dabei durch atomare bzw. molekulare Strukturen bedingte, räumliche Elektronenverteilung führt zu Stößen der hochenergetischen Ionen mit den Elektronen, welche nicht mehr unabhängig voneinander sind. Während der atomare Beitrag stets zu einer Verbreiterung der Energieverluststreuung führt, kann in Festkörpern der molekulare Beitrag eine Abnahme der Breite bewirken, d.h.  $\Omega_{Molekül}^2 < 0$ . In dünnen Folien aus einem Material mit niedriger Kernladung, wie z.B. Kohlenstoffolien, ist daher sogar mit einer Gesamtenergieverlustbreite zu rechnen, welche unterhalb der Bohrschen Breite liegt [8].

Bei Transmissionsexperimenten mit gewöhnlichen Strahlfleckgrößen im Millimeter-Bereich ergibt sich das Problem, daß über Probeninhomogenitäten integriert wird, was die exakte Bestimmung der Energieverluststreuung in Festkörpern erschwert. Der 0°-Spektrograph am Ionenmikroskop *SNAKE* hingegen sollte mit dem mikroskopisch kleinen Strahlfleck Transmissionsexperimente in lateral begrenzten Probenbereichen mit atomar glatten Oberflächen bei gleichzeitig hoher Energieauflösung ermöglichen.

**Einzelanregungen von Probenelektronen** In den Energiespektren von transmittierten Protonen besteht die Möglichkeit, Einzelanregungsprozesse von stark gebundenen Elektronen der Probenatome zu erkennen. Dadurch ist mit *STIM*-Experimenten ein Elementnachweis denkbar. Die totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_K$  bzw.  $\sigma_L$  für die Ionisation von K- bzw. L-Elektronen durch 20 MeV Protonen nach [9] sind für einige Targetmaterialien in folgender Tabelle zusammengestellt:

<i>Targetmaterial</i>	Gold (Au)	Silber (Ag)	Kupfer (Cu)
$E_{B,K-Elektron}$ [keV]	80.7	25.5	9.0
$\sigma_K$ [barn]	1.4	$8.2 \cdot 10^1$	$9.4 \cdot 10^2$
$E_{B,L-Elektron}$ [keV]	13.0	3.5	0.98
$\sigma_L$ [barn]	$2.0 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^4$	-----

$E_{B,K-Elektron}$  bzw.  $E_{B,L-Elektron}$  bezeichnen die Bindungsenergien der K- bzw. L-Elektronen. Bei Verwendung einer  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Goldfolie als Target für 20 MeV Protonen ergibt sich damit, daß ein Proton mit einer Wahrscheinlichkeit von  $p_K = 4 \cdot 10^{-7}$  eine K-Anregung und mit  $p_L = 6 \cdot 10^{-4}$  eine L-Anregung verursacht. Das Problem bei schweren Elementbestandteilen in der Materialprobe besteht also in der sehr großen Anzahl  $N$  mit  $N > 1/p_{K,L}$  von Strahlteilchen, die mit der Probe wechselwirken müssen, um Anregungsereignisse eindeutig nachweisen zu können.

## 3. Der $0^\circ$ -Spektrograph

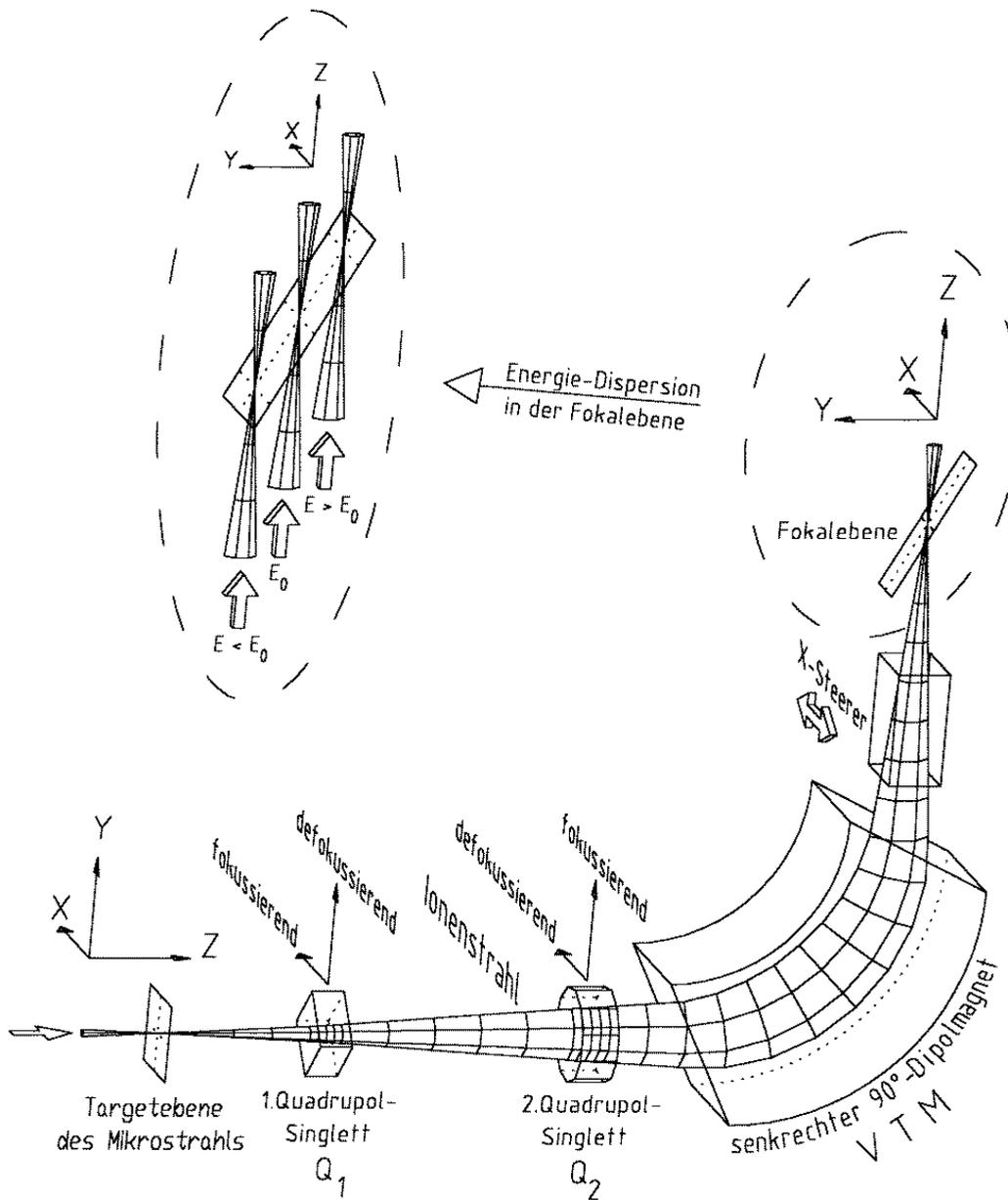
Ziel des ionenoptischen Aufbaus ist es, mittels einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung den Strahlfleck des supraleitenden Nanoskops SNAKE in der Targetebene auf einen möglichst kleinen Strahlfleck in der Fokalebene des Spektrographen abzubilden. Ionen mit unterschiedlicher Energie erzeugen dabei aufgrund der Energiedispersion des Spektrographen unterschiedliche Bildpunkte in der Fokalebene. Eine Energiemessung wird daher in eine Ortsmessung umgewandelt, welche mit einem eindimensionalen, ortsempfindlichen Detektor bewerkstelligt werden kann.

### 3.1 Überblick über den Spektrographen

Der  $0^\circ$ -Spektrograph setzt sich aus drei Komponenten zusammen. Das wichtigste Element ist der vertikale  $90^\circ$ -Dipolmagnet ( $VTM = \underline{v}$ ertikaler Magnet), auf dessen energiedispersiver Wirkung die Funktion des Spektrographen beruht und der den Ionenstrahl in beiden transversalen Richtungen fokussiert. Vor diesem Dipolmagneten wurden zwei Quadrupol-Singlett-Magneten ( $Q_1$  und  $Q_2$ ) installiert. Diese besitzen jeweils, abhängig von der transversalen Richtung, eine fokussierende und eine defokussierende Wirkung, und erlauben daher eine Verschiebung der Fokalebene in die Detektorebene.

Um einen Überblick über den gesamten Aufbau zu erhalten, ist in Abbildung 3.1 eine maßstabsgetreue, dreidimensionale Skizze des Spektrographen zu sehen. Neben der Lage der ionenoptischen Komponenten erkennt man auch die Ausrichtung der Koordinatenachsen, welche für alle folgenden Beschreibungen relevant ist. Eingezeichnet ist darüberhinaus der Verlauf des Ionenstrahls unter der Annahme einer Ausgangsdivergenz von  $\pm 1\text{mrad}$  in der Targetebene. Der Strahlengang wurde mit dem Computerprogramm TRANSPORT berechnet und anschließend aus Gründen der Anschaulichkeit die transversale Strahlausdehnung um den Faktor 50 hochskaliert.

Bei dem vorliegenden Aufbau ist man an feste Randbedingungen gebunden. Die Positionen der ionenoptischen Elemente relativ zur Targetebene, speziell die des  $90^\circ$ -Dipolmagneten, sind fest vorgegeben und stellen keine Designparameter für den Spektrographen dar. Der große Abstand zwischen den beiden Quadrupol-Singletts ergab sich aus der praktischen Notwendigkeit, an dieser Stelle einen Durchgang zu anderen



**Abbildung 3.1:** Übersicht über den Spektrographen. Man erkennt die drei Komponenten  $Q_1, Q_2, VTM$  und die damit erreichbare Punkt-zu-Punkt-Abbildung von der Target- in die Fokalebene. Eingezeichnet ist auch die Energiedispersion in der Fokalebene. Die transversale Strahlausdehnung wurde um den Faktor 50 hochskaliert.

Experimenten freizuhalten. Der Ort der Fokalebene ist zwar grundsätzlich frei wählbar, doch hier gibt es aus Gründen des Detektoreinbaus in das senkrechte Strahlrohr, welches auch von anderen Gruppen benützt wird, ebenfalls Einschränkungen. Die Po-

sition der Fokalebene entlang der Strahlachse wurde schließlich so gewählt, daß sie sich zum einen möglichst nahe am  $y$ -Bild-Fokuspunkt des  $90^\circ$ -Dipolmagneten befindet, womit große Korrekturen der Fokuslage nicht notwendig sind, zum anderen soll ein problemloser Detektoreinbau möglich sein. Auch die Position der Fokalebene stellt im folgenden eine unveränderliche Randbedingung dar.

Das oben formulierte Ziel der Punkt-zu-Punkt-Abbildung kann allein durch magnetische Strahlkorrekturen mit den drei genannten Abbildungselementen erreicht werden. Eine präzise Montage des Detektors an den erwarteten  $y$ -Fokuspunkt bzw. ein mechanisches Nachjustieren entlang der Strahlachse im Strahlrohrvakuum ist daher nicht notwendig.

Die genauen Abmessungen und Abstände der Komponenten entlang der Strahlachse sind in Abbildung 3.2 zu sehen.  $d_1, d_2, d_3$  und  $d_4$  bezeichnen dabei die Driftstrecken, welche für ionenoptische Betrachtungen wichtig sind. Die angegebenen Daten sind Grundlage aller Berechnungen in den folgenden Abschnitten.

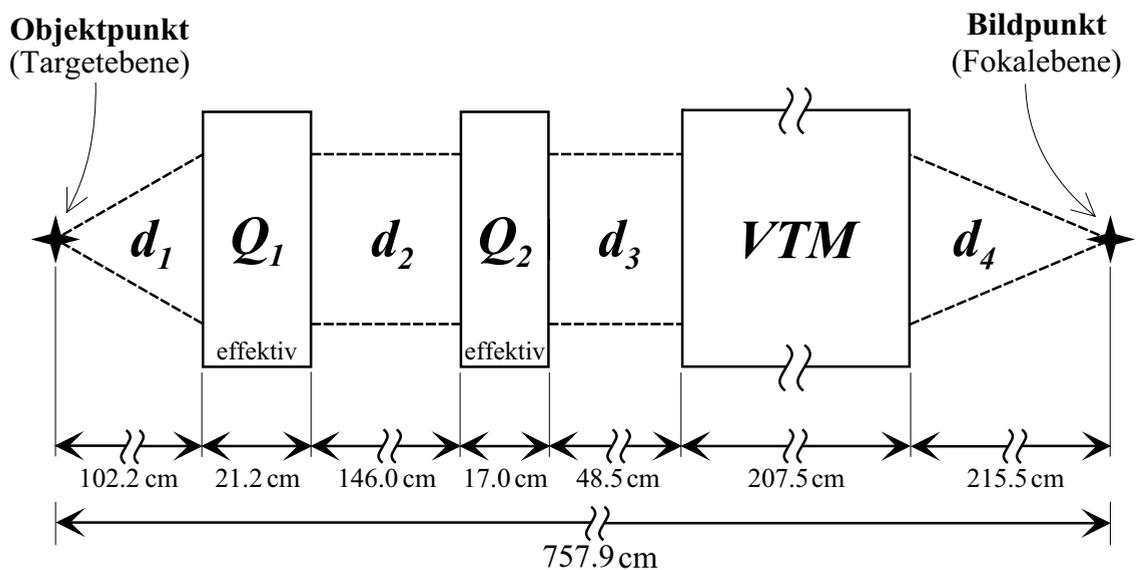


Abbildung 3.2: Abmessungen und Abstände der ionenoptischen Komponenten.

## 3.2 Ionenoptik 1. Ordnung

In diesem Abschnitt soll der Ionentransport, also die Strahlausdehnung und -fokussierung entlang der Flugbahn durch den Spektrographen behandelt werden. Dispersive Vorgänge, d.h. globale Ablenkungen des gesamten Strahles sind Gegenstand des Kapitels 3.3.

In der Ionenoptik wird ein Strahlteilchen durch seine Koordinaten bezüglich eines Koordinatensystems charakterisiert, welches sich mit dem zentralen Strahl mitbewegt (siehe Abbildung 3.1). An jeder Stelle  $s$  des Strahlenganges lassen sich diese Koordinaten zu einem sechdimensionalen Vektor mit folgender Bedeutung zusammenfassen [10]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ l(s) \\ \delta(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Ortsabweichung in } x\text{-Richtung [cm]} \\ \text{Richtungsabweichung in } x\text{-Richtung [mrad]} \\ \text{Ortsabweichung in } y\text{-Richtung [cm]} \\ \text{Richtungsabweichung in } y\text{-Richtung [mrad]} \\ \text{Ortsabweichung in Strahlrichtung [cm]} \\ \text{relative Impulsabweichung [10}^{-2}\text{]} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Alle Abweichungen beziehen sich auf ein Teilchen, das sich mit dem Sollimpuls zentral durch alle ionenoptischen Komponenten bewegt. In [...] sind die für das Computerprogramm TRANSPORT üblichen Einheiten angegeben.

Die Koordinaten des Vektors verändern sich laufend entlang der Strahlachse und werden von ionenoptischen Elementen wie Dipol- und Quadrupolmagneten, aber auch Driftstrecken in charakteristischer Weise beeinflusst. Bei kleinen Werten für die Abweichungen läßt sich die Fortentwicklung dieses Vektors in linearer Näherung, d.h. in erster Ordnung beschreiben. Dies gelingt dadurch, daß für jede ionenoptische Komponente eine  $6 \times 6$ -Matrix, die sogenannte Transfermatrix erster Ordnung  $R$ , ermittelt wird. Durch Multiplikation dieser Matrix mit dem Vektor an der Stelle  $s_0$  erhält man den Vektor an der Stelle  $s$ . Dies ist der sogenannte Matrizenformalismus in der Ionenoptik. Unter den Bedingungen der hier vorliegenden Apparatur, daß dispersive Elemente wie Dipolmagnete nur in  $y$ -, also vertikaler Richtung, wirken, sowie magnetische Mittelebenensymmetrie vorliegt, werden etliche der Matrixelemente zu Null, so daß man schreiben kann:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ l(s) \\ \delta(s) \end{pmatrix} = R \times \begin{pmatrix} x(s_0) \\ x'(s_0) \\ y(s_0) \\ y'(s_0) \\ l(s_0) \\ \delta(s_0) \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad (3.2)$$

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & R_{36} \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & R_{46} \\ 0 & 0 & R_{53} & R_{54} & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|x') & 0 & 0 & 0 & 0 \\ (x'|x) & (x'|x') & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|y') & 0 & (y|\delta) \\ 0 & 0 & (y'|y) & (y'|y') & 0 & (y'|\delta) \\ 0 & 0 & (l|y) & (l|y') & 1 & (l|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Die Schreibweise  $(\dots | \dots)$  ist dabei eine anschauliche Alternative zu  $R_{ij}$ . So beschreibt z.B. das Matrixelement  $(x | x')$ , welchen Beitrag die x-Divergenz  $x'$  an der Stelle  $s_0$  zur x-Auslenkung  $x$  an der Stelle  $s$  nach Durchlaufen eines ionenoptischen Elements liefert. Die Transfermatrizen sind universell, also unabhängig von der magnetischen Steifigkeit des Ionenstrahls. Damit die ionenoptischen Komponenten in der Praxis die durch die Matrizen beschriebenen Eigenschaften erreichen, muß deren Magnetfeld entsprechend der magnetischen Steifigkeit des Strahls skaliert werden.

Mehrere ionenoptische Komponenten, die hintereinander liegen, lassen sich stets durch eine reihenfolgerichtige Multiplikation ihrer Transfermatrizen zu einem Element zusammenfassen:

$$R_{gesamt} = R_1 \times R_2 \times \dots \quad (3.4)$$

Ionenoptische Komponenten wie Quadrupol- und Dipolmagnete dienen dazu, den Ionenstrahl zu fokussieren bzw. defokussieren. Sie wirken wie Linsen in der Lichtoptik, und es ist daher möglich, sie in völliger Analogie dazu mit den anschaulichen Begriffen von Brennweiten und Hauptebenen zu beschreiben. Dies soll in den folgenden Abschnitten geschehen.

Der Zusammenhang zwischen dem Matrizenformalismus und der Linsen-Beschreibung wird durch folgende Formeln hergestellt:

Für die Brennweiten  $f_x$  bzw.  $f_y$  gilt [11]:

$$f_x = -\frac{1}{R_{21}} \quad (3.5)$$

$$f_y = -\frac{1}{R_{43}} \quad (3.6)$$

Die Abstände der gegenstands- bzw. bildseitigen Hauptebenen  $H_G$  bzw.  $H_B$  von den effektiven Linsenkanten erhält man durch:

$$z_{G,x} = \frac{R_{22} - 1}{R_{21}} \quad \text{und} \quad z_{B,x} = \frac{R_{11} - 1}{R_{21}} \quad (3.7)$$

$$z_{G,y} = \frac{R_{44} - 1}{R_{43}} \quad \text{und} \quad z_{B,y} = \frac{R_{33} - 1}{R_{43}} \quad (3.8)$$

Die Gegenstandsweite  $g$  ist wegen des gemeinsamen Objektpunkts in der Targetebene für beide Richtungen identisch. Zusammen mit der Bildweite  $b_{x,y}$  erfüllt sie die Abbildungsgleichung der geometrischen Optik:

$$\frac{1}{f_{x,y}} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b_{x,y}} \quad (3.9)$$

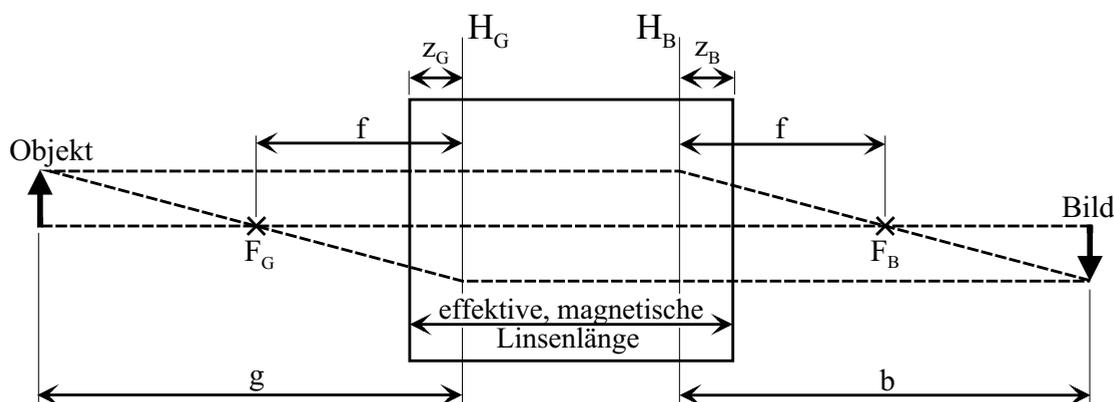
Den Abbildungsmaßstab erhält man durch das Verhältnis von Bildweite  $b_{x,y}$  zu Gegenstandsweite  $g$ :

$$M_{x,y} = \frac{b_{x,y}}{g} \quad (3.10)$$

In Abbildung 3.3 werden die so erhaltenen Größen graphisch dargestellt.

In der Praxis werden Strahlverläufe bzw. Einstellungen von ionenoptischen Komponenten, um bestimmte Strahlverläufe und Fokuspunkte zu erhalten, mit Computerprogrammen berechnet. Zu diesen Programmen zählt z.B. OPTIC II von J. D. Larson, welches am Beschleunigerlabor Einsatz findet. Einen gewissen Standard stellt das Programm TRANSPORT [12] dar, das im Gegensatz zu OPTICII mit Transfermatrizen zweiter und sogar dritter Ordnung rechnen kann. Aus diesem Grund fiel die Wahl auf das Programm TRANSPORT, da, wie in Kapitel 3.3 zu sehen ist, die Transfermatrizen zweiter Ordnung zur genauen Bestimmung der Fokalebene gebraucht werden.

Konkret wurde die Ionenoptik des Spektrographen untersucht, indem für die in Abbildung 3.2 gegebenen Daten der Strahlverlauf eines Strahls von 20 MeV Protonen mit Hilfe des Computerprogramms TRANSPORT berechnet wurde. Durch eine Anpassungs-Routine ermittelte das Programm gleichzeitig die Feldgradienten der beiden Quadrupol-Singlett-Magneten, damit die gewünschte Punkt-zu-Punkt-Abbildung in



**Abbildung 3.3:** Bestimmende Größen einer optischen Abbildung.

die Fokalebene für beide Richtungen  $x$  und  $y$  erreicht wird. Die zugehörige Eingabe-Datei ist in A.1 zu sehen. Um die Funktion jeder einzelnen Komponente sowie deren Zusammenwirken zu verstehen und daraus wichtige Ergebnisse für den Spektrographen abzuleiten, soll im folgenden jedes ionenoptische Element genauer beleuchtet werden.

