
**Untersuchung der Ionenoptik
des Kölner AMS-Massenspektrometers
und Vergleich der ionenoptischen
Berechnungen mit realen Messeinstellungen
für ausgesuchte Radioisotope**



Diplomarbeit
Institut für Kernphysik
Universität zu Köln



von

Alexander Maximilian Stolz



Betreuer:

Priv. Dozent Dr. Alfred Dewald

Köln, September 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Quellen und Verweise	1
1.2	Motivation und Zielsetzung beim Einsatz von Teilchenbeschleunigern	1
2	Theorie.....	4
2.1	Grundbegriffe der Ionenoptik	4
2.1.1	Sollteilchen, Sollbahn	4
2.1.2	Dispersion, Richtungsfokussierung, Doppelfokussierung, achromatisch	4
2.1.3	Elektrische und magnetische Steifigkeit	8
2.1.4	Emittanz, Brillanz.....	8
2.1.5	Waist, Messung der Emittanz	9
2.1.6	Potential	10
2.1.7	Effektive Feldgrenze, effektiver Radius.....	10
2.2	Analytische Untersuchung eines ionenoptischen Systems.....	11
2.2.1	Koordinatensystem	11
2.2.2	Einzellinse.....	13
2.2.3	Beschleunigungsstrecke.....	15
2.2.4	Transfermatrizen.....	19
3	Ergebnisse	22
3.1	Das Programm Limioptic 2	22
3.1.1	Bedienung	22
3.1.2	Interaktionsmöglichkeiten	27
3.2	Der Cologne AMS Tandembeschleuniger.....	30
3.2.1	Abmessungen des Cologne AMS.....	31
3.2.2	Ionenoptische Untersuchungen am Cologne AMS	35
3.3	Messungen	61
3.3.1	Strahlprofile.....	61
3.3.2	Energie- und Massendispersion am Cologne AMS	62
3.4	Der Cologne FN Tandembeschleuniger.....	79
3.4.1	Das Strahlführungssystem des Cologne FN.....	81
4	Fazit und Ausblick.....	85
5	Literaturverzeichnis	87
6	Anhang.....	88

In dieser Arbeit verwendete Abkürzungen und Begriffe:

- **ESD**

Elektrostatischer Deflektor. Zwei sich gegenüberliegende, gebogene Kondensatorplatten. Die Biegung kann nur in einer Raumrichtung (radial) oder in zwei Raumrichtungen sein (sphärisch). Mit einem ESD kann der Strahl um einen gewünschten Winkel abgelenkt werden.

- **MSA**

Engl. magnetostatic analyser, auch Biegemagnet oder Ablenkmagnet genannt. Es gibt homogene und inhomogene MSAs, entsprechend dem Charakter des Magnetfeldes im Inneren. Wie beim ESD kann mit einem MSA der Strahl abgelenkt (gebogen) werden. Inhomogene Felder werden dann benutzt, wenn zusätzliche Fokussiereigenschaften höherer Ordnung erreicht werden sollen.

- **Polschuhe**

Die beiden Polflächen eines MSAs werden als Polschuhe bezeichnet. Allgemein ist ein Polschuh ein aus Eisen o.ä. geformtes Bauteil, welches dazu dient das Magnetfeld in der gewünschten Art zu formen (bei MSAs i.d.R. homogen).

- **K-Wert**

Die Form der Polschuhkante, an der der Strahl ein- und austritt, definiert die inhomogenen Randfelder des Magneten. Der *K*-Wert ist ein Formfaktor, ähnlich dem c_w -Wert in der Strömungslehre, welcher sich aus der resultierenden Feldverteilung ergibt.

- **Hysterese**

MSAs besitzen einen Kern aus einem Material mit hoher Permeabilität (z.B. Eisen), um das Feld zu verstärken. Die Magnetisierung dieses Materials führt dazu, dass aus gleichen Magnetströmen unterschiedliche Felder resultieren können, je nachdem, wie der Magnet vorher eingestellt war und wie schnell das Feld geändert wurde. Effekte, die nicht alleine vom eingestellten Parameter (Magnetstrom), sondern auch vom Ausgangszustand abhängen, werden Hystereseeffekte genannt.

- **QPT**

Quadrupol-Triplet. Drei hintereinander geschaltete Quadrupole.

- **Longitudinal**

In Richtung der Symmetrieachse.

- **Transversal**

In Richtung senkrecht der Symmetrieachse

1 Einleitung

1.1 Quellen und Verweise

Alle in dieser Arbeit mit  gekennzeichneten Verweise, das Programm *Limioptic 2* sowie diese Arbeit selbst in digitaler Form, sind im Rahmen der gegebenen Lizenzbestimmungen abrufbar unter <http://ams.amstolz.de>. Alle abgebildeten Strahlverläufe wurden mit *Limioptic 2* erstellt und mit Wolfram Mathematica geplottet.

1.2 Motivation und Zielsetzung beim Einsatz von Teilchenbeschleunigern

Es existiert eine Vielzahl von Anwendungsgebieten von Beschleunigern im Bereich der Kern-, Teilchen- und Festkörperphysik, aber auch in der Medizin, Biologie, Chemie und Technik. Je nach Zielsetzung finden unterschiedliche Konzepte zur Beschleunigung von Ionen, Molekülen, Elektronen, Protonen sowie deren Antiteilchen Verwendung. Häufig vorkommende Beschleunigertypen sind das *Synchrotron* und, in einer Sonderform zur langfristigen Strahlerhaltung, der *Speicherring*. Beide gehören zur Klasse der *Kreisbeschleuniger* und werden zur Durchführung von Kollisions- oder Targetexperimenten bei sehr hohen kinetischen Energien sowie zur Erzeugung von *Sekundärstrahlen*¹ genutzt. Große Energien sind bei dieser Art von Experimenten entscheidend, da die Auflösung mit der reduzierten *de Broglie-Wellenlänge*² und somit dem (relativistischen) Impuls der Teilchen einhergeht:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} . \quad (1.1)$$

\hbar ist das Planck'sche Wirkungsquantum dividiert durch 2π und p ist der relativistische Impuls mit $p = m_0 v / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ (m_0 bezeichnet die Ruhemasse des Teilchens). Als populäres Beispiel sei hier der *Large Hadron Collider (LHC)* am Europäischen Kernforschungszentrum CERN genannt, welcher im TeV-Bereich arbeitet und somit in der Lage ist, Strukturen im Bereich von $\sim \frac{197,3 \text{ MeV fm}}{5 \text{ TeV}} \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ fm}$ aufzulösen.³

Neben Kreisbeschleunigern findet auch eine weitere Bauart, der *Linearbeschleuniger*, Verwendung in der wissenschaftlichen Forschung. Linearbeschleuniger haben den Vorteil geringerer Strahlungsverluste, welche bei Kreisbeschleunigern durch die ständig vorhandene Zentripetalbeschleunigung gerade für leichte Teilchen das Erreichen hoher Energien wesentlich

¹ Z.B. die Erzeugung schneller Neutronen, Positronen, Antiprotonen, Pionen, Kaonen, Hyperonen sowie elektromagnetischer Strahlung (*Synchrotronstrahlung*).

² Nach de Broglie kann jedes impulsbehaftete Teilchen durch eine Materiewelle beschrieben werden. Interferenz und Streuverhalten des Teilchens verhalten sich damit entsprechend der Wellenlänge analog zu den aus dem Elektromagnetismus bekannten Phänomenen.

³ Es ist geplant bis 2014 durch Umrüstungen die Energie auf 14 TeV zu steigern (Stand 2012).

erschweren (*Synchrotronstrahlung*). Im Hochenergiebereich werden sogenannte *Hochfrequenz-Linearbeschleuniger* verwendet, in denen gepulste Ionenstrahlen durch hochfrequente elektrische Wechselfelder beschleunigt werden. *Gleichspannungs-Linearbeschleuniger* erreichen geringere Energien (MeV-Bereich), da es bei zu großen Beschleunigungsspannungen zu Überschlägen kommen kann. Sie werden zur *Beschleuniger-Massenspektrometrie* (englisch: *Accelerator Mass Spectrometry*, AMS) eingesetzt. Massenspektrometrie dient der Bestimmung relativer Atomhäufigkeiten in einer Probe und wird beispielsweise zur Erkennung von Krebsgeschwüren in der medizinischen Chemie⁴, zur Charakterisierung chemischer Verbindungen und zur Altersbestimmung mittels der Radiocarbon-Datierung (¹⁴C-Methode)⁵ genutzt. Da bei sehr kleinen Verhältnissen das Ergebnis sehr stark von der Genauigkeit der bestimmten Häufigkeiten abhängt, ist eine gute Trennbarkeit der verschiedenen Elemente von großer Wichtigkeit. Das Beispiel der ¹⁴C-Datierung liefert einen guten Einblick in die Vorzüge der AMS. In 1g heutigem Kohlenstoff befinden sich etwa $6 \cdot 10^{10}$ ¹⁴C-Atome, welche mit einer Halbwertszeit von 5730 Jahren zerfallen. Hieraus ergibt sich eine Zerfallsrate von lediglich 14 Zerfällen pro Minute. Um das ¹⁴C/¹²C-Verhältnis mit einer statistischen Genauigkeit von 0,5% durch Zählen der Zerfälle zu erreichen, müsste eine solche Messung mindestens 48 Stunden lang laufen. Mit der AMS kann diese Genauigkeit mit 1 mg Kohlenstoff oder weniger schon nach wenigen Minuten erreicht werden (Zählrate $\sim 100 \text{ s}^{-1}$). Ein einfaches Massenspektrometer eignet sich hier nicht, da die Anwesenheit von Isobaren, wie dem relativ häufigen ¹⁴N, oder Molekülen, wie ⁷Li₂, ¹³CH, ¹²CH₂ und ¹²CD, die Messung wesentlich verfälscht. Ebenso überdecken die Tails der stabilen Kohlenstoffisotope die kleinen Peaks der eigentlichen ¹²C-Messung. Beim AMS dient der Umladungsprozess im Tandembeschleuniger⁶ als Molekülfilter und elektrische und magnetische Felder als Energie- bzw. Massenfilter, um diese Effekte zu minimieren.

Im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln finden zwei Gleichspannungs-Linearbeschleuniger (Tandembeschleuniger) des Fabrikanten *High Voltage Engineering Europa B.V.* (HVE) Verwendung: der *HVEC-FN 7* (im Folgenden „*Cologne FN*“) und der *Cologne AMS*, welcher Ende 2011, zu Beginn dieser Arbeit, in Betrieb gegangen ist. In Hinblick auf die Optimierung und Erweiterung dieser Anlagen ist die Kenntnis der Ionenoptik von großem Interesse. Obwohl sich diese Arbeit hauptsächlich mit den ionenoptischen Eigenschaften des *Cologne AMS* beschäftigt, bietet sie ebenso für Untersuchungen am *Cologne FN* eine gute Grundlage. Der zentrale Teil dieser Arbeit bestand in der Entwicklung eines

⁴ Zur Diagnose von Knochenkrebs wird dem Patienten ⁴¹Ca verabreicht, welches in den Knochen aufgenommen wird. Ein kranker Knochen nimmt durch seinen ständigen Umbau deutlich mehr Kalzium auf als ein gesunder. Das Verhältnis des synthetisch hergestellten ⁴¹Ca zum natürlich vorkommenden ⁴⁰Ca im Blut und Urin des Patienten ist daher ein Indiz, ob eine Knochenkrebskrankung vorliegt.

⁵ ¹⁴C ist ein durch natürliche Höhenstrahlung erzeugtes Kohlenstoff-Isotop. Lebewesen nehmen das radioaktive ¹⁴C sowie das häufige ¹²C gleichermaßen auf, sodass das Verhältnis dieser beiden Isotope im Gewebe für alle lebenden Organismen identisch ist ($^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \approx 10^{-12}$). Stirbt der Organismus wird kein neuer Kohlenstoff mehr aufgenommen und das Verhältnis ändert sich mit der Zeit gemäß der Halbwertszeit des radioaktiven Isotops. Die Bestimmung dieses Verhältnisses mittels der Massenspektrometrie erlaubt es somit Rückschlüsse auf das Alter einer organischen Probe zu ziehen.

⁶ Auf die genaue Funktionsweise wird in Abschnitt 3.2.2 eingegangen.

Simulationsprogramms (*Limioptic 2*), welches Analysen des Strahlverhaltens auf analytischer Basis in Echtzeit⁷ erlaubt. Der dem Programm zugrundeliegende Matrixformalismus, sowie weitere theoretische Grundlagen, werden im Theorieteil (Kapitel 2) dieser Arbeit vorgestellt. Der Ergebnisteil (Kapitel 3) stellt das Programm *Limioptic 2* vor (Abschnitt 3.1) und behandelt die Anwendbarkeit des Programms auf reale Problemstellungen. Hierzu wurden die sich aus der Simulation ergebenden Voraussagen, mit am *Cologne AMS* durchgeführten Messungen an Kohlenstoff, Plutonium, Beryllium und Aluminium, verglichen. Anhand der Ergebnisse war es möglich, weitere Erkenntnisse über den *Cologne AMS* zu erlangen (z.B. die Berechnung der effektiven Radien) und Fehlerquellen bei der Fokussierung aufzudecken (siehe Abschnitt 3.2.2, Quadrupole). Durch Messungen zur Energie- und Massendispersion (Abschnitt 3.3) wurden die sich aus der Simulation ergebenden Dispersionseigenschaften des *Cologne AMS* überprüft. Weiterhin wird kurz auf drei weitere ionenoptische Elemente – einen *Siliziumdetektor*, einen *Degrader* zur Strahlabschwächung und eine zur besseren Strahlausrichtung und zur Emittanzmessung entworfene Apparatur – eingegangen, welche ebenso Bestandteil dieser Arbeit waren. Die Arbeit schließt mit einer kurzen Betrachtung des Strahlengangs des *Cologne FN* und einer anschließenden Diskussion.

⁷ Es gibt Programme zur numerischen Simulation (z.B. SIMION). Diese eignen sich jedoch zur Strahlanalyse nur in sehr begrenztem Maße (einzelne ionenoptische Elemente), da der Zeitaufwand für große Systeme unter der Prämisse einer repräsentativen Genauigkeit schnell alle akzeptablen Grenzen übersteigt. Die Simulation eines typischen Ablenkmagneten mit einem Rechengitterabstand von 1mm dauert etwa eine Stunde. Die Simulation des gesamten *Cologne AMS* Beschleunigers würde somit einen kompletten Tag benötigen.

2 Theorie

Ziel eines ionenoptischen Systems ist die Formung und der möglichst verlustfreie Transport eines Ionenensembles sowie die Selektion der einzelnen Ionen nach deren Charakteristika, mithilfe elektrischer und magnetischer Felder. Auf der Niederenergieseite (nach der Vorbeschleunigung) werden in der Regel *Einzellinsen*, *elektrostatische Ablenkplatten* und *magnetische Sektorfelder* zum Fokussieren und Selektieren eingesetzt. Auf der Hochenergieseite (nach dem Tandem) ersetzen elektrische oder magnetische *Quadrupole* die schwächer fokussierende Einzellinse.⁸ In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der Ionenoptik wichtigen Grundbegriffe, wie *Emittanz*, *elektrische und magnetische Steifigkeit* und *Dispersion*, beschrieben und auf die Eigenschaften einiger, beim Beschleunigerbau unverzichtbarer, ionenoptischer Elemente eingegangen. Anschließend folgt eine Einführung in den Matrixformalismus, auf welchem die analytische Simulation mit *Limioptic 2* fußt. Das Kapitel endet mit einer Auflistung der auf diesem Formalismus basierenden Transfermatrizen der einzelnen ionenoptischen Elemente.

2.1 Grundbegriffe der Ionenoptik

2.1.1 Sollteilchen, Sollbahn

Als Sollteilchen wird ein Ion bezeichnet, welches die Ionenquelle nicht divergent verlässt und das System auf der Symmetriearchse – der Sollbahn – durchschreitet. Teilchen, welche die Quelle nicht ideal verlassen oder sich in anderen Charakteristika vom Sollteilchen unterscheiden, werden in der Ionenoptik relativ zum Sollteilchen beschrieben. Es gehen also nur die relativen Abweichungen x, y (radial bzw. axial) zur Sollbahn in transversaler Ebene, zum Sollteilchen in longitudinaler Richtung und zu Masse und Energie des Sollteilchens in die ionenoptischen Berechnungen ein.

2.1.2 Dispersion, Richtungsfokussierung, Doppelfokussierung, achromatisch

Der Begriff der Dispersion beschreibt das Ablenverhalten geladener Teilchen im elektrischen bzw. magnetischen Feld für unterschiedliche Massen (Massendispersion), Impulse (Impulsdispersion) oder Energien (Energiedispersion). Richtungsfokussierung beschreibt das fokussierende Verhalten für Strahlen, die außerhalb der Symmetriearchse in ein fokussierendes Element eintreffen.

⁸ Siehe die Übersicht über den Cologne AMS in Abb. 3-7.

- **Dispersion und Richtungsfokussierung im Magnetfeld**

In einem magnetischen Feld \mathbf{B} wirkt auf ein mit \mathbf{v} bewegtes Teilchen der Ladung q die *Lorentzkraft*

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.1)$$

Nehmen wir an, dass $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$, so lässt sich im Folgenden einfacher mit den Beträgen rechnen. Die Lorentzkraft wirkt als Zentripetalkraft womit sich der Krümmungsradius ρ zu

$$qvB = \frac{p\nu}{\rho} \Leftrightarrow \rho = \frac{p}{qB} \quad (2.2)$$

berechnet. Ein Magnet bewirkt also eine *Impulsdistribution*, das heißt für unterschiedliche Impulse wird ein Ion unterschiedlich abgelenkt.⁹

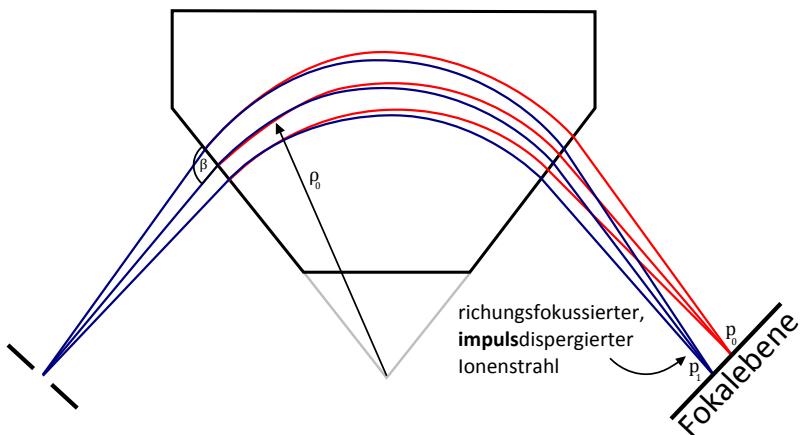


Abb. 2-1: Ein divergenter Ionenstrahl wird in einem magnetischen Sektorfeld nach seinem Impuls sortiert. ρ_0 bezeichnet den Krümmungsradius des Sollteilchens, welches nach Durchfliegen des Sektorfeldes wieder in die Symmetriearchse des Systems eintritt ($p_0 > p_1$).

In Abb. 2-1 ist ein weiterer Effekt, die so genannte *Richtungsfokussierung*, zu erkennen. Sie röhrt daher, dass Strahlen, die in radialer Richtung über der Sollbahn in das Sektorfeld eintreffen, über eine größere Strecke dem magnetischen Feld ausgesetzt sind und somit eine größere Winkelablenkung erfahren. Strahlen, die in radialer Richtung unter der Sollbahn eintreffen, erfahren analog dazu eine geringere Ablenkung. In axialer Richtung wirkt der Sektormagnet (MSA, magnetostatic analyzer) als Driftstrecke. Um hier eine Fokussierung zu bewirken, wird der Ionenstrahl in einem Winkel $\beta \neq 90^\circ$ zur Magnetkante eingeschossen. Die Randfelder bewirken dann axial eine Fokussierung proportional zu $\tan(\beta_{eff})/\rho_0$ und eine Defokussierung proportional $\tan(\beta)/\rho_0$, mit¹⁰

$$\tan \beta_{eff} = \tan \beta - \frac{g}{\rho_0} \cdot \frac{1 + \sin^2 \beta}{\cos^3 \beta} K, \quad (2.3)$$

⁹ Es findet eine Separation nach p/q statt. Der Ladungszustand wird im Folgenden als bekannt vorausgesetzt.

¹⁰ [Hinterberger], Seite 141

$$\beta_{eff} \cong \beta - \frac{g}{\rho_0} \cdot \frac{1 + \sin^2 \beta}{\cos \beta} K.$$

g ist der Polschuhabstand, K ist ein Formfaktor, welcher bei einer Rechteckform der Polschuhe $\sim 0,45$ ist.

- **Dispersion und Richtungsfokussierung im elektrischen Feld**

In einem elektrischen Feld E wirkt auf ein Teilchen der Ladung q die Coulombkraft

$$\mathbf{F}_C = q\mathbf{E}. \quad (2.4)$$

*Elektrostatische Deflektoren*¹¹ (ESD) bestehen aus zwei gebogenen Kondensatorplatten, deren Krümmung identisch der Sollbahnkrümmung ist. Ein Teilchen auf der Sollbahn bewegt sich daher in einer Äquipotentialebene¹² und erfährt eine radial wirkende Kraft. Daraus ergibt sich mit der kinetischen Energie T und dem Impuls p des Teilchens der Krümmungsradius zu

$$qE = \frac{pv}{\rho} \Leftrightarrow \rho = \frac{pv}{qE} = \frac{2T}{qE}. \quad (2.5)$$

Ein elektrisches Sektorfeld bewirkt also eine *Energiedispersion*¹³ (Abb. 2-2).

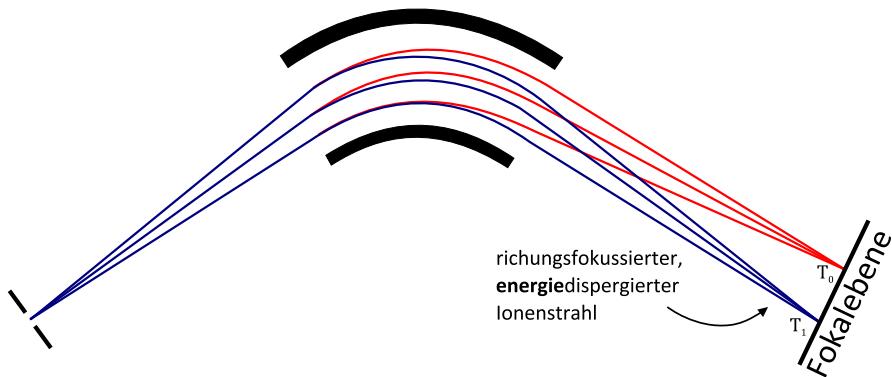


Abb. 2-2: Ein divergenter Ionenstrahl wird in einem elektrischen Sektorfeld nach seiner Energie sortiert. Auch hier tritt eine Richtungsfokussierung in radialer Richtung auf. $T_0 > T_1$.

Ebenso findet auch hier eine durch die Randfelder bewirkte Richtungsfokussierung in radialer Richtung statt. Eine Fokussierung in axialer Richtung lässt sich durch sphärische Elektroden erreichen, d.h. durch einen zusätzlichen vertikalen Krümmungsradius.

- **Dispersion im System ESD – MSA**

Elektrostatische und magnetische Sektorfelder werden *einfachfokussierend* genannt, da sie nur richtungsfokussierend wirken. Dies schmälert die Auflösung, da die Ionen immer mit einer gewissen Energiebreite aus der Quelle emittiert werden. Durch die Hintereinanderschaltung

¹¹ Auch abgekürzt durch ESA = electrostatic analyzer.

¹² Die Feldlinien stehen symmetribedingt immer senkrecht auf der Sollbahn.

¹³ Korrekterweise dürfe hier nur mit der zum Geschwindigkeitsvektor senkrechten Feldkomponente gerechnet werden. Für Strahlen nahe der Sollbahn ist diese Korrektur jedoch vernachlässigbar.

eines ESD mit einem MSA wird eine zusätzliche Energiefokussierung und somit die Trennung nach dem m/q -Verhältnis des Ionenstrahls ermöglicht. Systeme dieser Art heißen *doppelfokussierend* oder *achromatisch*. Die Reihenfolge der beiden Sektorfelder ist hierbei unerheblich. Am *Cologne AMS* finden zwei Massenspektrometer dieser Art Verwendung:

- ESD – MSA auf der Niederenergieseite,
- MSA – ESD auf der Hochenergieseite.

Anhand des Niederenergie-Massenspektrometers des *Cologne AMS* ist in Abb. 2-3 die Energiefokussierung und in Abb. 2-4 die Massendispersion eines doppelfokussierenden Massenspektrometers demonstriert.¹⁴

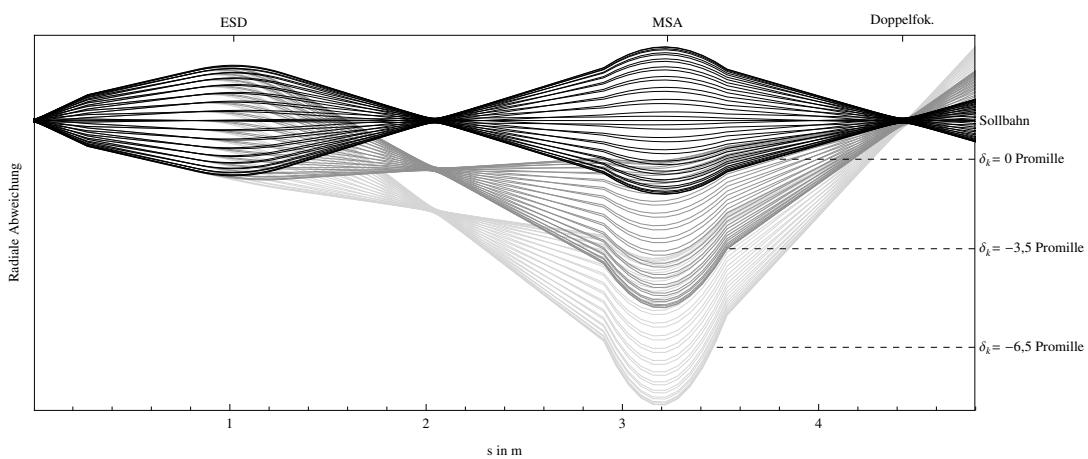


Abb. 2-3: Doppelfokussierung auf der Niederenergieseite des *Cologne AMS*. Die drei Strahlen haben eine Energieabweichung δ_k von 0, -3,5 und -6,5 Promille vom Sollteilchen.

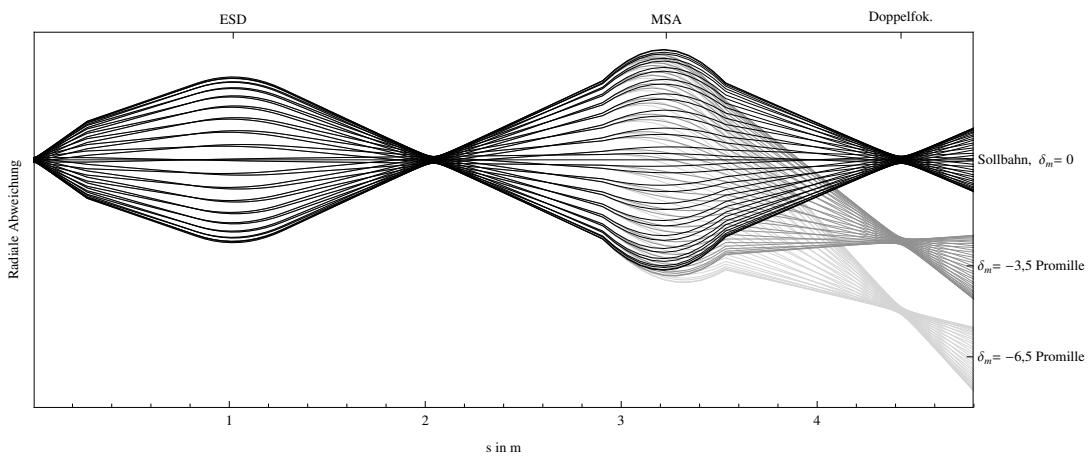


Abb. 2-4: Massendispersion auf der Niederenergieseite des *Cologne AMS*. Die drei Strahlen haben eine Massenabweichung δ_m von 0, -3,5 und -6,5 Promille vom Sollteilchen.

¹⁴ Es gibt eine weitere Betriebsmodus des Massenspektrometers, bei dem die Strahlen zwischen ESD und MSA nicht gekreuzt, sondern parallel geführt werden (siehe [Wollnik], S. 266). Diese Mode bietet allerdings Nachteile und ist daher nicht gebräuchlich.

2.1.3 Elektrische und magnetische Steifigkeit

Durch Umstellen der Gleichungen (2.2) und (2.5) ergibt sich

$$B\rho = \frac{p}{q} = \chi_M \quad (2.6)$$

und¹⁵

$$E_{\perp}\rho = \frac{pv}{q} = \chi_E. \quad (2.7)$$

Die Größe χ_M wird *magnetische* und die Größe χ_E *elektrische* Steifigkeit genannt. Sie geben den Bezug von anliegender Feldstärke zum resultierenden Krümmungsradius an. Unter Kenntnis der Steifigkeit eines gewählten Teilchens können so die für einen gewünschten Krümmungsradius erforderlichen Feldstärken berechnet werden.¹⁶

2.1.4 Emittanz, Brillanz

Um die Strahlqualität eines Ionenensembles qualitativ zu beschreiben wurde der Begriff der Emittanz und darauf aufbauend der Brillanz definiert. Die *Emittanz* $\pi\epsilon_x$ ist ein Maß für das Phasenraumvolumen eines Ionenensembles im (x, x') -Raum¹⁷ und ist bei gleichbleibender Energie unabhängig von s . Es gilt:¹⁸

$$\pi\epsilon_x = \iint dx \cdot dx' \quad \text{in [mm mrad].} \quad (2.8)$$

Im Allgemeinen kann der eingenommene Phasenraum durch eine Ellipse, die *Phasenellipse*, beschrieben werden, in welcher sich der größte Teil der Ionen (z.B. 2σ -Umgebung)¹⁹ befindet.

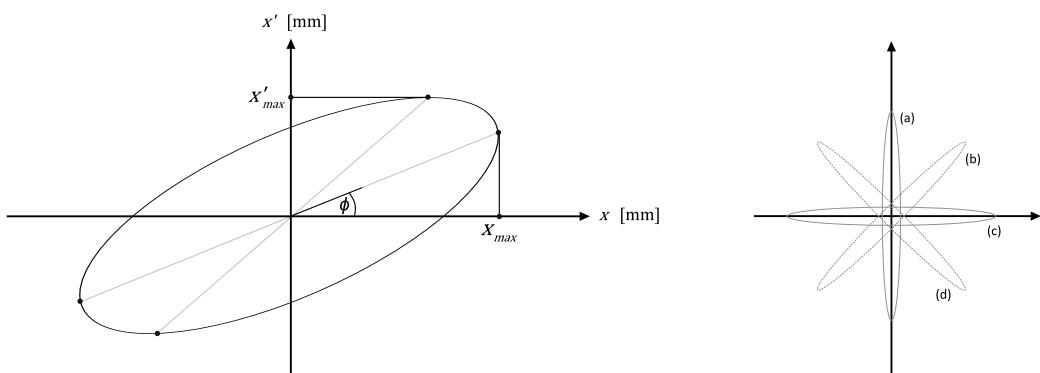


Abb. 2-5: Links: Phasenellipse eines Ionenstrahls im (x, x') -Raum. x_{max}, x'_{max} und ϕ sind die definierenden Größen der Emittanz. Rechts: Phasenellipsen für verschiedene Strahlformen: (a) fokussiert, (b) divergent, (c) parallel, (d) konvergent.

¹⁵ Da es sich um eine *allgemeine* Eigenschaft eines (p, v, q) Teilchens handeln soll, wird der Index \perp hier mitgeführt.

¹⁶ Elektronen mit einem Impuls von $p = 299,79$ MeV/c haben eine magnetische Steifigkeit von 1 Tm. Ein Magnetfeld der Stärke 1 T lenkt die Elektronen demnach mit einem Krümmungsradius von 1 m ab. Siehe [Hinterberger], S. 25f.

¹⁷ $x' = dx/ds$, wobei s der longitudinalen Komponente entspricht. Siehe dazu Abschnitt 2.2.1.

¹⁸ $\pi\epsilon_y$ in axialer Richtung berechnet sich analog. Üblicherweise sind die drei Raumrichtungen entkoppelt, sodass die Emittanzen getrennt voneinander betrachtet werden können.

¹⁹ In vielen Fällen liefert die Gauß-Verteilung ein gutes Modell zur Abschätzung der Phasenraumdichte.

Die Emittanz lässt sich in diesem Fall einfach berechnen:²⁰

$$\pi\epsilon_x = \pi\sqrt{x_{max}^2 x'^2_{max} - \sigma^2}, \quad (2.9)$$

mit $\sigma = \tan\phi \cdot x_{max}^2$.

Die Determinante nicht beschleunigender Transfermatrizen (siehe dazu Abschnitt 2.2.1) ist auf Grund der Emittanzerhaltung immer gleich Eins. Das Phasenraumvolumen ändert sich, sobald Beschleunigungen in longitudinaler Richtung vorhanden sind.²¹ Um die Strahlqualität unabhängig von der Energie zu beschreiben, muss die Emittanz auf die momentane Energie des Teilchenensembles normiert werden. In diesem Fall wird von der normierten Emittanz gesprochen:²²

$$\epsilon_n = \beta\gamma\epsilon = \left(\frac{p_0}{m_0c}\right)\epsilon, \quad (2.10)$$

mit $\beta = \frac{v}{c}$ und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Die *Brillanz* ist ein Maß für die Phasenraumdichte des Strahls. Sie geht aus den normierten Emittanzen $\epsilon_{x,y}^n$ hervor, berücksichtigt jedoch zusätzlich das Verhältnis aus dem Strahlstrom I zur Impulsunschärfe δ in der Größe einer Standardabweichung:

$$B = \frac{I}{\pi^2\epsilon_x^n\epsilon_y^n\delta}. \quad (2.11)$$

2.1.5 Waist, Messung der Emittanz

Ein konvergenter Strahl läuft an einem Punkt zu einer Strahltaille zusammen (Abb. 2-6). Diese Taille wird als *Waist* bezeichnet.²³ Beim Bau von Beschleunigern werden an diesen Stellen meist Blenden oder verstellbare Schlitze verbaut, mit deren Hilfe der Strahl leicht ausgerichtet werden kann. Ein weiterer auch im Rahmen dieser Arbeit interessanter Aspekt ist die einfache Möglichkeit zur *Emittanzmessung*, da der Winkel ϕ der Phasenellipse an dieser Stelle null Grad beträgt (siehe Abb. 2-5). Damit folgt aus (2.9)

$$\pi\epsilon_x = \pi x_{max}x'_{max}. \quad (2.12)$$

Mithilfe zweier, in einem Abstand d zueinander befindlicher Schlitze, wobei sich der erste Schlitz in einem Waist befindet, können x_{max} und x'_{max} und somit die Emittanz leicht bestimmt werden.

²⁰ Vgl. [Hinterberger], Seite 151.

²¹ Auch Reibung und Strahlungsverluste ändern das Phasenraumvolumen. Diese Effekte werden hier vernachlässigt.

²² [Hinterberger], Seite 114.

²³ Die Begriffe Fokus, Strahlminimum und Waist werden oft synonym verwendet. Für einen Waist müssen jedoch mehrere Bedingungen erfüllt sein: (i) die Strahleinheit (Enveloppe) ist parallel, (ii) sie hat ein lokales Minimum, (iii) die Phasenellipse steht senkrecht auf der Orts-Achse. Die Breite eines Waists ist ungleich dem Minimum, das an einer bestimmten Stelle erreicht werden kann. [Hellborg]

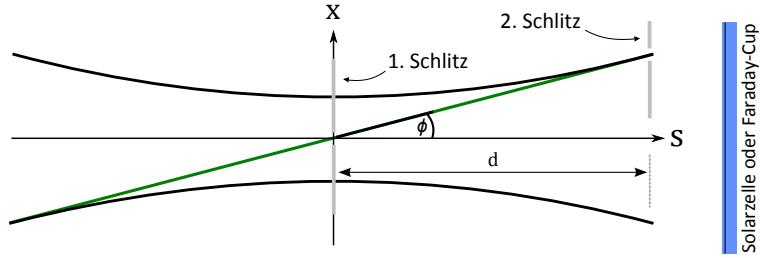


Abb. 2-6: Die Einfüllhöhe (Enveloppe) eines Strahlbündels am Ort einer Waist. Grün eingezeichnet ist der Strahl mit der größten Divergenz. Durch zwei Slitze kann so die Emissanz bestimmt werden. Als Detektor kann ein Faraday Cup (bei Kenntnis des Ladungszustandes) oder eine Solarzelle genutzt werden. Nach [Hinterberger], S. 157.

In Abb. 2-6 ist die Slitzeinstellung zur Bestimmung von x'_{max} dargestellt. Der erste Slitz befindet sich im Waist auf der Sollachse. Der zweite Slitz wird von der Sollachse weg in x -Richtung verschoben. Ist die Position x des zweiten Slitzes, bei welcher keine Intensität mehr zu messen ist²⁴, gefunden, so ergibt sich x'_{max} zu

$$\frac{x}{d} = \tan \phi = x'_{max}. \quad (2.13)$$

Zur Messung von x_{max} wird der zweite Slitz komplett geöffnet (oder besser noch parallel zum ersten Slitz verschoben) und der erste Slitz so lange verschoben, bis kein Signal mehr messbar ist²⁴. Auf der Hochenergeseite haben Solarzellen als Messinstrumente den Vorteil, die unterschiedlichen Ladungszustände voneinander trennen zu können (höhere Energien bewirken einen höheren Peak). Jedoch müssen der Strahlstrom und die Terminalspannung stark reduziert werden, um die Solarzellen nicht zu beschädigen. Die Slitze können dafür sehr klein eingestellt werden, was zu einer höheren Auflösung führt.

2.1.6 Potential

In der Ionenoptik wird die Ionenquelle als Bezugspunkt des Potentials festgelegt, da hier die kinetische Energie Null ist. Die Relation zwischen der kinetischen Energie T und dem Potential ϕ an einem Ort s ist damit²⁵

$$\phi(s) = -T(s)/q(s), \quad (2.14)$$

wobei q den Ladungszustand angibt. Die Ortsabhängigkeit des Ladungszustandes ist eine Konsequenz des Stripping-Prozesses, bei dem sich der Ladungszustand und somit auch das Potential um ein Vielfaches erhöht.

2.1.7 Effektive Feldgrenze, effektiver Radius

Das reale Feld eines Magneten oder elektrostatischen Ablenkens endet nicht mit dessen geometrischer Grenze, sondern weitet sich in den umgebenden Raum aus. Ebenso ist das Feld,

²⁴ Für einen realistischen Strahl würde hier eine Gaußanpassung durchgeführt und die Standardabweichung ermittelt werden.