### 3.2.1 Der senkrechte $90^\circ$ -Dipolmagnet VTM

Der Dipolmagnet stellt aufgrund seiner später noch zu behandelnden Energiedispersion das zentrale Element des Spektrographen dar und macht eine Energiemessung der transmittierten Ionen überhaupt erst möglich. Bei diesem Magneten handelt es sich um einen hochauflösenden, doppelt-fokussierenden Dipolmagneten, der ursprünglich als Analysiermagnet hinter dem Tandembeschleuniger eingesetzt wurde. Er besitzt einen Krümmungsradius von  $1.321\text{ m}$ , einen Polschuhabstand von  $41.3\text{ mm}$  und ein maximales Magnetfeld von  $1.55\text{ Tesla}$ . Das maximale Masse-Energie-Produkt  $(E \cdot A)/q^2$  beträgt  $200\text{ (MeV} \cdot \text{A)/}q^2$ . Das homogene Hauptfeld wirkt nur in  $y$ -Richtung fokussierend. Das Randfeld der Kantenwinkel von  $26.5^\circ$  am Ein- und Austritt ergibt zusätzlich in der  $x$ -Richtung eine Fokussierung, in der  $y$ -Richtung jedoch eine leichte Defokussierung. Bei einer  $90^\circ$ -Ablenkung des Ionenstrahls berechnet das Programm TRANSPORT die Transfermatrix  $R_{VTM}$  zu:

$$R_{VTM} = \begin{pmatrix} 0.25791 & 0.20750 \frac{\text{cm}}{\text{mrad}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -4.49870 \frac{\text{mrad}}{\text{cm}} & 0.25791 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.49860 & 0.13210 \frac{\text{cm}}{\text{mrad}} & 0 & -1.32098 \frac{\text{cm}}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & -5.68815 \frac{\text{mrad}}{\text{cm}} & 0.49860 & 0 & -14.98575 \frac{\text{mrad}}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & 1.49857 & 0.13210 \frac{\text{cm}}{\text{mrad}} & 1 & -0.75400 \frac{\text{cm}}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Der Weg zu einer anschaulichen Darstellung der Abbildungseigenschaften führt über die Gleichungen 3.5, 3.6, 3.7 und 3.8 zu den Größen:

Richtung	Brennweite $f$	Hauptebenenabstand $z_G$	Hauptebenenabstand $z_B$
$x$	$2.223\text{ m}$	$1.650\text{ m}$	$1.650\text{ m}$
$y$	$1.758\text{ m}$	$88.15\text{ cm}$	$88.15\text{ cm}$

An den positiven Werten für die Brennweiten erkennt man bereits die Tatsache der Doppel-Fokussierung. In Abbildung 3.4 ist der weitere Sachverhalt maßstabsgetreu dargestellt. Durch die großen Abstände  $z_{G,x}$  und  $z_{B,x}$  vertauschen die beiden

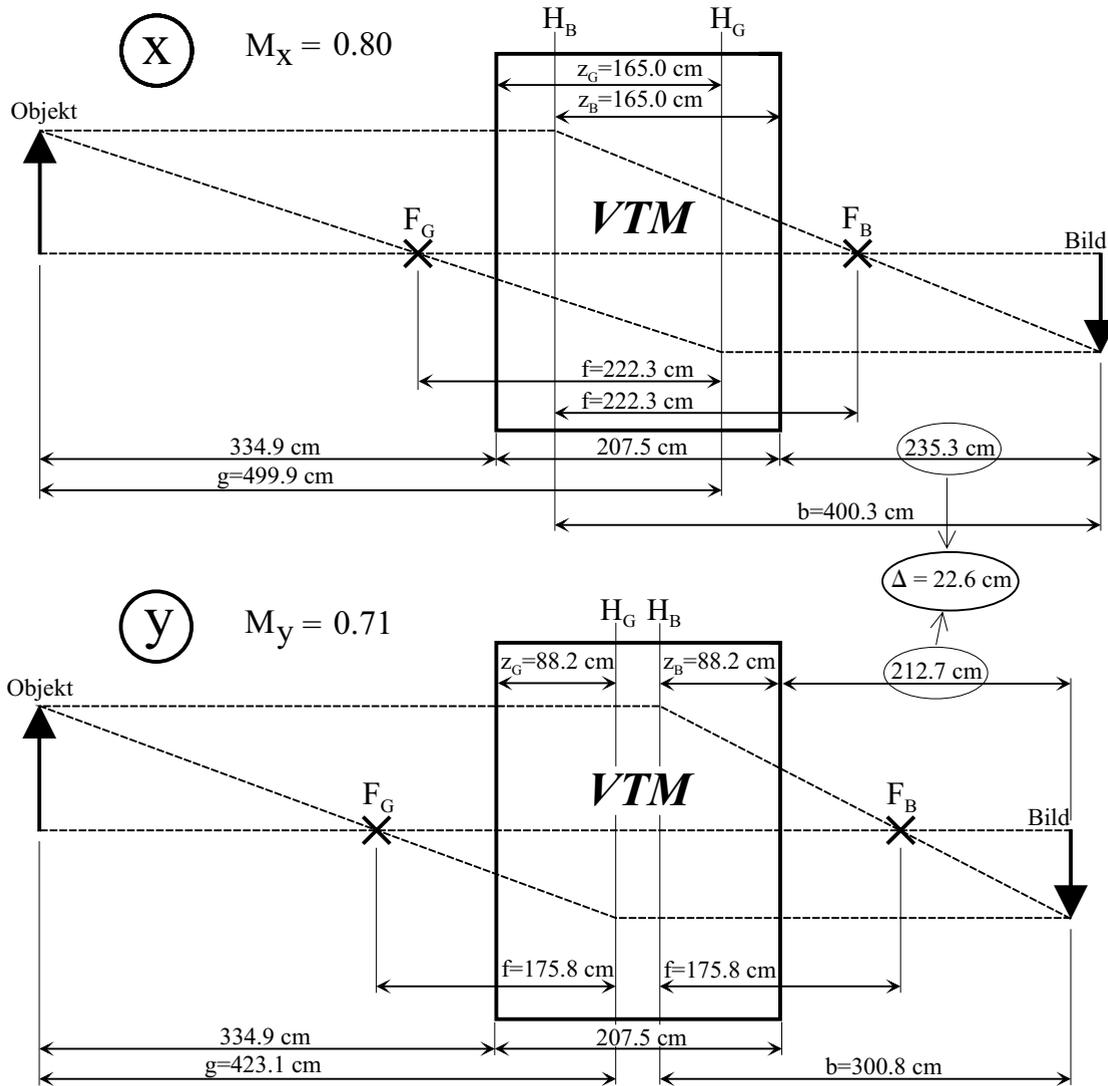


Abbildung 3.4: Optische Abbildungseigenschaften des senkrechten  $90^\circ$ -Dipolmagneten.

Hauptebenen  $H_G$  und  $H_B$  in der  $x$ -Richtung ihre Position. Eingezeichnet ist zudem der Fall einer Abbildung von der Targetebene ausgehend ohne Beteiligung anderer Komponenten. Wie man sieht, findet in beiden Richtungen eine Verkleinerung des Objektstrahlflecks statt. Ein wichtiges Ergebnis ist, daß die Foki der beiden Abbildungsrichtungen um  $22.6$  cm getrennt voneinander an verschiedenen Stellen der Strahlachse zu liegen kommen. Außerdem sind die absoluten Positionen der beiden Fokuspunkte festgelegt, da der Dipolmagnet, dessen Feld für eine  $90^\circ$ -Ablenkung konfiguriert ist, keinerlei Freiheitsgrade für den Strahlverlauf mehr zuläßt. Aus diesen beiden Gründen ist es offensichtlich, daß man zwei weitere, unabhängige Linsen benötigt, um die beiden Fokuspunkte in die Detektorebene ziehen zu können. An dieser Stelle sei noch erwähnt,

daß es die in x-Richtung fokussierenden Kantenwinkel sind, welche die Ionenoptik des Dipolmagneten relativ kompliziert machen. Ein entsprechender  $90^\circ$ -Magnet ohne Kantenfokussierung würde in x-Richtung eine Driftstrecke ohne ablenkende Wirkung und in y-Richtung eine Sammellinse mit einer einzigen Hauptebene in der Mitte des Magneten darstellen.

### 3.2.2 Das erste Quadrupol-Singlett $Q_1$

Eine der beiden oben genannten Linsen wird durch ein erstes Quadrupol-Singlett mit einem Aperturdurchmesser von  $53\text{ mm}$  und einer effektiven magnetischen Länge von  $212\text{ mm}$  realisiert. Der maximale Gradient des Quadrupolfeldes beträgt  $17\text{ T/m}$ . Wird das Singlett mit der von TRANSPORT ermittelten Einstellung betrieben, so liefert das Programm die entsprechende Transfermatrix  $R_{Q_1}$ :

$$R_{Q_1} = \begin{pmatrix} 0.95952 & 0.02091 \frac{\text{cm}}{\text{mrad}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -3.79318 \frac{\text{mrad}}{\text{cm}} & 0.95952 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1.04104 & 0.02149 \frac{\text{cm}}{\text{mrad}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3.89767 \frac{\text{mrad}}{\text{cm}} & 1.04104 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Für die zugehörigen Größen der geometrischen Optik ergibt sich wieder nach den Gleichungen 3.5, 3.6, 3.7 und 3.8:

Richtung	Brennweite $f$	Hauptebenenabstand $z_G$	Hauptebenenabstand $z_B$
$x$	$2.636\text{ m}$	$10.67\text{ cm}$	$10.67\text{ cm}$
$y$	$-2.566\text{ m}$	$10.53\text{ cm}$	$10.53\text{ cm}$

Der positive Wert für  $f_x$  zeigt eine fokussierende Wirkung in x-Richtung an, der negative Wert für  $f_y$  eine defokussierende Wirkung in y-Richtung. Desweiteren erkennt man aus dem Vergleich der Hauptebenenabstände  $z_{G,x}$  und  $z_{B,x}$  bzw.  $z_{G,y}$  und  $z_{B,y}$  mit der effektiven Linsenlänge von  $212\text{ mm}$ , daß man  $Q_1$  in sehr guter Näherung als dünne Linse mit einer Hauptebene in der Linsenmitte behandeln darf.

### 3.2.3 Das zweite Quadrupol-Singlett $Q_2$

Hierbei handelt es sich um ein Singlett mit einem Aperturdurchmesser von  $108\text{ mm}$ , einer effektiven magnetischen Länge von  $170\text{ mm}$  und einem maximalen Feldgradienten

von  $14 T/m$ . Seine Transfermatrix  $R_{Q_2}$  lautet:

$$R_{Q_2} = \begin{pmatrix} 1.00373 & 0.01702 \frac{cm}{mrad} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.43938 \frac{mrad}{cm} & 1.00373 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.99627 & 0.01698 \frac{cm}{mrad} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.43829 \frac{mrad}{cm} & 0.99627 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Gemäß Gleichungen 3.5, 3.6, 3.7 und 3.8 erhält man:

Richtung	Brennweite $f$	Hauptebenenabstand $z_G$	Hauptebenenabstand $z_B$
$x$	$-22.759 m$	$8.49 cm$	$8.49 cm$
$y$	$22.816 m$	$8.51 cm$	$8.51 cm$

Im Gegensatz zu  $Q_1$  wirkt diese Linse defokussierend in  $x$ -Richtung und fokussierend in  $y$ -Richtung. Insgesamt ist die ablenkende Wirkung wesentlich geringer als von  $Q_1$ , sodaß auch  $Q_2$  als dünne Linse betrachtet werden kann.

### 3.2.4 Das kombinierte Linsensystem

Es soll nun das Zusammenwirken der oben beschriebenen drei Komponenten und die daraus resultierenden Abbildungseigenschaften untersucht werden. Zu diesem Zweck kann man die Quadrupolmagnete  $Q_1$  und  $Q_2$ , den Dipolmagneten  $VTM$  und die darin enthaltenen Driftstrecken  $d_2$  und  $d_3$  zu einer effektiven Linse  $L$  zusammenfassen.

Driftstrecken stellen dabei gleichwertige ionenoptische Elemente dar, wobei ihre Transfermatrizen  $R_d$  folgende Form besitzen:

$$R_d = \begin{pmatrix} 1 & t & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{t}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

$t$  bezeichnet dabei die Länge der Driftstrecke und  $\gamma$  den Lorentzfaktor des zu beschreibenden Ions.

Die Transfermatrix  $R_L$  erhält man durch Multiplikation der einzelnen Transfermatrizen in der richtigen Reihenfolge:

$$R_L = R_{Q_1} \times R_{d_2} \times R_{Q_2} \times R_{d_3} \times R_{VTM} \quad (3.15)$$

Diese Berechnung wird von TRANSPORT ausgeführt und es ergibt sich:

$$R_L = \begin{pmatrix} -0.71005 & 0.27335 \frac{cm}{mrad} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1.68571 \frac{mrad}{cm} & -0.75941 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1.32937 & 0.24519 \frac{cm}{mrad} & 0 & -1.32098 \frac{cm}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & -8.79308 \frac{mrad}{cm} & -0.86959 & 0 & -14.98575 \frac{mrad}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & 3.15370 & 0.48231 \frac{cm}{mrad} & 1 & -0.75400 \frac{cm}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

Da dieses System natürlich keine Symmetrie mehr besitzt, unterscheiden sich nun die Hauptebenenabstände  $z_G$  und  $z_B$ :

Richtung	Brennweite $f$	Hauptebenenabstand $z_G$	Hauptebenenabstand $z_B$
$x$	5.932 m	10.437 m	10.144 m
$y$	1.137 m	2.126 m	-37.46 cm

In Abbildung 3.5 sind diese Größen maßstäblich dargestellt. Man erkennt, daß das ionenoptische Ziel einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung von der Targetebene in die vorgegebene Detektorebene für beide Abbildungsrichtungen erreicht ist. Bemerkenswert ist die extreme Lage der beiden Hauptebenen weit außerhalb des gesamten Aufbaus in der  $x$ -Richtung. Die Abbildungsmaßstäbe haben sich ebenfalls gegenüber der reinen  $VTM$ -Abbildung verändert. Während in  $x$ -Richtung nun eine leichte Vergrößerung von  $M_x = 1.07$  stattfindet, hat sich in der energiedispersiven  $y$ -Richtung mit  $M_y = 0.57$  die Verkleinerung verstärkt. Aus Gründen einer hohen Energieauflösung ist letzteres grundsätzlich ein wünschenswertes Ziel jedes Spektrographen, spielt jedoch hier wegen des extrem kleinen Objektstrahlflecks in der Targetebene des Mikrostrahls keine Rolle.

### 3.3 Die Orientierung und Energiedispersion der Fokalebene

Die Energiedispersion des senkrechten  $90^\circ$ -Dipolmagneten ist die entscheidende Eigenschaft des Spektrographen. Ionen unterschiedlicher Energie besitzen eine unterschiedliche magnetische Steifigkeit und werden daher verschieden stark vom Dipolmagneten abgelenkt. Ein eindimensional ortsempfindlicher Detektor ermittelt diese Ablenkung und ermöglicht dadurch die Energiemessung des Strahls. Um eine optimale Energieauflösung zu erreichen, muß sich der Detektor stets am  $y$ -Fokuspunkt des Strahls befinden. Die Fokuspunkte von Strahlen unterschiedlicher Energie bestimmen die Fokalebene, in die der Detektor plaziert wird. In den folgenden Abschnitten soll die

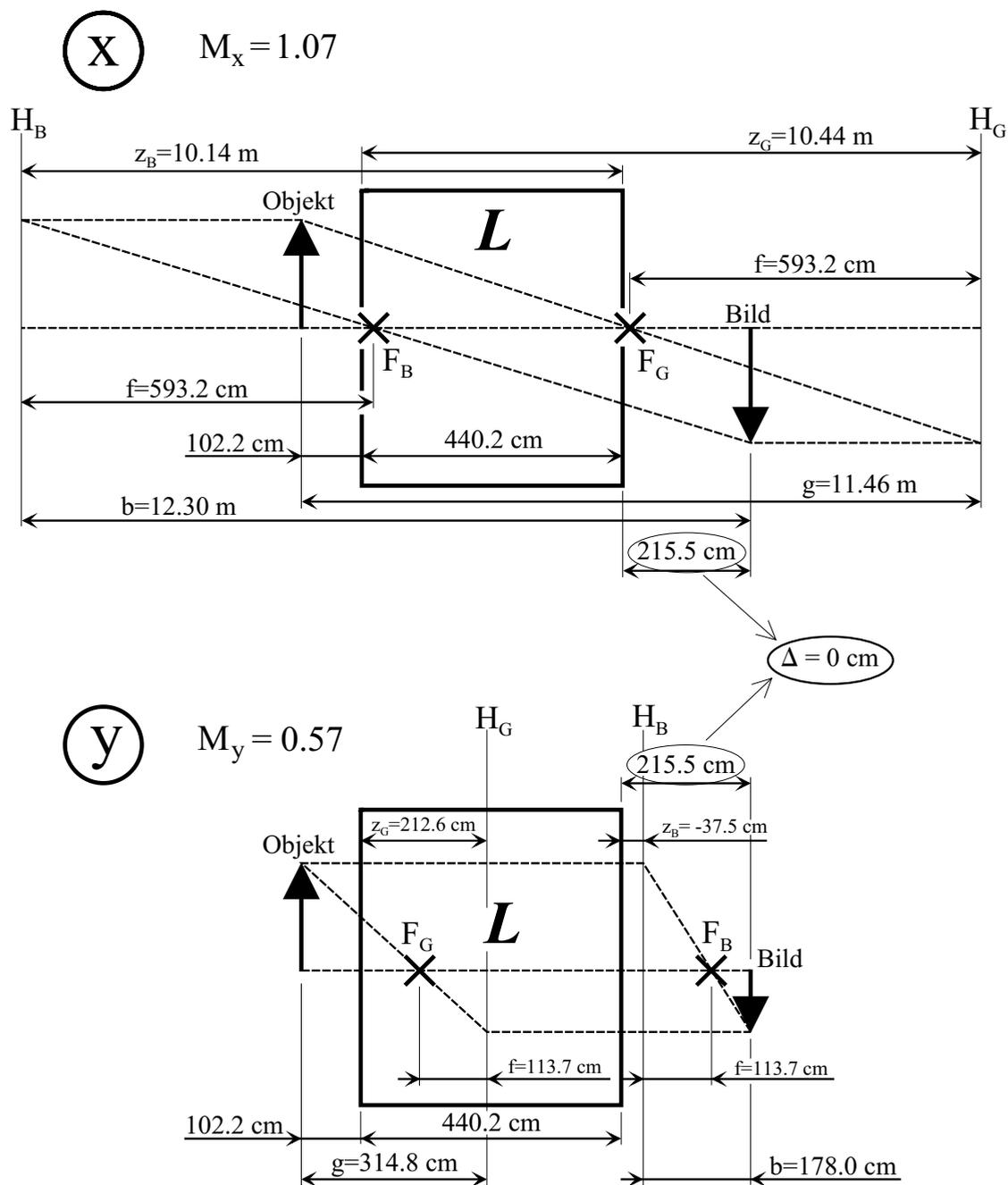


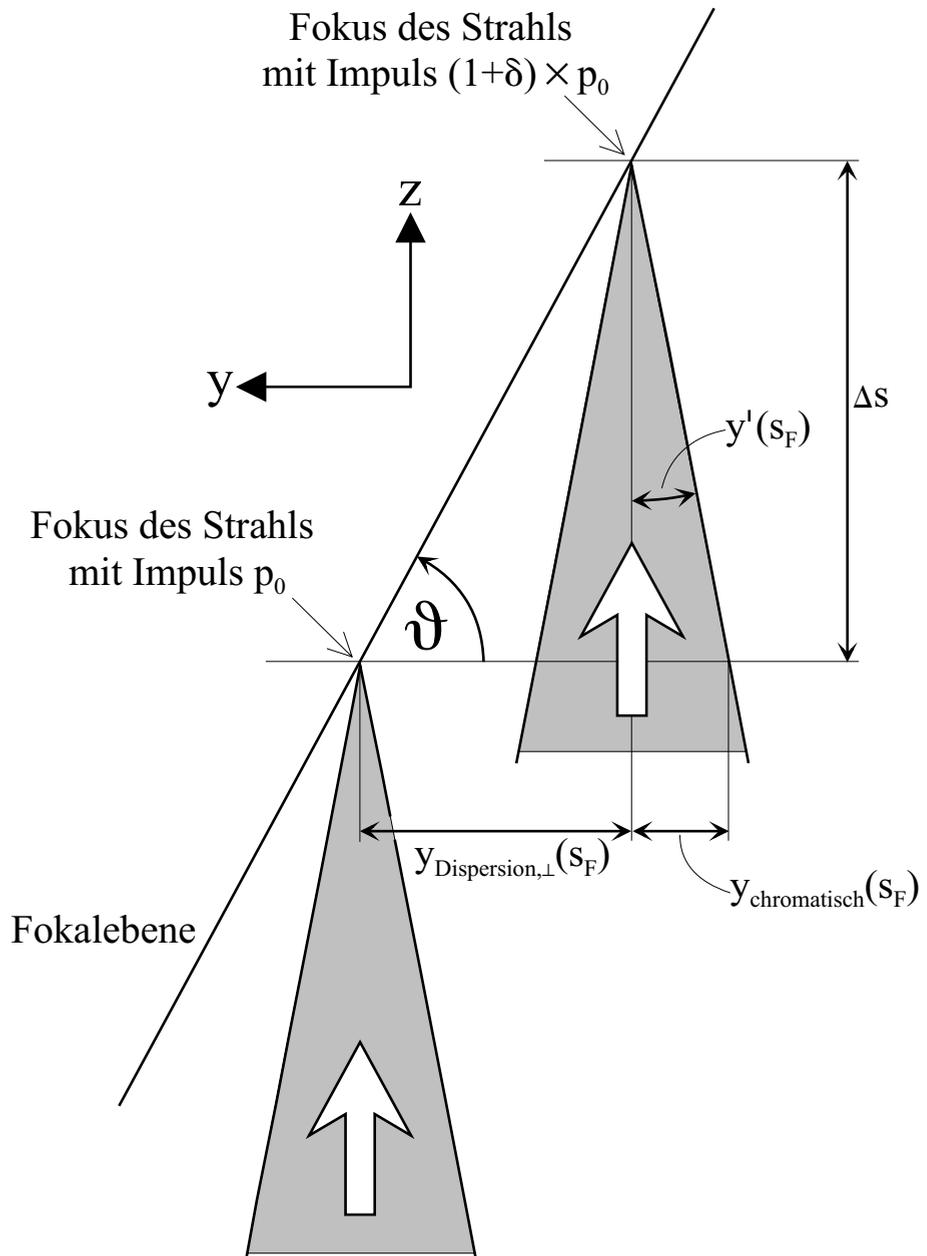
Abbildung 3.5: Optische Abbildungseigenschaften des effektiven Linsensystems  $L$ .

Orientierung der Fokalebene relativ zur Strahlachse bestimmt werden. Außerdem soll der Zusammenhang zwischen der Auslenkung in der Fokalebene und der Energieänderung der Ionen ermittelt werden.

Wie schon in Abbildung 3.1 angedeutet ist, verläuft die Fokalebene nicht senkrecht

zur Strahlachse, sondern schließt, wie in Abbildung 3.6 zu sehen, einen Winkel  $\vartheta$  mit dieser Senkrechten ein.

Verantwortlich dafür ist zum einen die Energiedispersion, welche den Strahl global und daher auch den Fokuspunkt senkrecht zur Strahlrichtung um die Strecke  $y_{Dispersion,\perp}(s_F)$  verschiebt.



**Abbildung 3.6:** Lage der Fokalebene. Die beiden Effekte der Energiedispersion und der chromatischen Aberration führen zu einer Schrägstellung dieser Ebene.

Zum anderen macht sich als Effekt zweiter Ordnung die chromatische Aberration bemerkbar. Diese äußert sich darin, daß Ionen mit höherer Energie, also mit größerer magnetischer Steifigkeit, von allen ionenoptischen Elementen schwächer abgelenkt und damit auch schwächer fokussiert werden. Der entsprechende Fokus tritt daher an einer Stelle auf, die sich in Strahlrichtung gesehen weiter vom 90°-Magneten entfernt befindet. Berücksichtigt man diese Verschiebung nicht, so stellt sich eine Strahlfleckverbreiterung  $y_{chromatisch}(s_F)$  ein.

Eigenschaften des Strahls am Ort der Fokalebene lassen sich aus der Transfermatrix der gesamten Abbildung, d.h. ausgehend von der Targetebene bis hin zur Fokalebene, ablesen. Da es sich bei der chromatischen Aberration jedoch um einen Effekt zweiter Ordnung handelt, d.h. der entsprechende Wert für  $y_{chromatisch}(s_F)$  ändert sich nicht linear mit einer Ausgangsgröße sondern quadratisch bzw. mit einem Produkt aus zwei Ausgangsgrößen, benötigt man zusätzlich zur Transfermatrix erster Ordnung auch diejenige zweiter Ordnung.