²⁵ [Hinterberger], S. 215.

durch die Krümmung der Feldlinien in den Randbereichen, innerhalb des MSAs bzw. ESDs noch nicht augenblicklich maximal. Um die Ionenoptik einfach beschreiben zu können, wird aus diesem Grund eine *effektive Feldgrenze* eingeführt, welche als der Ort außerhalb des felderzeugenden Elements festgelegt ist, an dem die theoretische Bahn eines freien Teilchens parallel zur Extrapolation des zirkularen Teils, innerhalb des Elements, liegt (Abb. 2-7). Die Erweiterung des effektiven Feldes führt zu einer Verkleinerung des, zur Umlenkung des Teilchenstroms um einen bestimmten Winkel benötigten, Feldes. Der *effektive Radius* ist eine Korrektur des idealen Radius, sodass die Beziehung (3.2) bzw. (3.3) erhalten bleibt.²⁶

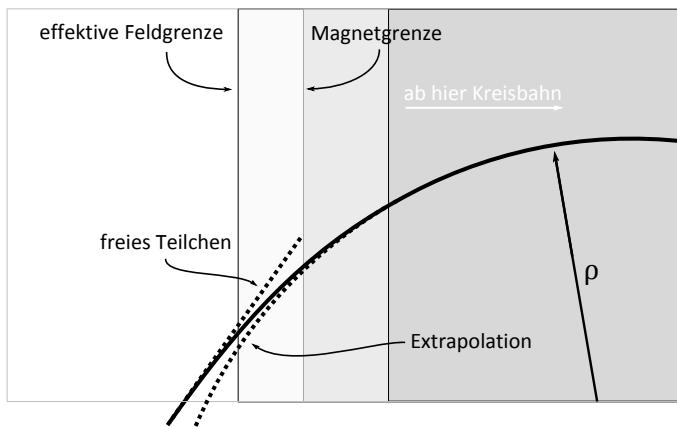


Abb. 2-7: Zur Definition der effektiven Feldgrenze.

2.2 Analytische Untersuchung eines ionenoptischen Systems

Um den Einfluss ionenoptischer Elemente auf einen Ionenstrahl analytisch berechnen zu können, müssen Approximationen durchgeführt werden. Die lineare Näherung beschreibt das System mit einer ausreichenden Genauigkeit, solange die transversalen Ortsabweichungen klein sind gegenüber den Brennweiten und Krümmungsradien, und die Winkelabweichungen klein sind gegenüber Eins. Strahlen, welche diese Kriterien erfüllen, werden als *paraxiale Strahlen* und die lineare Näherung somit auch als *paraxiale Näherung* bezeichnet. *Raumladungseffekte* und *Kollisionen* der Teilchen untereinander werden in dieser Näherung vernachlässigt. Zur mathematischen Umsetzung wird ein krummliniges Koordinatensystem eingeführt.

2.2.1 Koordinatensystem

Der kartesische Ansatz, um die Flugbahn eines Partikels im dreidimensionalen Raum zu beschreiben, ist ein zeitabhängiger Vektor der Form

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \\ z(t) \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

²⁶ [Wollnik], S. 189f.

Ein solches festes Koordinatensystem würde die Beschreibung ionenoptischer Elemente durch allgemeine und einfache Matrizen jedoch nicht erlauben. Um die Symmetrieverhältnisse auszunutzen und das System zeitunabhängig zu machen, bietet es sich an, nur die Abweichung der Teilchen relativ zur Sollbahn zu betrachten.

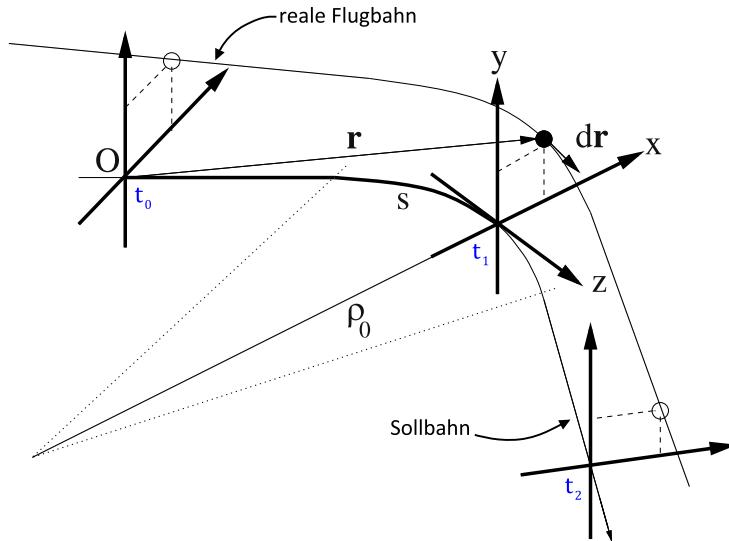


Abb. 2-8: Einführung eines bewegten Koordinatensystems. Die Bahn des Sollteilchens ist mit s gekennzeichnet. Das bewegte Koordinatensystem ist zu drei Zeitpunkten t_0 , t_1 , t_2 eingezeichnet. Der Vektor r entspricht den kartesischen Koordinaten des betrachteten Teilchens zum Zeitpunkt t_1 . [Hinterberger]

In Abb. 2-8 ist diese mit s gekennzeichnete Sollbahn neben der realen Bahn eines Teilchens abgebildet. Die x -Komponente des bewegten Koordinatensystems zeigt dabei immer in *radiale* Richtung, die z -Komponente zeigt in Flugrichtung des Sollteilchens, während die y -Komponente senkrecht dazu die *axiale* Abweichung angibt. Der Ursprung bewegt sich entsprechend der Geschwindigkeit des Teilchens entlang der zentralen Bahn. Als unabhängige Variable wird der vom Ursprung zurückgelegte Weg s gewählt.²⁷ Neben den transversalen Abweichungen kann nun auch die longitudinale Abweichung von der Flugbahn des Sollteilchens betrachtet werden. Darauf wird in dieser Arbeit und auch im Programm *Limioptic 2* verzichtet, da hieraus keine Unterschiede in der Strahlentwicklung resultieren. Um den zweidimensionalen Phasenraum komplett zu beschreiben, sind noch zwei weitere Angaben von Bedeutung. In kartesischer Form sind dies die Impulskomponenten p_x, p_y . Die an die Problemlösung angepassten und äquivalenten Größen sind die Richtungsabweichungen x', y' mit der Transformation

$$\begin{aligned} x' &= \frac{dx}{ds} = \tan \frac{p_x}{p_z} \approx \frac{p_x}{p_z}, \\ y' &= \frac{dy}{ds} = \tan \frac{p_y}{p_z} \approx \frac{p_y}{p_z}, \end{aligned} \tag{2.16}$$

²⁷ z bezeichnet im Folgenden die Achse eines lokalen, mitbewegten, kartesischen Koordinatensystems gleichen Ursprungs (siehe Abb. 2-8).

wobei in der jeweils letzten Beziehung die Kleinwinkelnäherung angewandt wurde. Zwei weitere Größen vervollständigen die Beschreibung eines Teilchens: die Abweichung δ_m der Masse von der des Sollteilchens und die der kinetischen Energie δ_k . Damit ergibt sich der folgende 6-komponentige Vektor:

$$\boldsymbol{x}(s) = \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ \delta_m \\ \delta_k(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{radiale Ortsabweichung} \\ \text{radiale Richungsabweichung} \\ \text{axiale Ortsabweichung} \\ \text{axiale Richungsabweichung} \\ \text{relative Massenabweichung} \\ \text{relative Energieabweichung} \end{pmatrix} \text{ in } \begin{pmatrix} \text{mm} \\ \text{mm} \\ \text{mrad} \\ \text{mrad} \\ \text{Promille} \\ \text{Promille} \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Der Einfluss ionenoptischer Elemente kann nun anhand von 6×6 -Matrizen in der Form

$$\boldsymbol{x}(s) = \mathbf{R}_{0 \rightarrow s} \cdot \boldsymbol{x}(0) = \mathbf{R}_{s_n \rightarrow s} \cdots \mathbf{R}_{s_1 \rightarrow s_1} \mathbf{R}_{0 \rightarrow s_1} \cdot \boldsymbol{x}(0)$$

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{11} & \cdots & r_{16} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{61} & \cdots & r_{66} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

beschrieben werden. Die Einträge ergeben sich aus der Lösung der paraxialen Strahlengleichung. Durch die Wahl des Koordinatensystems sind die radiale Untermatrix $R_x = [r_{11}, r_{12}, r_{21}, r_{22}]$ und die axiale Untermatrix $R_y = [r_{33}, r_{34}, r_{43}, r_{44}]$ entkoppelt. Zudem sind beide Untermatrizen bei zylindersymmetrischen Elementen identisch.

2.2.2 Einzellinse

Eine Einzellinse besteht aus drei konzentrischen rohrförmigen Elektroden gleichen Durchmessers. An die mittlere Elektrode wird ein Potential ϕ_2 angelegt, die beiden äußeren Elektroden können entweder auf Erdpotential liegen (wie es meist der Fall ist), oder selbst auf einem höheren oder tieferen Potential ϕ_1 (Abb. 2-9).

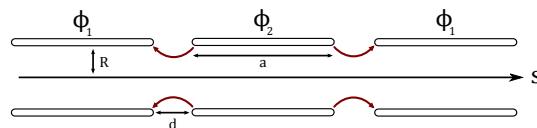


Abb. 2-9: Schematische Zeichnung einer Einzellinse. Die äußeren Ringelektroden liegen auf dem gleichen Potential ϕ_1 , die innere Elektrode liegt auf einem höheren oder niedrigeren Potential ϕ_2 . Einzellinsen wirken durch die in rot eingezeichneten inhomogenen elektrischen Felder (hier: $\phi_2 > \phi_1$) immer fokussierend. Nach [Hinterberger], S. 214.

Die Einzellinse kann demnach in zwei Moden betrieben werden: im *decel-accel mode*, falls $\phi_2 < \phi_1$ und im *accel-decel mode*, falls $\phi_2 > \phi_1$. In den meisten Fällen wird der *decel-accel mode* verwendet. Dies hat einen praktischen Grund: da in der Regel die Quelle auf einem negativen Potential liegt und die Ionen zum Erdpotential hin beschleunigt werden, ist es einfach und

kostensparend, die beiden äußeren Elektroden auf Erdpotential zu halten und die mittlere Elektrode via Spannungsteiler auf ein negatives Potential zu bringen.²⁸

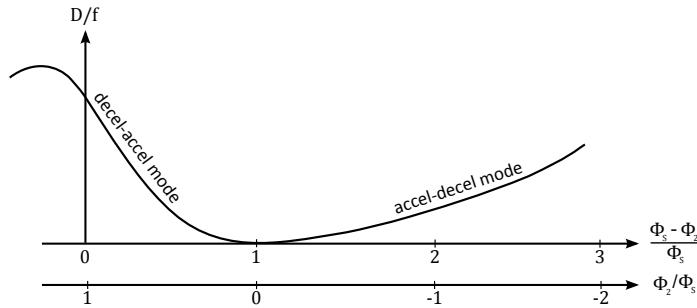


Abb. 2-10: Abhängigkeit der reziproken Brennweite vom Potentialverhältnis. ϕ_2 bezeichnet das Potential der inneren Elektrode, ϕ_s das Potential der Quelle. Die äußeren Elektroden liegen auf Erdpotential. Mit dem Öffnungsdurchmesser $D = a + 2d$ nach Abb. 2-9. Zeichnung nach [Liebl].

Wie Abb. 2-10 zu entnehmen ist, wirkt eine Einzellinse in allen Fällen fokussierend und kann durch die Abbildungsmatrix einer dünnen Linse beschrieben werden, deren Brechkraft eine Funktion der Elektrodenpotentiale ist. Die Transfermatrix einer dünnen Linse ist allgemein²⁹

$$\mathbf{R}_{x,y} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{x,y} & 1 \end{pmatrix}, \quad r_{55} = 1, \quad r_{66} = 1. \quad (2.19)$$

In der paraxialen Näherung wird davon ausgegangen, dass das Potential für alle Strahlen nahe der Sollbahn in erster Ordnung nur eine Funktion von s ist. Mit der Relation $\phi = -E_{kin}/q$ ergibt sich damit die Brennweite aus Lösung der paraxialen Strahlengleichung zu³⁰

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16} \int \left(\frac{\phi'}{\phi} \right)^2 ds. \quad (2.20)$$

Das Achsenpotential einer Einzellinse wird durch die folgende Näherung gut beschrieben³¹:

$$\phi(s) = \phi_1 + \frac{\phi_2 - \phi_1}{2} \frac{R}{\omega'd} \ln \left(\frac{\cosh \left(\frac{2\omega s}{R} \right) + \cosh \left(\frac{\omega a + \omega' d}{R} \right)}{\cosh \left(\frac{2\omega s}{R} \right) + \cosh \left(\frac{\omega a - \omega' d}{R} \right)} \right), \quad (2.21)$$

mit $\omega = 1,32$ und $\omega' = 1,67$. $s = 0$ bezeichnet dabei den Symmetriepunkt der Linse. Durch Ausklammern des von s unabhängigen Potentials ϕ_1 und Einsetzen in (2.20) wird ersichtlich, dass die Brechkraft ausschließlich eine Funktion von ϕ_1/ϕ_2 ist, sofern die Abmessungen der Linse bekannt sind.

²⁸ Die realistischen Spannungswerte für Einzellinsen sind im Allgemeinen vergleichbar mit der Quellenspannung. [Liebl]

²⁹ Nicht angegebene Einträge sind jetzt und im Folgenden Null.

³⁰ Diese Lösung gilt für elektrostatische zylindersymmetrische dünne Linsen. [Vohl]

³¹ Diese Näherung gilt für die meisten und auch für die in Köln verbauten Einzellinsen. Für exotischere Formen gibt es andere Näherungen. Siehe [Hinterberger], S. 221ff. und [George H. Gillespie, Optics elements for modeling electrostatic lenses and accelerator components I. Einzel lenses]

In Abschnitt 3.2.2 wurden die Brennweiten der beiden im *Cologne AMS* verbauten Einzellinsen in Abhängigkeit von diesem Verhältnis nach (2.20) und (2.21) berechnet.³²

2.2.3 Beschleunigungsstrecke

Die simpelste Möglichkeit eine Beschleunigung zu erreichen, ist der Einsatz zweier Lochelektroden, welche zwei Potentiale ϕ_1 und ϕ_2 mit $\phi_2 > \phi_1$ voneinander trennen (Abb. 2-11).

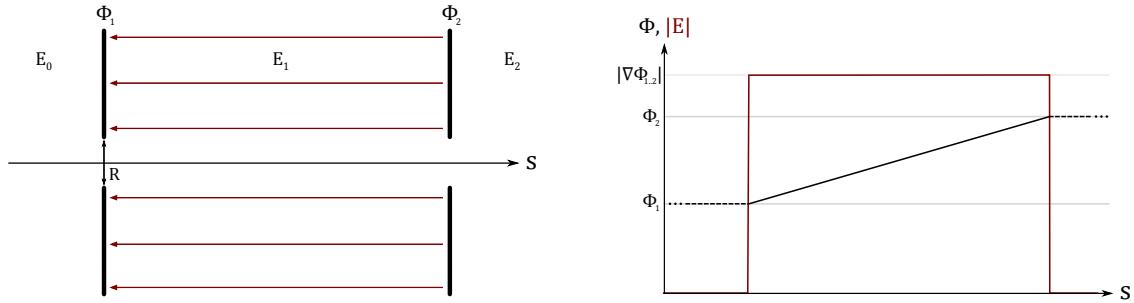


Abb. 2-11: Links: Durch zwei geladene Lochblenden erzeugte Beschleunigungsstrecke. Rechts: Idealisierter Verlauf des Potentials und des elektrischen Feldes unter der Annahme, dass das Potential vor und hinter der Beschleunigungsstrecke auf konstantem Niveau ϕ_1 bzw. ϕ_2 liegt. Die abrupte Änderung des E -Feldes wirkt im Eingang fokussierend und im Ausgang defokussierend.

An der ersten Elektrode findet in erster Näherung ein abrupter Übergang vom Feld E_0 vor der Elektrode zu einem durch die Potentialdifferenz der Elektroden bewirktes Feld E_1 statt. Am Ausgang ändert sich das Feld abrupt zu Null. Die beiden Lochelektroden wirken dadurch als Aperturlinsen mit den Brechungsindizes³³

$$\frac{1}{f_{1,2}} = -q \frac{E_{0,1} - E_{1,2}}{4\xi_{1,2} T_{1,2}}, \quad (2.22)$$

wobei $T_{1,2}$ hier die jeweilige kinetische Energie der Teilchen bezeichnet.³⁴ Der Korrekturfaktor ξ folgt aus der Blendenöffnung. Er kann in erster Näherung als Eins angenommen werden. Wie zu erkennen ist, wirkt die Linse fokussierend am Eingang, da $E_0 > E_1$ und entsprechend defokussierend am Ausgang der Beschleunigungsstrecke. Während der Beschleunigung wirken auf die transversalen Komponenten keine Kräfte, sodass hier die Matrix einer Driftstrecke verwendet werden kann, allerdings mit einer effektiven (verkürzten) Länge $L_{eff} = 2L/(1 + \sqrt{T_2/T_1})$. Damit ergeben sich die transversalen Untermatrizen zu

$$\mathbf{R}_{x,y} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Drift}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & L_{eff} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Drift}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Drift}}. \quad (2.23)$$

³² Die Integration wurde numerisch durchgeführt.

³³ [T. Joy], S. 38 und [Elkind]

³⁴ Die Brennweite ergibt sich aus Lösung der paraxialen Strahlengleichung unter der Annahme, dass sich die transversalen Richtungen während des Fluges durch die Elektrode nicht ändern und das Ablenverhalten damit dem einer dünnen Linse entspricht.

Beschleunigungsstrecken, welche mehrere Segmente beinhalten, können als Aneinanderreihung von wie in Abb. 2-11 skizzierten Elementen mit $E_0 = E_2 = 0$ unterteilt werden. D.h. an einer inneren Elektrode findet die Substitution $\mathbf{R}_{i \rightarrow i+1} = \mathbf{R}_{0 \rightarrow i+1} \mathbf{R}_{i \rightarrow 0}$ statt, wobei $\mathbf{R}_{i \rightarrow 0}$ die Linsenformel für den Übergang von E_i nach $E = 0$ bezeichnet.

Der Korrekturfaktor ξ wird relevant, wenn die Elektrodenöffnungen nicht mehr klein sind. Er berücksichtigt die durch den endlichen Öffnungsduchmesser D auftretenden Randfelder und steigt für eine Beschleunigungsstrecke mit gegebenem $\Delta E/T$ mit D/f beginnend bei Eins. Für große Energien wird die Brennweite groß, somit ist die Korrektur am Ausgang des Beschleunigers vernachlässigbar. Im Eingang hingegen ist der Effekt bemerkbar. Eine realistische Angabe für ξ ist³⁵

$$2 \cdot \xi = 1 + \sqrt{1 - \frac{q(E_1 - E_2)}{T} 0,57 \cdot D}. \quad (2.24)$$

Der Faktor 0,57 wurde empirisch bestimmt³⁶ und bietet einen geeigneten Startwert für Simulationen. Für die Vorbeschleunigung des *Cologne FN* wurde dieser Wert auf 1,13 korrigiert. Für die Einträge r_{55} und r_{66} der Transfermatrix gilt:

$$r_{55} = 1, \quad r_{66} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (2.25)$$

- **Herausforderungen beim Beschleunigerbau**

Für die folgenden qualitativen Untersuchungen betrachten wir einen idealisierten einstufigen Beschleuniger der Länge L , wie in Abb. 2-11, ohne Randfeldkorrektur ($\xi = 1, E_0 = E_2 = 0$). In diesem Fall lässt sich (2.23) vereinfachen zu

$$\mathbf{R}_{x,y} = \begin{pmatrix} \frac{3-N}{2} & \frac{2L}{1+N} \\ -\frac{3(N^2-1)(N-1)}{8N^2L} & \frac{3N-1}{2N^2} \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

mit $N = \sqrt{T_2/T_1}$. Weiter betrachten wir eine Punkt-zu-Punkt Abbildung von einem Ort P im Abstand p vor dem Eingang zu einem Ort Q im Abstand q hinter dem Ausgang des Beschleunigers (Abb. 2-12).

³⁵ Mit dem Ansatz $\xi = 1 + 0,57 \cdot \frac{D}{f}$.

³⁶ [T. Joy]



Abb. 2-12: Punkt-zu-Punkt Abbildung von P nach Q : jeder von P ausgehende Strahl wird im Punkt Q fokussiert.

Die gesamte Transfermatrix setzt sich somit aus zwei Driftstrecken der Länge p bzw. q und der Beschleunigungsmatrix zusammen. Wir erhalten mit $\mathbf{R}_{x,y}$ aus (2.26):

$$\mathbf{R}'_{x,y} = \begin{pmatrix} 1 & q \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{R}_{x,y} \begin{pmatrix} 1 & p \\ 0 & 1 \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} r'_{11} & r'_{12} \\ r'_{21} & r'_{22} \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Da für eine Punkt-zu-Punkt Abbildung der Fokalpunkt Q unabhängig vom Winkel des in P ausgehenden Strahls ist, muss das Matrixelement $r'_{12} = 0$ sein. Hieraus ergibt sich die wichtige Beziehung:³⁷

$$p = \frac{4L/(N+1) + q(3N-1)/N^2}{(N-3) + (3/4)(q/L)(N+1)(N-1)^2/N^2}. \quad (2.28)$$

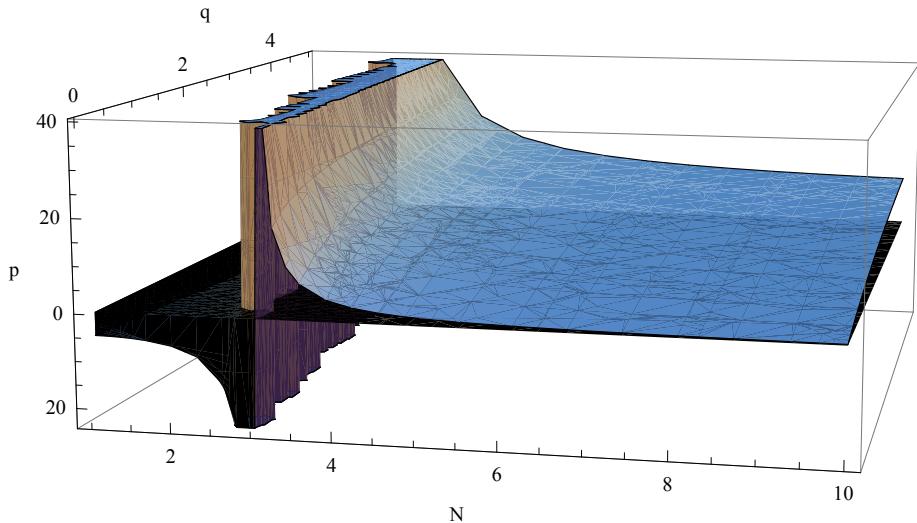


Abb. 2-13: Abhängigkeit des Parameters p von N unter der Bedingung, dass $q \geq 0$ ist. Mit $L = 5$ m ist eine realistische Größenordnung gewählt. Eine Variation dieser Variablen verändert das Aussehen der Funktion nicht wesentlich. □³⁸

Unter der Forderung, dass $q \geq 0$, also dass der Fokalpunkt außerhalb des Beschleunigers liegt³⁹, folgt, dass $p < 0$, falls N zwischen 1 und 3 liegt (Abb. 2-13). Dieser Effekt ist unerwünscht. Da die Eintrittsfokussierung von großer Bedeutung ist, wurden verschiedene Konzepte entwickelt, sie den Ansprüchen gemäß zu variieren:

³⁷ [Liebl]

³⁸ http://amstolz.de/sheets/pq_verlauf.nb (Mathematica)

³⁹ Beim Tandem-Beschleuniger soll der Fokus im Stripping-Terminal, hinter der ersten Beschleunigerröhre liegen.

- **Mid-column lens**

Der Ionenstrahl wird im Eingang gekreuzt, wodurch die starke Fokussierung am Eintritt neutralisiert wird. Eine variable Linse im Inneren des Beschleunigers refokussiert den Strahl.

- **Gap lens**

Eine *Gap lens* besteht aus zwei Lochelektroden, wobei die zweite Elektrode auf einem höheren Potential als die erste liegt. Hierdurch erfährt der Ionenstrahl einen Energieschub und die Brennweite der ersten Linse wird wegen $f \propto T$ vergrößert.

- **Konstanter Potentialgradient**

Für geringere Terminalspannungen wird die Beschleunigungsstrecke durch Kurzschließen einiger Elektroden verkürzt. Hierdurch bleibt der Potentialgradient und damit die Brennweite, wegen $f \propto \Delta E^{-1}$, konstant.

- **Konstantes „ E/T “**

Durch eine variable Vorbeschleunigung bis ca. 100 kV wird die Injektionsenergie an die Terminalspannung angepasst und somit die Eintrittsfokussierung konstant gehalten, wegen $f \propto T/\Delta E$. Am *Cologne FN* findet eine solche Vorbeschleunigung statt.

- **Gitterlinse**

Ein planares Gitter, dicht vor der ersten Elektrode auf einem niedrigeren Potential, dient dazu, Randfelder zu glätten und den Fokus variieren zu können. Auch diese Applikation kommt am *Cologne FN* zum Einsatz.

- **Divergente Linse**

Eine negativ geladene Gitterlinse wirkt divergent auf negativ geladene Ionen. Hierdurch kann der starken Fokussierung des Beschleunigereingangs bei hohen Spannungen entgegengewirkt werden. Ein auftretendes Problem sind Sekundärelektronen, welche z.B. durch Magnetfelder hinter der Linse abgefangen werden müssen, um die Entstehung von Röntgenstrahlung zu verhindern.

- **Gradientenanpassung**

Durch den Einsatz schwächerer Widerstände zwischen den Elektroden im vorderen Bereich des Beschleunigers kann ein weicherer Potentialübergang zur Terminalspannung hin erzielt werden. Die Fokussierung im Eingangsbereich kann hierdurch stark verringert werden. Beim *Cologne AMS* wurde dieses Konzept realisiert. Zusätzlich wurde im Eingang eine weitere Linse (Q-Snout lens) positioniert, um die resultierende Brennweite exakt anpassen zu können (Abschnitt 3.2.2, Q-Snout lens).

2.2.4 Transfermatrizen

Es folgt die Auflistung der Abbildungsmatrizen nach dem in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Formalismus, welche sich aus der Lösung der Strahlengleichung ergeben.⁴⁰ Falls nicht alle Einträge angegeben sind, sind die fehlenden Einträge gleich Null zu setzen.

- **Driftstrecke**

Feldfreie Strecke der Länge L :

$$\mathbf{R}_x = \mathbf{R}_y = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad r_{55} = r_{66} = 1. \quad (2.29)$$

- **Einzellinse**

Eine Einzellinse kann behandelt werden als dünne Linse der Brennweite f :

$$\mathbf{R}_x = \mathbf{R}_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}, \quad r_{55} = r_{66} = 1. \quad (2.30)$$

- **Sektorfelder (ESD / MSA)**

- **Inhomogen (ESD / MSA)**

Werden Inhomogenitäten der Felder berücksichtigt (dies ist beim ESD sogar zwingend der Fall), so unterscheiden sich die Matrizen nur in einem einzigen Faktor h , welcher Eins für elektrische und Null für magnetische Felder ist. Ein ESD mit dem Ablenkinkel ϕ_0 und dem horizontalen (vertikalen) Krümmungsradius ρ_0 (r_0) bzw. ein MSA mit ϕ_0 und ρ_0 lassen sich durch folgende Abbildung beschreiben.

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} c_x & s_x & 0 & 0 & d_x N_k & d_x N_m \\ -s_x k_x^2 & c_x & 0 & 0 & (s_x/\rho_0) N_k & (s_x/\rho_0) N_m \\ 0 & 0 & c_y & s_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -s_y k_y^2 & c_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

⁴⁰ Die sich aus der Lösung der Strahlengleichung ergebenden Abbildungsmatrizen sollen hier nicht explizit hergeleitet werden. Siehe dazu [Hinterberger] und [Wollnik]. Für das Verständnis dieser Arbeit sind die Ergebnisse ausreichend.

$$\begin{aligned}
\text{mit:} \quad & c_{x,y} = \cos(k_{x,y}\omega), \quad s_{x,y} = \sin(k_{x,y}\omega)/k_{x,y}, \\
& d_x = (1 - \cos(k_x\omega)/(\rho_0 k_x^2)), \quad \omega = \rho_0 \phi_0, \\
& N_k = \frac{(1 + 2\eta_0)^2 + h}{2(1 + \eta_0)(1 + 2\eta_0)} \stackrel{\nu \ll c}{\cong} \frac{1 + h}{2}, \\
& N_m = \frac{(1 + 2\eta_0) - h}{2(1 + \eta_0)(1 + 2\eta_0)} \stackrel{\nu \ll c}{\cong} \frac{1 - h}{2}, \\
& \eta_0 = K_0/(2m_0c^2), \\
& k_x^2 = \frac{1 - n_1 + h(1 + 2\eta_0)^2}{\rho_0^2} \stackrel{\nu \ll c}{\cong} \frac{1 - n_1 + h}{\rho_0^2}, \\
& k_y^2 = \frac{n_1}{\rho_0^2}.
\end{aligned}$$

K_0 ist die Energie, m_0 die Ruhemasse des Sollteilchens. $n_1 = \rho_0/r_0$ beim ESD bzw. der von der Geometrie abhängige magnetische Feldindex beim MSA. Im Falle eines homogenen Ablenkmagneten lässt sich die Matrix vereinfachen.

▪ Homogen (MSA)

Mit der nichtrelativistischen Näherung und der Annahme eines homogenen magnetischen Feldes können die erforderlichen Parameter auf den Ablenkradius ρ_0 und den Ablenkinkel ϕ_0 reduziert werden.

$$R = \begin{pmatrix} \cos \phi_0 & \rho_0 \sin \phi_0 & 0 & 0 & \frac{\rho_0}{2}(1 - \cos \phi_0) & \frac{\rho_0}{2}(1 - \cos \phi_0) \\ -\sin \phi_0 / \rho_0 & \cos \phi_0 & 0 & 0 & \sin \phi_0 / 2 & \sin \phi_0 / 2 \\ 0 & 0 & 1 & \rho_0 \phi_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

• Kantenfokussierung

Trifft der Strahl unter einem Winkel β in das Magnetfeld ein, so wirkt der Ein- und Austritt wie eine dünne Linse nach (2.29) mit

$$-\frac{1}{f_x} = \frac{\tan \beta}{\rho_0}, \quad -\frac{1}{f_y} = -\frac{\tan \beta_{eff}}{\rho_0}. \quad (2.33)$$

Zur Definition des effektiven Winkels β_{eff} siehe (2.3).

• Beschleunigungsstrecke

Siehe Abschnitt 2.2.3. Die Beschleunigungsstrecke berechnet sich nach (2.23) mit (2.22), (2.24) und (2.25). Falls die Öffnungsdurchmesser klein sind gegenüber der Beschleunigungsstrecke, folgt aus $\xi \approx 1$ die Näherung (2.26).

- **Quadrupol**

Die in die Berechnung des Quadrupols eingehenden Größen sind die Länge und der – für eine gegebene Brennweite fest definierte – k -Wert. Dieser lässt sich nach (3.5) in Abhängigkeit der angelegten Spannung, der Teilchenenergie und weiteren Größen einfach berechnen.

- **Radial fokussierend (axial defokussierend)**

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos(kl) & \sin(kl)/k & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin(kl) & \cos kl & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(kl) & \sinh(kl)/k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k \sinh(kl) & \cosh(kl) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

- **Axial fokussierend (radial defokussierend)**

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cosh(kl) & \sinh(kl)/k & 0 & 0 & 0 & 0 \\ k \sinh(kl) & \cosh kl & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(kl) & \sin(kl)/k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -k \sin(kl) & \cos(kl) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

3 Ergebnisse

3.1 Das Programm Limioptic 2

Limioptic 2 ist eine Weiterentwicklung des Programms *Limioptic* von Stefan Heinze. Es baut auf dem im vorangegangenen Theorieteil beschriebenen Matrixformalismus auf. Zu den wesentlichen Neuerungen gegenüber der Vorgängerversion gehören die Einführung neuer Matrizen nach Wollnik [Wollnik], die Implementierung neuer Funktionen – zur Strahlanalyse (*AddSlit*, *AddGaussBeam*, *AddBeamProfile*) und zur realistischen Repräsentation der beiden in Köln vorhandenen Beschleuniger (*AddAMSAcc*, *AddVBFN*, *AddAMSQPT_XYX*, *AddSO110EL*, usw.) – und die Einführung frei definierbarer Variablen in Verbindung mit erweiterten Interaktionsmöglichkeiten (Variablen können z.B. durch Schieberegler gesteuert werden, Strahltracking, Zoomfunktionen, etc.). Durch die komplette Neuprogrammierung der grafischen Ausgabe auf Basis der Programmbibliothek VTK (Visualisation Toolkit) konnte eine immense Geschwindigkeitssteigerung erreicht werden, welche nun Simulationen in Echtzeit erlaubt.⁴¹

Die Software ist installationsfrei auf jedem Windows-System lauffähig und in der Lage sich selbstständig – nach Bestätigung durch den Benutzer – über das Internet zu aktualisieren.⁴² Das Programm ist Open Source, was bedeutet, dass der Quelltext frei zugänglich und somit bei Bedarf leicht den eigenen Bedürfnissen anpassbar bzw. erweiterbar ist.

3.1.1 Bedienung

Aufgerufen wird das Programm über die Datei „run_win.bat“. Es erscheint ein grünes Terminal, welches der Ausgabe des Programmstatus und weiterer Informationen im laufenden Betrieb dient (z.B. Strahlbreite und Emittanz bei *AddBeamProfile*, oder die Transmission, bei der Verwendung von Schlitzen). Kurz darauf erscheint zusätzlich am rechten Bildschirmrand ein Textfeld, welches die letzte automatisch gespeicherte Simulationsdatei anzeigt.⁴³

⁴¹ Geschwindigkeitssteigerung von ca. 2000%.

⁴² Unter Linux müssen einige Komponenten nachinstalliert werden, was per Paketmanager jedoch schnell zu bewerkstelligen ist.

⁴³ Um Datenverlust vorzubeugen, wird immer eine Sicherung der aktuellen Simulation in der Datei „save.lim“ festgehalten. Diese Datei wird beim Programmstart wieder eingelesen.

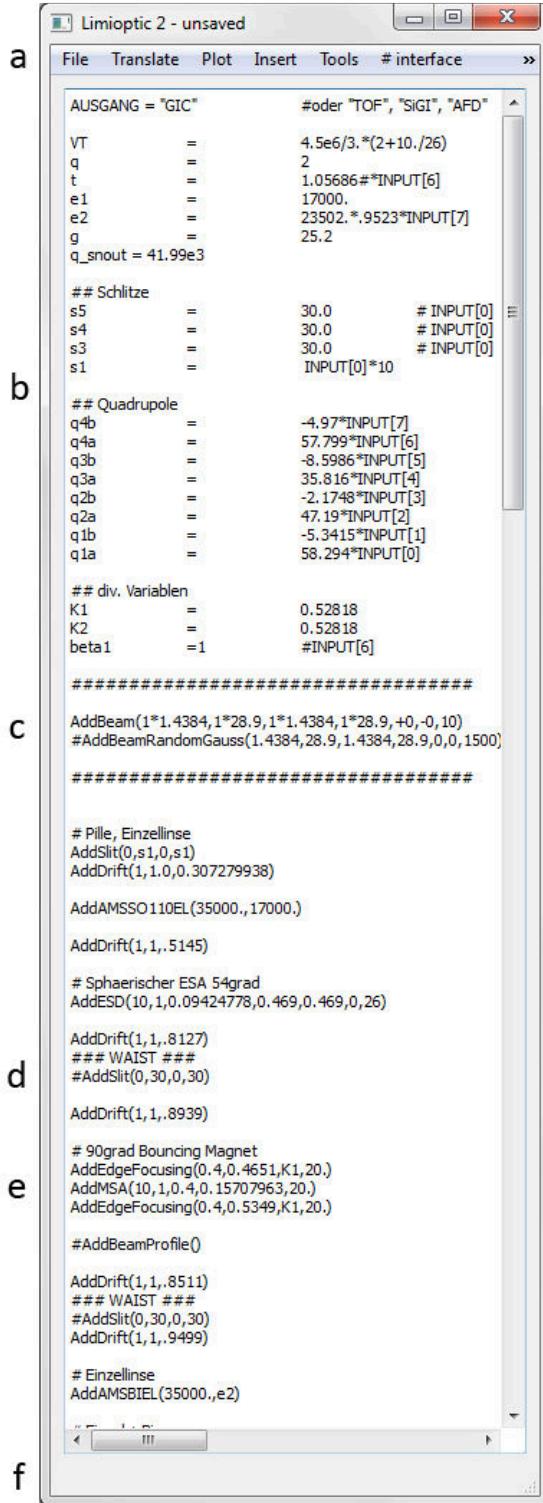


Abb. 3-1: Das *Limioptic 2*-Hauptfenster (gekürzt). (a) Titelleiste mit allen Funktionen und zugehörigen Shortcuts, (b) Definition beliebiger Variablen, (c) Definition eines Ionenstrahls, (d) das Rautezeichen „#“ kommentiert eine einzelne Zeile aus, größere Passagen können durch drei Anführungszeichen am Anfang sowie am Ende der Passage auskommentiert werden, (e) Variablen können an jeder beliebigen Stelle eingesetzt werden, auch Mehrfachzuweisungen sind erlaubt (hier K1), (f) die Statusleiste mit Informationen zu ausgewählten Menüeinträgen. Die Variablen INPUT[0]-[7] beinhalten den Wert des zugehörigen Schiebereglers.

Im Hauptfenster (Abb. 3-1) kann beliebiger Python-Code verwendet werden (z.B. auch Schleifen und Bedingungen). Alle ionenoptischen Elemente können durch Shortcuts der Form

Strg+Shift+[Buchstabe] direkt eingefügt werden. Die Funktionen finden sich unter dem Menüpunkt „Insert“. Unter „Tools“ befindet sich die Ausgabe in Vektorform – „--> output_*.dat“ – sowie das für den *Cologne AMS* geschriebene Rechenprogramm „*Cologne AMS Spicker*“, das die erforderlichen Quadrupol- und Magnet-Einstellungen für einen Strahl voraussagt (Abb. 3-2).