Die Matrix erster Ordnung ergibt sich aus der Multiplikation der Transfermatrix der effektiven Linse  $L$  und den Matrizen der beiden Driftstrecken  $d_1$  und  $d_4$ , welche die Linse  $L$  einschließen:

$$R_{gesamt} = R_{d_1} \times R_L \times R_{d_4} \quad (3.17)$$

$$R_{gesamt} = \begin{pmatrix} -1.07332 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1.68570 \frac{mrad}{cm} & -0.93168 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.56554 & 0 & 0 & -4.55041 \frac{cm}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & -8.79308 \frac{mrad}{cm} & -1.76824 & 0 & -14.98575 \frac{mrad}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & 3.15371 & 0.80462 \frac{cm}{mrad} & 1 & -0.75400 \frac{cm}{10^{-2}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Die gesamte Transfermatrix zweiter Ordnung  $T_{gesamt}$  ist sehr umfangreich, sie besteht aus 105 relevanten Elementen. Um die chromatische Aberration zu bestimmen, genügt es jedoch zu wissen, wie die oben beschriebene Strahlfleckverbreiterung  $y_{chromatisch}(s_F)$  von der y-Winkeldivergenz  $y'(s_T)$  in der Targetebene und der relativen Impulsabweichung  $\delta$  des betrachteten Strahls abhängt. Diesen Zusammenhang liefert das Element  $T_{gesamt/3,4,6} = (y | y' \delta) = 1.494 \cdot 10^{-2} cm / (mrad \cdot 10^{-2})$ , dessen Wert von TRANSPORT berechnet wird. Wie man anhand von Abbildung 3.6 erkennt, ergibt sich für die Verschiebung des Fokus  $\Delta s$  in Richtung der Strahlachse:

$$\Delta s = \frac{y_{chromatisch}(s_F)}{y'(s_F)} = \frac{(y | y' \delta) \cdot y'(s_T) \cdot \delta}{(y' | y') \cdot y'(s_T)} \quad (3.19)$$

$s_F$  bzw.  $s_T$  bezeichnen dabei die Strahlposition am Target bzw. an der Fokalebene. Das Matrixelement  $R_{gesamt/4,4} = (y' | y') = -1.76824$  aus (3.18) stellt den Zusammenhang zwischen den  $y$ -Divergenzen an Target- und Fokalebene her. Die Verlagerung des Strahls senkrecht zur Strahlachse aufgrund der Dispersion berechnet sich mit Hilfe des Elements  $R_{gesamt/3,6} = (y | \delta) = -4.55041 \frac{cm}{10^{-2}}$  aus (3.18) zu:

$$y_{Dispersion,\perp}(s_F) = (y | \delta) \cdot \delta \quad (3.20)$$

Der gesuchte Winkel  $\vartheta$  lautet somit:

$$\vartheta = \arctan\left(\frac{\Delta s}{y_{Dispersion,\perp}}\right) = 61.7^\circ \quad (3.21)$$

Als weitere zentrale Größe soll die Energie-Dispersion in der Fokalebene ermittelt werden. In nichtrelativistischer Näherung erhält man für den Zusammenhang zwischen Energie- und Impulsdispersion:

$$\left(\frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dy}\right) = 2 \cdot \left(\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dy}\right) \quad (3.22)$$

Das bereits oben benützte Matrixelement  $R_{gesamt/3,6} = (y | \delta)$  stellt den Kehrwert der Impulsdispersion senkrecht zur Strahlrichtung dar. Für die Energiedispersion in der Fokalebene ergibt sich unter Berücksichtigung des Winkels  $\vartheta$ :

$$\left(\frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dy}\right)_{Fokalebene} = \frac{2}{(y | \delta)} \cdot \cos(\vartheta) = -2.08 \cdot 10^{-4} \frac{1}{mm} \quad (3.23)$$

Das Minuszeichen tritt auf, da eine positive Energieabweichung zu einer negativen  $y$ -Auslenkung führt (siehe Abbildung 3.1). Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Dispersion senkrecht zur Strahlachse allein durch den Krümmungsradius des  $90^\circ$ -Dipolmagneten und dessen Abstand von der Fokalebene bestimmt wird.

### 3.4 Abbildungsfehler zweiter Ordnung

Neben der chromatischen Aberration gibt es noch weitere Effekte zweiter Ordnung, die zu einer Strahlfleckverbreiterung führen. Besonders die sogenannten Öffnungsfehler, die mit dem Quadrat der Divergenz des in den Spektrographen eintretenden Strahles zunehmen und daher zur Gruppe der geometrischen Aberrationen zählen, sind hierbei zu untersuchen. Ein Charakteristikum dieser Öffnungsfehler ist, wie generell bei Fehlern höherer Ordnung, die Verkoppelung der beiden Raumrichtungen  $x$  und  $y$ .

So erhält man in der energiedispersiven  $y$ -Richtung für diesen Fehler in der Fokalebene [10]:

$$y_{\text{Öffnungsfehler}}(s_F) = \left[ \left( y \mid x'^2 \right) \cdot x'(s_T)^2 + \right. \\ \left. + \left( y \mid x' y' \right) \cdot x'(s_T) \cdot y'(s_T) + \left( y \mid y'^2 \right) \cdot y'(s_T)^2 \right] \cdot \frac{1}{\cos(\vartheta)} \quad (3.24)$$

wobei das Programm TRANSPORT die Matrizenelemente liefert:

$$\left( y \mid x'^2 \right) = 4.571 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{mrad}^2}; \quad \left( y \mid x' y' \right) = 0; \quad \left( y \mid y'^2 \right) = 1.086 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{mrad}^2}$$

Die Strahlfleckverbreiterung in  $y$ -Richtung aufgrund des Öffnungsfehlers begrenzt die Energieauflösung des Spektrographen. Bei einer Strahldivergenz von  $\pm x'$  bzw.  $\pm y'$  an der Targetebene ergibt sich für die durch den Öffnungsfehler beschränkte Energieauflösung des Spektrographen:

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{Öffnungsfehler}} = \frac{4.0 \cdot 10^{-6}}{\text{mrad}^2} \cdot \left[ x'^2 + 2.4y'^2 \right] \quad (3.25)$$

Bei einer Strahldivergenz von  $\pm 5.5 \text{ mrad}$  in  $x$ - und  $\pm 5 \text{ mrad}$  in  $y$ -Richtung an der Targetebene ist der Spektrograph voll ausgeleuchtet. Größere Divergenzen sind aufgrund der Strahlrohrabmessungen im Inneren des Dipolmagneten nicht möglich. In diesem Extremfall ist aufgrund des Öffnungsfehlers in der Fokalebene eine Strahlverbreiterung von insgesamt  $1.7 \text{ mm}$  in  $y$  zu erwarten, was eine Abnahme der Energieauflösung auf  $(\Delta E/E_0)_{\text{Öffnungsfehler}} = 3.6 \cdot 10^{-4}$  bewirkt.

Diese Abbildungsfehler höherer Ordnung lassen sich nicht einfach durch Nachfokussieren mit Quadrupollinsen beheben. Um sie zu beseitigen benötigt man Sextupolfelder, die entweder durch diskrete Magnete oder speziell geformte Polschuhe des Dipolmagneten erzeugt werden können [10]. Da jedoch bei *STIM*-Experimenten jedes Ion, welches auf das Target trifft, im Fokalebenenendetektor nachgewiesen wird, sind lediglich Strahlströme mit Zählraten im  $\text{kHz}$ -Bereich nötig. Dadurch kann beim Experimentierbetrieb des 0°-Spektrographen die Divergenz auf unter  $\pm 1 \text{ mrad}$  in beiden transversalen Richtungen beschnitten werden, und eine Korrektur der Öffnungsfehler ist nicht notwendig.

## 4. Der Fokalebeneendetektor

Der  $0^\circ$ -Spektrograph reduziert die Energiemessung auf eine eindimensionale Ortsmessung entlang der Fokalebene. Die ionenoptischen Grundlagen dazu wurden in Kapitel 3 geklärt. Für einen funktionierenden Spektrographen ist nun die Wahl und Realisierung eines eindimensional ortsempfindlichen Detektors wesentlicher Bestandteil. Dies soll in den folgenden Abschnitten geschehen.

### 4.1 Anforderungen an den Detektor

In Abschnitt 2 wurde eine Energieauflösung von  $(\Delta E/E)_{\text{Spektrograph}} = 1 \cdot 10^{-5}$  und damit eine Ortsauflösung in der Fokalebene von  $50 \mu\text{m}$  oder besser gefordert. Bei den möglichen Konzepten für einen Fokalebeneendetektor ist stets zu beachten, daß der Detektor sowohl für  $20 \text{ MeV}$  Protonen, wie auch für Schwerionen mit Energien von mehr als  $50 \text{ MeV}$  geeignet sein soll. Bei beiden Teilchensorten unterscheiden sich die ionisierende Wirkung sowie auch die Reichweite in Materie erheblich. In Silizium z.B. legen  $20 \text{ MeV}$  Protonen eine Strecke von  $2.33 \text{ mm}$  zurück,  $90 \text{ MeV}$  Schwefelionen jedoch nur  $25.8 \mu\text{m}$ . Eine grundlegende Schwierigkeit stellt die in Kapitel 3.3 vorgestellte Schrägstellung der Fokalebene dar. Jeder Detektor besitzt eine aktive Schicht der Dicke  $a$ , in der die physikalische Wechselwirkung mit dem Strahlteilchen und damit die Ortsdetektion stattfindet.  $20 \text{ MeV}$  Protonen werden diesen aktiven Bereich in der Regel mit nahezu konstantem Bremsvermögen durchdringen. Wie man in Abbildung 4.1 erkennt, führt dies dazu, daß sich das erzeugte Signal rechtecksförmig auf einen Bereich der Größe  $1.9 \cdot a$  verteilt. Schwerionen besitzen eine wesentlich kürzere Eindringtiefe in Materie, wobei die größte Energiedeposition am Ende ihrer Flugstrecke, am sogenannten Bragg-Peak, auftritt. Wie sich diese Effekte auf die Ortsbestimmung der Strahlteilchen auswirken, muß im Einzelfall untersucht werden. Eine ausreichende Resistenz gegenüber Strahlenschäden ist ein weiteres Kriterium bei der Wahl des Fokalebeneendetektors.

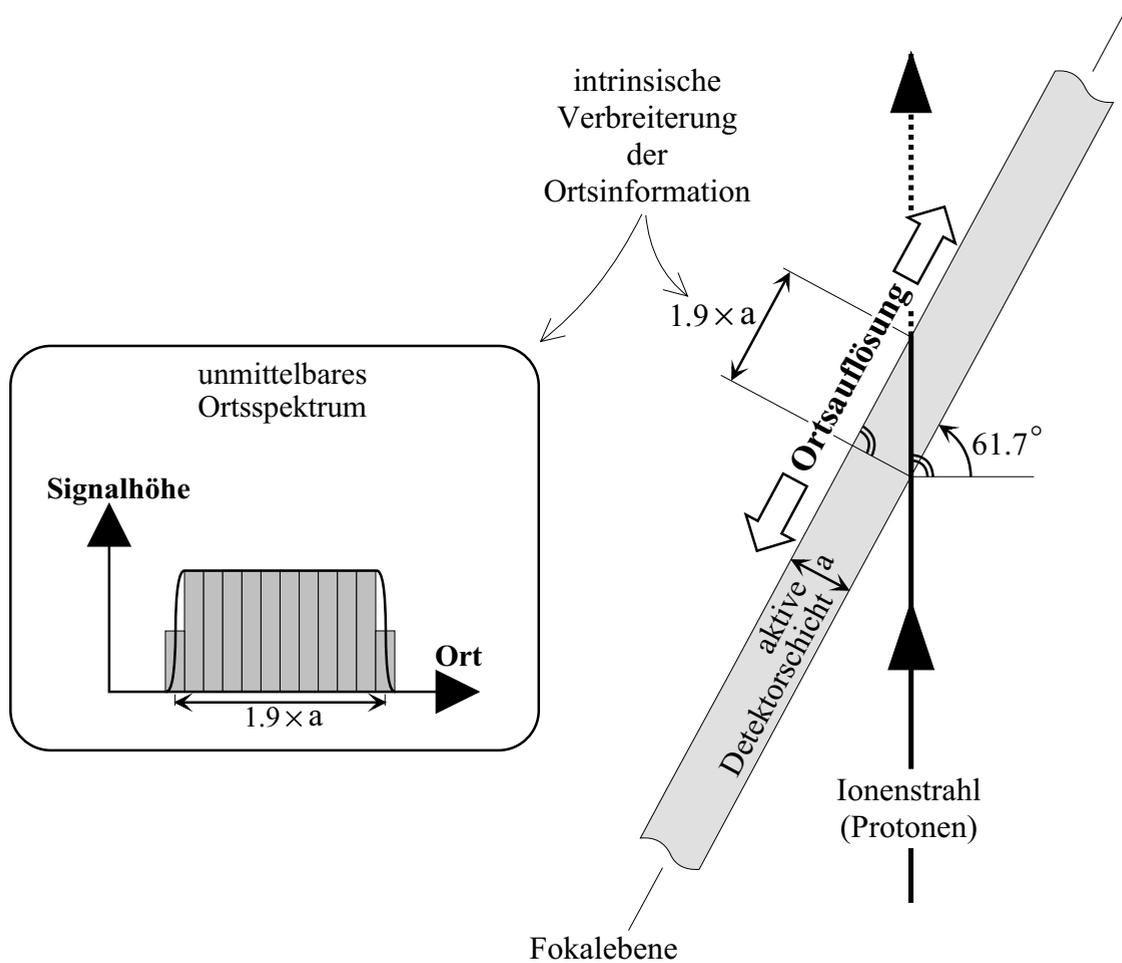


Abbildung 4.1: Verbreiterung der Ortsinformation aufgrund der Schrägstellung der Fokalebene.

## 4.2 Mögliche Detektortypen

Für die Realisierung als Fokalebeneendetektor stehen viele verschiedene Konzepte zur Verfügung. Im folgenden sollen einige davon kurz vorgestellt und auf ihre Eignung bezüglich der oben formulierten Anforderungen hin untersucht werden.

**Gaszähler** Diese Art von Teilchendetektoren arbeitet nach dem Prinzip, daß die nachzuweisenden Ionen im Detektorgas freie Ladungen, Elektronen und Gas-Ionen, erzeugen. Diese werden dann, nach eventueller Gasverstärkung durch Bildung von Sekundärelektronen, nachgewiesen. Um die oben geforderte Ortsauflösung zu erreichen, kommen vor allem Mikrostreifengaszähler in Betracht. Diese bestehen aus einem nichtleitenden Glassubstrat, auf dem durch photolithographische Methoden in abwech-

selnder Folge metallische Anoden- und Kathodenstreifen aufgebracht sind. Um hohe Ortsauflösungen zu erhalten, ist ein Strukturabstand von ca.  $200 \mu m$  notwendig. Jedes Teilchen erzeugt dabei eine Ladungswolke, die sich auf mehrere Streifen verteilt. Durch Schwerpunktbildung läßt sich der Ort des Teilchendurchgangs mit einer Auflösung von bis zu  $50 \mu m$  bestimmen [13].

Der größte Nachteil dieser Gasdetektoren ist die sehr kleine Signalhöhe, die unter der gegebenen Geometrie von  $20 MeV$  Protonen erzeugt wird. Die Reichweite dieser Teilchen in einem Detektorgas wie Argon mit dem Druck von  $1 bar$  beträgt über  $3.4 m$ , das Bremsvermögen ist mit  $3 keV/mm$  sehr gering. Durch den schrägen Einfall des Strahls wird pro Streifen eine Energie von nur  $0.7 keV$  deponiert. Für Argon mit einem mittleren Energieaufwand von  $26 eV$  für eine Ionisierung führt dies zu lediglich 20 - 30 primären Elektron-Ion-Paaren pro Streifen. Ein weiteres Problem stellt die aufgrund von Aufladungseffekten des Substrats eingeschränkte Zählratenfestigkeit dar. Bei Zählraten von  $10^5 s^{-1} \cdot mm^{-2}$  nimmt die Gasverstärkung ausgehend von Werten der Größenordnung  $10^3$  um 20 % ab. Bei den zu erwartenden kleinen Strahlquerschnitten in der Größenordnung von  $(100 \mu m)^2$  in der Fokalebene bedeutet dies eine Begrenzung der Gesamtzählrate auf etwa  $1 kHz$ .

Der Vorteil eines Gaszählers besteht in der Resistenz gegenüber Strahlenschäden, die vor allem bei hochenergetischen Schwerionen auftreten. Trotzdem wurde das Konzept eines Gaszählers, vor allem wegen der Schwierigkeiten, die bei der Detektion von Protonen zu erwarten sind, nicht weiter verfolgt.

**Halbleiterdetektoren** Halbleiterzähler, hauptsächlich aus Silizium, werden standardmäßig für viele, unterschiedliche Zwecke benutzt, bei denen ionisierende Teilchen nachzuweisen sind. Ist man an einer eindimensionalen Ortsauflösung interessiert, so bieten sich zwei Bauformen an:

**Position-Sensitive-Detector** Eine einfach zu realisierende Möglichkeit eines eindimensional ortsauflösenden Detektors stellt der Position-Sensitive-Detector (*PSD*) dar. Hierbei handelt es sich um eine unstrukturierte, großflächige PIN-Diode, mit einer auf der Vorderseite aufgetragenen, hochohmigen  $p^+$ -Widerstandsschicht, die an den Detektorenden der ortsauflösenden Richtung kontaktiert ist. Das vom auftreffenden Strahlteilchen erzeugte Ladungspaket fließt gemäß des Widerstandsverhältnisses, welches vom Auftreffort abhängt, über die beiden oben genannten Kontakte ab. Aus den beiden Pulshöhen läßt sich der Auftreffort rekonstruieren.

Bei einer konkreten Bauform mit einer aktiven, ortsempfindlichen Detektorlänge von  $90 mm$  und einer Breite von  $10 mm$  wurde mit  $60 MeV$  Ni-Ionen eine Ortsauflösung

von  $0.5\text{ mm}$  erreicht [14]. Dies ist eine Größenordnung schlechter als die geforderte Ortsauflösung. Ist der Auftreffort weit von der Detektormitte entfernt oder wird weniger Ladung deponiert, was bei  $20\text{ MeV}$  Protonen der Fall ist, so ergibt sich eine zusätzliche Abnahme der Detektionsgenauigkeit.

Dieser Detektor stellt somit trotz des geringen Aufwands an benötigter Ausleseelektronik sicher nicht das Optimum eines Fokalebenendetektors dar.

**Silizium–Mikrostreifenzähler** Einen besseren Ansatz, um eine hohe Ortsauflösung zu erreichen, verspricht ein Silizium–Mikrostreifenzähler. Dieser besitzt auf einer bzw. sehr oft auch auf beiden Seiten leitfähige Streifen, die in das Halbleiter–Substrat des Detektors implantiert sind und zur Auslese der deponierten Ladung dienen. Der Streifenabstand bei hochauflösenden Detektoren beträgt  $25\text{ }\mu\text{m}$ . Dadurch kann in der zur Streifenrichtung senkrechten Richtung eine hohe Ortsauflösung erreicht werden, vor allem dann, wenn sich die erzeugte Ladung durch eine geeignete Wahl der angelegten Spannungen auf mehrere Streifen verteilt und dann der Schwerpunkt gebildet wird. Auf diese Weise konnten mit einem  $50 \cdot 50 = \text{mm}^2$  großen und  $280\text{ }\mu\text{m}$  dicken Silizium–Streifenzähler  $5\text{ MeV}$   $\alpha$ -Teilchen auf  $30\text{ }\mu\text{m}$  genau detektiert werden [15]. Die Schrägstellung der Fokalebene und die oben angegebene Detektordicke bewirken, daß bei  $20\text{ MeV}$  Protonen, welche den gesamten Detektor durchqueren, stets mindestens 20 Streifen ansprechen. Dies stellt jedoch kein prinzipielles Problem dar, wenn man dafür sorgt, daß für jedes einzelne Teilchen der Orts–Schwerpunkt von der Datenaufnahme berechnet wird.

Die Nachteile eines Silizium–Mikrostreifenzählers liegen im elektronischen Aufwand und im praktischen Betrieb. Auch dann, wenn jeweils nur jeder vierte Streifen ausgelesen wird, was durch kapazitive Kopplung mit den restlichen Streifen keinen großen Verlust an Ortsauflösung bedeutet, müssen hunderte von Ausgangssignalen verarbeitet werden. Dies geschieht dadurch, daß die einzelnen Streifen direkt am Zähler durch Bonddrähte mit hochintegrierten Verstärkerbausteinen verbunden werden, die in der Regel auch die Signalausgabe auf eine serielle Leitung erledigen [15]. Bei Detektoren dieser Art muß auch immer damit gerechnet werden, daß einzelne Kanäle defekt sind und daher kein Signal bzw. ein stark verrauschtes Signal liefern. Dies ist bei der Schwerpunktsbildung zur Ortsermittlung zu berücksichtigen [14]. Trotz dieser Defizite ist der Silizium–Mikrostreifenzähler aber durchaus ein mögliches Konzept bei der Realisierung des Fokalebenendetektors.

**Microchannel Plate** Ein anderes Grundprinzip der Teilchendetektion bietet ein sogenanntes *Microchannel Plate* (= *MCP*). Dabei handelt es sich um eine  $0.2\text{ mm}$  bis

0.5 mm dicke Platte, die aus einzelnen Glasröhren mit einem Durchmesser von  $6\ \mu\text{m}$  bis  $12\ \mu\text{m}$  besteht. Diese schließen mit der Flächennormalen der Platte einen Winkel von  $5^\circ$  bis  $15^\circ$  ein. Die beiden Flächen der Platte werden metallisiert und dienen als Elektroden, an die eine Hochspannung angelegt wird. Ein einfallendes Ion oder auch Photon, das auf die Innenseite eines der Röhrrchen trifft, erzeugt dort freie Elektronen, die von der angelegten Spannung beschleunigt werden und beim Auftreffen auf die Wand weitere Elektronen auslösen. Jede Röhre wirkt so als Elektronenvervielfacher mit einer Verstärkung von ca.  $10^4$ . Es besteht auch die Möglichkeit, zwei oder drei *MCPs* zu kaskadieren, die Verstärkung erhöht sich dabei auf  $10^6$  bzw.  $10^7$ . [16]

Die eindimensional ortsempfindliche Auslese eines solchen Signals kann dadurch erfolgen, daß die Anode auf der *MCP*-Rückseite segmentiert aufgebracht wird. Durch Auslese mittels einer Kapazitäts-Widerstands-Kette kann man Ortsauflösungen von  $100\ \mu\text{m}$  erreichen. Eine weitere Möglichkeit besteht im Anbringen eines Leuchtschirmes hinter dem *MCP*, der dann über eine Faseroptik mit einem linearen Bildsensor ausgelesen wird. Für Teilchenenergien von einigen *keV* sind damit Ortsauflösungen von bis zu  $40\ \mu\text{m}$  möglich. Die Nachweiseffizienz für Ionen nimmt jedoch von ca. 70 % für Energien im Bereich von 2 bis 50 *keV* auf unter 5 % für Energien über 200 *keV* ab. Zu diesem Problem der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit an sich kommt bei 20 *MeV* Protonen durch die Schrägstellung der Fokalebene eine weitere Schwierigkeit bei der Ortsbestimmung hinzu. Auf seiner Flugbahn durch das *MCP* kann ein Proton an irgend einer Stelle die oben beschriebene Elektronenlawine auslösen. Der daraus detektierte Ort liegt somit zufällig innerhalb des Ortsbereiches von  $1.9 \cdot a$ . Das Konzept eines Fokalebenendetektors nach diesem Prinzip wurde aus diesen Gründen nicht weiter verfolgt.

**Szintillationsdetektor** Einen weiten Bereich möglicher Bauformen stellen Szintillationsdetektoren dar. In einem für Ionen geeigneten Szintillationsmaterial wie z.B. Cäsiumiodid (CsI) oder Zinksulfid (ZnS) erzeugen die ionisierenden Strahlteilchen Photonen, die mittels eines Photomultipliers, einer Photodiode oder eines Bildsensors detektiert werden. Für die hier benötigte Anwendung als Fokalebenendetektor mit der geforderten, eindimensionalen Ortsauflösung von  $50\ \mu\text{m}$  erscheint jedoch nur ein linearer Bildsensor als optisches Auslesegerät des Szintillationslichtes geeignet. Die optische Ankopplung an den Szintillator kann dabei über eine Faseroptik oder durch ein Linsensystem erfolgen. Um einzelne Strahlteilchen sicher detektieren zu können, kann zwischen Szintillator und optischem Auslesegerät ein Microchannel Plate als Bildverstärker geschaltet werden. Trotz der prinzipiellen Machbarkeit haben all diese Lösungen den Nachteil eines sehr hohen, technischen Aufwandes mit vielen Detailproblemen, wie z.B.

die Effizienz der Photonensammlung und die Qualität der optischen Abbildung. Im Sinne einer sicheren Realisierbarkeit wurde daher ein anderes Konzept für den Fokalebeneendetektor gewählt.

### 4.3 Optischer Zeilensensor als Fokalebeneendetektor

Als Alternative zu den im vorigen Kapitel genannten Detektorkonzepten wurde ein für optische Anwendungen konzipierter Zeilensensor bezüglich seiner Eignung als Teilchendetektor untersucht und anschließend im  $0^\circ$ -Spektrographen eingesetzt. Konkret handelt es sich um einen Chip der Firma *Sony* (*ILX511*), dessen genaue Funktionsweise später beschrieben wird. An dieser Stelle sollen nur die wichtigsten Unterschiede zu den anderen Detektoren aufgezeigt werden.

Mit einer Ortsauflösung von  $14\mu\text{m}$  wird bei diesem Detektor die geforderte Auflösung von  $50\mu\text{m}$  gut erfüllt. Aufgrund seiner extrem dünnen, aktiven Schicht von unter  $2\mu\text{m}$  stellt er das einzige Konzept dar, bei dem die Schrägstellung der Fokalebene keine Schwierigkeit bei der Ortsbestimmung mit sich bringt. Außerdem wird es durch die Funktionsweise der Ladungssammlung über einen bestimmten Zeitraum möglich, ein ganzes Spektrum von detektierten Teilchen auf einmal auszulesen. Dadurch können, zumindest bei Protonen, Teilchenraten von mindestens  $100\text{kHz}$  verarbeitet werden. Andere Detektoren, die für jedes Ion einen Trigger-Impuls erzeugen, sind wegen des Datenaufnahmesystems auf Zählraten von maximal  $10\text{kHz}$  beschränkt. Trotz der großen Anzahl von 2048 Kanälen des Zeilensensors, muß im Gegensatz zum Silizium-Mikrostreifenzähler kein externer, elektronischer Aufwand betrieben werden, um die Ausgangssignale der Reihe nach auf eine serielle Leitung zu schalten. Dies erledigt der Zeilensensor automatisch durch sein CCD (charge coupled device)-Schieberegister.

Nachteile des Zeilensensors sind die beschränkte aktive Länge von  $28.6\text{mm}$  und die kleine Breite von  $200\mu\text{m}$ , welche eine Justage des Sensors innerhalb der Fokalebene zu Beginn jeder Strahlzeit erforderlich macht. Weiterhin wirkt sich nachteilig aus, daß aufgrund der periodischen, selbstausschaltenden Betriebsweise die Zeitinformation über eintreffende Teilchen nur auf einen Zeitraum von bestenfalls  $2\text{ms}$  begrenzt werden kann. Experimente, die eine Koinzidenz mit anderen Detektoren benötigen, sind daher nur mit großer Einschränkung oder zusätzlichem Aufwand möglich.

#### 4.3.1 Funktionsprinzip des Zeilensensors

CCD-Zeilensensoren sind heutzutage preisgünstige Massenartikel für Anwendungen in Faxgeräten und Scannern, aber auch für optische Meßgeräte wie Spektrometer. Die

prinzipielle Funktionsweise ist in der Regel gleich, die einzelnen Ausführungen unterscheiden sich in der Anzahl und den Abmessungen der lichtsensitiven Pixel, sowie in der Art der elektronischen Ansteuerung und des Ausgangssignals. Abgesehen von sehr teuren Spezial-Zeilensensoren gibt es Ausführungen mit Zeilenbreiten von  $7\ \mu\text{m}$  bzw.  $200\ \mu\text{m}$ . Für die hier benötigte Anwendung als Fokalebeneendetektor kam nur ein Zeilensensor mit einer hinreichenden Zeilenbreite in Frage. Die Wahl fiel daher auf den CCD-Zeilensensor *ILX511* der Firma *Sony*, der unter allen Sensoren mit der Zeilenbreite von  $200\ \mu\text{m}$  die größte Länge besitzt. Die Sensorzeile besteht dabei aus 2048 Pixel der jeweiligen Größe von  $14\ \mu\text{m} \cdot 200\ \mu\text{m}$ . Eingesetzt als Fokalebeneendetektor entspricht einem Detektorkanal der räumlichen Breite von  $14\ \mu\text{m}$  ein relatives Energieintervall von  $\Delta E/E = 2.9 \cdot 10^{-6}$ . Aufgrund der Sensorlänge von  $28.6\ \text{mm}$  ergibt sich insgesamt eine Energieakzeptanz von  $5.9 \cdot 10^{-3}$ .

Anhand der Abbildung 4.2 soll nun der Aufbau und Funktionsablauf des verwendeten Zeilensensors beschrieben werden. Der lichtensitive Bereich setzt sich aus 2048 pn-Fotodioden zusammen. In diesen werden durch auftreffende Photonen oder aber auch durch ionisierende Teilchen während einer bestimmten Zeitspanne von typischerweise  $2\ \text{ms}$  bis  $20\ \text{ms}$ , der Integrationszeit, Elektron-Loch-Paare generiert und gesammelt. Neben dieser Fotodiodenzeile befindet sich das Ladungs-Schiebe-Register (*CCD*). Ein von außen angelegtes Auslesesignal, das sogenannte Read-Out-Gate (= *ROG*), veranlaßt das Transfer-Gate, die in den Fotodioden aufintegrierte Ladung parallel für alle Pixel in das Ladungs-Schiebe-Register zu transferieren. Während nun mittels eines ebenfalls externen Takt-Signals (engl. Clock = *CLK*) die Pixelladungen seriell aus dem Schieberegister geschoben werden, beginnt in der Fotodiodenzeile eine neue Ladungsintegration. Nach Durchlaufen einer auf dem Chip integrierten Verstärker- und Sample&Hold-Schaltung kann das Ausgangssignal der Pixel nacheinander dem Sensorbaustein entnommen werden.

Für den ausgewählten Zeilensensor gibt es komplette Zeilenkameras für den Anschluß an die parallele Schnittstelle eines PCs. Ziel ist es jedoch, den Detektor an das bestehende Datenaufnahmesystem des Beschleunigerlabors anzubinden sowie eine Koordination des Auslesezyklus des Zeilensensors mit dem später vorgesehenen Scan-Betrieb des Raster-Ionenmikroskops zu ermöglichen. Deshalb mußte sowohl die digitale Ansteuerung wie auch die analoge Signalaufbereitung für den Zeilensensor selbst entworfen und aufgebaut werden.

### 4.3.2 Digitale Ansteuerung des Chips

Zu seinem Betrieb benötigt der Zeilensensor neben einer  $+5\ \text{V}$ -Spannungsversorgung die beiden oben genannten Signale *ROG* und *CLK*. Das primäre Ziel einer Ansteu-

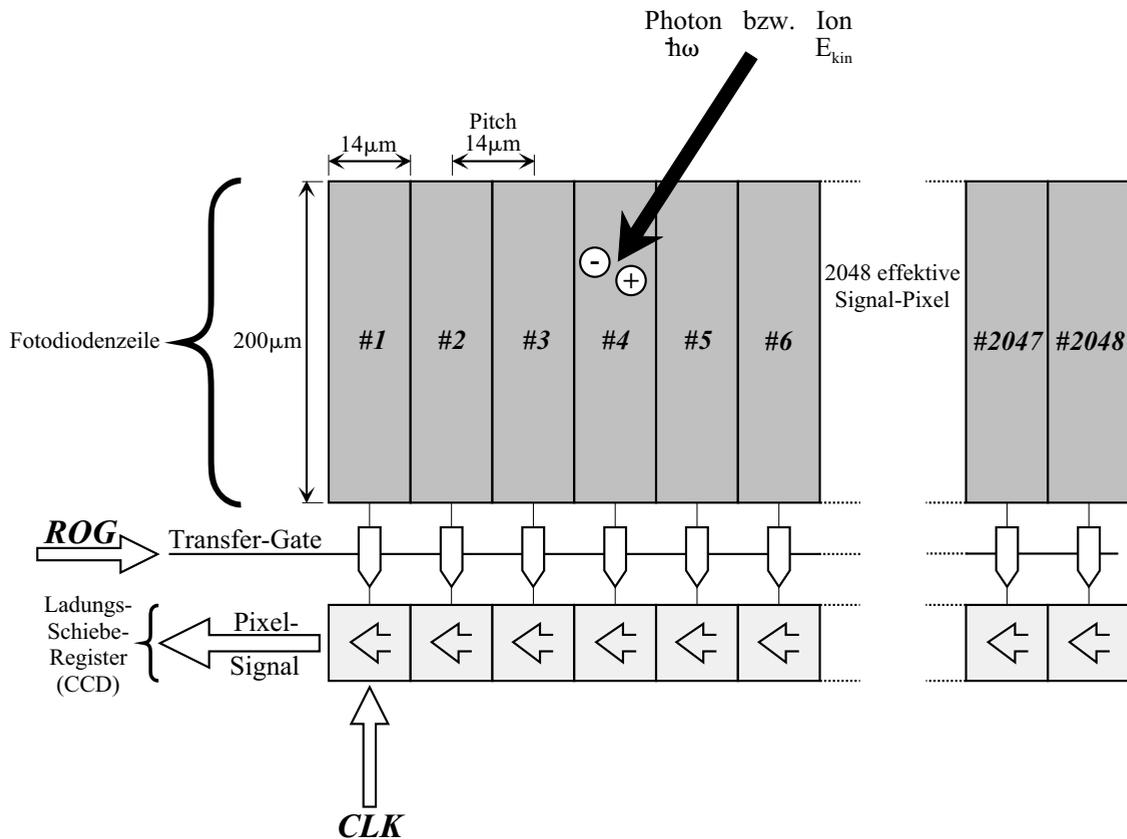
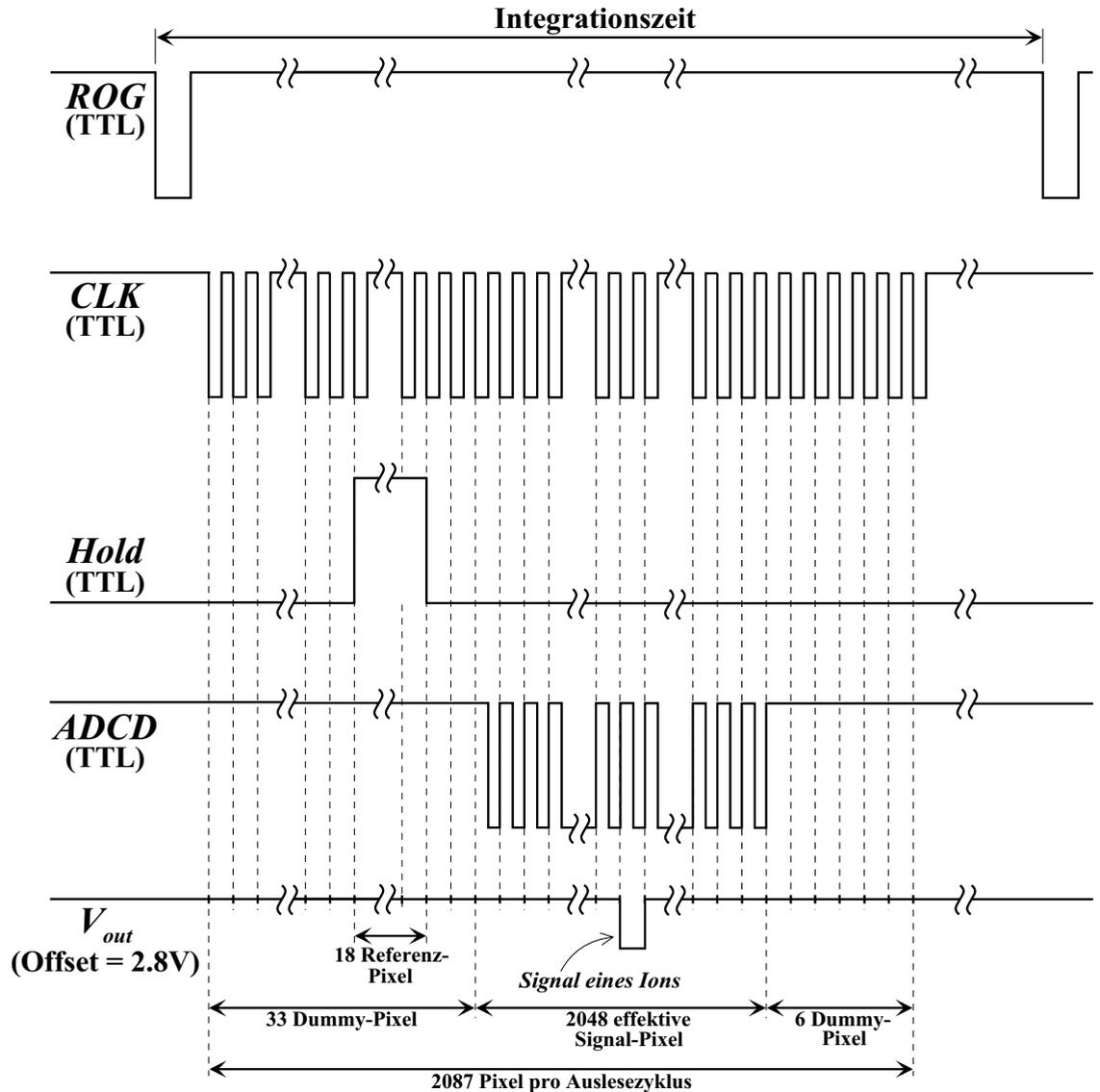


Abbildung 4.2: Funktionsweise eines Zeilensensors mit CCD-Auslese.

erschaltung ist es, diese beiden Signale entsprechend den Timing-Anforderungen des Chips zu erzeugen. In Abbildung 4.3 sind diese und andere, später noch benötigte Steuersignale, in einer Übersicht dargestellt. Dabei soll die Schaltung auf einen externen Trigger-Impuls hin den Auslesezyklus durchlaufen. Über die Zeitspanne zwischen zwei Trigger-Impulsen kann dabei die oben beschriebene Integrationszeit eingestellt werden.

Realisiert wird der Auslesezyklus durch eine sogenannte *State-Machine*, also eine Schaltung, die, einmal gestartet, an ihren Ausgängen eine bestimmte Sequenz von Zuständen durchläuft. Konkret besteht diese *State-Machine* aus zwei kaskadierten 8-bit-Zählern, welche von einem 2MHz-Oszillator getaktet werden, und einem programmierbaren Logikbaustein, einem sogenannten GAL (Generic Array Logic). Wird die *State-Machine* gestartet, beginnen die Ausgänge der Zähler von Null ausgehend in binärer Form hoch zu zählen. Diese Ausgänge liefern die Eingangssignale für das GAL, das gemäß dem einprogrammierten Logik-Verknüpfungsmuster an seinen Ausgängen wiederum die gewünschten Timing-Signale liefert. Da man inklusive aller sogenann-



**Abbildung 4.3:** Das Timing der Steuersignale. *ROG* und *CLK* werden zur Ansteuerung des Zeilensensors benötigt, *Hold* zur Beseitigung des Offsets und der Drift-Effekte bei der analogen Signalaufbereitung und *ADCD* zur Koordination des AD-Wandlers bei der Datenaufnahme. Zu sehen ist auch das direkte Zeilen-Ausgangssignal  $V_{out}$  mit der Pixeleinteilung und einem beispielhaften Ionen-Treffer.

ten Dummy-Pixel, welche kein Signal enthalten, eine Zahl von mindestens 2088 Pixel auslesen muß und jeweils zwei Zustände durchlaufen werden müssen, benötigt man für einen Auslesezyklus einen Zählumfang von 13 *bit*, was einer maximal möglichen Zahl von 8092 Zuständen entspricht. Es ist also ein *GAL* mit mindestens 13 Eingängen zu wählen. Es wurde daher der Chip *PALCE22V10* der Firma *Vantis* mit 12 Eingängen

und 10 kombinierten Ein-/Ausgängen verwendet. In Abbildung A.1 ist der komplette Schaltplan dargestellt.

### 4.3.3 Analoge Signalaufbereitung

Das Ausgangssignal des Zeilensensors besitzt einen Offset von  $+2.8\text{ V}$ , von dem sich die Pixelsignale mit einer maximalen Amplitude von  $0.8\text{ V}$  subtrahieren [17]. Dieser Offset ist nicht nur von der Versorgungsspannung abhängig, sondern auch von der Temperatur. Eine Erhöhung der Temperatur von  $20^\circ\text{ C}$  auf  $40^\circ\text{ C}$  bringt eine Zunahme des Offsets um ca.  $60\text{ mV}$  mit sich. Das Ziel einer analogen Signalaufbereitung ist es, diesen Offset und alle Drifteffekte zu beseitigen, sowie das negative Pixelsignal in ein positives zu konvertieren.

Die einfachste Art, dies zu bewerkstelligen, stellt eine kapazitive Kopplung des Signals dar. Alle Signaländerungen auf großer Zeitskala werden dadurch unterdrückt. Ein schwerwiegender Nachteil dieser Methode ist die Verschiebung der Nulllinie um einen Offset  $\Delta V$ , die sich bei großen Signalen bemerkbar macht und zu falschen Signalhöhen führt. In Abbildung 5.2 ist dies aufgrund der kapazitiven Kopplung des Oszilloskopeingangs ( $AC$ ) deutlich zu erkennen.

Es wurde daher eine Methode gewählt, mit der die oben genannten Ziele ohne nachteilige Effekte erreicht werden können. Zu Beginn des Auslesezyklus werden, wie in Abbildung 4.3 zu sehen, 18 Referenzpixel vom Zeilensensors ausgegeben. Diese unterscheiden sich von den eigentlichen Signalpixeln dadurch, daß sie nur den Offset und die Drifteffekte, jedoch kein Netto-Signal enthalten. Es mußte also eine Schaltung entworfen werden, welche die Signalhöhen der Referenzpixel speichert und von den restlichen Pixeln subtrahiert. Realisiert wurde dies mittels einer sogenannten *Sample&Hold*-Schaltung, welche in Abbildung A.2 als Teil der gesamten Analogschaltung zu sehen ist. Das Timing (Abbildung 4.3) dazu liefert die digitale Ansteuerschaltung (Abbildung A.1) in Form eines *Hold*-Signals, das die zeitliche Präsenz der 18 Referenzpixel anzeigt. Während der *Hold*-Zeit wird mittels eines Analogschalters ( $IC2$ ) ein Kondensator auf den Signalpegel der Referenzpixel aufgeladen. Bei der Ausgabe der Signalpixel durch den Zeilensensor wird die Kondensatorspannung, gepuffert durch einen Operationsverstärker mit hochohmigem Eingang ( $IC3$ ), von den Signalspannungen mittels eines schnellen Operationsverstärkers ( $IC4$ ) subtrahiert.

Um die, für einzelne Protonen kleinen Signalspannungen vor Ort gleich verstärken zu können, wurde in die Schaltung eine Verstärkerstufe ( $IC5$ ) mit einem Abschwächungs- bzw. Verstärkungsfaktor von 0 bis 10 integriert, die gleichzeitig das Vorzeichen des Signals umkehrt. Da der Zeilensensor ein relativ schnelles Ausgangssignal mit steilen Flanken liefert, sind schnelle Bauteile zu wählen. Dies ist mit dem Operations-

verstärker *AD844* und dem Signaltreiber *EL2001* geschehen.

#### 4.3.4 Anbindung an das Datenaufnahmesystem

Den letzten Schritt zum vollständigen Detektorsystem stellt die Anbindung des Zeilensensors an die Datenaufnahme des Beschleunigerlabors dar. Zentraler Bestandteil bei der Lösung dieser Aufgabe ist ein Analog-Digital-Wandler, der es ermöglicht, ein serielles Signal, bestehend aus 2048 Kanälen mit einer Taktfrequenz von  $1\text{ MHz}$ , dem Datenaufnahmerechner zu übermitteln. Genau dies leistet das Camac-Modul *ADCD9701*, welches bei einer Auflösung von  $12\text{ bit}$  Signalraten von bis zu  $10\text{ MHz}$  erlaubt. Die maximalen Pegel für das Eingangssignal betragen  $+5\text{V}$  bzw.  $-5\text{V}$ , was zu einer einzelnen Auflösungsstufe von  $\Delta U = 5\text{V}/2^{12} = 1.22\text{ mV}$  führt. Als Besonderheit verfügt dieser *AD*-Wandler über einen Diskriminator, dessen Schwelle durch die Programmierung in der Datenaufnahme eingestellt werden kann. Signale, welche unter der Schwelle liegen, werden durch den *ADCD9701* sofort verworfen und verringern dadurch die Datenmenge, die zum Datenaufnahmerechner transferiert werden muß. Zur Koordinierung der Analog-Digital-Wandlung mit dem Takt der Signalpixel des Zeilensensors benötigt das Modul ein Logik-Steuersignal mit *NIM*-Pegel (*ADCD* – *-CLOCK*), wobei der Wandlungsprozeß bei der fallenden Flanke dieses Signals stattfindet. Ausgangspunkt dieses *CLOCK*-Signals ist ebenfalls die digitalen Ansteuerung des Zeilensensors, die das TTL-Signal *ADCD* (Abbildungen 4.3 und A.1) erzeugt. Dieses wird gleich vor Ort in ein *NIM*-Signal konvertiert (Abbildung A.2) und mittels eines *Gate-Generators*, der durch zeitliche Verschiebung des *CLOCK*-Signals eine genaue Ausrichtung am Pixelsignal ermöglicht, auf den *CLOCK*-Eingang des *ADC*s gegeben. Die vollständige Schaltungsübersicht der Datenaufnahme ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

Der Triggerausgang eines Pulsers liefert in periodischen Abständen das Auslesesignal für den Zeilensensor, d.h. er startet damit die in Abschnitt 4.3.2 beschriebene *State-Machine*. Die einstellbare Taktfrequenz erlaubt dabei eine freie Wahl der Integrationszeit innerhalb eines sinnvollen Bereiches von  $3\text{ms}$  bis  $100\text{ms}$ . Dieser Vorgang ersetzt den sonst üblichen, durch ein Strahlteilchen ausgelösten Trigger, was den bereits erwähnten Nachteil mit sich bringt, keine präzisen Zeitinformationen über detektierte Ionen zu erhalten. Um keinen Konflikt mit dem Datenaufnahmerechner zu verursachen, darf der Trigger nur dann zur *State-Machine* gelangen, wenn der Rechner zur Datenaufnahme bereit ist. Dies wird dadurch angezeigt, daß der *NIM*-Ausgang des Triggermoduls einen Signalpegel von  $0\text{V}$  aufweist. Ist dies nicht der Fall, so wird mit Hilfe eines *Logic FAN-IN/FAN-OUT*-Moduls, dessen vier Eingänge jeweils ein logisches *Oder* darstellen, das Triggersignal unterdrückt.