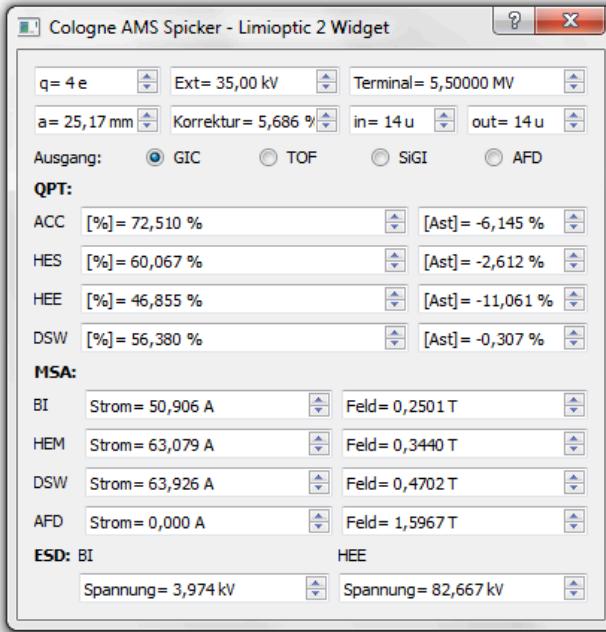


Abb. 3-2: Das auch unabhängig von *Limioptic 2* lauffähige Programm *Cologne AMS Spicker*. „Korrektur“ bezeichnet die Korrektur zur Terminalspannung (siehe Abschnitt 3.2.2, Quadrupole). „in“ und „out“ sind von Bedeutung, falls Moleküle in den Beschleuniger eingeschossen werden, wie z.B. $^{10}\text{Be}^{16}\text{O}$ (in = 26 u, out = 10 u). ■⁴⁴

Zur Zeit dieser Arbeit sind die folgenden Funktionen verfügbar:⁴⁵

- **AddParticle($x, x', y, y', \delta_k, \delta_m$), AddBeam($x_{max}, x'_{max}, y_{max}, y'_{max}, \delta_k, \delta_m, grad$),**
AddBeamX($x_{max}, x'_{max}, y_{max}, y'_{max}, \delta_k, \delta_m, grad$),
AddBeam3d($x_{max}, x'_{max}, y_{max}, y'_{max}, \delta_k, \delta_m, grad$),
AddBeamRandomGauss($x_{max}, x'_{max}, y_{max}, y'_{max}, \delta_k, \delta_m, num$)

Einzelne Partikel (*AddParticle()*) oder ein aus mehreren Partikeln bestehender Ionenstrahl werden am Nullpunkt mit den angegebenen Werten gesetzt. *AddBeam()* ist die einfachste und schnellste Art einen Strahl zu definieren; in diesem Fall wird der Ionenstrahl für die zweidimensionale Ansicht am effizientesten definiert. Der Parameter „grad“ gibt die Weite der Schritte an, mit denen die Ellipse abgefahren wird. Kleinere Werte führen demnach zu einer größeren Anzahl an Strahlen. *AddBeamX()* hat die gleichen Parameter und eignet sich für die schnelle 3D-Anzeige. *AddBeam3d()* erzeugt einen dreidimensionalen Strahl, dessen Einhüllende der eines realistischen Strahls entspricht. Diese Funktion ist das Gegenstück zu *AddBeam()* für

⁴⁴ http://ams.amstolz.de/limioptic/ams_spicker.exe bzw. [..../ams_spicker.py](http://ams.amstolz.de/limioptic/ams_spicker.py)

⁴⁵ Alle longitudinalen Angaben und Radien werden in m, alle transversalen Angaben in mm, alle Winkel in rad, alle Spannungen in V und die Energie in eV angegeben. Falls nicht anders angegeben.

die zweidimensionale Ansicht. `AddBeamRandomGauss()` erzeugt einen realistischen, gaußverteilten Strahl. Der Parameter „*num*“ gibt die Anzahl der Partikel an, die anzugebenden Maximalwerte entsprechen einem Drittel der Standardabweichung.⁴⁶ Dieser Strahl eignet sich aufgrund der zeitintensiven Berechnung nicht für das Tuning einer Anlage. Er ist jedoch entscheidend bei der Strahlanalyse. Der Verlust an Transmission durch Schlitze, oder die Bestimmung der Strahlbreite durch `AddBeamProfile()` kann nur hierdurch aussagekräftig bestimmt werden.

- **`AddDrift(n, γ², l)`**

Eine einfache Driftstrecke der Länge *l* wird definiert. Durch *n* wird die Anzahl der Segmente festgelegt. γ^2 entspricht der relativistischen Korrektur. Eine Driftstrecke zu unterteilen kann sinnvoll sein, da nur in Übergangsbereichen zwischen zwei Elementen (dazu gehören auch Segmente) ein Strahltracking mit der Maus vollzogen werden kann.

- **`AddThinLens(fx, fy, R)`**

Eine Einzellinse wird als dünne Linse behandelt. Angegeben werden die transversalen Brennweiten $f_{x,y}$, welche bei Einzellinsen in der Regel identisch sind, und der Radius *R* in mm, welcher nur wichtig zum Zeichnen der Geometrie ist, sofern diese Option unter Plot->geometry aktiviert wurde. *R* steht in den folgenden Funktionen analog für den kleinsten transversalen Abstand zwischen Sollbahn und Geometrie.

- **`AddESD(n, γ², α, ρ₀, r₀, β₀, R)`**

Hinzufügen eines elektrostatischen Deflektors. γ^2 und β_0 sind im nichtrelativistischen Fall 1 und 0. α bezeichnet den Ablenkinkel in rad, ρ_0 den horizontalen und r_0 den vertikalen Krümmungsradius in m. Durch die Einteilung in Segmente wird keine höhere Genauigkeit erreicht, die Kurve wird jedoch glatter und ein Tracking innerhalb des ESDs wird möglich.

- **`AddMSA(n, γ², r₀, α, R), AddInhomMSA(n, r₀, α, n₁, R), AddEdgeFocusing(r₀, β, K, R)`**

`AddMSA()`: Hinzufügen eines homogenen Ablenkmagneten. `AddInhomMSA()`: Hinzufügen eines inhomogenen Ablenkmagneten. n_1 bezeichnet den magnetischen Feldindex. `AddEdgeFocusing()`: Hinzufügen der Kantenfokussierung. β ist der Winkel der Kantenfokussierung und *K* ergibt sich aus dem Randprofil des Magneten (siehe (2.3)).

- **`AddQuadrupolRadFoc(n, γ², k, l, R), AddQuadrupolAxFoc(n, γ², k, l, R)`**

Radial bzw. axial fokussierender Quadrupol. Der *k*-Wert berechnet sich nach (3.5).

⁴⁶ Dies hat den Grund, dass hierdurch `AddBeam` und `AddBeamRandomGauss` mit identischen Parametern einen optisch ähnlichen Strahl ergeben.

- **AddSegment($\sqrt{T_1/T_0}$, l), AddSegment1(T_0, T_1, q, D_1, D_2, l)**

AddSegment(): Einfache Beschleunigungsstrecke ohne Berücksichtigung der Apertur. $T_{0,1}$ bezeichnet die kinetische Energie vor bzw. nach der Beschleunigung. *AddSegment1():* Beschleunigungsstrecke mit Berücksichtigung der Apertur. $D_{1,2}$ ist der Öffnungs durchmesser des Ein- und Ausgangs in m, q bezeichnet den Ladungszustand in e.

- **AddSlit(x, d_x, y, d_y)**

Hinzufügen eines Schlitzes. x, y sind die Positionen des Mittelpunktes, $d_{x,y}$ die Öffnungs durchmesser. In der Konsole (grünes Fenster) wird die jeweilige Transmission ausgegeben. Aussagekräftig ist diese Angabe nur bei einem gaußverteilten Strahl (*AddBeamRandomGauss()*),

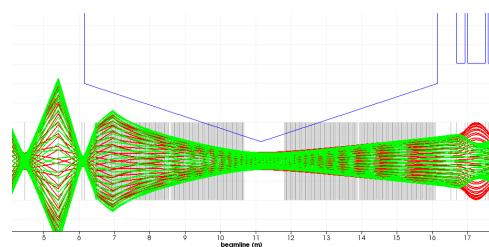
- **AddBeamProfile()**

An diese Funktion müssen keine Parameter übergeben werden. Sie gibt in der Konsole die gesamte Transmission, die Orts- und Impuls-Standardabweichung der x - und y -Komponenten und die Emittanz aus. Zur späteren Analyse werden diese Werte parallel dazu in die Datei „beamprofile.dat“ geschrieben, in der Reihenfolge: *Transmission, x, x', ε_x, y, y', ε_y*.

- **AddGeo(s_1, R_1, s_2, R_2)**

Diese Funktion fügt im 2D-Plot zusätzliche Abmessungen hinzu. Diese sind nur zur Orientierung gedacht und beeinflussen nicht die Ionenoptik. $s_{1,2}$ sind dabei die longitudinalen Koordinaten relativ zur aktuellen Position. Um ein V-förmiges Profil der Länge 10 m mit den Außenradien 20 mm und dem Innenradius 5 mm hinzuzufügen, wäre diese Funktion demnach viermal aufzurufen:

- AddGeo(0,55,0,20)
- AddGeo(0,20,5,5)
- AddGeo(5,5,10,20)
- AddGeo(10,20,10,55)



Speziell für Köln entwickelte Funktionen:

- **AddAMSSO110EL(V_{ext}, V_{lens}), AddAMSBIEL(V_{ext}, V_{lens})**

Die beiden Einzellinsen am *Cologne AMS*. Siehe dazu Abschnitt 3.2.2, Einzellinsen. V_{ext} bezeichnet die Extraktionsspannung (i.d.R. 35000 V), V_{lens} bezeichnet die an die Einzellinse angelegte Spannung.

- **AddAMSAcc(V_q, V_T, V_{ext}, q)**

Der *Cologne AMS* Tandembeschleuniger vom Eingang der *Q-Snout lens* bis zum äußeren Tankdeckel. Die Parameter sind in der angegebenen Reihenfolge die Spannung der Q-Snout lens, die (unkorrigierte) Terminalspannung, der Betrag der Spannung der Extraktion und der gewünschte Ladungszustand nach dem Strippen.

- **AddAMSQPT_XYX($\gamma^2, [\%], [\text{Ast}], V_T, V_{pre}, q, R$), AddAMSQPT_YXY($\gamma^2, [\%], [\text{Ast}], V_T, V_{pre}, q, R$)**

Die Quadrupoltripletts des *Cologne AMS*. $[\%]$ ist die eingestellte Prozentzahl des Quadrupolfokus, $[\text{Ast}]$ der eingestellte Astigmatismus. Siehe dazu Abschnitt 3.2.2, Quadrupole.

- **AddFNEL(V_{ext}, V_{lens})**

Die Einzellinsen EL 1 und EL 2 des *Cologne FN*. Siehe Abschnitt 3.4.1, Einzellinsen.

- **AddFNAcc(V_T, T_{inj}, q)**

Der *Cologne FN* Tandembeschleuniger von der vierten Elektrode (liegt auf Erdpotential) bis zum hinteren Flansch des Tanks. Die Parameter sind analog zu denen für den *Cologne AMS*. T_{inj} bezeichnet die Injektionsenergie.

- **AddVBFN($V_{ext}, \Delta V, l$)**

Die Vorbeschleunigung des *Cologne FN*. Die Länge l beträgt aktuell (Juni 2012) 0,28 m. V_{ext} ist die Extraktionsspannung und ΔV die Spannung auf der die Plattform gegenüber dem Erdpotential liegt.

3.1.2 Interaktionsmöglichkeiten

- **Strg + G, Strg + H im Editierfenster**

Strg + G startet die Simulation in x - y -Ansicht, falls diese noch nicht läuft. Es öffnen sich ein Input-Fenster, in welchem die Variablen INPUT[0]-[7] durch Schiebereglern manipuliert werden können (Abb. 3-3) und der graphische Output (Abb. 3-4 und Abb. 3-5). Wenn die Simulation bereits läuft, veranlasst diese Tastenkombination eine Neuberechnung. Dies ist sinnvoll, falls nachträglich Änderungen am Code (wie das Hinzufügen einer Variablen) vorgenommen wurden. **Strg + H** startet die dreidimensionale Ansicht. In dieser kann der Strahl mit der linken Maustaste gedreht und mit der rechten Maustaste oder dem Mausrad gezoomt werden. Mit der mittleren Maustaste lässt sich der Strahl verschieben, mit der Taste „r“ wird die Ansicht zurückgesetzt.

- **input control**

Hier können die zugewiesenen Variablen INPUT[0] bis INPUT[7] geregelt werden. Dabei beinhaltet (d) in Abb. 3-3 den aktuellen Wert der Variablen, welcher sich aus dem bei (b) grob eingestellten Wert und dem von 0-5 reichenden Wert des Schiebereglers bei (c) addiert.

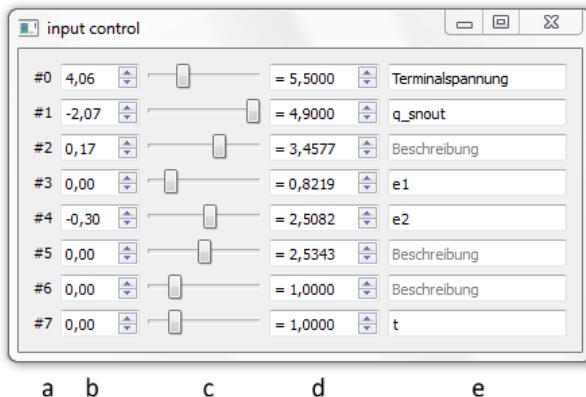


Abb. 3-3: Das Fenster *input control*. (a) gibt die Variablennummer an. (b) legt den Offset fest. Er kann sowohl positiv, wie auch negativ sein. Mit (c) kann eine Feinjustierung vorgenommen werden. (d) zeigt die Summe aus (b) und (c) und somit den Wert der Variablen. Hier kann auch geregelt werden. (e) bietet Raum für eine eigene Bezeichnung. Tipp: Die Felder (b), (c) und (d) können leicht mit dem Mausrad geregelt werden.

Das Textfeld (e) bietet eine zusätzliche Funktion: Bei Drücken der Raute-Taste „#“ nach der Eingabe einer Variablen in eines der Felder, wird der zugehörige numerische Wert in das Editierfenster übernommen.

- Beispiel: Würde man in der 4. Zeile an das „beta“ eine Raute anhängen, würde in der obersten Zeile im Editierfenster „beta = 1.000 #INPUT[4]“ erscheinen.

Das Anfügen des Größer-Zeichens „>“ fügt die Festlegung des Schiebereglers zur Variablen fest zu dem Programmtext hinzu.

- Beispiel: Würde man in der 4. Zeile ein „>“ anhängen, würde im Editierfenster „beta = INPUT[4] > 1.000“ erscheinen.

• Interface

Beispielhaft wurde auf der Basis eines Arduino Microcontroller-Boards ein Interface mit drei Knöpfen entwickelt, welches in der Lage ist, seriell mit *Limioptic 2* zu kommunizieren. Durch die Weiterentwicklung der graphischen Oberfläche ist diese Hardware weitestgehend obsolet geworden, dient jedoch der Veranschaulichung der seriellen Kommunikation zwischen *Limioptic 2* und anderer Hardware bzw. anderen Programmen. So könnten zum Beispiel die momentanen Parameter des Beschleunigers an das Programm weitergeleitet und damit der aktuelle Strahlverlauf in Echtzeit wiedergegeben werden.

• Output

Der graphische Output der Simulation erfolgt in einem separaten Fenster. Änderungen der Variablen werden instantan, Änderungen im Code nach Neuberechnung (Strg + G) angezeigt. An Übergängen zwischen zwei Elementen werden die Koordinaten des Strahls unter dem Mauszeiger angezeigt, sowie dessen anfängliche x - bzw. y -Koordinate bei $s = 0$. Mit der linken Maustaste kann der Strahl verschoben werden, mit dem Mausrad wird der Ausschnitt vergrößert.

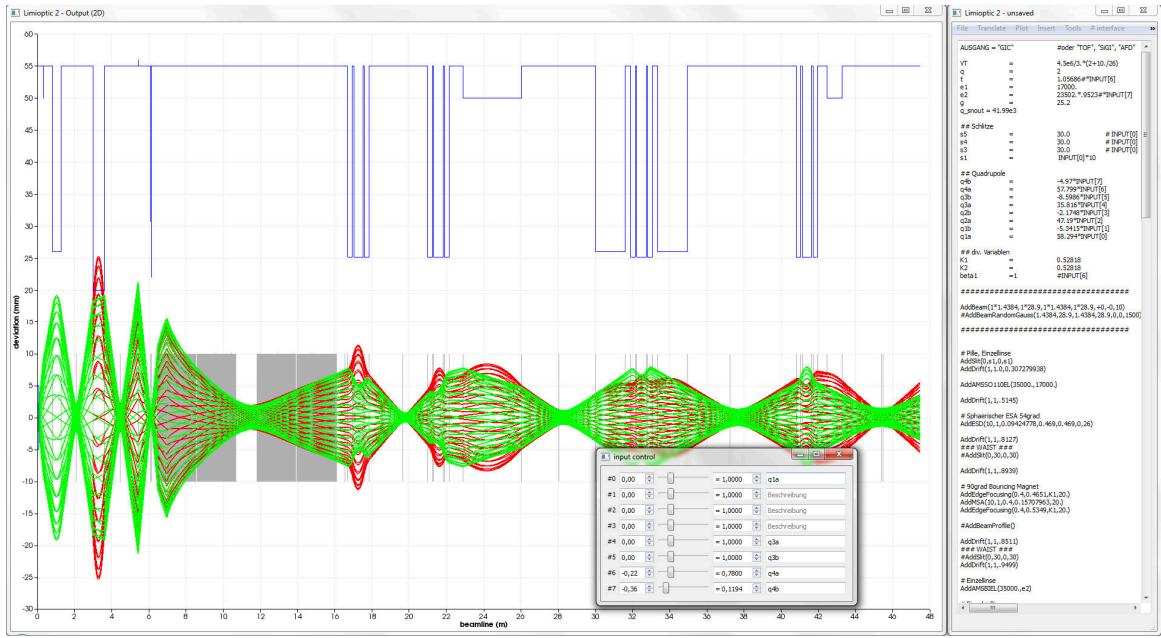


Abb. 3-4: Limioptic 2 nach starten der Simulation mit Strg+G. In dieser Simulation wird der Ionenstrahl in den Time-of-Flight Detektor des Cologne AMS geleitet.

Zusätzlich zum graphischen Output kann die Simulation auch in Vektorform ausgegeben werden. Dafür werden bis zu drei Dateien im Programmordner erzeugt („output_markers.dat“, „output_xbeam.dat“, „output_ybeam.dat“), je nachdem welche Optionen im „Plot“-Menü aktiviert wurden. Diese können mit jedem üblichen Plot-Programm, wie z.B. dem kostenfreien gnuplot,⁴⁷ weiterverarbeitet werden.

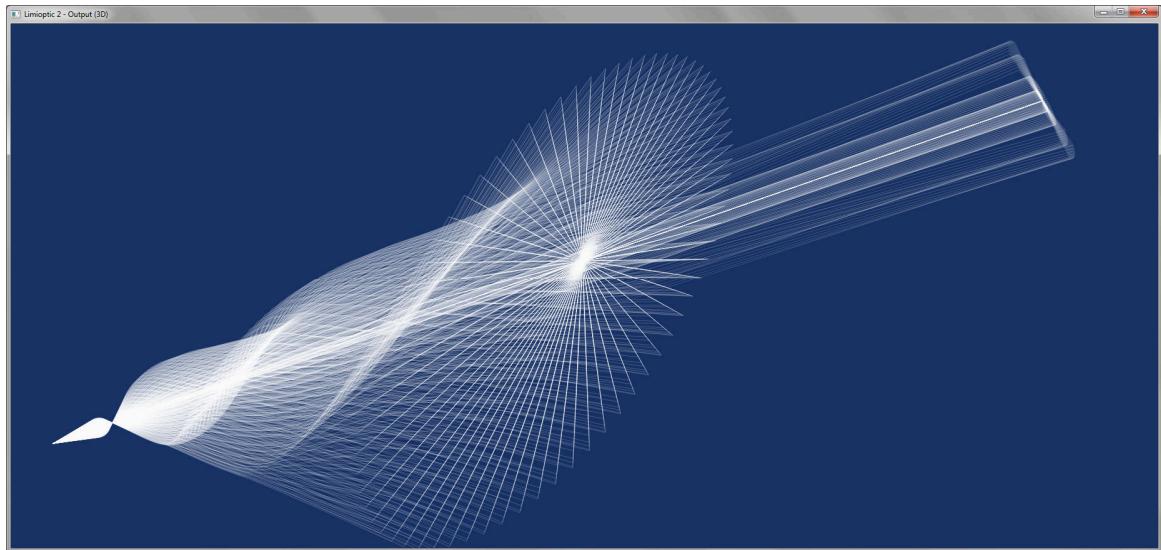


Abb. 3-5: Dreidimensionale Ansicht eines Ionenstrahls (Strg+H). Der Ursprung des Strahls liegt im Hintergrund. Die letzten beiden ionenoptischen Elemente sind ein Schlitz und eine Driftstrecke.