In der Datenaufnahme des Beschleunigerlabors werden die Pixelsignale des peri-

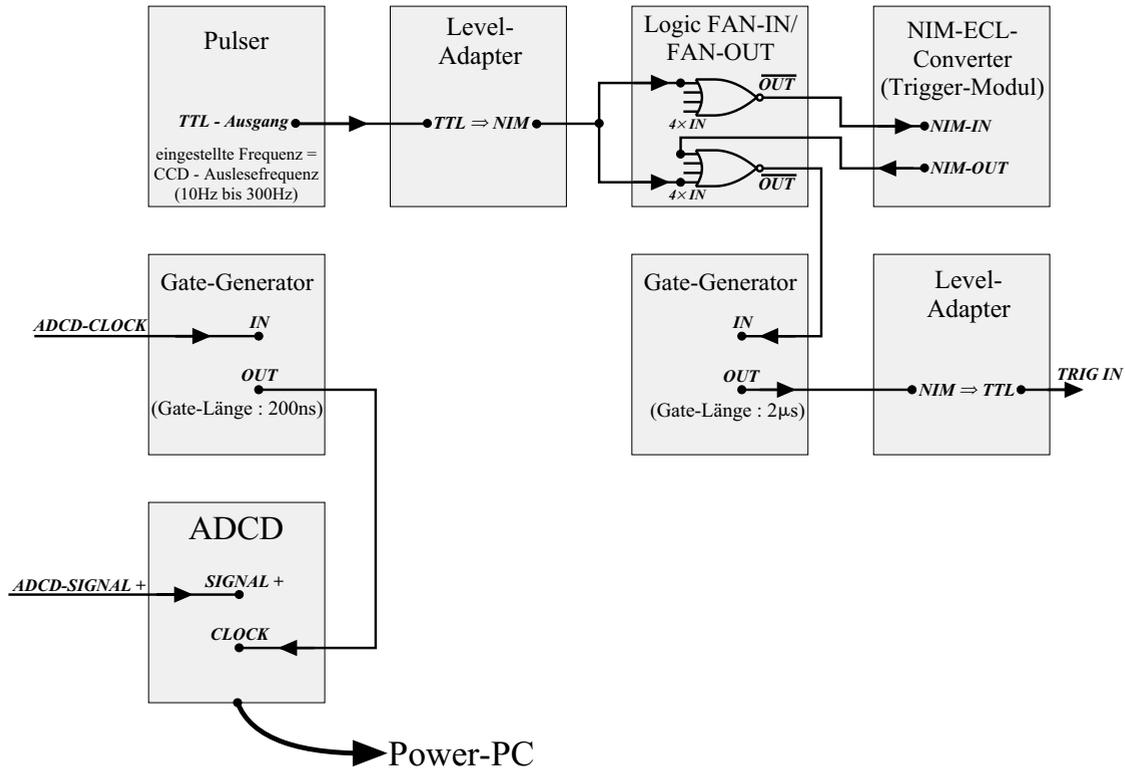


Abbildung 4.4: Datenaufnahmeschaltung mit dem AD-Wandler AD9701.

odisch ausgelesenen Zeilensensors entsprechend ihrer Kanalnummer aufsummiert. Es entsteht ein aufakkumuliertes Ortsspektrum des auf den Detektor auftreffenden Ionenstrahls, was aufgrund der konstanten Energiedispersion in der Fokalebene des  $0^\circ$ -Spektrographen (siehe Kapitel 5.2.1) einem unmittelbaren Energiespektrum des Ionenstrahls entspricht.

#### 4.3.5 Detektormontage am senkrechten Strahlrohr

Der Bestimmungsort des Zeilensensors ist die Fokalebene des  $0^\circ$ -Spektrographen, die sich im senkrechten Strahlrohr befindet. Um eine Justage des Detektors innerhalb der Fokalebene zu ermöglichen, wurde eine Aufnahmevorrichtung für den Zeilensensor konstruiert und aufgebaut, welche an einer fernsteuerbaren Vakuum-Drehdurchführung befestigt ist. Die Schrägstellung der Fokalebene ist in der Konstruktion des Detektorhalters berücksichtigt. Eine schematische Seitenansicht dieses Aufbaus ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die elektronische Beschaltung des Zeilensensors im Strahlrohrvakuum ist in Abbildung A.3 dargestellt.

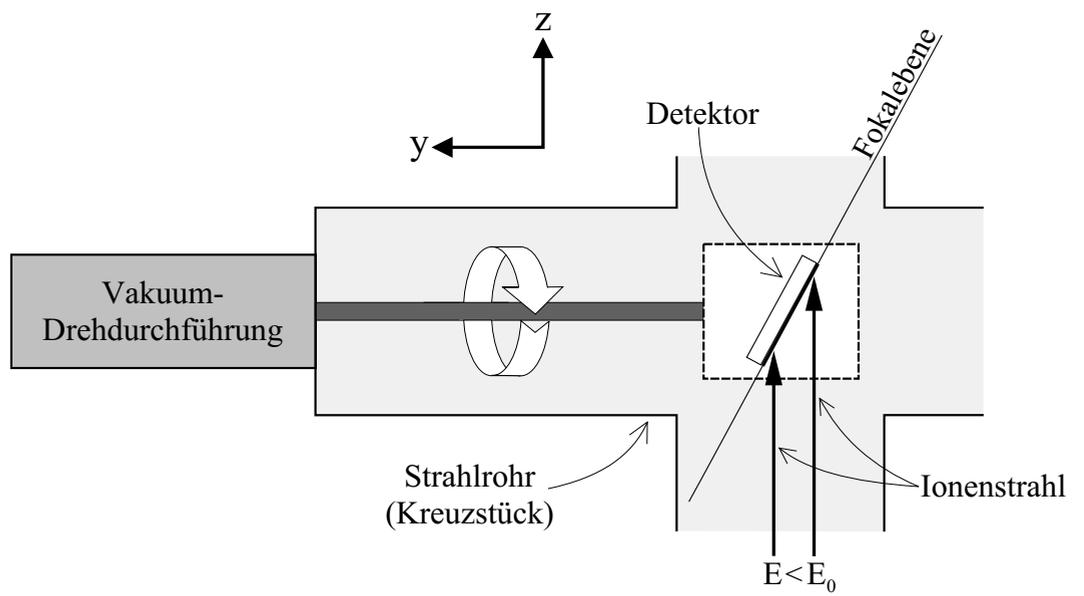


Abbildung 4.5: Mechanischer Detektoreinbau am senkrechten Strahlrohr.



# 5. Erste Experimente mit dem $0^\circ$ -Spektrographen

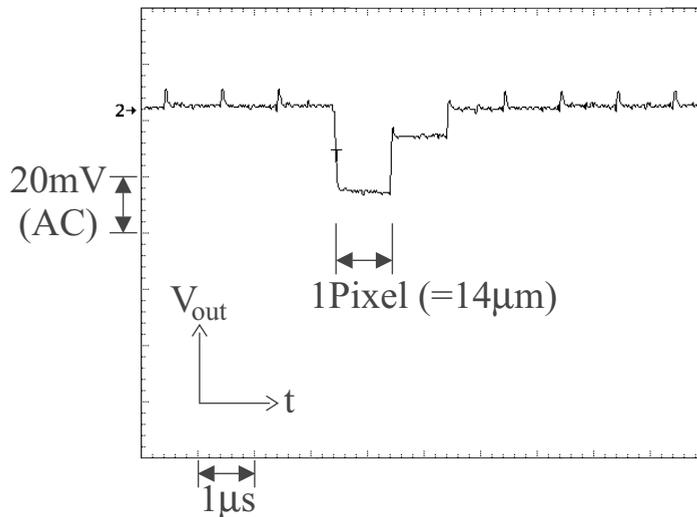
Im Sommer bzw. Herbst 1999 wurde der  $0^\circ$ -Spektrograph am Raster-Ionenmikroskops *SNAKE* für erste Messungen eingesetzt. Als Projektile wurden dabei 20 MeV Protonen bzw. 90 MeV Schwefelionen verwendet. Das Ziel war, den Spektrographen bezüglich seiner ionenoptischen Abbildungseigenschaften und der erreichbaren Energieauflösung zu untersuchen. Zugleich sollte der Fokalebeneendetektor erstmals auf seine Eignung für den Nachweis von hochenergetischen Ionen getestet werden.

## 5.1 Eignung des Fokalebeneendetektors für leichte und schwere Ionen

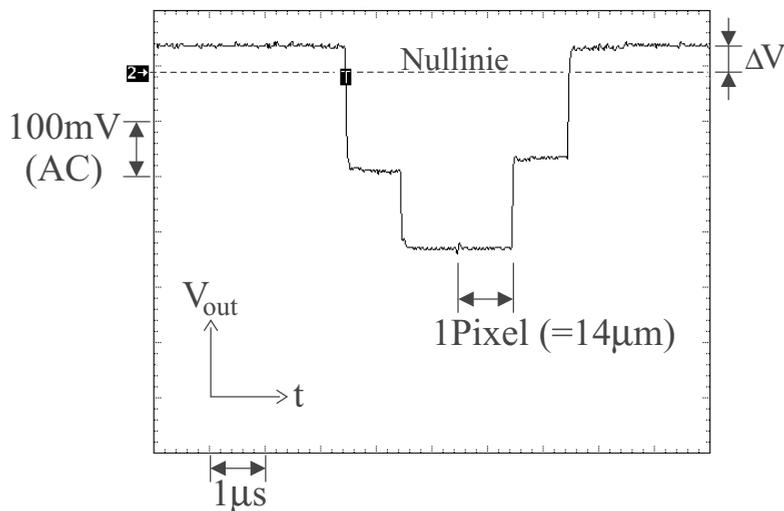
### 5.1.1 Detektorsignale für 20 MeV Protonen

In einer ersten Strahlzeit wurde das Ausgangssignal des CCD-Zeilensensors für 20 MeV Protonen ohne Einsatz des  $0^\circ$ -Spektrographen untersucht. Der Strahl wurde dabei durch Beschneidung mit den Objekt-Mikroschlitz [2] auf einen Strahldurchmesser von ca.  $15\ \mu\text{m}$  in der Targetebene des Mikrostrahls (Abbildung 3.1) fokussiert. Die Strahlfleckgröße wurde durch Abscannen eines Mikroskopiergitters mit Hilfe der Scan-Magnete vor der Targetkammer ermittelt.

Der Zeilensensor, dessen Glasfenster vorher entfernt wurde, war ebenfalls in der Targetebene innerhalb der Probenkammer des Mikrostrahl-Aufbaus installiert und wurde senkrecht vom Strahl mit einer Zählrate von ca.  $1\ \text{kHz}$  getroffen. Die Integrationszeit betrug dabei  $2\ \text{ms}$ . Da zu diesem Zeitpunkt die Anbindung des Detektors an die Datenaufnahme noch nicht realisiert war, wurde das Ausgangssignal des Zeilensensors direkt mit Hilfe eines Speicheroszilloskops untersucht. Aus der Analyse mehrerer Oszilloskopbilder konnte das Ausgangssignal, welches von einem Proton erzeugt wird, zu  $14.5\ \text{mV}$  bestimmt werden. In Abbildung 5.1 ist ein typisches, von drei Protonen erzeugtes Bild zu sehen. Mit den Scan-Magneten wurde der Strahlfleck entlang des Zeilensensors periodisch auf- und abgewedelt. Dies konnte am Oszilloskop direkt mitverfolgt werden und zeigte damit, daß der Zeilensensor eine ortsauflösende Detektion von Protonen



**Abbildung 5.1:** Oszilloskopbild dreier Protonen, die bei kleiner Zählrate von ca.  $1\text{ kHz}$  und einer Integrationszeit von  $2\text{ ms}$  auf zwei Pixel getroffen sind.



**Abbildung 5.2:** Oszilloskopbild von ca. 82 Protonen. Bei großer Zählrate von ca.  $50\text{ kHz}$  und einer Integrationszeit von  $2\text{ ms}$  wurden insgesamt vier Pixel getroffen.

ohne elektronische Artefakte ermöglicht.

Durch Auffahren der Objekt-Mikroschlitz wurde die Zählrate auf ca.  $50\text{ kHz}$  erhöht. Aufgrund der ionenoptischen Abbildung vergrößerte sich gleichzeitig der Strahlfleck auf dem Detektor. Beide Effekte sind in Abbildung 5.2 zu sehen. Hier erkennt man den

bereits in Kapitel 4.3 erwähnten Vorteil des Zeilensensors, ein ganzes Spektrum von vielen Teilchen auf einmal auslesen zu können.

Aus der absoluten Signalhöhe, die ein einzelnes Proton erzeugt, läßt sich die effektive Dicke der aktiven Schicht des Zeilensensors abschätzen. Dazu wird als erstes bestimmt, welche Anzahl von Elektron–Loch–Paaren in einem Pixel generiert werden muß, um ein bestimmtes Ausgangssignal zu erzielen:

Die Sensitivität des Zeilensensors bei Bestrahlung mit Licht einer Wellenlänge von  $660\text{nm}$  beträgt  $S_{660\text{nm}} = 1800\text{ V}/(lx \cdot s)$  [17]. Die Belichtung  $H_\lambda$  mit der Einheit  $Lux \cdot Sekunde$  ( $lx \cdot s$ ) ist eine fotometrische, d.h. mit dem spektralen Hellempfindlichkeitsgrad des menschlichen Auges gewichtete Größe. Die Umrechnung auf eine Anzahl von Photonen, die auf ein Pixel treffen, gelingt folgendermaßen [18]:

$$H_\lambda = \frac{Q_\lambda}{A} = k_\lambda \cdot \frac{W}{A} = k_\lambda \cdot \frac{N_{\text{Photonen}} \cdot h\nu_\lambda}{A} \quad (5.1)$$

$Q_\lambda$  bezeichnet dabei die Lichtmenge, ebenfalls eine fotometrische Größe, mit der Einheit  $Lumen \cdot Sekunde$  ( $lm \cdot s$ ).  $W$  stellt die physikalische Strahlungsenergie ( $J$ ) dar, die in Form von Photonen der Anzahl  $N_{\text{Photonen}}$  und Quantenenergie  $h\nu_\lambda$  auf die Fläche  $A = (14 \cdot 200 \mu\text{m}^2)$  eines Pixels trifft. Die Verbindung zwischen fotometrischen und physikalischen Größen wird durch das fotometrische Strahlungsäquivalent  $k_\lambda$  mit  $k_{660\text{nm}} = 41.7\text{ lm}/W$  hergestellt. Das Maximum der spektralen Empfindlichkeit des Zeilensensors liegt bei  $460\text{ nm}$  und ist um den Faktor  $p = 1.85$  größer als die Empfindlichkeit bei  $660\text{ nm}$  [17]. Die Quanteneffizienz, mit der ein Photon der Wellenlänge  $460\text{ nm}$  ein Elektron–Loch–Paar generiert, liegt bei  $\eta = 0.8$ . Daraus ergibt sich die Anzahl  $N_{e-h}(U)$  von Elektron–Loch–Paaren, welche pro Pixel nötig ist, um ein Ausgangssignal  $U$  des Zeilensensors zu erzeugen:

$$N_{e-h}(U) = \frac{U}{S_{660\text{nm}}} \cdot \frac{1}{k_{660\text{nm}}} \cdot \frac{A}{h\nu_{660\text{nm}}} \cdot \frac{\eta}{p} = 54 \cdot \frac{U}{\text{mV}} \quad (5.2)$$

Bei der maximal möglichen Ausgangsspannung des Zeilensensors von  $0.8\text{ V}$  bedeutet dies, daß eine Anzahl von ca.  $4.3 \cdot 10^4$  Elektron–Loch–Paaren pro Pixel zu einer Sättigung des Signals führen. Zu berücksichtigen ist, daß bei den Messungen in der Strahlzeit der Signalausgang des Zeilensensors über ein langes  $50\text{ }\Omega$ -Kabel mit einem  $50\text{ }\Omega$ -Abschlußwiderstand belastet wurde. Da die Sensitivität  $S_{660\text{nm}}$  des Zeilensensors jedoch für eine Ausgangsimpedanz von  $250\text{ }\Omega$  spezifiziert ist und obige Betrachtungen vom absoluten Signalpegel abhängig sind, wurde nach der Strahlzeit das Verhältnis der Ausgangssignale  $U_{250\text{ }\Omega}$  für  $250\text{ }\Omega$  – – und  $U_{50\text{ }\Omega}$  für  $50\text{ }\Omega$  – –Abschluß experimentell bestimmt:

$$\frac{U_{250\text{ }\Omega}}{U_{50\text{ }\Omega}} = 2.7 \quad (5.3)$$

Die Anzahl an Elektron–Loch–Paaren  $N_{e-h}(1Proton)$ , die von einem Proton in der aktiven Schicht des Detektors generiert wird, ergibt sich mit dem von einem Proton erzeugten Ausgangssignal  $U_{1Proton} = 14.5\text{ mV}$  bei einem Abschluß von  $50\ \Omega$  folgendermaßen:

$$N_{e-h}(1Proton) = \frac{U_{250\ \Omega}}{U_{50\ \Omega}} \cdot 54 \cdot \frac{U_{1Proton}}{\text{mV}} = 2.1 \cdot 10^3 \quad (5.4)$$

Aufgrund der notwendigen Energie  $E_{e-h} = 3.6\text{ eV}$ , um in Silizium im Mittel ein Elektron–Loch–Paar zu erzeugen, bedeutet dies einen Energieverlust der 20 MeV Protonen in der aktiven Schicht von  $\Delta E_{aktive\ Schicht} = 7.6\text{ keV}$ .

Das Bremsvermögen  $S_{20\text{ MeV } p\text{ in } Si} = 4.8\text{ keV}/\mu\text{m}$  stellt nun den Zusammenhang zur gesuchten Dicke dieser Schicht her:

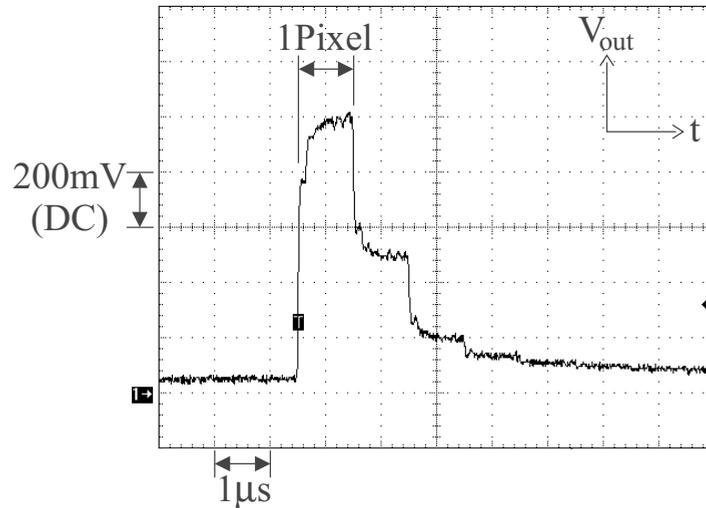
$$a = \frac{\Delta E_{aktive\ Schicht}}{S_{20\text{ MeV } p\text{ in } Si}} = 1.6\ \mu\text{m} \quad (5.5)$$

Im Vergleich zu Standarddetektoren der Kernphysik mit Schichtdicken ab  $300\ \mu\text{m}$  ist dieser Wert sehr klein. Aufgrund der kleinen, gekoppelten Sammelkapazität für jeden Pixel und der unmittelbaren Verstärkung durch die integrierte Elektronik des Zeilensensors genügt diese Dicke jedoch, um einzelne Protonen zu detektieren. Plausibel wird die geringe Schichtdicke, wenn man bedenkt, daß der Zeilensensor für den Nachweis von Licht im sichtbaren Spektralbereich konzipiert wurde. Die Eindringtiefe, d.h. die Tiefe, nach der die Strahlungsleistung auf  $1/e$  abgefallen ist, von Photonen am Maximum des fotometrischen Strahlungsäquivalents bei einer Wellenlänge von  $555\text{ nm}$  beträgt  $1.3\ \mu\text{m}$ . Dies liegt genau in der Größenordnung des oben ermittelten Wertes.

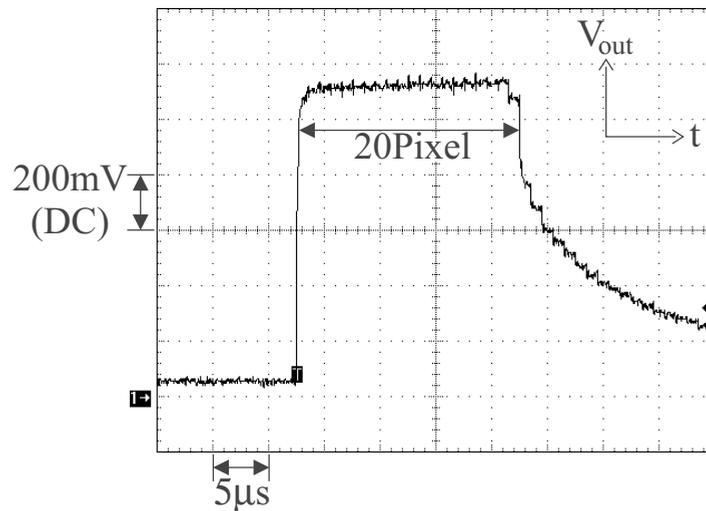
### 5.1.2 Detektorsignale für 90 MeV Schwefelionen

Aufgrund des großen Bremsvermögens von  $S_{90\text{ MeV } S\text{ in } Si} = 3.26\text{ MeV}/\mu\text{m}$  der 90 MeV Schwefelionen in Silizium wird in der  $1.6\ \mu\text{m}$  dicken, aktiven Schicht des Zeilensensors eine Anzahl von ca.  $1.4 \cdot 10^6$  Elektron–Loch–Paaren erzeugt. In Bezug auf die Sättigungsladung eines Pixels von  $4.3 \cdot 10^4$  Elektron–Loch–Paaren stellt dies eine Überhöhung um den Faktor 33 dar. Um das Verhalten des Zeilensensors bei derart großen Ladungssignalen zu studieren, wurde bei einer Zählrate von ca.  $100\text{ Hz}$  das von 90 MeV Schwefelionen erzeugte Ausgangssignal ebenfalls auf einem Speicheroszilloskop untersucht. Die Integrationszeit des Sensors betrug dabei  $3\text{ ms}$ , die Verstärkung durch die analoge Signalaufbereitung wurde ca. auf den Faktor eins eingestellt.

Es zeigte sich, daß die Anzahl der pro auftreffendem Ion ansprechenden Pixel sehr unterschiedlich ist. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind zwei Extremfälle dargestellt, innerhalb derer sich alle Ausgangssignale befinden. Allen erzeugten Signalformen



**Abbildung 5.3:** Ausgangssignal, das von einem 90 MeV Schwefelion erzeugt wird. Man erkennt, daß die erzeugte Ladung in einem Pixel nahezu Vollausschlag bewirkt und sich zusätzlich auf drei weitere Pixel verteilt.



**Abbildung 5.4:** Ein Schwefelion erzeugt Vollausschlag in 20 Pixeln. Die darauffolgenden Pixel weisen einen exponentiell-artigen Abfall der Signalthöhe auf.

gemeinsam ist jedoch ein sehr steiler Anstieg auf Vollausschlag innerhalb eines Pixels. Dies legt die Vermutung nahe, daß sich die in einem Pixel generierte, große Ladungsmenge beim Auslesevorgang durch das Ladungs-Schiebe-Register (*CCD*) zusätzlich auf die Pixel mit höherer Kanalnummer (Abbildung 4.2) verteilt, deren Signal an-

schließlich an der Stelle des ersten Pixels durchgeschoben wird. Für die Strahlzeit mit 90 MeV Schwefel wurde daher das Datenaufnahmesystem am Beschleunigerlabor so programmiert, daß innerhalb eines Auslesezyklus nur das erste ansprechende Pixel als Auftreffort des Ions aufgezeichnet und alle darauffolgenden Pixel-Signale verworfen werden. Bei Ionen-Mehrfachtreffern innerhalb einer Integrationszeit werden dadurch allerdings die Ereignisse an Pixeln mit höherer Kanalnummer nicht registriert. Durch Begrenzung der Zählrate auf ca. 100 Hz während der Meßzeit mit 90 MeV Schwefelionen konnte der dadurch entstehende Fehler aber vernachlässigbar klein gehalten werden.

## 5.2 Transmissionsmessungen mit 20 MeV Protonen

In der ersten Strahlzeit mit dem 0°-Spektrographen wurde ein 20 MeV Protonen-Strahl verwendet. Neben der generellen Inbetriebnahme des Spektrographen standen dabei bereits erste Energieverlustmessungen mit einem eventuellen Nachweis der in Kapitel 2.2 diskutierten Einzelanregungen im Vordergrund.