⁴⁷ <http://www.gnuplot.info>

3.2 Der Cologne AMS Tandembeschleuniger

Der *Cologne AMS* ist ein elektrostatischer Linearbeschleuniger mit einer maximalen Terminalspannung von 6 MV. An ihm wird Massenspektrometrie betrieben. Die aus der Sputterquelle mit einer Energie von ca. 35 keV⁴⁸ extrahierten, einfach negativ geladenen Ionen, werden vor dem Einschuss in den Beschleuniger durch einen *ESD* und einen *MSA* nach ihrer Masse selektiert (siehe Abschnitt 2.1.2). Die gesamte den *MSA* umgebende Kammer kann dabei auf ein höheres oder niedrigeres Potential gelegt werden. Hierdurch ist es möglich, die verschiedenen zu messenden Isotope⁴⁹ sequenziell auf den gleichen Impuls zu bringen und dadurch ohne Variation der Magnetfeldstärke in den Beschleuniger einzuschließen (mit ca. 100 Hz, siehe Abb. 3-8 und Klein [M. G. Klein]).⁵⁰ Dadurch können Fehler durch Hysterese-Effekte und Fluktuationen der Quelle vermieden werden. Zudem können Isotope mit sehr hohen Strahlströmen hierdurch in ihrer effektiven Intensität reduziert werden.⁵¹ In der *ersten Hälfte des Beschleunigertanks* werden die Ionen daraufhin um die Terminalspannung V_T mal der Elementarladung beschleunigt. Im *Terminal* findet eine Umladung statt, indem die äußeren Elektronen der Ionen durch ein Strippinggas (Argon) abgestriffen werden. Typische Ladungszustände nach dem Strippingprozess sind $q = +4$ oder $q = +5$ bei Kohlenstoff und anderen vergleichbaren Atomen. Zudem werden beim Stripping Molekülverbindungen aufgebrochen (z.B. $^{13}\text{CH}^- \xrightarrow{\text{Stripping}} {}^{13}\text{C}^{4+} + \text{H} + \text{Elektronen}$, siehe Abschnitt 1.2), was zu einer besseren Trennbarkeit führt. In der *zweiten Hälfte des Beschleunigers* werden die nun positiven Ionen weiter um die Terminalspannung mal ihrem neuen Ladungszustand bis auf Erdpotential beschleunigt. Nach der Beschleunigung haben die Teilchen somit eine kinetische Energie von $T = 35 \text{ keV} + (q + 1)eV_T$.⁵² Ein weiterer *Massenfilter*, bestehend aus *MSA* und *ESD*, selektiert auf der Hochenergieseite das gewünschte Isotop, welches daraufhin von einem *Switching Magneten* (veränderliches Magnetfeld) in einen der vier aktuell vorhandenen Detektoren geleitet wird. Diese sind ein *Gasionisationsdetektor*, ein *Time-of-flight Detektor* („Cerberus“), ein *Gasionisationsdetektor* mit abschließendem *Si-Detektor* („SiGI“) und ein weiterer *Gasionisationsdetektor* mit vorangehender *Degrader-Folie* und einem 120° *MSA* zur besseren Trennung der p/q -Interferenzen. In diesen Detektoren werden die seltenen Isotope gemessen (z.B. ^{14}C). Die häufigen Isotope sind aufgrund der Totzeit der Gasionisationsdetektoren dort nicht mesbar;⁵³ sie werden hinter dem 90° -*MSA* auf der Hochenergieseite in Faraday-Cups abgefangen und ihre Strahlströme gemessen.⁵⁴ In Abschnitt 3.2.2 werden einige der ionenoptischen Elemente einer genaueren Untersuchung unterzogen.

⁴⁸ Die Sputterpille liegt i.d.R. auf -7 kV, die Extraktion erfolgt mit +22 kV.

⁴⁹ Bei der ^{14}C – Methode sind das z.B. ^{12}C , ^{13}C und ^{14}C .

⁵⁰ Das Anpassen der Magnetfeldstärke würde deutlich mehr Zeit in Anspruch nehmen und würde aufgrund von Hysterese Ungenauigkeiten mit sich bringen.

⁵¹ Dies verhindert die Entladung des Beschleunigers beim Strippingprozess.

⁵² Dies gilt für atomare Teilchen. Bei Moleküleinschüssen berechnet sich die Energie nach (3.1)

⁵³ Zudem können zu große Strahlstöße die Detektoren beschädigen.

⁵⁴ Aufgrund der Impulsdispersion treten diese Isotope auf anderen Radien aus dem *MSA* aus.

3.2.1 Abmessungen des Cologne AMS

Die Positionen der einzelnen Elemente wurden aus den technischen Zeichnungen unter Zuhilfenahme des von HVE erstellten Simulationsplots ermittelt. Dabei fiel auf, dass die von HVE verwendeten Abstände von den selbst ermittelten teilweise deutlich abweichen. Die Simulationen wurden aus diesem Grund für jeweils beide Positionsangaben durchgeführt. Zur Bestimmung der von HVE verwendeten Abstände mithilfe des relativ grobpixeligen Simulationsplots, wurden die eigens bestimmten Positionen, parallel zur Anpassung der Linsenstärken, so lange variiert, bis der Strahlverlauf exakt mit der von HVE durchgeführten Simulation überlappte (Abb. 3-6). In Tabelle 1 wurden beide Versionen aufgenommen, wobei die Abstände nach HVE in Klammern stehen.

Ion optics of the 6 MV AMS system

Envelope for a beam entering the gas ionization detector at 6 MV accelerator voltage

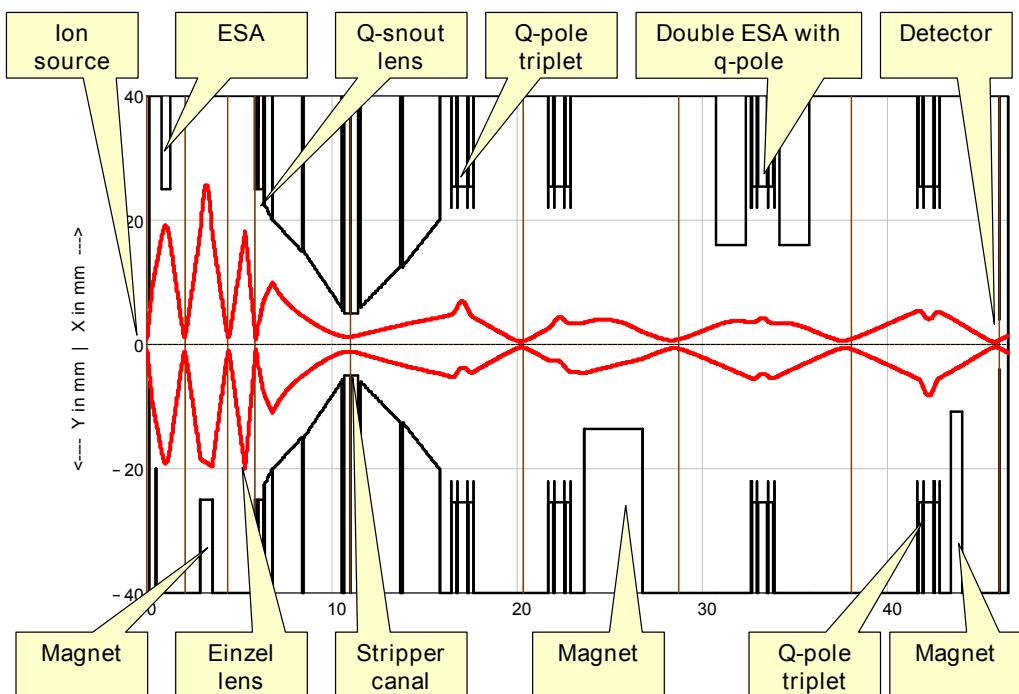


Abb. 3-6: Oben: Von HVE erstellter Simulationsplot. Unten: Mit Limioptic 2 durchgeführte Simulation.

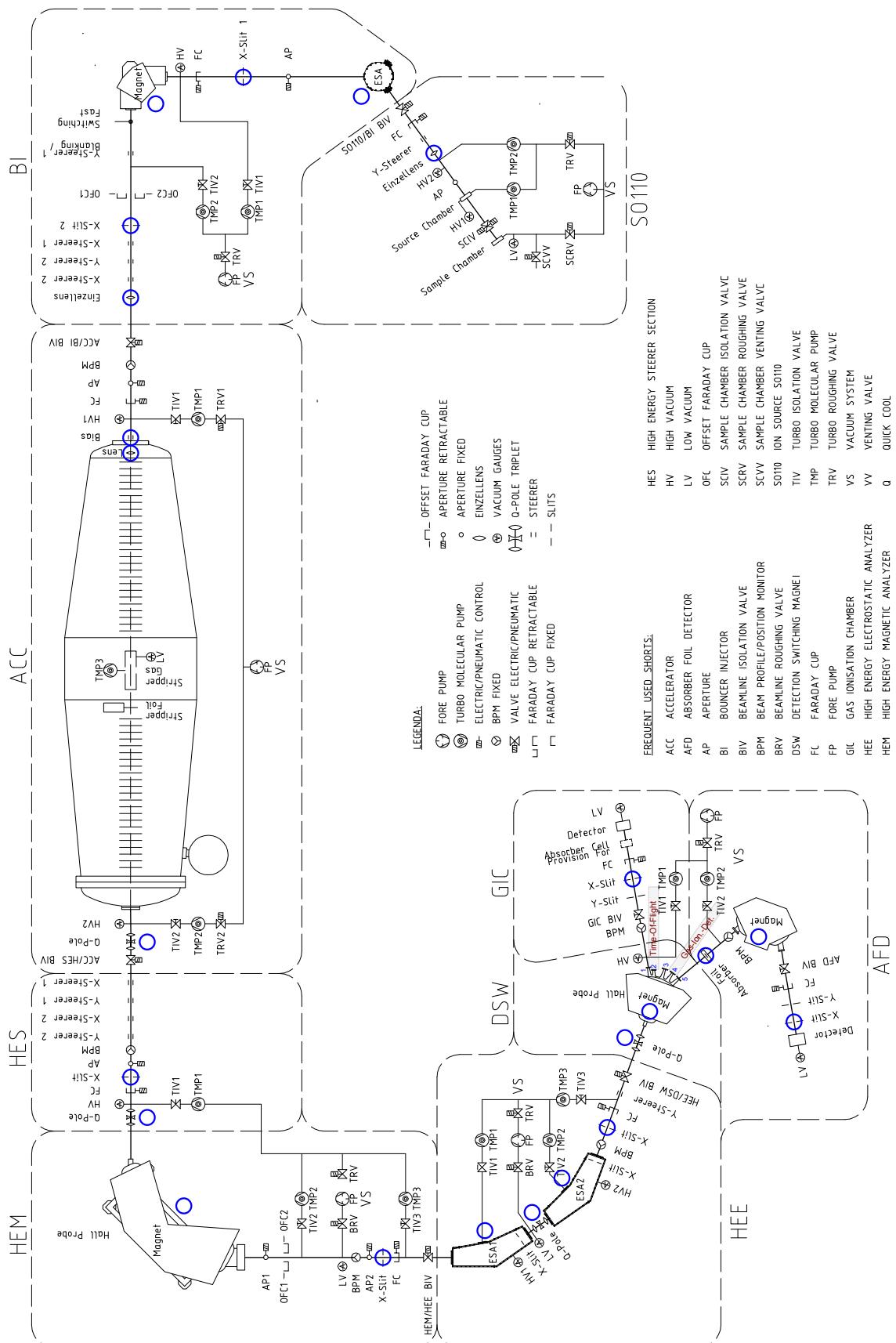


Abb. 3-7: Der *Cologne AMS* Teilchenbeschleuniger. Zeichnung modifiziert nach B-4-01-705 B. Die Positionen der blau markierten Elemente wurden in Tabelle 1 erfasst. Die Beamlines an den Ausgängen 3 und 4 wurden in der Zeit der Diplomarbeit entwickelt.

Element	Länge [mm]	Zusätzliche Angaben	Zeichnung
Drift	307 (347)		
Einzellinse	0	$R = 50 \text{ mm}, a = 126 \text{ mm}, d = 8 \text{ mm}$	C-8-06-103-0005 D
Drift	515 (470)		
ESD	442	$r_0 = \rho_0 = 469 \text{ mm}, \alpha = 54^\circ, R_x = 26,625 \text{ mm}$	D-8-06-157-0002 G
Drift	813 (813)		
Schlitz	0		
Drift	894 (819)		
MSA	628	$r_0 = 400 \text{ mm}, r_{eff} = 403 \text{ mm}^{55}, \alpha = 90^\circ, \beta_1 = 26,65^\circ, \beta_2 = 30,65^\circ, R_y = 20 \text{ mm}, K = 0,53$	D-8-90-100-2004 A
Drift	851 (831)		
Schlitz	0		
Drift	950 (943)		
Einzellinse	0	$R = 56 \text{ mm}, a = 150 \text{ mm}, d = 44 \text{ mm}$	C-8-06-103-0006 B
Drift	670 (388)		
Bias	0	<i>Liegt auf -4 kV.</i>	D-8-45-073 A
Drift	69 (211)		
Q-Snout	300	<i>Regelbar bis 60 kV.</i>	D-8-95-060-0001 E
Tank	10307	<i>Beschleunigertank inkl. Q-Snout.</i>	D-8-95-060-0001 E
Drift	158 (168)		
QP Y+ ⁵⁶	250	$R = 25,17 \text{ mm} \pm 0,25 \text{ mm}$	D-8-06-080-2060 A
Drift	76		
QP Y-	500		
Drift	76		
QP Y+	250		
Drift	1799 (2711)		
Schlitz	0		
Drift	1349 (1371)		
QP Y+	250	$R = 25,17 \text{ mm} \pm 0,25 \text{ mm}$	D-8-06-080-2060 A
Drift	76		
QP Y-	500		
Drift	76		
QP Y+	250		
Drift	757 (757)		
MSA	3142	$r_0 = 2000 \text{ mm}, r_{eff} = 2112 \text{ mm}, \alpha = 90^\circ, \beta_1 = \beta_2 = 27^\circ, R_y = 50 \text{ mm}, K = 0,53$	D-8-89-084 B
Drift	2000 (1972)		
Schlitz	0		
Drift	1989 (2026)		
ESD	1588	$r_0 = 2600 \text{ mm}, r_{eff} = 2816 \text{ mm}, \rho_0 = \infty, \alpha = 35^\circ, R_x = 16 \text{ mm}$	D-8-34-030-0003 A
Drift	301 (344)		
QP Y+	250	$R = 25,17 \text{ mm} \pm 0,25 \text{ mm}$	D-8-89-085 B
Drift	76		
QP Y-	500		

⁵⁵ Zur Bestimmung des effektiven Radius siehe Abschnitt 3.2.2, MSAs.

⁵⁶ Y+ bedeutet *axial fokussierend (radial defokussierend)*, Y- bedeutet *axial defokussierend (radial fokussierend)*.

Drift	76		
QP Y+	250		
Drift	308 (320)		
ESD	1588	$r_0 = 2600 \text{ mm}, r_{eff} = 2816 \text{ mm}, \rho_0 = \infty, \alpha = 35^\circ, R_x = 16 \text{ mm}$	D-8-34-030-0003 A
Drift	2300 (2321)		
Schlitz	0		
Drift	3546 (3584)		
QP Y-	250	$R = 25,17 \text{ mm} \pm 0,25 \text{ mm}$	D-8-06-091-1260 A
Drift	76		
QP Y+	500		
Drift	76		
QP Y-	250		
Drift	506 (506)		

Ausgang 1 – GIC

MSA	809	<i>Schaltmagnet.</i> $r_0 = 1545 \text{ mm}, r_{eff} = 1611 \text{ mm}, \alpha = 30^\circ$	D-8-98-053 A
Drift	2111		
Schlitz	0		
Drift	104		
Detektor		<i>HVE Gas-Ionisations-Detektor</i>	D-8-06-188-0004 D

Ausgang 2 – Time-Of-Flight

MSA	809	<i>Schaltmagnet.</i> $r_0 = 2317,5 \text{ mm}, r_{eff} = 2417 \text{ mm}, \alpha = 20^\circ$	D-8-98-053 A
Drift	980		
BPM	0	<i>TOF Start</i>	
Drift	2420		
BPM	0	<i>TOF Stop</i>	

Ausgang 4 – SiGI

MSA	809	<i>Schaltmagnet.</i> $r_0 = -3090 \text{ mm}, r_{eff} = 3222 \text{ mm}, \alpha = -15^\circ$	D-8-98-053 A
Drift		<i>Noch unbestimmt</i>	
Detektor			

Ausgang 5 – AFD

MSA	809	<i>Schaltmagnet.</i> $r_0 = -1545 \text{ mm}, r_{eff} = -1611 \text{ mm}, \alpha = -30^\circ$	D-8-98-053 A
Drift	949		
Degrader	0		
Drift	515		
MSA	953	$r_0 = -455 \text{ mm}, \alpha = -120^\circ, \beta_1 = \beta_2 = 23,5^\circ, R_y = 60 \text{ mm}$	D-8-89-087 B
Drift	735		
Schlitz	0		
Drift	71		
Detektor		<i>HVE Gas-Ionisations-Detektor</i>	D-8-06-188-0004 D

Tabelle 1: Abmessungen des Cologne AMS. Die angegebenen Parameter sind wie in Abschnitt 3.1.1 und Abb. 2-9. Die Geometrie und die Krümmungsradien stammen zum Teil aus dem HVE Manual (A-4-35-501-7224-001, S. 64f.) und sind zum Teil aus den angegebenen technischen Zeichnungen bestimmt.

3.2.2 Ionenoptische Untersuchungen am Cologne AMS

Um die Anwendbarkeit von *Limioptic 2* auf reale Probleme zu überprüfen, wurden die Messdaten bereits erfolgter Messungen mit ^{14}C , ^{10}Be , ^{26}Al und ^{242}Pu zum Vergleich herangezogen (im Folgenden als „Vergleichsmessungen“ bezeichnet). Abb. 3-8 zeigt beispielhaft das Messprotokoll einer ^{14}C Messung mit allen relevanten Daten.