Das wichtigste Strahlcharakteristikum für die magnetische Ionenoptik und damit für den Betrieb des 0°-Spektrographen ist die sogenannte magnetische Steifigkeit, die auch als  $B\rho$ -Wert bezeichnet wird.  $B$  stellt die Flußdichte des Magnetfeldes dar, die aufgrund der Lorentzkraft eine Ablenkung des Strahlteilchens mit dem Krümmungsradius  $\rho$  bewirkt. Die magnetische Steifigkeit ist durch Impuls  $p$  und Ladung  $q$  des Ions bestimmt [10]:

$$B \cdot \rho = \frac{p}{q} = \frac{1}{q \cdot c} \cdot \sqrt{E_{ges}^2 - E_0^2} \quad (5.6)$$

Im zweiten Teil der Gleichung 5.6 wurde der Impuls  $p$  mit Hilfe der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung durch die Gesamtenergie  $E_{ges}$  und die Ruheenergie  $E_0$  des Ions ersetzt.  $c$  steht für die Lichtgeschwindigkeit. Bei 20 MeV Protonen ergibt sich dadurch:

$$(B\rho)_{20 \text{ MeV } p} = 0.649 T \cdot m \quad (5.7)$$

Der wichtigste Parameter, der zur Inbetriebnahme des Spektrographen benötigt wird, ist der Wert des Magnetfeldes  $B_{VTM}$  für den senkrechten Dipolmagneten  $VTM$ . Dieser muß eine 90°-Ablenkung des Strahles bewerkstelligen, d.h. der Krümmungsradius der Teilchenbahn muß dem Sollwert von 1.321 m entsprechen. Aufgrund dieses Radius und der in Gleichung 5.7 gegebenen Steifigkeit erhält man für 20 MeV Protonen:  $B_{VTM} = 0.491 T$ . Da der Dipolmagnet gegenwärtig keine Feldmeßeinrichtung und auch keine

Magnetfeldregelung besitzt, wurde mit einer mobilen Hallsonde der Spulenstrom des Magneten so eingestellt, daß der oben angegebene Wert ungefähr erreicht wurde.

Die 200  $\mu\text{m}$  schmale Detektorfläche erfordert ein Justage des Detektors innerhalb der Fokalebene. Deren Ziel ist es, mit dem Strahl den Detektor möglichst mittig über die ganze Länge hinweg zu treffen. Dies gelingt mit Hilfe des nach dem senkrechten  $90^\circ$ -Magneten installierten x-Steerers (Abbildung 3.1), der auch im Wobbelmodus betrieben werden kann, und der Drehdurchführung, an welcher der Detektor befestigt ist (siehe Kapitel 4.3.5).

Mit den beiden Quadrupol-Singletts  $Q_1$  und  $Q_2$  kann durch Fokussieren der Strahlfleck auf dem Detektor minimiert und dadurch die Energieauflösung optimiert werden. Entscheidend dabei ist nur die energiedispersive y-Richtung, eine optimale Fokussierung in x-Richtung ist nicht unbedingt erforderlich. Es kann sogar praktikabel sein, in der x-Richtung eine leichte Verbreiterung zuzulassen, da dies die oben beschriebene Detektorjustage vereinfacht.

Der Zeilensensor wurde mit einer Integrationszeit von 4 ms betrieben. Sein Ausgangssignal wurde bei einem Abschlußwiderstand von 250  $\Omega$  mit einer Anlogschaltung (siehe Anhang A.2) um den maximalen Verstärkungsfaktor von  $g_{\text{Elektronik}} \approx 10$  verstärkt. Ein einzelnes Proton erzeugte dabei in der Datenaufnahme eine Signalhöhe von ca. 600 Auflösungsstufen des AD-Wandlers, was einer Signalspannung von  $U(1\text{Proton})_{\text{Datenaufnahme}} = 0.73\text{ V}$  entspricht. Unter Berücksichtigung der Schrägstellung der Fokalebene und der dadurch bedingten Erhöhung der effektiven, aktiven Detektorschicht um den Faktor  $g_{\text{Geometrie}} \approx 2$  ist dieser Wert mit der Signalhöhe aus der Teststrahlzeit von  $U(1\text{Proton})_{\text{Teststrahlzeit}} = 14.5\text{ mV}$  (Kapitel 5.1.1) konsistent:

$$\frac{U(1\text{Proton})_{\text{Datenaufnahme}}}{g_{\text{Elektronik}} \cdot g_{\text{Geometrie}} \cdot \frac{U_{250\Omega}}{U_{50\Omega}}} \approx 14\text{ mV} \quad (5.8)$$

### 5.2.1 Eichung des Spektrographen und Energieauflösung

Bevor der Spektrograph für Messungen eingesetzt werden kann, muß eine Energieeichung durchgeführt werden. Im allgemeinen ist die Energiedispersion entlang der Fokalebene nicht konstant, d.h. es besteht kein linearer Zusammenhang zwischen der Energieänderung und der Ortsauslenkung des Strahls am Detektor. Dies wird z.B. am Q3D-Magnetspektrographen des Beschleunigerlabors beobachtet [19]. Am  $0^\circ$ -Spektrographen von *SNAKE* kann jedoch aufgrund der kleinen Energieakzeptanz die Dispersion in sehr guter Näherung als konstant betrachtet werden:

In nichtrelativistischer Näherung hängen Energie  $E$ , Impuls  $p$  und Masse  $m$  eines

Teilchens folgendermaßen zusammen:

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (5.9)$$

Mit Hilfe der magnetischen Steifigkeit aus Gleichung 5.6 ergibt sich:

$$E(\rho) = \frac{(q \cdot B \cdot \rho)^2}{2m} = \frac{E_0}{\rho_0^2} \cdot \rho^2 \quad (5.10)$$

Für die relativen Änderungen gilt:

$$\frac{dE}{E_0} = \frac{2\rho}{\rho_0^2} \cdot d\rho \quad (5.11)$$

$E_0$  und  $\rho_0$  bezeichnen dabei die Energie des zentralen Strahles und den entsprechenden Krümmungsradius im senkrechten Dipolmagneten. Die gesamte Energieakzeptanz des Fokalebeneendetektors beträgt  $\Delta E_{max}/E_0 = 5.9 \cdot 10^{-3}$ . Damit ist nach Gleichung 5.11 eine maximale Änderung des Krümmungsradius von  $\Delta\rho_{max}/\rho_0 = 3.0 \cdot 10^{-3}$  verbunden. Für die Energieänderung  $\Delta E_{max}$  ergibt sich mit Gleichung 5.10:

$$\Delta E_{max} = E(\rho_0 + \Delta\rho_{max}) - E(\rho_0) = E_0 \cdot \frac{\Delta\rho_{max}}{\rho_0} \cdot \left(2 + \frac{\Delta\rho_{max}}{\rho_0}\right) \quad (5.12)$$

Wegen des kleinen Wertes von  $\Delta\rho_{max}/\rho_0$  erhält man mit einer Genauigkeit von  $1.5 \cdot 10^{-3}$  folgende Beziehung:

$$\Delta E = 2 \cdot E_0 \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad \text{falls } 0 \leq \Delta E \leq \Delta E_{max} \quad (5.13)$$

Die Änderung des Krümmungsradius  $\Delta\rho$  und daher auch die Ortsauslenkung am Detektor verändern sich in sehr guter Näherung linear mit der Änderung der Strahlenergie  $\Delta E$ .

Die Energieeichung wurde durchgeführt, indem bei fester Ionen-Energie die Auftrefforte des Strahls auf dem Fokalebeneendetektor für verschiedene Magnetfeld- bzw. Spulenstromeinstellungen des Dipolmagneten ermittelt wurden. Dadurch läßt sich mit Hilfe der Gleichung 5.14 jedem Kanal des Detektors eine Energie zuordnen [19], womit eine Eichung des Spektrographen möglich wird:

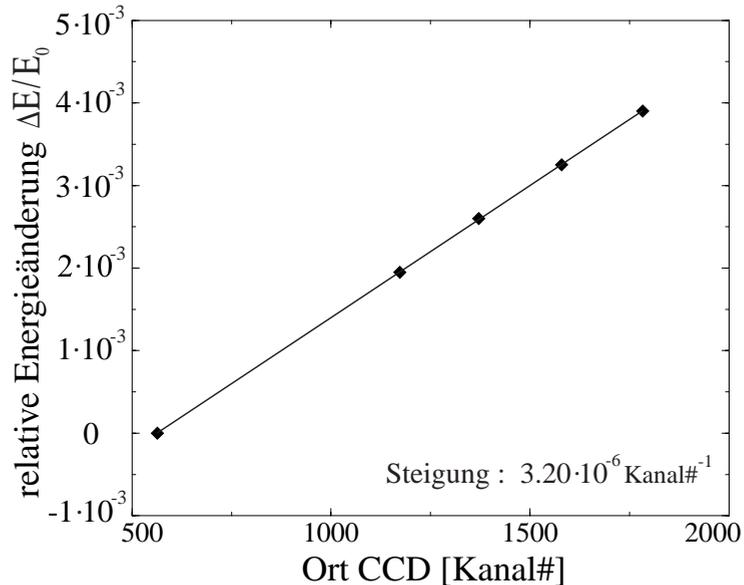
$$\frac{E}{E_0} \stackrel{B=const.}{=} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 \stackrel{E=const.}{=} \left(\frac{B_0}{B}\right)^2 = \left(\frac{I_0}{I}\right)^2 \quad (5.14)$$

Dabei wurde eine direkte Proportionalität zwischen Magnetfeld  $B$  und Spulenstrom  $I$  angenommen. Da der Dipolmagnet bei 20 MeV Protonen nur bei einem Drittel seines Maximalfeldes betrieben wird, ist dies eine gerechtfertigte Annahme. Um Hystereseffekte, die wegen der fehlenden Feldregelung des Magneten auftreten, zu vermeiden,

wurde der Spulenstrom immer nur in eine Richtung verändert. Hier besteht das größte Potential bei der Verbesserung des  $0^\circ$ -Spektrographen. Eine hochwertige Feldmess- und Feldregelungseinrichtung für den senkrechten Dipolmagneten würde sowohl den Betrieb erleichtern, als auch aufgrund der größeren Magnetfeldstabilität noch besser auflösende Messungen, insbesondere bei langen Meßzeiten, ermöglichen. Langzeitmessungen über mehrere Stunden hinweg sind aufgrund der Drift des Magneten momentan nur sehr eingeschränkt möglich.

Das Ergebnis der Energieeichung aus fünf Einstellungen des Magnetfeldes ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Deutlich erkennt man den oben begründeten, linearen Zusammenhang zwischen detektiertem Ort und Strahlenergie mit einer absoluten Dispersion von  $(\Delta E/Kanal)_{20\text{ MeV } p} = 64.05\text{ eV/Kanal}$  bzw. einer relativen Dispersion von  $[(1/E) \cdot (dE/dy)]_{20\text{ MeV } p} = 2.29 \cdot 10^{-4}\text{ 1/mm}$ .

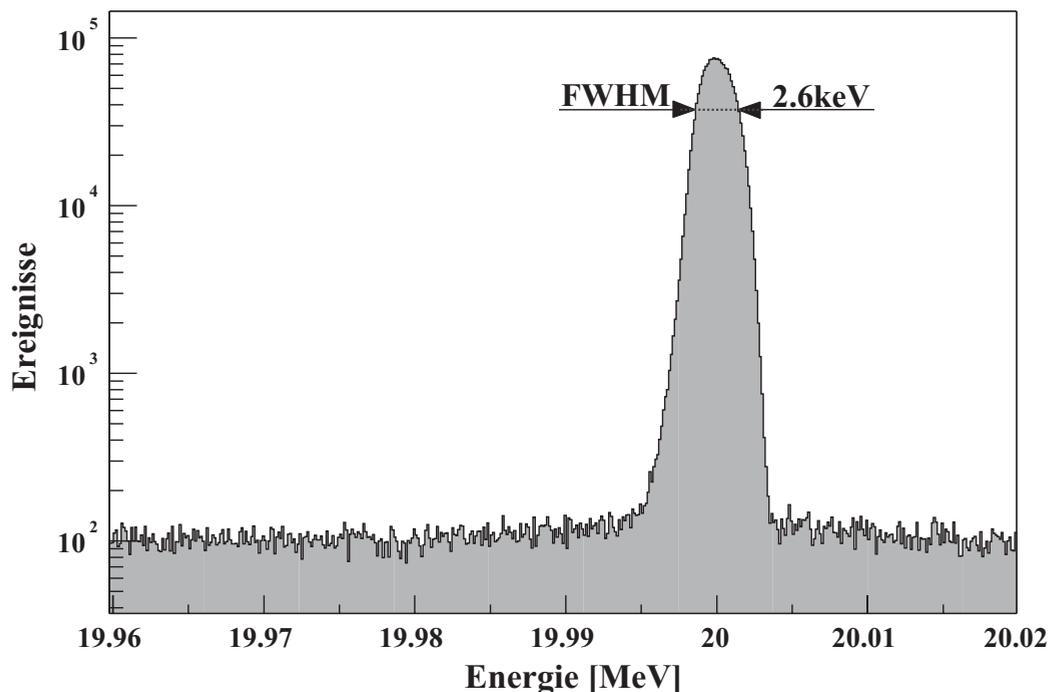
Bei einem Vergleich mit dem in Abschnitt 3.3 hergeleiteten Theorie-Wert von  $[(1/E) \cdot (dE/dy)]_{Theorie} = 2.08 \cdot 10^{-4}\text{ 1/mm}$  fällt eine Abweichung um ca. 10 % auf. Diese Diskrepanz ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß sich der tatsächliche Winkel  $\vartheta$ , mit dem der Zeilensensor ausgerichtet ist, vom Designwert  $\vartheta_{Design} = 61.7^\circ$  (siehe Kapitel 3.3) unterscheidet. Geht man von der Richtigkeit des Theorie-Wertes für die relative Dispersion aus, so berechnet sich der tatsächliche Winkel der Detektorebene zu  $\vartheta = 58.5^\circ$ . Die Abweichung um  $3.2^\circ$  von  $\vartheta_{Design}$  ist aufgrund der Konstruktion des Detektorhalters sowie dessen Befestigung an einer Vakuum-Drehdurchführung durchaus



**Abbildung 5.5:** Energieeichung des Spektrographen für 20 MeV Protonen. Der Nullpunkt der relativen Energieänderung ist willkürlich gewählt.

vorstellbar.

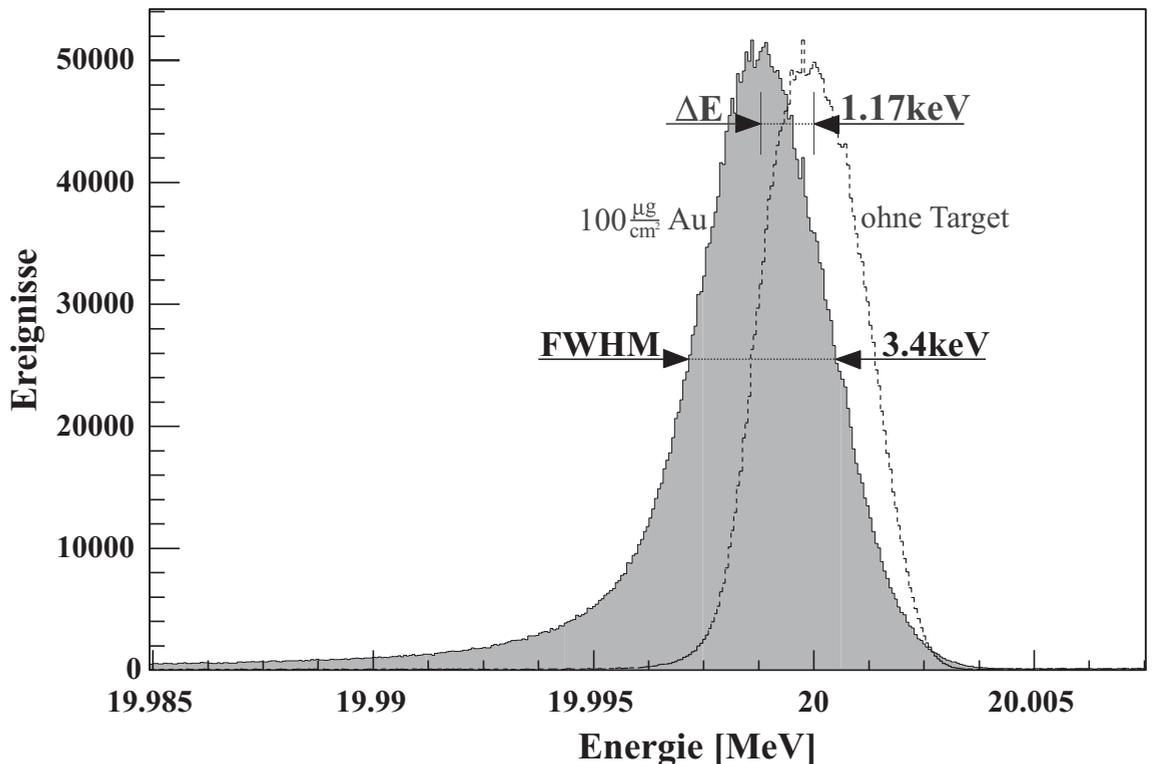
Das Energiespektrum des Strahls ohne Target ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Die erreichte Energieauflösung beträgt absolut  $\Delta E_{FWHM} = 2.6 \text{ keV}$ . Dies entspricht einer relativen Auflösung von  $\Delta E_{FWHM}/E = 1.3 \cdot 10^{-4}$ . Durch die logarithmische Darstellung wird der bei der Messung vorhandene Untergrund deutlich sichtbar. Dieser verteilt sich ohne erkennbare Ortskorrelation über die gesamte Detektorlänge mit einer Signalhöhe, die einem Bruchteil von ca.  $1.3 \cdot 10^{-3}$  der Signalhöhe des Peaks entspricht. Durch eine Veränderung des Feldes des senkrechten Dipolmagneten wurde der Peak des Strahls aus dem Detektionsbereich des Fokalebeneendetektors geschoben. Der Untergrund ging dabei in gleichem Maße wie die Zählrate zurück. Dadurch kann ausgeschlossen werden, daß es sich bei diesem Untergrund um Strahlteilchen handelt, die den Detektor über seine ganze Länge hinweg treffen. Vielmehr verursachen die auftreffenden Ionen des Strahl-Peaks ein elektronisches Problem unbekannter Ursache im CCD-Detektor, welches sich darin äußert, daß von einem bestimmten Bruchteil der auftreffenden Ionen ein zufälliges Ortssignal erzeugt wird.



**Abbildung 5.6:** Energiespektrum des 20 MeV Protonenstrahls in logarithmischer Darstellung mit einem Binning von zwei Kanälen. Die erreichte Energieauflösung beträgt absolut  $\Delta E_{FWHM} = 2.6 \text{ keV}$ , was einer relativen Energieauflösung von  $\Delta E_{FWHM}/E = 1.3 \cdot 10^{-4}$  entspricht.

### 5.2.2 Energieverlustmessungen an Goldfolien

Mit dem geeichten Spektrographen wurden Energieverlustmessungen an Goldfolien mit einer Massenbelegung von  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  durchgeführt. Das Bremsvermögen von 20 MeV Protonen in Gold beträgt  $11.75 (eV \cdot \text{cm}^2)/\mu\text{g}$ , was bei der oben genannten Targetdicke einen Energieverlust von  $1.175 \text{ keV}$  bewirken sollte. Bei einer großen Zählrate von ca. 100 kHz wurde ein Energieverlustspektrum gemessen, welches in Abbildung 5.7 zu sehen ist. Eingetragen ist zudem das in der Ereigniszahl skalierte Strahlspektrum ohne Energieverlust. Durch jeweilige Schwerpunktbildung der beiden Peaks konnte der absolute Energieverlust zu  $\Delta E = 1.17 \text{ keV}$ , in sehr guter Übereinstimmung mit dem vorhergesagten Wert, ermittelt werden. Bei einer ausschließlichen Betrachtung der vollen Halbwertsbreite des Strahls ergibt sich eine Erhöhung der Strahlbreite von  $\Delta E_{FWHM, \text{ohne Target}} = 2.6 \text{ keV}$  auf  $\Delta E_{FWHM, \text{Goldfolie}} = 3.4 \text{ keV}$ . Die daraus resultierende Standardabweichung  $\Omega_{FWHM, \text{Goldfolie}} = 1.4 \text{ keV}$  ist um den Faktor 1.7 geringer, als die Bohrsche Abschätzung  $\Omega_{Bohr} = 2.5 \text{ keV}$  liefert. Der Grund für diese Diskrepanz liegt im niederenergetischen Ausläufer des Energieverlust-Peaks, der mit einer Gewichtung  $T^2$  des



**Abbildung 5.7:** Energieverlust von 20 MeV Protonen an einer  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Goldfolie. Skaliert eingezeichnet ist außerdem das Strahlspektrum ohne Target.

Quadrats des Energieübertrages an die Targetelektronen zur Energieverluststreuung beiträgt. Dieser Effekt wird von der Bohrschen Formel richtig beschrieben. Aus dem gemessenen Spektrum kann die Energieverluststreuung  $\Omega_{\text{Energieverluststreuung}}$  prinzipiell dadurch richtig bestimmt werden, indem die spektrale Verteilungsfunktion  $f(E')$  des tatsächlichen Energieverlustes aus der folgenden Faltung extrahiert wird:

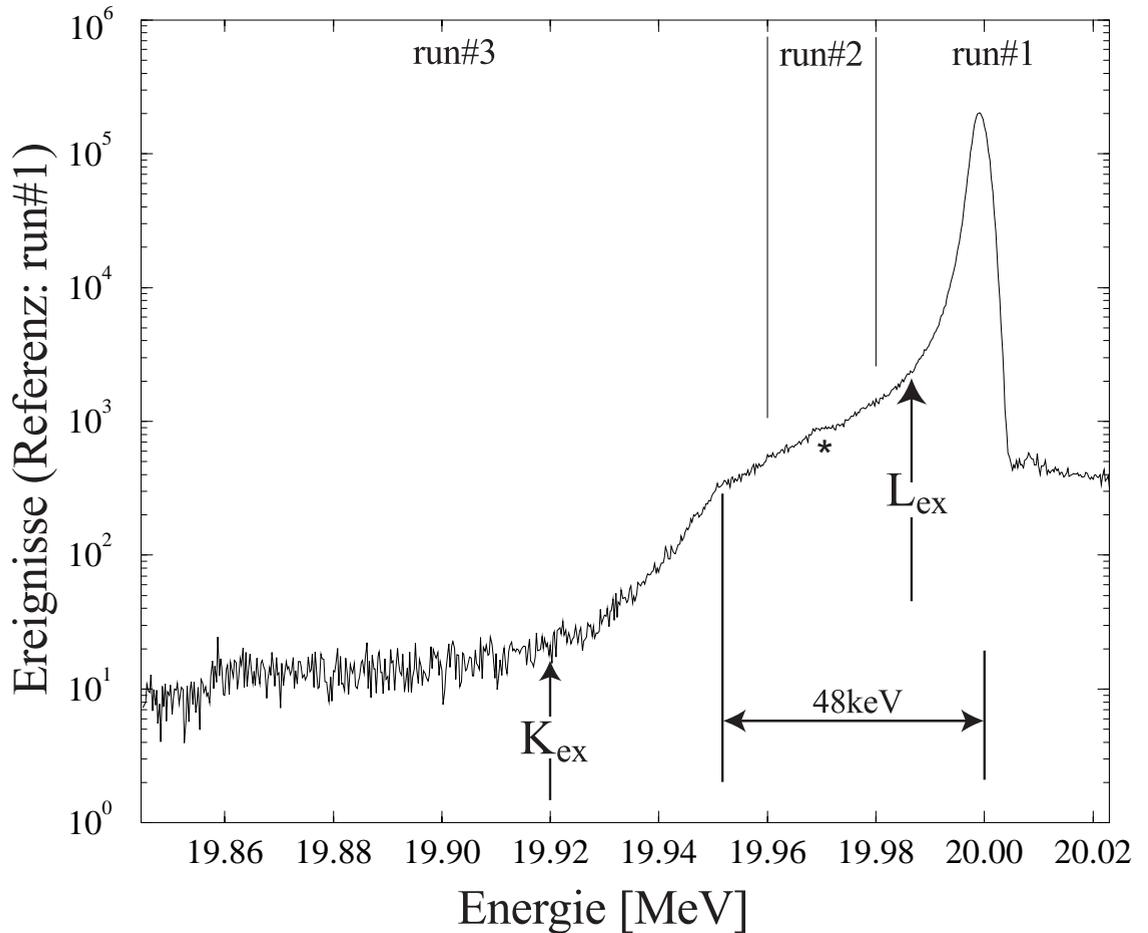
$$f_{\text{gemessen}}(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(E - E') \cdot f(E') \cdot dE' \quad (5.15)$$

$f_{\text{gemessen}}(E)$  ist dabei die gemessene Energieverlustverteilung,  $A(E)$  stellt die Antwortfunktion des Spektrographen auf das Strahlspektrum ohne Energieverlust dar. Der eigentlich interessante Teil des Energieverlustspektrums befindet sich im Ausläufer des Hauptpeaks zu kleinen Energien hin. Befindet sich jedoch bei der Messung der Hauptpeak im Spektrum, so ist der dazu proportionale Untergrund so groß, daß Strukturen im Energiebereich des Ausläufers nicht mehr auflösbar sind. Es wurden daher zusätzlich zum Energieverlustspektrum in Abbildung 5.7 (run#1) zwei weitere Messungen gemacht (run#2 bzw. run#3), bei denen durch schrittweise Verringerung des Feldes des senkrechten Dipolmagneten der Hauptpeak aus dem Detektionsbereich des Fokalebenen-detektors geschoben wurde. Durch eine Skalierung der gemessenen Teilchenanzahl auf run#1 können die Einzelspektren zu einem Gesamtspektrum kombiniert werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Man erkennt einen signifikanten Abfall des Spektrums unterhalb einer Protonenenergie, die gegenüber der ursprünglichen Strahlenergie um ca. 48 keV verringert ist. Als physikalischer Hintergrund ist dafür der maximale Energieübertrag  $T_{\text{max}}$  verantwortlich, den ein Proton der Masse  $M_p$  und Energie  $E_p$  in einem elastischen Stoß auf ein freies, als ruhend angenommenes Elektron der Masse  $M_e$  übertragen kann [6]:

$$T_{\text{max}} = 4 \cdot \frac{M_p \cdot M_e}{(M_p + M_e)^2} \cdot E_p \quad (5.16)$$

Für 20 MeV Protonen erhält man einen maximalen Energieübertrag von  $T_{\text{max}} = 43.5 \text{ keV}$ . Eine Abweichung des experimentell ermittelten Wertes von diesem Ergebnis um einige keV ist darauf zurückzuführen, daß die energetische Lage der Einzelspektren zueinander nur durch den Spulenstrom des senkrechten Magneten bestimmt wurde. Der flache Verlauf des Spektrums unterhalb des Hauptpeaks bis hin zur durch  $T_{\text{max}}$  bestimmten Kante wird von der  $1/T^2$ -Abhängigkeit des Rutherford-Wirkungsquerschnitts vom Energieübertrag  $T$  dominiert.

Die Ursache für einen weiteren Abfall des Spektrums unterhalb einer Protonenenergie von ca. 19.86 keV konnte bisher nicht gefunden werden.



**Abbildung 5.8:** Aus drei Einzelmessungen zusammengesetztes Energieverlustspektrum von 20 MeV Protonen an einer  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Goldfolie.

Außerdem sind im Spektrum der Abbildung 5.8 die energetischen Lagen eingezeichnet, an denen die in Kapitel 2.2 behandelten Einzelanregungen von K- bzw. L-Elektronen zu erwarten sind. Durch K- bzw. L-Anregungen sollte dabei das gesamte Spektrum um den Betrag der Bindungsenergien (siehe Kapitel 2.2) der K- bzw. L-Elektronen zu kleineren Energien hin verschoben werden. Dabei skaliert die Höhe des verschobenen Spektrums gegenüber dem Hauptspektrum jeweils mit der Anregungswahrscheinlichkeit  $p_K = 4 \cdot 10^{-7}$  bzw.  $p_L = 6 \cdot 10^{-4}$ . Dadurch liegen die Peak-Höhen dieser Spektren um jeweils mindestens eine Größenordnung unter der Höhe des Hauptspektrums an derselben Stelle. Es wurde im gemessenen Spektrum keine Struktur gefunden, die einen derartigen Anregungseffekt signifikant auflöst.

Die Ursache einer mit \* gekennzeichneten Überhöhung im Spektrum konnte bisher nicht zweifelsfrei geklärt werden. Es besteht jedoch die begründete Vermutung, daß

hier ein Strahlenschaden am CCD-Detektor vorliegt, da sich an dieser Stelle des Detektors in einer vorhergehenden Messung der Hauptpeak des Energieverlustes mit großer Zählrate befand (run#1). Weitergehende quantitative Analysen des Spektrums mit einer Diskussion der daraus erhaltenen Ergebnisse erscheinen aufgrund der vielen experimentellen Unsicherheiten, welche im momentanen Stadium des Aufbaus bestehen, nicht sinnvoll. Zu den Regelproblemen des senkrechten Dipolmagneten kommen Unsicherheiten der Strahlpräparation hinzu, da sich die supraleitende Linse am Raster-Ionenmikroskop in dieser Strahlzeit erst in einer frühen Testphase befand.

## 5.3 Transmissionsmessungen mit 90 MeV Schwefelionen

In einer weiteren Meßzeit wurden am  $0^\circ$ -Spektrographen Messungen mit 90 MeV Schwefelionen durchgeführt. Dabei sollte die Energieauflösung gegenüber der Strahlzeit mit Protonen weiter verbessert und ortsauflösende Dickenmessungen an Kohlenstoffolien mit Massenbelegungen im Bereich von wenigen  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  durchgeführt werden.

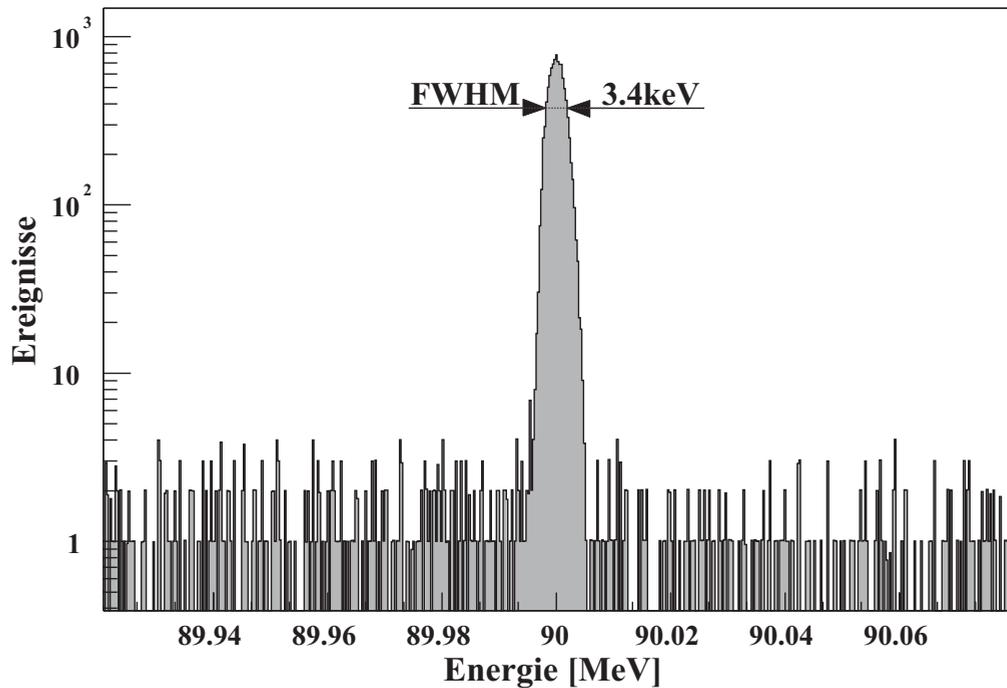
Um den Spektrographen in Betrieb nehmen zu können, muß auch hier das Feld des senkrechten Dipolmagneten für die Ablenkung der 90 MeV  $S^{8+}$ -Ionen ermittelt werden. Die magnetische Steifigkeit dieser Ionen ergibt sich nach Gleichung 5.6 zu  $(B\rho)_{90\text{ MeV } S^{8+}} = 0.965\text{ T} \cdot m$ . Das Magnetfeld muß also auf einen Wert von  $0.731\text{ T}$  eingestellt werden.

### 5.3.1 Energieeichung mit $S^{8+}$ -Ionen und Energieauflösung

Um quantitative Messungen mit dem Spektrographen bewerkstelligen zu können, wurde wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben eine Energieeichung durchgeführt. Auch hier wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der Auslenkung auf dem Detektor und der durch Magnetfeldänderung des senkrechten Magneten simulierten Energieänderung festgestellt. Die absolute Energiedispersion konnte zu  $(\Delta E/\text{Kanal})_{90\text{ MeV } S} = 287.8\text{ eV}/\text{Kanal}$  bestimmt werden. Dies entspricht einer relativen Dispersion von  $[(1/E) \cdot (dE/dy)]_{90\text{ MeV } S} = 2.28 \cdot 10^{-4}\text{ 1/mm}$ , was mit einer Abweichung von weniger als  $2 \cdot 10^{-3}$  in sehr guter Übereinstimmung mit der Protonen-Meßzeit steht. Bezüglich dem theoretisch vorhergesagten Wert zeigt sich die gleiche systematische Abweichung, welche bereits diskutiert wurde.

Durch eine Beschneidung des Strahls sowohl vor als auch nach dem  $90^\circ$ -Analysemagneten hinter dem Tandembeschleuniger konnte die Energieschärfe des Strahls erhöht werden, was durch eine deutliche Verschmälerung des gemessenen Spektrums

sichtbar wurde. Mit Hilfe der Linse  $Q_1$  des  $0^\circ$ -Spektrographen wurde der Strahlfleck in der Fokalebene in  $y$ -Richtung weiter fokussiert und dadurch eine Gesamtenergieauflösung des Spektrographen von  $\Delta E_{FWHM} = 3.4 \text{ keV}$  erreicht. Dieses Spektrum ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Die erreichte, relative Energieauflösung von  $(\Delta E/E)_{FWHM} = 3.8 \cdot 10^{-5}$  war somit gegenüber der Strahlzeit mit 20 MeV Protonen noch deutlich verbessert. Eine Energieauflösung von  $\Delta E/E \leq 1 \cdot 10^{-5}$ , wie sie in Kapitel 2 gefordert wurde, erscheint bei weiterer Verbesserung des Aufbaus, insbesondere durch Stabilisierung des senkrechten Dipolmagneten, durchaus erreichbar. Auch in diesem Spektrum erkennt man durch die logarithmische Auftragung einen konstanten Untergrund, der proportional mit der Anzahl der detektierten Ionen wächst. Allerdings stellt dieser Untergrund bereits eine deutliche Reduktion des ursprünglichen dar, der ohne die in Abschnitt 5.1.2 beschriebene Korrektur der Pixelsignale durch die Datenaufnahme beobachtet wurde.



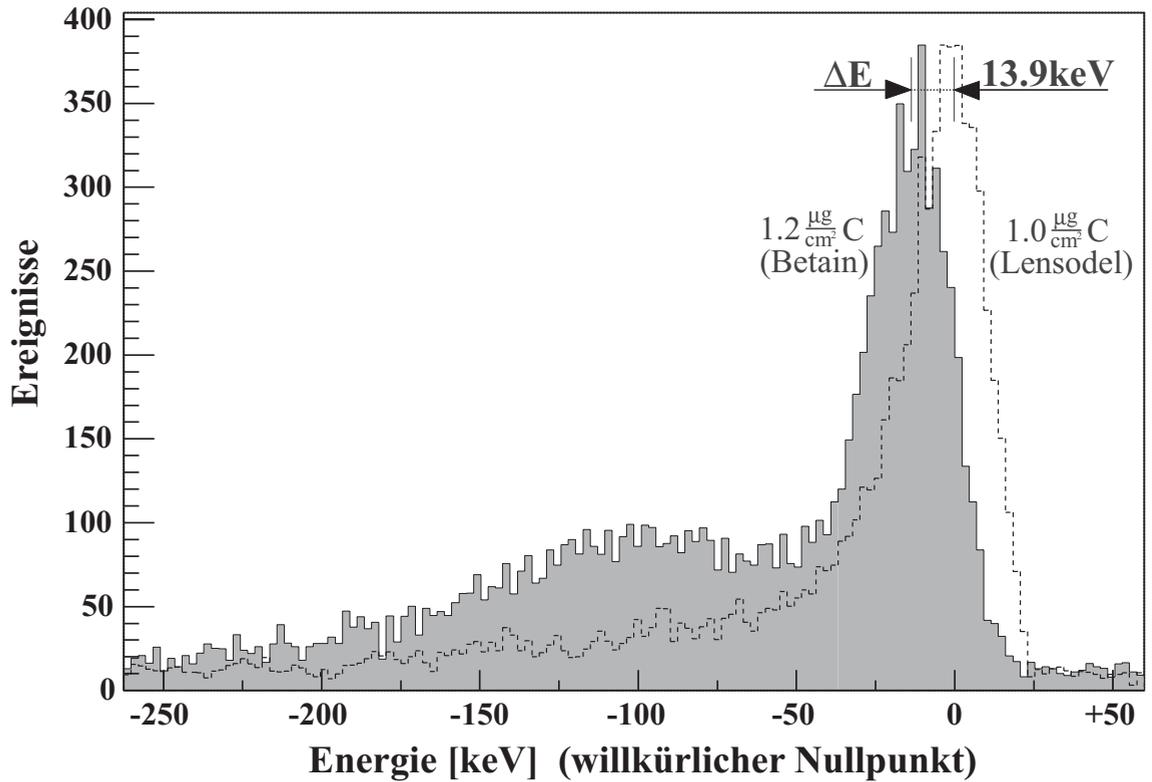
**Abbildung 5.9:** Energiespektrum des 90 MeV Schwefelstrahls ( $8+$ ) in logarithmischer Darstellung. Man erkennt eine Energieauflösung von absolut  $\Delta E_{FWHM} = 3.4 \text{ keV}$ , was einer relativen Energieauflösung von  $\Delta E/E = 3.8 \cdot 10^{-5}$  entspricht.

### 5.3.2 Energieverlustmessungen an dünnen Kohlenstoffolien mit $S^{13+}$ -Ionen

Wie in Abschnitt 2.1 bereits vorgestellt wurde, eignen sich dünne Kohlenstoffolien für hochauflösende Transmissionsexperimente mit schweren Ionen wie Schwefel. Solche Folien werden durch thermisches Aufdampfen von Kohlenstoff auf ein mit Trennmittel beschichtetes Glassubstrat und anschließendem Ablösen in einem Wasserbad hergestellt [6]. Als Trennmittel eignen sich sowohl die Seife *Lensodel* als auch der Zucker *Betain*. Während *Lensodel* zu besonders glatten Folien führt [6], zeigt sich bei der Verwendung von *Betain* auf den Folien eine Struktur mit Inseln, die eine größere Dicke aufweisen. Mit Hilfe des kleinen Strahlflecks des Raster-Ionenmikroskops sollte versucht werden, diese Inseln räumlich aufzulösen.

Der Ladungszustand von  $8+$  ist nach Durchgang der 90 MeV Schwefelionen selbst durch die dünnste Folie nur noch zu einem sehr kleinen Bruchteil vorhanden. Vorherrschend ist der Gleichgewichtsladungszustand von  $13+$  mit einer magnetischen Steifigkeit, welche einen Bruchteil von  $8/13$  derjenigen des  $8+$  Ladungszustandes beträgt. Es müssen daher die Magnetfelder bzw. Spulenströme aller ionenoptischen Komponenten nach dem Target um den oben genannten Faktor herunterskaliert werden. Da kein Referenzstrahl mit dem Ladungszustand von  $13+$  ohne Energieverlust vorhanden ist, sind keine absoluten Energieverlustmessungen möglich. Um diese zu realisieren, müsste man bereits mit  $S^{13+}$ -Ionen auf das Target einschließen. Dies wäre durch Nachstripfen des Ionenstrahls vor dem  $90^\circ$ -Analysemagneten des Beschleunigerlabors realisierbar, was jedoch in dieser Meßzeit nicht durchgeführt wurde, da die Demonstration der prinzipiellen Einsetzbarkeit des  $0^\circ$ -Spektrographen für Schwerionen im Vordergrund stand. In Abbildung 5.10 sind das Energieverlustspektrum von 90 MeV Schwefelionen an einer auf *Betain* aufgedampften  $1.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Kohlenstoffolie sowie das skalierte Spektrum einer auf *Lensodel* aufgebrachten  $1.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Kohlenstoffolie dargestellt. Bei beiden Spektren wurde ein achtfaches Binning durchgeführt. Das Bremsvermögen von 90 MeV Schwefelionen in Kohlenstoff mit einer graphitähnlichen Dichte beträgt  $S_{90 \text{ MeV } S \text{ in } C} = 17.8 (\text{keV} \cdot \text{cm}^2) / \mu\text{g}$ . Aufgrund des Dickenunterschiedes der beiden Folien von  $0.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ist eine Verschiebung des Spektrums um  $3.6 \text{ keV}$  der dickeren Folie zu kleineren Energien hin zu erwarten. Experimentell wurde dagegen ein Energieunterschied von  $13.9 \text{ keV}$  ermittelt. Verantwortlich für diese Diskrepanz können neben tatsächlichen Abweichungen der Kohlenstoffdicken vom Sollwert sowie möglichen Rückständen der Trennmittel auch eine Langzeitdrift des Magnetfeldes des senkrechten Magneten sein, da zwischen beiden Messungen ein Zeitraum von ca. einer Stunde lag.

Eine räumliche Inhomogenität der auf *Betain* aufgedampften Kohlenstoffolien konnte nicht beobachtet werden, was vermutlich auf einen zu großen Strahlfleck zurück-



**Abbildung 5.10:** Energieverlustspektren von 90 MeV Schwefelionen an zwei verschiedenen Kohlenstofffolien. Aufgrund des fehlenden Referenzstrahls mit dem Ladungszustand 13+ kann kein Energienullpunkt festgelegt werden.

zuführen ist. Ein Indiz aber für das Vorhandensein von Folienbereichen mit einer größeren Dicke stellt der zu kleineren Energien hin verschobene, breitere Nebenpeak dar, welcher bei der auf *Lensodel* aufgebrauchten Folie nicht beobachtet wurde.

## 5.4 Strahlenschäden

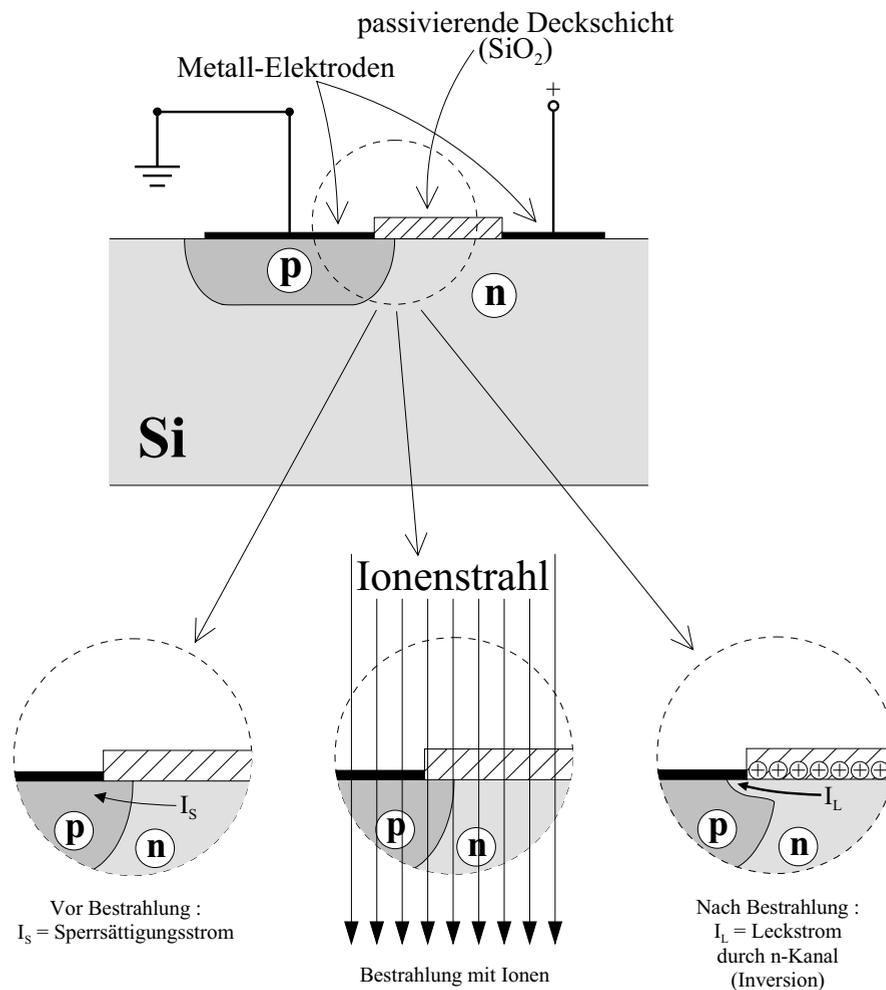
Der CCD-Zeilensensor ist, wie prinzipiell jeder Halbleiterdetektor, anfällig für Strahlenschäden. Als hochintegrierter Baustein, der durch die Planartechnologie der Halbleiterfertigung hergestellt wird, spielen sich alle elektronischen Vorgänge auf Mikrometerskala nahe der Oberfläche ab. Auftreffende Ionen durchdringen den aktiven Bereich vollständig und können daher überall Strahlenschäden verursachen. Eine theoretische Vorhersage darüber ist sehr schwierig, zumal der interne Aufbau des Chips nicht bekannt ist. Vor einer Darstellung der experimentell ermittelten Strahlenschäden, sollen daher nur grundsätzliche Aspekte über Entstehungsorte, Ursachen und Auswirkungen von Strahlenschäden diskutiert werden.

Für permanente Schäden zeichnen zwei verschiedene Mechanismen verantwortlich [20]:

**Verlagerungsschädigung** Durch eindringende Ionen werden im Halbleitermaterial Si-Atome aus ihren regulären Gitterplätzen gestoßen, wobei dort eine Leerstelle zurückbleibt. Während es sich bei der Schädigung durch Protonen noch überwiegend um einzelne Si-Atome handelt, können durch ein einziges Schwerion 100 bis 1000 Verlagerungen in einem kleinen Volumen, sogenannte *Cluster*, entstehen. Diese Leer- und Störstellen erzeugen Energieniveaus im ansonsten verbotenen Energieband des Halbleiters, an denen Elektronen bzw. Löcher gebunden werden können. Je nach Lage des Energieniveaus und der Temperatur des Halbleiters werden die Ladungsträger jedoch wieder freigesetzt.

Im Ladungsschieberegister eines CCD-Zeilensensors kann es durch solche Vorgänge zu einer Abnahme der Transfereffizienz kommen, d.h. Ladungen bleiben auf ihrem Weg zum Signalausgang hängen und werden dann möglicherweise den falschen Pixeln zugeordnet. Ein derartiger Effekt konnte bei den Meßzeiten nicht beobachtet werden. Allgemein spielen Verlagerungsschäden bei Bauelementen eine Rolle, deren Funktion von einem großen Halbleitervolumen abhängt.