1.21.1 Maschinenstatus

SO110-Ionizer	18 A	BI-ESA	3.940 kV
SO110-Cs	90 Grad	BI-Magnet	49.03 A
SO110-Target-Voltage	7 kV	BI-EL	22.996 kV
SO110-Extraction-Voltage	28 kV	BI-Steerer-X1	-0.1 V
SO110-EL	17 kV	BI-Steerer-X2	-120 V
SO110-Y-Steerer	110.3 V	BI-Steerer-Y1	-55.0 V
		BI-Steerer-Y2	0 V
ACC-Bias-Control	4001 kV	HES-Q.P.	(52.99%, -0.5%)
ACC-Q.P.	(66.01%, -3.6%)	HES-Steerer-X1	3001 V
ACC-Q.Snout-Lens	41.99 kV	HFS-Steerer-Y1	2 V
ACC-Direct-Stripper	69.99 %	HES-Steerer-X2	3001 V
ACC-Stripper-Gas	3.0e - 2 mbar	HES-Steerer-Y2	-2815 V
ACC-TV	5500 kV		
HEE-ESA1	82.939 kV	HEM-Magnet	62.600 A
HEE-ESA2	82.939 kV	HEM-NMR	0.34514 Tesla
HEE-Q.P.	(37.51%, -7.8%)	DSW-Q.P.	(54.65%, -2.5%)
HEE-Y-Steerer	-339 V	DSW-Magnet	60.636 A
HEE-Y-Steere-Offset	9401 V		
BI-OFC1 (C13)	9933.53	HEM-OFC1 (C13)	319.79
BI-OFC2 (C12)	140.00	HEM-OFC2 (C12)	361.00
GIC-Pressure	70.000 mbar	SO110 HV1,HV2	$2.0 \cdot 10^{-7}, 1.6 \cdot 10^{-7}$
Slit-Control	ON	BI HV	$1.3 \cdot 10^{-7}$
All Slits open		ACC HV1,HV2	$2.3 \cdot 10^{-7}, 4.0 \cdot 10^{-7}$
Chargestate	4+	HEM-HV	$3.6 \cdot 10^{-7}$
Transmision	47.5%	HEE HV1,HV2	$1.5 \cdot 10^{-7}, 1.5 \cdot 10^{-7}$
		DSW-HV1	$1.8 \cdot 10^{-7}$

Bouncersettings:

Wait : 400 μs ; Gate Delay : 60 μs ; Frequency : 89.686 Hz

Isotope	Voltage	Times	Delay
3 C12	2931.1 V	100 μs	0.25 μs
2 C13	-0.7 V	100 μs	0.25 μs
1 C14	-2479.9 V	9.75 ms	0.25 μs

Abb. 3-8: Ausschnitt aus dem Messprotokoll einer Kohlenstoff-Messung am *Cologne AMS*. □

Im Hinblick auf eine realistische Simulation des *Cologne AMS* ist es im Vorfeld notwendig, die verbauten ionenoptischen Elementen genauer zu untersuchen.

- **Einzellinsen**

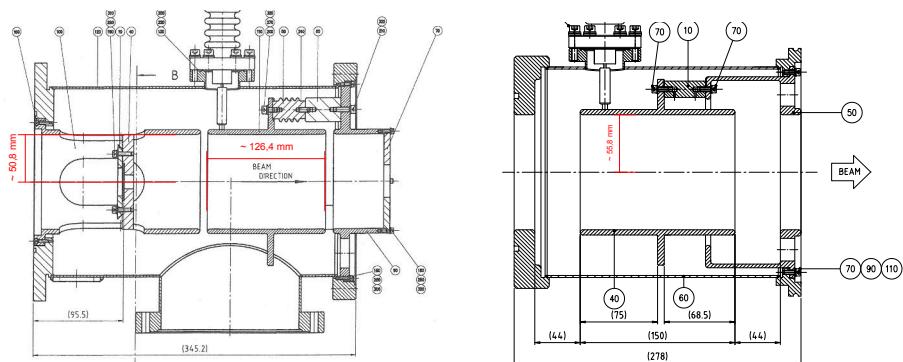


Abb. 3-9: Links: SO110-Einzellinse, rechts: BI-Einzellinse. Die Zeichnungsnummern sind Tabelle 1 zu entnehmen.

Auf der Niederenergieseite werden zwei Einzellinsen eingesetzt, um den Strahlverlauf zu regeln (Abb. 3-9). Die erste Einzellinse *SO110-EL* befindet sich kurz hinter der Extraktion. Sie erlaubt, bei verschiedenen Extraktionsenergien, die Positionierung des ersten Waists auf den Schlitz zwischen ESA und Bouncing Magnet und des zweiten Waists auf den Schlitz zwischen MSA und der zweiten Einzellinse. Die zweite Einzellinse *BI-EL* fokussiert den Strahl auf den Eingang der *Q-Snout lens* und eliminiert dadurch die fokussierende Wirkung des Linseneingangs.

Die in Abhängigkeit der angelegten Spannung resultierende Brennweite lässt sich für beide Einzellinsen nach (2.20) und (2.21) berechnen. Die der Berechnung zu Grunde liegende Geometrie ist Tabelle 1 zu entnehmen.

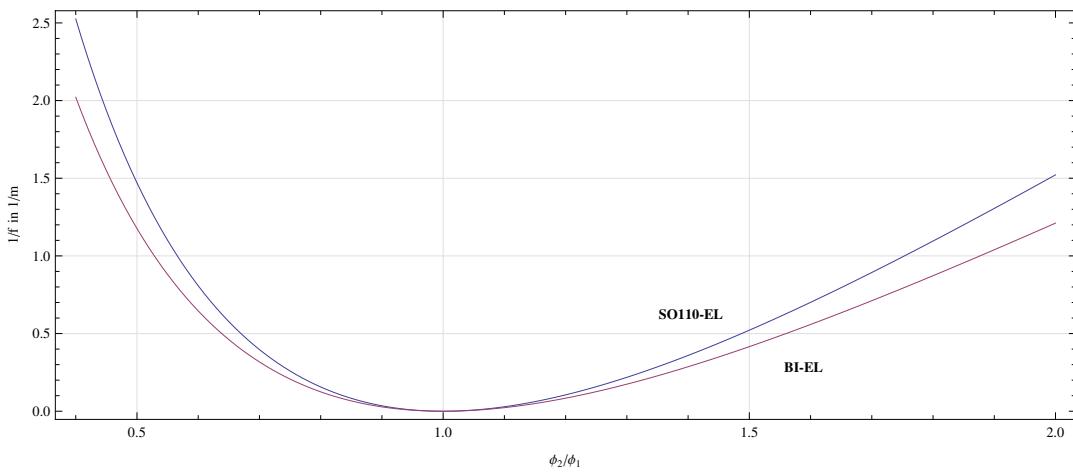


Abb. 3-10: Reziproke Brennweite in Abhängigkeit vom Potentialverhältnis für die beiden im *Cologne AMS* verbauten Einzellinsen. In der Vergleichsmessung ist $\phi_2 = 35 \text{ kV} \cdot \phi_2/\phi_1$. ■⁵⁷

In Abb. 3-10 sind die beiden Moden zu erkennen, in denen die Einzellinsen betrieben werden können (vgl. Abb. 2-10). Die beiden im *Cologne AMS* verbauten Einzellinsen werden im *decel-accel mode* betrieben, das heißt es liegt eine negative Spannung auf der mittleren Elektrode. Die beiden äußeren Elektronen liegen jeweils auf Erdpotential. Der relevante Bereich, in welchem auch die Potentiale der Vergleichsmessung liegen ($\phi_2/\phi_1 \approx 0,5$ bzw. 0,34), ist daher in Abb. 3-11 noch einmal vergrößert dargestellt.

⁵⁷ <http://ams.amstolz.de/sheets/e1+e2.nb> (Mathematica)

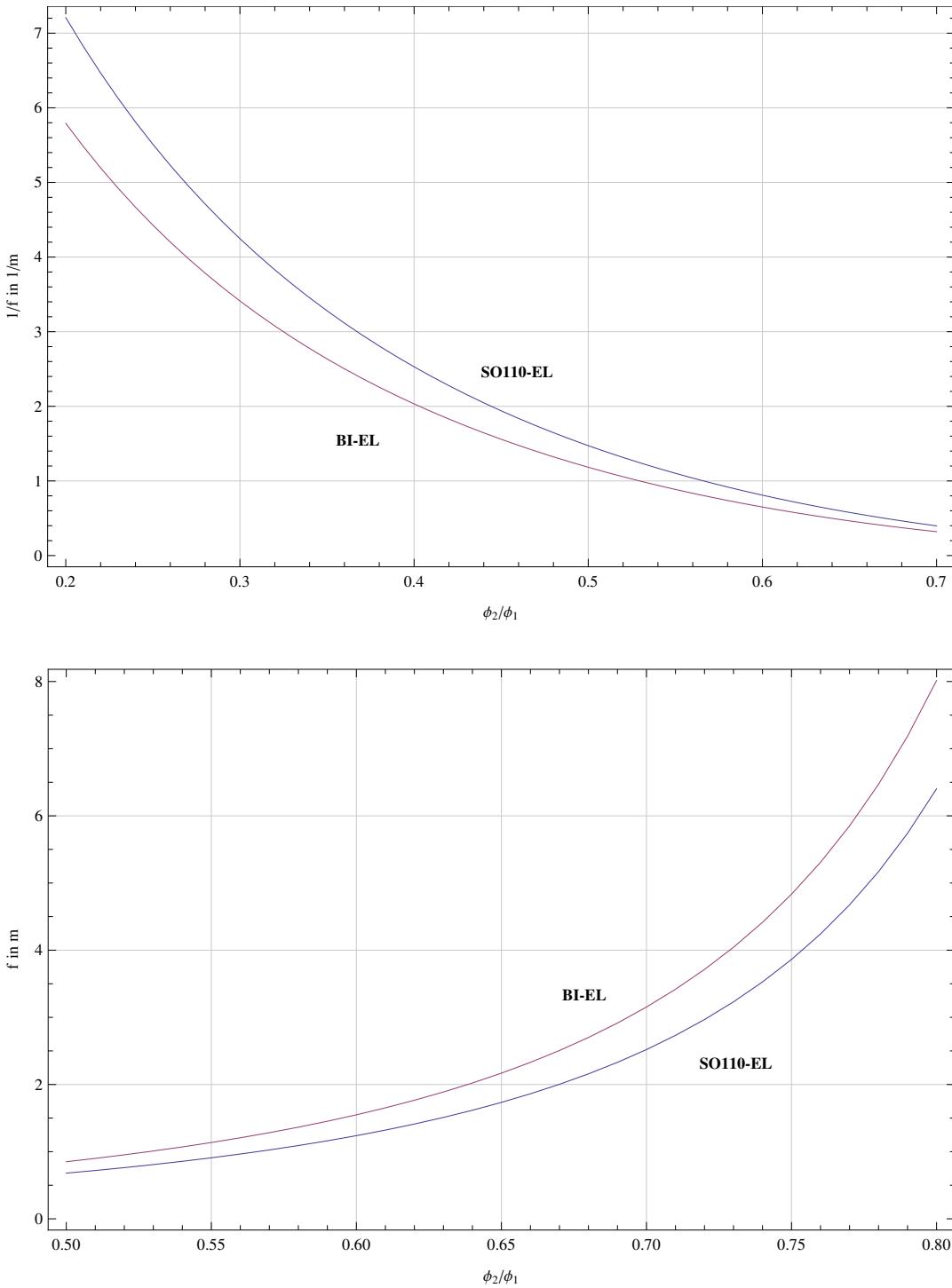


Abb. 3-11: Oben: Reziproke Brennweite für $\phi_2/\phi_1 = 0,2 \dots 0,7$. Unten: Brennweite für $\phi_2/\phi_1 = 0,5 \dots 0,8$. In der Vergleichsmessung ist $\phi_2 = 35 \text{ kV} \cdot \phi_2/\phi_1$.

Um die beiden Linsen als Funktionen in das Programm *Limioptic 2* zu integrieren, war es notwendig, die Brennweite in Abhängigkeit des Potentials durch eine Funktion zu beschreiben. Hierzu wurden die numerisch ermittelten Werte für den relevanten Bereich $\phi_2/\phi_1 = 0,2 \dots 0,7$ polynominal genähert (bis $\mathcal{O}(x^7)$). Hierbei standen zwei Methoden zur Auswahl:

- Näherung von $1/f$ und anschließende Berechnung des Kehrwertes,
- Näherung von f .

Abb. 3-12 zeigt, dass die erstgenannte Methode für kleine Brennweiten deutlich genauere Werte liefert. In *Limioptic 2* wurde daher diese Näherung verwendet.⁵⁸

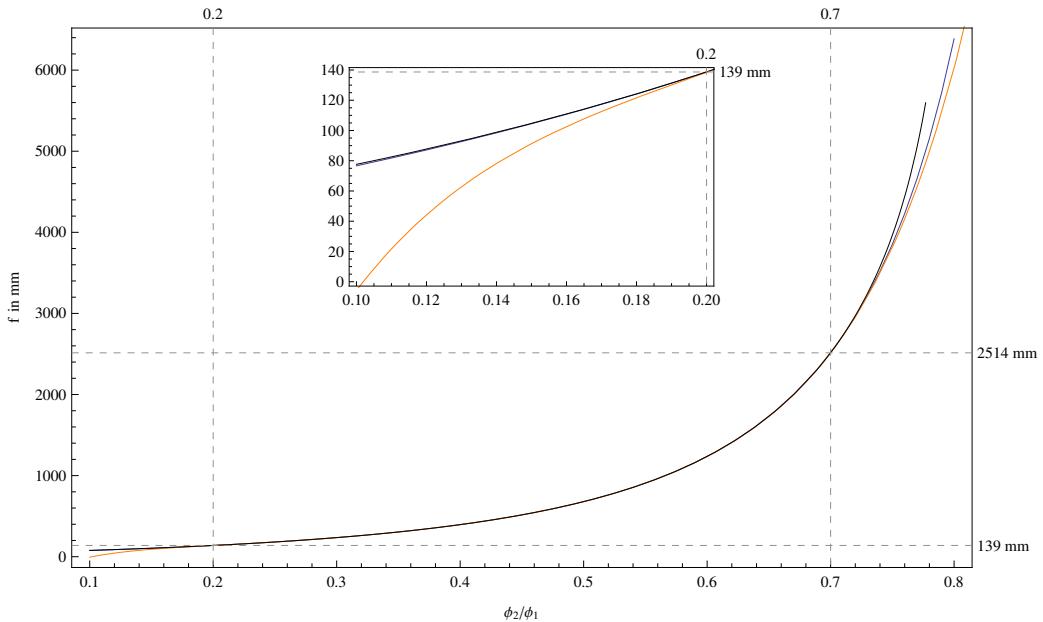


Abb. 3-12: Näherung der potentialabhängigen Brennweite der SO110-Einzellinse. Orange: Näherung von f . Schwarz: Näherung von $1/f$ (und Plot des Kehrwerts). Blau: Numerisch ermittelte Abhängigkeit. ■⁵⁹

Auch für die BI-Einzellinse wurde die Funktion genähert und in *Limioptic 2* integriert. Es ist zu beachten, dass für große Strahlströme das Feld, aufgrund der divergent wirkenden Raumladungseffekte, etwas größer eingestellt werden muss, als sich durch diese Näherung ergibt.

- **Waistpositionen**

Bei der Simulation von HVE fällt auf, dass auf der Hochenergieseite die Waistpositionen vor denen der Schlitz liegen. Dies röhrt daher, dass HVE die Abstände offensichtlich mithilfe von Punkt-zu-Punkt Abbildungen bestimmt hat. Um den nächsten Kreuzungspunkt zu finden, werden dabei, ausgehend von dem vorherigen Schlitz, die Abbildungsmatrizen der nachfolgenden Elemente zuzüglich einer Driftstrecke mit variabler Länge l von rechts nach links multipliziert. Die Variable l wird daraufhin durch die Bedingung deduziert, dass der für die Winkelabhängigkeit zuständige Matrixeintrag r_{12} bzw. r_{34} Null ergeben muss (vgl. Abschnitt 2.2.3, „Herausforderungen beim Beschleunigerbau“). Da der reale Strahl jedoch einen endlichen Durchmesser am ersten Schlitz hat, wird der Waist am folgenden Schlitz Richtung Brennpunkt verschoben (Abb. 3-13).

⁵⁸ Alternativ wurde auch eine Näherung für den Bereich $\phi_2/\phi_1 = 0,3 \dots 0,8$ vollzogen. Sie wurde in der Datei *limioptic.py (AddSO110EL)* auskommentiert.

⁵⁹ http://ams.amstolz.de/sheets/E1_.nb und .../E2_.nb (Mathematica)

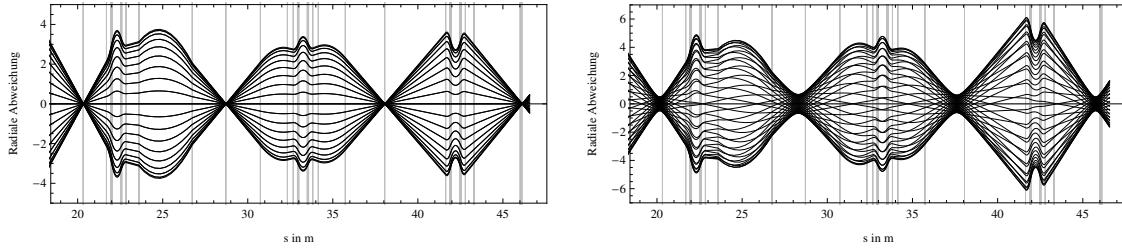


Abb. 3-13: Ausschnitt des radialen Strahlverlaufs auf der Hochenergieseite für eine punktförmige Ionenquelle (*links*) und eine ausgedehnte Ionenquelle (*rechts*).

- **Steerer**

Steerer bestehen aus zwei sich gegenüberliegenden, planaren, an den Seiten leicht gebogenen Kondensatorplatten. Sie werden am *Cologne AMS* zur Strahlkorrektur in transversaler Richtung verwendet (*x*- bzw. *y*-Steerer). Dabei werden sie immer in Paaren eingesetzt, wobei der zweite Steerer gegenüber dem ersten umgekehrt gepolt wird. Dies erlaubt eine Strahlverschiebung ohne gleichzeitige Winkeländerung. Aus praktischen Gründen liegen die Kondensatorplatten im Nullzustand (ohne Ablenkung) beide auf +500 V (Niederenergieseite), bzw. auf +10 kV (Hochenergieseite). Um zu klären, ob diese Anordnung eine bemerkbare fokussierende Wirkung auf den Ionenstrahl hat, wurde eine Simulation mit SIMION⁶⁰ durchgeführt. Die Simulation ergab,⁶¹ dass selbst bei viel höheren Spannungen (Faktor Zehn) der Einfluss der Steerer marginal ist (Abb. 3-14). In den ionenoptischen Berechnungen können die Steerer also vernachlässigt werden.

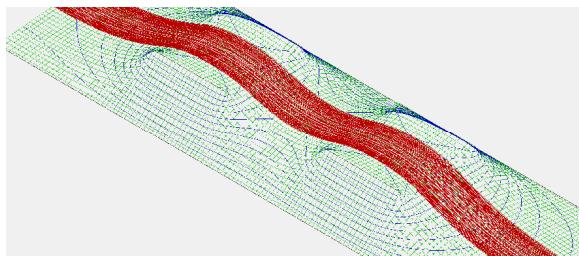


Abb. 3-14: SIMION Simulation zweier Steerer. Der Ionenstrahl (rot) wird von den auf 500 V geladenen Kondensatorplatten nicht wahrnehmbar beeinflusst. Die Geometrie ist der Zeichnung D-8-08-040 entnommen.

- **Bouncer Magnet**

Die gesamte Kammer des Bouncer Magneten kann auf ein höheres (tieferes) Potential gelegt werden. Dies bewirkt eine zusätzliche fokussierende (defokussierende) Linsenwirkung am Kammereingang und eine fokussierende (defokussierende) Linsenwirkung am Ausgang. Die Simulation mit SIMION (Abb. 3-15) zeigt allerdings auch hier, dass bei den anliegenden Spannungen von einigen Kilovolt der Effekt vernachlässigbar klein ist.