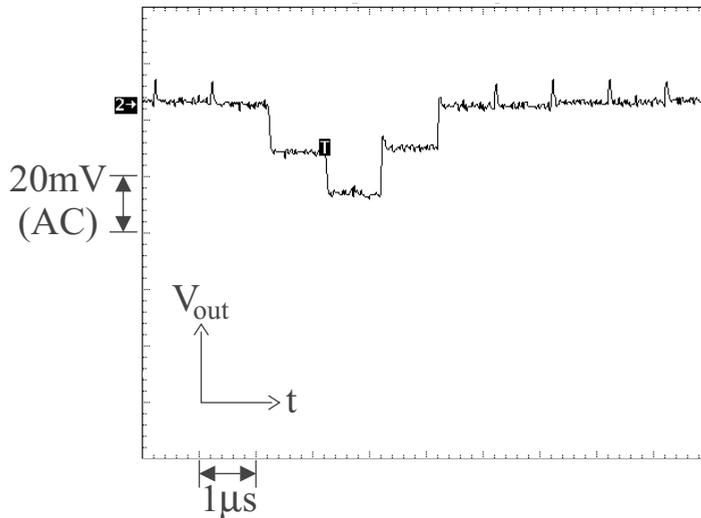
**Ionisationsschädigung** Darunter versteht man zunächst alle Effekte, die von ionisierender Strahlung in Bauelementen hervorgerufen werden. Die transiente Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren im Halbleitermaterial durch eindringende Ionen ermöglicht jedoch erst eine Teilchendetektion und stellt im vorliegenden Anwendungsfall einen erwünschten Effekt dar. Daneben entstehen durch Ionisation aber auch permanente Schäden. Strahlungseinwirkung erzeugt an der Grenzfläche zwischen Gate- bzw. Passivierungsoxidschichten und dem Halbleitermaterial zusätzliche Phasengrenzzustände. Diese wirken als Streuzentren und setzen die Ladungsträgerbeweglichkeit herab. Ein für den Zeilensensor besonders wichtiger Effekt ist die Bildung von dauerhaften Ladungen in den Oxidschichten. Bevorzugt an der Grenzfläche zum Halbleiter werden dort Löcher gebunden. Ist diese Ladungsansammlung groß genug, kann es in p-Halbleitern zu einer Inversion mit einem n-leitenden Kanal kommen, der zu Leckströmen entlang der Oberfläche führt. In Abbildung 5.11 ist der physikalische Sachverhalt anhand eines planaren *pn*-Überganges exemplarisch dargestellt. Bei optoelektronischen Bauelementen wie Photodioden, die Bestandteil des CCD-Zeilensensors sind, addiert sich dieser Leckstrom zu dem immer vorhandenen Dunkelstrom. Es wird also auch ohne äußere Einflüsse durch Photonen bzw. Ionen zusätzlich Ladung aufintegriert, die ein entsprechendes Ausgangssignal liefert. Ionisationsschäden dieser Art



**Abbildung 5.11:** Permanente Ionisationsschädigung eines planaren, in Sperrichtung betriebenen pn-Überganges.

sind der dominierende Mechanismus, der zur Zerstörung von modernen Bauelementen der Planartechnologie führt, wobei die konkrete Bauform eine große Rolle spielt. In der Literatur [20] wird für *CMOS*-Bauelemente ein Energiedosisbereich von  $10^{-2}$  bis  $10^{-1}$  *MRad* =  $10^2$  bis  $10^3$  *Gy* ( $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ ) angegeben, innerhalb dessen das Bauelement ausfällt.

Um die Strahlenbeständigkeit des Zeilensensors für 20 MeV Protonen zu studieren, wurde, wie in Abbildung 5.2 zu sehen, mit einer Zählrate  $f \approx 50 \text{ kHz}$  eine Detektorfläche von  $A = (50 \cdot 50) \mu\text{m}^2$  über einen Zeitraum  $\Delta t \approx 10^3 \text{ s}$  bestrahlt. Mit der Dichte  $\rho_{\text{Si}} = 2.3 \text{ g/cm}^3$  und dem Bremsvermögen  $S_{20 \text{ MeV } p \text{ in Si}} = 4.8 \text{ keV}/\mu\text{m}$  ergibt



**Abbildung 5.12:** Protoneninduzierter Strahlenschaden an der Photodiodenzeile. Man erkennt drei Pixel mit erhöhtem Leckstrom, die ohne auftreffende Strahlteilchen ein Dunkelsignal aufweisen.

sich die deponierte Energiedosis  $D$ :

$$D = \frac{S_{20 \text{ MeV p in Si}} \cdot f \cdot \Delta t}{A \cdot \rho} = 7 \cdot 10^3 \text{ Gy} \quad (5.17)$$

Die Strahlendosis liegt bereits über dem oben genannten Bereich. Tatsächlich wurde an den bestrahlten Photodioden des Zeilensensors eine Erhöhung des Leckstromes beobachtet. Dies ist in Abbildung 5.12 am Dunkelbild des Sensors ohne Strahl deutlich zu erkennen. Daraus läßt sich die Anzahl der Protonentreffer pro Pixel abschätzen, die toleriert werden kann, ohne daß weitergehende Korrekturen der Dunkelsignale nötig sind. Eine Anzahl von ca.  $1.4 \cdot 10^7$  Protonen verursachen in einem Pixel ein Dunkel-Ausgangssignal von  $36 \text{ mV}$  (Abbildung 5.12). Toleriert man ein Dunkelsignal von  $1 \text{ mV}$ , was in etwa dem Rauschen der einzelnen Pixel entspricht, so ergibt sich eine akzeptierbare Dosis von ca.  $4 \cdot 10^5$  20 MeV Protonen pro Pixel. Um trotz größerer Strahlenschäden noch Messungen durchführen zu können, müsste eine weitergehende Korrektur durchgeführt werden. Dazu könnte vor jeder Messung ein Dunkelspektrum des Zeilensensors mit der Datenaufnahme aufgezeichnet und anschließend durch eine entsprechende Programmierung der Software von jedem aufgenommenen Strahlspektrum subtrahiert werden. Damit sollten Strahlenschäden von  $10^7$  bis  $10^8$  Protonen pro Pixel akzeptierbar sein.

Bei der Strahlzeit mit 90 MeV Schwefelionen zeigten sich die gleichen prinzipiellen Schäden, die sich durch eine Erhöhung des Leckstromes mit damit verbundenen

Dunkelsignalen bemerkbar machen. Allerdings ist der durch Schwerionen verursachte Schaden wesentlich größer und die Dunkelsignale können bis zu einem erheblichen Bruchteil des Sättigungssignals anwachsen. Aufgrund des Vollausschlages in den Pixeln (Kapitel 5.1.2), die von einem einzelnen 90 MeV Schwefelion erzeugt werden, ist es jedoch möglich, die Signalschwelle des AD-Wandlers *ADCD9701* so hoch zu setzen, daß der Untergrund durch Strahlenschäden sehr lange unterdrückt werden kann. In der Strahlzeit wurde über mehrere Stunden hinweg bei einer Zählrate von ca.  $0.5\text{ kHz}$  ein Bereich von ca. 20 Pixeln mit 90 MeV Schwefelionen bestrahlt. Trotz dieser daraus resultierenden Dosis von ca.  $10^5$  Ionen pro Pixel konnte aufgrund der Signalschwelle der Zeilensensor bis zum Ende der Strahlzeit ohne Dunkelzählrate betrieben werden. Ein Abzug der Dunkelsignale ist dabei nicht nötig, da diese das Signal eines Ions aufgrund des Vollausschlages nicht zusätzlich erhöhen können.

Die durch den Leckstrom aufintegrierte Ladungsmenge und damit das Dunkel-Ausgangssignal des Zeilensensors wachsen proportional mit der Dauer der Integrationszeit. Das von einem detektierten Strahlteilchen erzeugte Signal ist demgegenüber von der Integrationszeit unabhängig. Um die Auswirkung von Strahlenschäden möglichst lange zu unterdrücken, ist es daher generell sinnvoll, die Integrationszeit so kurz wie möglich zu wählen.



## 6. Ausblick

Die ersten, bereits erfolgreich durchgeführten Experimente versprechen in der Zukunft einen Einsatz des  $0^\circ$ -Spektrographen für verschiedenste, hochauflösende Transmissionsmessungen.

Das größte Verbesserungspotential für zukünftige Anwendungen des Aufbaus besteht in der Installation einer Feldmess- und Feldregelungseinrichtung für den senkrechten Dipolmagneten. Dies würde Messreihen mit größerer Zeitdauer und hoher Energieauflösung ermöglichen.

Darüberhinaus ist die Koordinierung des Scan-Betriebs des Raster-Ionenmikroskops mit der Auslese des Fokalebenenendetektors eine noch anstehende Aufgabe. In Kombination mit einer automatisierten Auswertung der erhaltenen Spektren sind dann Messungen von zweidimensionalen Dickenprofilen und anderer Probeneigenschaften möglich.



# Literaturverzeichnis

- [1] G. Datzmann, *Eine supraleitende Multipol-Linse zur Fokussierung hochenergetischer Ionen*, Diplomarbeit, TU München, 1997.
- [2] O. Schmelmer, G. Dollinger, G. Datzmann, C. Goeden, and H.-J. Körner, Nucl. Instr. and Meth. B **158** (1999) 107.
- [3] P. Reichart, *Entwicklung eines Detektors zur 3 dimensional ortsauflösenden Wasserstoffanalytik mittels Proton-Proton-Streuung*, Diplomarbeit, TU München, 1999.
- [4] O. Schmelmer, *Elektronische Abschirmung der Ladung von hochenergetischen, schweren Ionen*, Diplomarbeit, TU München, 1996.
- [5] J.F. Ziegler, The Stopping and Range of Ions in Matter / SRIM-2000.10 / Ziegler@Watson.IBM.COM.
- [6] C.M. Frey, *Atomar auflösende Tiefenmikroskopie mit hochenergetischen, schweren Ionen*, Doktorarbeit, TU München, 1997.
- [7] G. Hinderer, G. Dollinger, G. Datzmann, and H.J. Körner, Nucl. Instr. and Meth. B **130** (1997) 51.
- [8] O. Schmelmer, G. Dollinger, C.M. Frey, A. Bergmaier, and S. Karsch, Nucl. Instr. and Meth. B **145** (1998) 261.
- [9] A.E. Johansson and B. Johansson, Nucl. Instr. and Meth. B **137** (1976) 473.
- [10] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, 1997.
- [11] K.L. Brown, F. Rothacker, D.C. Carey, and Ch. Iselin, Transport Appendix, 1977.
- [12] D.C. Carey, K.L. Brown, and F. Rothacker, Third-Order Transport / A Computer Program For Designing Charged Particle Beam Transport Systems, 1995.
- [13] A. Münnich, *Mikrostreifen-Gaszähler zur Orts- und Spurbestimmung schwerer Ionen*, Diplomarbeit, TU München, 1997.

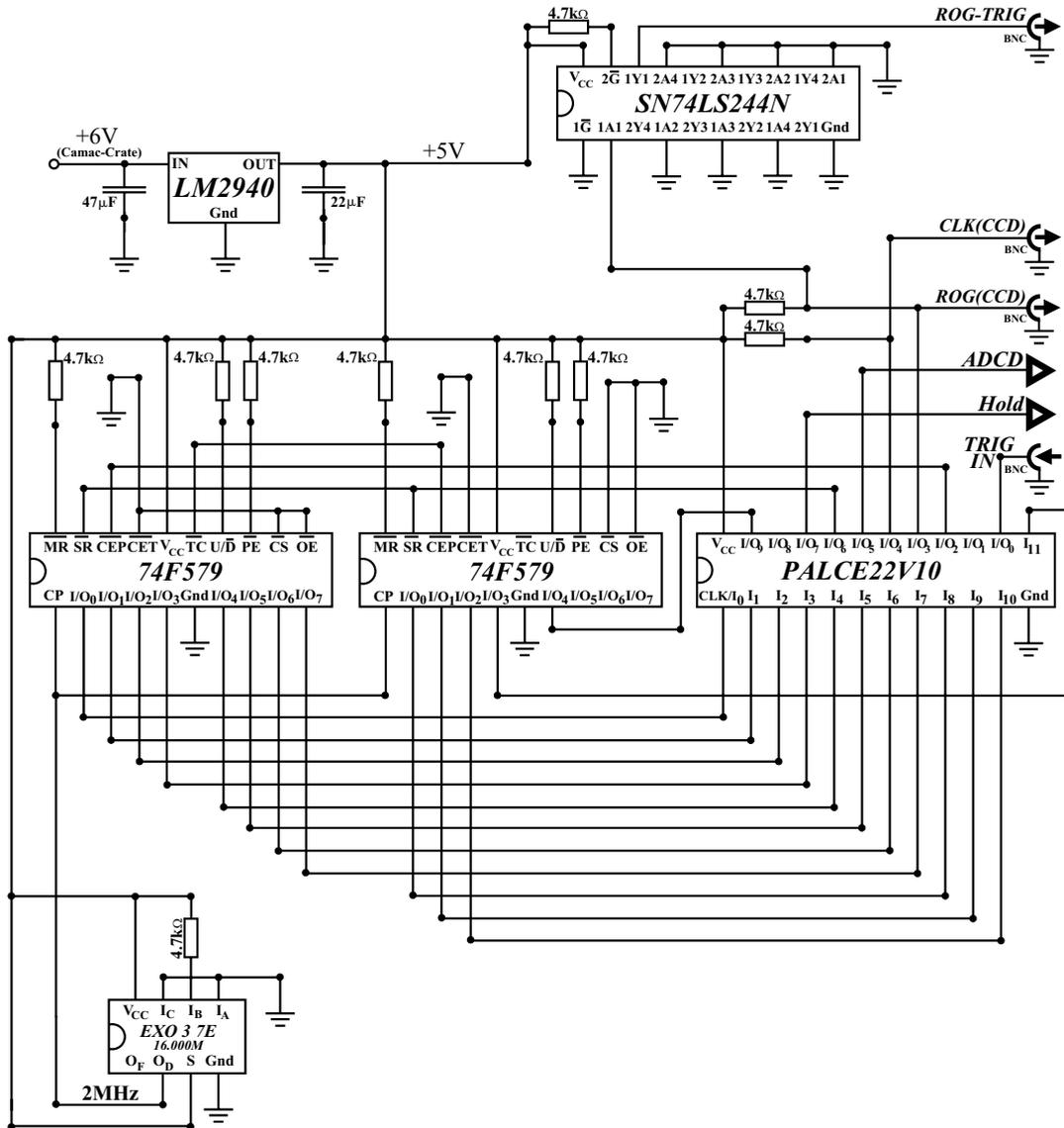
- 
- [14] H. Gilg, *Mottstreuung mittelschwerer Ionen*, Diplomarbeit, TU München, 1993.
- [15] R.M. Franke, *Aufbau eines Silizium  $\mu$ -Streifendetektors für kernphysikalische Streuexperimente*, Diplomarbeit, TU München, 1991.
- [16] Hamamatsu, MCP Assembly / Technical Information, 1994.
- [17] Sony, ILX511, 2048-pixel CCD Linear Image Sensor (B/W) / Datenblatt.
- [18] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, 1991.
- [19] M. Boulouednine, *Hochaufgelöste Tiefenprofilanalyse mit hochenergetischen schweren Ionen am Q3D Magnetspektrographen*, Diplomarbeit, TU München, 1992.
- [20] D. Bräunig, *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente*, 1989.

# A. Anhang

## A.1 Eingabe-Datei für TRANSPORT

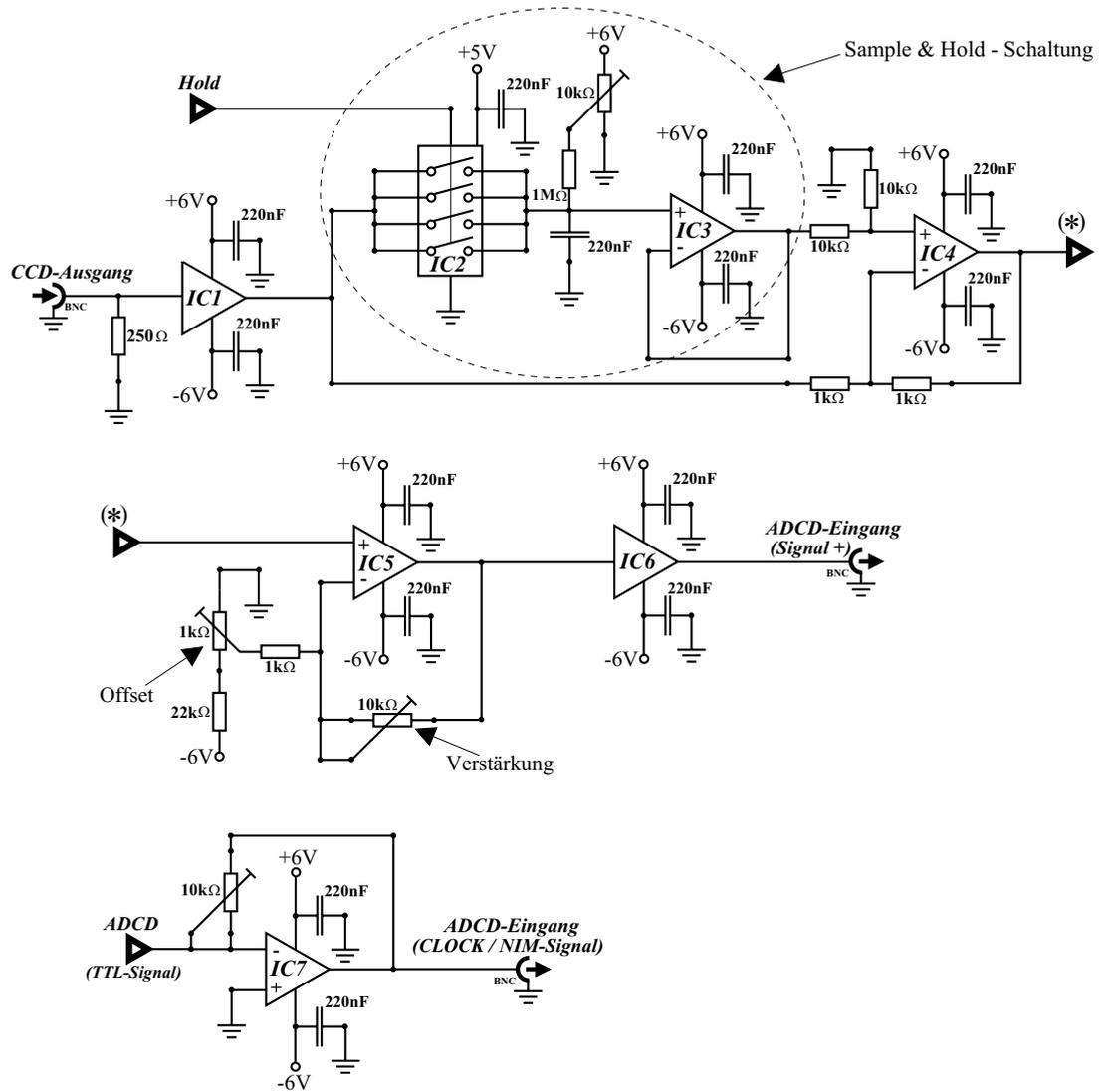
```
'Mikrostrahl / 20MeV-p / 0-Grad-Spektrograph'  
0  
ORDER 3. 3.  
PRINT, FLOOR;  
PRINT, BEAM, ON;  
BEAM, X=0, XP=1., Y=0, YP=1., L=0, DEL=0, P0=0.195 ;  
DRIFT L=1.022 ;  
QUAD.01, L=0.212, B=0.28, APER=2.65 ;  
DRIFT L=1.46;  
QUAD.01, L=0.17, B=-0.06, APER=5.4 ;  
DRIFT L=0.485 ;  
SROT -90. ;  
SPEC HWIDTH=10.5;  
SPEC HGAP=2.065;  
ROTAT 26.5 ;  
BEND L=2.075, B=4.92393;  
ROTAT 26.5 ;  
SROT +90. ;  
PRINT, WAIST ;  
DRIFT L=2.155 ;  
PRINT, TRANS;  
FIT, R12=0.0, TOLER=0.0001  
FIT, R34=0.0, TOLER=0.0001  
DRIFT L=0.5 ;  
DRIFT L=0.5 ;  
SENTINEL  
SENTINEL
```

## A.2 Elektronische Schaltungen



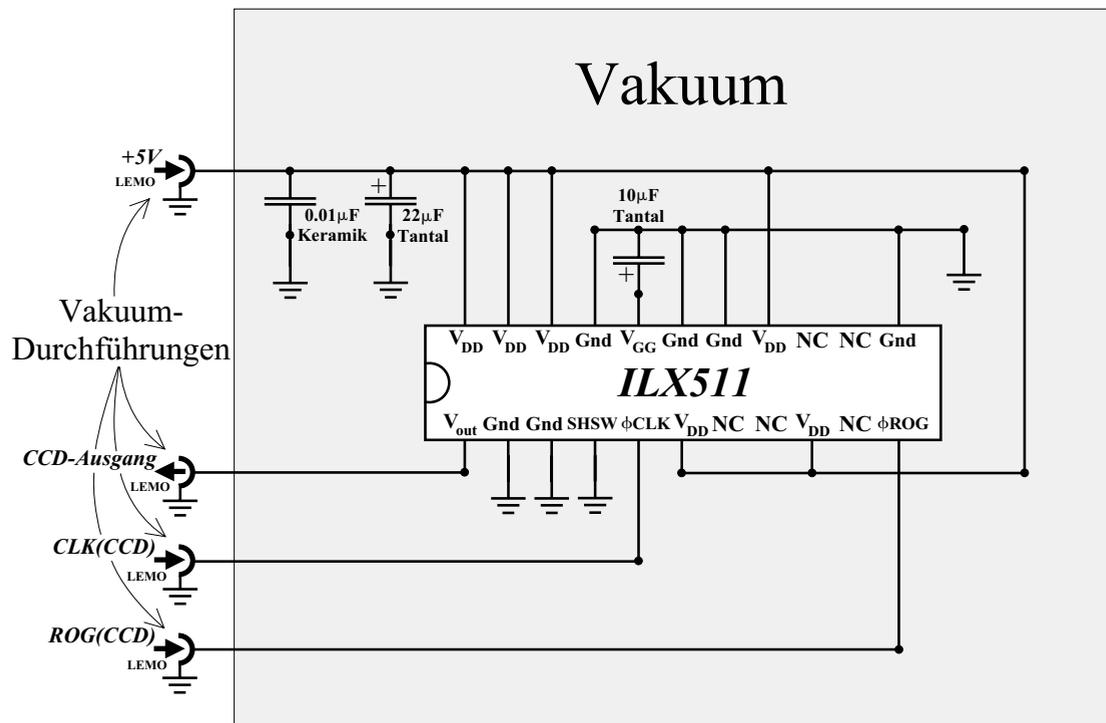
- LM2940** : 5V / 1A Spannungsregler (Low Dropout)  
**SN74LS244N** : 8-fach Puffer-Treiber (digital)  
**74F579** : 8-bit Binärzähler (vollsynchron)  
**PALCE22V10** : programmierbarer Logikbaustein  
**EXO 3 7E** : programmierbares Oszillatormodul

Abbildung A.1: Digitale Ansteuerung des Zeilensensors.



- IC1, IC6** : *EL2001CN* (schneller Signaltreiber, 70MHz)  
**IC2** : *HEF4066BP* (4-fach Analogschalter)  
**IC3** : *TL081CP* (Standard-Operationsverstärker)  
**IC4, IC5, IC7** : *AD844AN* (schneller Operationsverstärker, 60MHz, 2000V/μs)

Abbildung A.2: Analschaltung zur Signalaufbereitung.



*ILX511* : CCD-Chip ohne Glasfenster

Abbildung A.3: Elektronische Beschaltung des Zeilensensors im Vakuum.

## B. Danksagung

Ich möchte mich recht herzlich bei allen bedanken, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben.

Bei Herrn Prof. H.-J. Körner möchte ich mich sehr für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl E12 bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Dollinger für die freundschaftliche Betreuung und die vielen fruchtbaren Diskussionen.

Sehr bedanken möchte ich mich bei den Mitgliedern der SNAKE-Truppe. G. Datzmann, C. Goeden, P. Reichart und besonders mein "großer Meister" O. Schmelmer haben mich stets in meiner Arbeit unterstützt und für eine angenehme Arbeitsatmosphäre gesorgt.

Ein weiterer Dank gilt den Mitgliedern der ERD-Gruppe, allen voran Dr. A. Bergmaier, für die Hilfe bei Datenaufnahme- und Computerproblemen, sowie für schöngeistige Gespräche zwischendurch.

M. Böhmer, Dr. R. Schneider und A. Stolz sei für die Hilfe in elektronischen Fragen herzlich gedankt.

Darüberhinaus möchte ich mich bei allen Mitarbeitern von E12 bedanken, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen.

Bei den Operateuren und Mitgliedern der Rechnergruppe am Beschleunigerlabor bedanke ich mich für ihre engagierten Bemühungen um das Gelingen der Strahlzeiten.

Für die Unterstützung in all den Jahren möchte ich mich schließlich bei meinen Eltern bedanken, die mir dieses Studium erst ermöglicht haben.