⁶⁰ SIMION ist ein numerisches Simulationsprogramm. <http://www.simion.com>

⁶¹ Für den Ionenstrahl wurden typische Werte angenommen, d.h. Ladungszustand $q = 1$ und Energie auf der Niederenergieseite $T = 35$ keV.

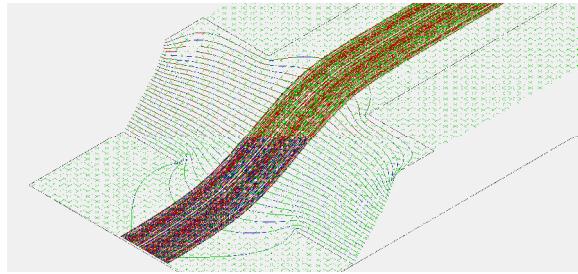


Abb. 3-15: SIMION Simulation des Eingangs des Bouncer Magneten bei einer Kammerspannung von 2500 V. Das elektrische Feld hat keinen wahrnehmbaren Einfluss auf den Ionenstrahl. Die Geometrie ist der Zeichnung D-8-90-100-2004 A entnommen. In dieser Abbildung zu sehen ist der Kammereingang (in Zeichnung: Detail Q).

Nicht vernachlässigbar ist die gebogene Form der Magnetkante. Sie ändert den *effektiven Winkel* (2.3) mit einem *K*-Wert von ~0,53. Dieser Wert ergibt sich aus der Simulation mit *Limioptic 2* auf der Niederenergieseite unter der Voraussetzung, dass der auf den BI-MSA folgende Waist für beide transversalen Komponenten an derselben Position liegt. Der *K*-Wert des HEM-MSA lässt sich auf diese Weise nicht bestimmen, da sich ein falsch gewählter Wert durch einen anderen Astigmatismus der Quadrupole kompensieren lässt. Jedoch sind die Kanten der beiden 90° Magnete identisch geformt, sodass auch die *K*-Werte als identisch angenommen werden können.

- **Bias**

Die Bias-Blende vor der Q-Snout lens dient dem Elektronenfang, damit diese nicht in den Beschleuniger gelangen. Sie liegt auf einer Spannung von -4 kV. Zusätzlich sind hinter der Blende Magnete angebracht, welche diejenigen Elektronen ablenken, die dennoch durch die Blende gelangen. Die Strecke zwischen Bias und der auf maximal +60 kV liegenden Q-Snout lens wirkt also als Beschleunigungsstrecke. Dieser Effekt wurde in der Simulation berücksichtigt.

- **Q-Snout lens**

Die Q-Snout lens regelt die Eingangsfokussierung des Tandem-Beschleunigers. Sie liegt minimal auf der Spannung der ersten Elektrode (ca. 4...5 kV) und maximal auf ca. 60 kV. Da das Potential der auf den Ausgang der Q-Snout lens folgenden Elektrode (E4), unabhängig von dem der Q-Snout lens, nur durch die Terminalspannung definiert ist, kann die Q-Snout lens in zwei Moden betrieben werden (Abb. 3-16):

- konvergent im Ausgang, falls $V_{Q-Snout} < V_{E4}$,
- divergent im Ausgang, falls $V_{Q-Snout} > V_{E4}$.

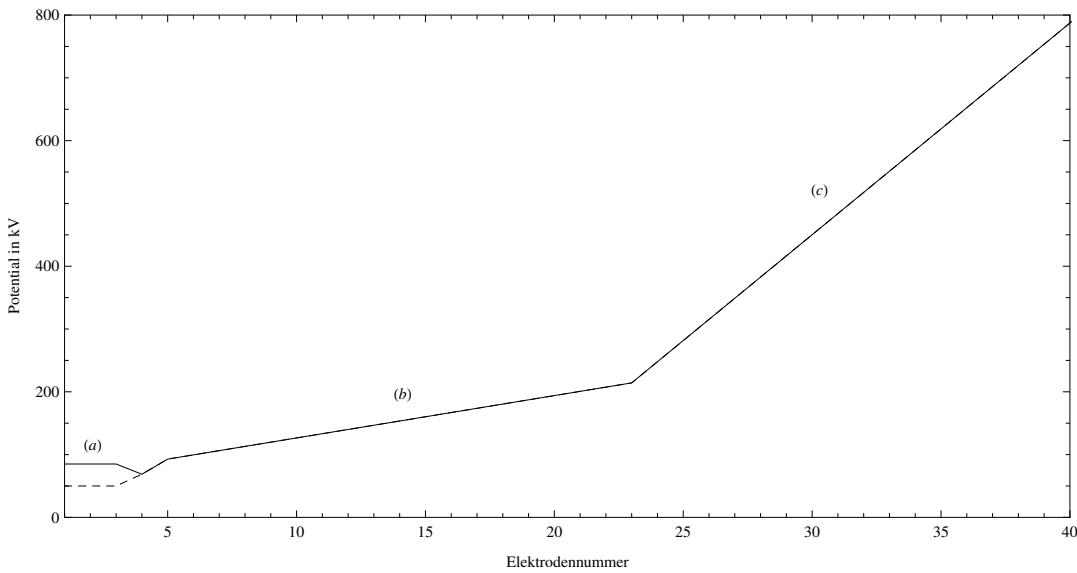


Abb. 3-16: Potentialverlauf am *Cologne AMS* für die ersten 40 Elektroden bei einer Terminalspannung von 5 MV. Spannungsdefinierend sind bei (a) die (beispielhaft) auf 50 kV bzw. 15 kV liegende *Q-Snout lens*, bei (b) Widerstände zwischen den Elektroden von $40 \text{ M}\Omega$ und ab (c), bis zum Terminal, Widerstände zwischen den Elektroden von $200 \text{ M}\Omega$ (Siehe Zeichnung B-4-01-129-6001 A). Gestrichelt dargestellt ist die konvergente Mode.

Die Simulation ergibt, dass aufgrund dieser Abhängigkeit eine maximale Brennweite bei etwa 27 keV erzeugt wird. Durch Regelung der BI-Einzellinse kann die Position dieser Brennweite verschoben werden. Die Vergleichsmessungen liegen alle im Bereich des divergenten Modus, was sich in einem etwas größeren Strahldurchmesser an der 23. Elektrode äußert, wo ein lokales Maximum der Strahlbreite liegt. Wird der Strahl mithilfe der BI-Einzellinse auf den Eingang der Q-Snout lens fokussiert, liegt die maximale Brennweite etwa in der Mitte der zweiten Hälfte des Beschleunigers, was dazu führt, dass der Strahl über einen großen Bereich (10...50 kV) der Q-Snout Spannung im Terminal sehr schmal ist. Abb. 3-17 zeigt den Strahlverlauf in diesem Fall für 12 kV und 42 kV. Der weitere Strahlverlauf wird durch Ändern der Q-Snout Spannung innerhalb dieses Bereichs kaum beeinflusst. Dieses Verhalten zeigten auch Messungen der Strahlstöme am HES-Cup und am HEM-Cup bei Veränderung der Spannung.

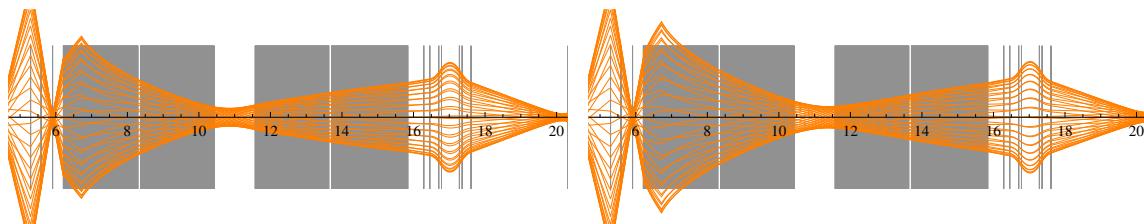


Abb. 3-17: Die beiden Moden der Q-Snout lens. Links: konvergente Mode bei 12 kV. Rechts: divergente Mode bei 42 kV.

Es muss jedoch herausgestellt werden, dass dies lediglich ein Indiz für die Anwendbarkeit der Simulation darstellt. Dass ein Verändern der Q-Snout Spannung kaum merkbare Änderungen der Transmission zeigte, ist mit den Ergebnissen der Simulation konsistent, kann diese jedoch nicht verifizieren. Hierzu müssten noch genauere Untersuchungen angestellt werden.

- **Teilchenenergie und Korrektur der Terminalspannung**

Die Ionenenergie T für die folgenden Rechnungen wurde nach $T = T_{ext} + (q + 1)V_T$ berechnet, wobei die am *Cologne AMS* eingestellte Terminalspannung nach

- $V_{T,korrigiert} = V_T \cdot (1 + 5,686\% \pm 0,052\%)$

zu korrigieren ist. Diese Korrektur ergab eine Energieeichung mithilfe des Time-Of-Flight Detektors [Fink]. T_{ext} bezeichnet die Energie nach der Extraktion und liegt in der Regel bei 35 keV. Für Elemente wie ^{10}Be und ^{242}Pu , welche nicht als reine Elemente, sondern als Moleküle ($^{10}\text{Be}^{16}\text{O}$, $^{242}\text{Pu}^{16}\text{O}$) in den Beschleuniger injiziert werden, ergibt sich die Energie nach

$$T = T_{ext} + \left(q + \frac{m_{mol}}{m_{ion}} \right) V_T, \quad (3.1)$$

wobei m_{mol} die Masse des eingeschossenen Moleküls und m_{ion} die Masse des atomaren Ions nach dem Stripping bezeichnet.⁶²

- **Elektrostatische Deflektoren**

Die für einen Krümmungsradius ρ benötigten Spannungen der ESDs lassen sich, unter Kenntnis der Geometrie, als Funktionen des Potentials beschreiben:

$$V_{ESD} = \frac{\chi_E \cdot g}{2\rho} = \frac{T}{q} \cdot \frac{g}{\rho} = -\frac{\phi g}{\rho}. \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnet g den Elektrodenabstand.⁶³

BI-ESD

Da am BI-ESD nur der Ladungszustand $q = -1$ von Interesse ist, kann hier direkt die kinetische Energie gegen die anzulegende Spannung aufgetragen werden.

⁶² Beim Strippingprozess wird die Molekülverbindung aufgebrochen. Im Fall von ^{10}Be ergibt daher sich z.B. ein Massenverhältnis von 26/10.

⁶³ Die sich durch die sphärische Form des BI-ESD ergebenden kleinen Abweichungen werden hierbei vernachlässigt. Der Elektrodenabstand kann Tabelle 1 entnommen werden.

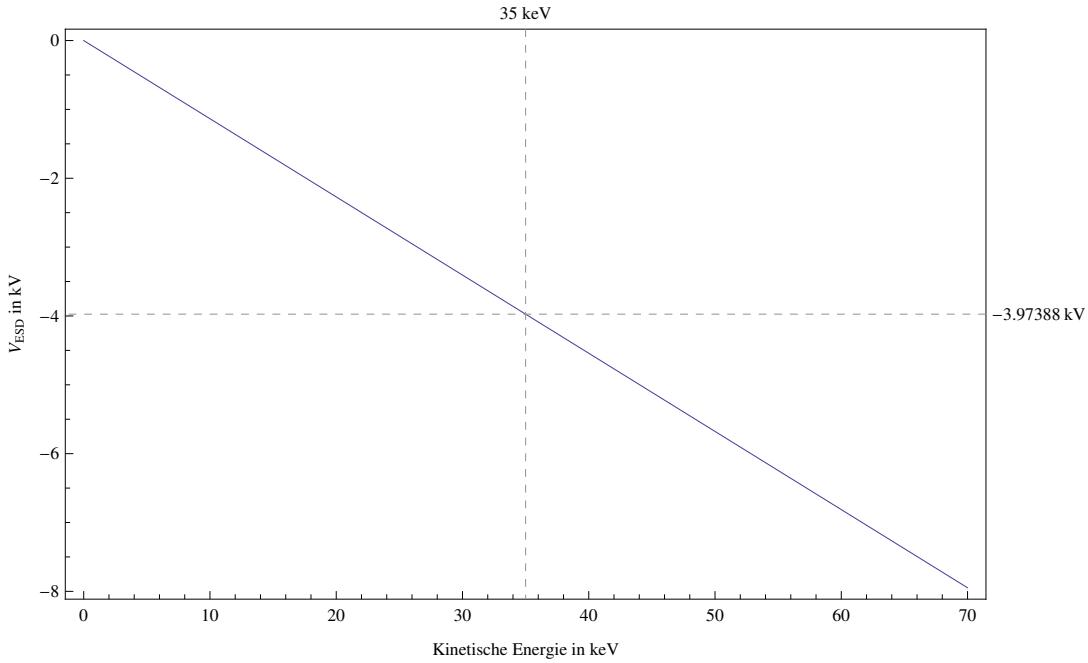


Abb. 3-18: Am BI-ESD anzulegende Spannung, um, in Abhängigkeit von der Injektionsenergie, den gewünschten Krümmungsradius von 469 mm zu erreichen. □⁶⁴

Bei der in den Vergleichsmessungen verwendeten Extraktionsenergie von 35 keV ergibt sich demnach eine anzulegende Spannung von -3974 V (Abb. 3-18). In den Vergleichsmessungen wurden 3940 V angelegt, was einer Abweichung von 0,9% einschließlich der Messfehler entspricht.

HEE-ESD

Da in dieser Arbeit die Betrachtung realer Problemstellungen im Vordergrund steht, ist in Abb. 3-19 ein typisches Setup gewählt. Die Injektionsenergie wurde zu 35 keV gewählt und die sich ergebenden Spannungen sind für die Ladungszustände $q = 3 \dots 6$ in Abhängigkeit zur angelegten Terminalspannung aufgetragen. Für andere Konstellationen kann die benötigte Spannung leicht nach (3.2) mit $T = T_{\text{ext}} + (q + 1)V_T$ berechnet werden.

⁶⁴ http://ams.amstolz.de/sheets/ESD_spannungen.nb (Mathematica)

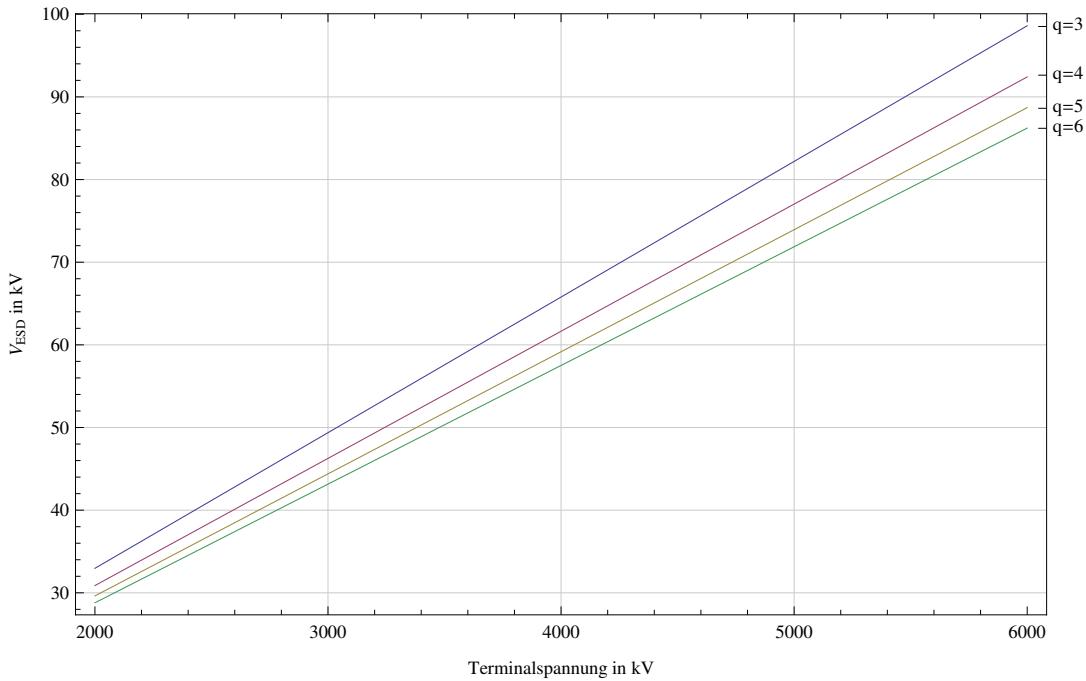


Abb. 3-19: Am HEE-ESD anzulegende Spannung in Abhängigkeit von der (echten) Terminalspannung bei einer Extraktionsenergie von 35 keV für die Ladungszustände $q = 3 \dots 6$.

Die Vergleichsmessungen wurden im dritten und vierten Ladungszustand durchgeführt. Der Vergleich der eingestellten ESD-Spannungen mit den sich aus (3.2) ergibt jedoch eine deutliche Abweichungen von den erwarteten Werten (Abb. 3-20).

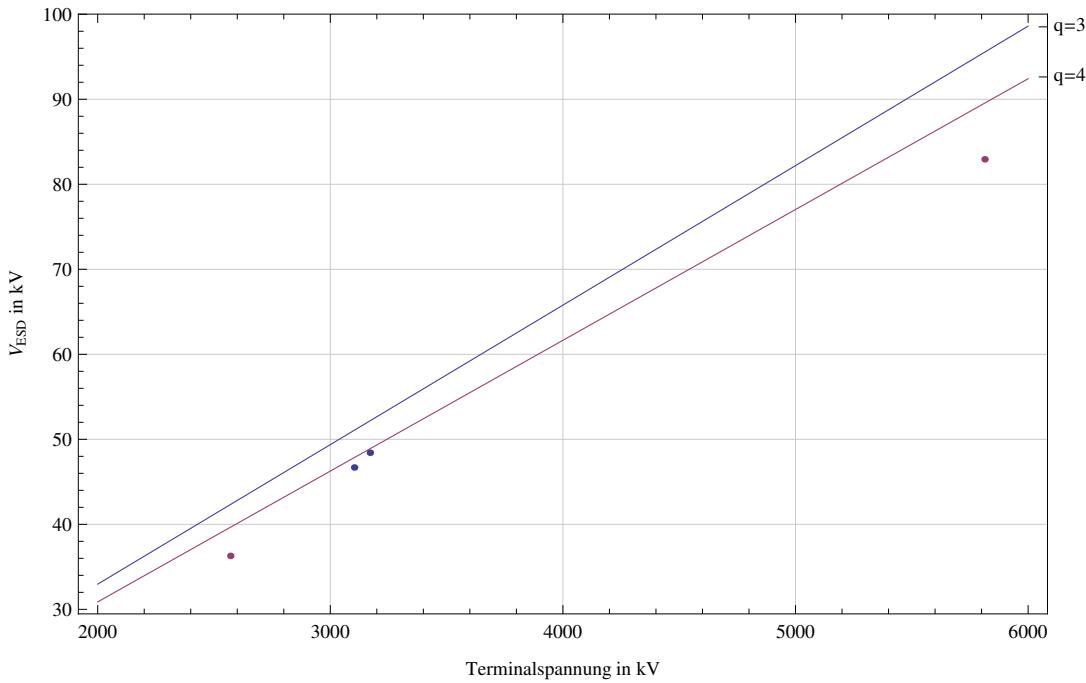


Abb. 3-20: Eingestellte Spannungen am HEE-ESD und theoretisch erwartete Werte. Gleiche Farben bedeuten den gleichen Ladungszustand. Die Terminalspannung der Messungen ist bereits korrigiert.

Es fällt auf, dass alle Spannungen unter den erwarteten liegen. Dies ist auf die Randfelder zurückzuführen, welche den effektiven Radius vergrößern. Um diesen Korrekturfaktor zu

bestimmen, wurden daher die erwarteten gegen die gemessenen Terminalspannungen aufgetragen (Abb. 3-21).

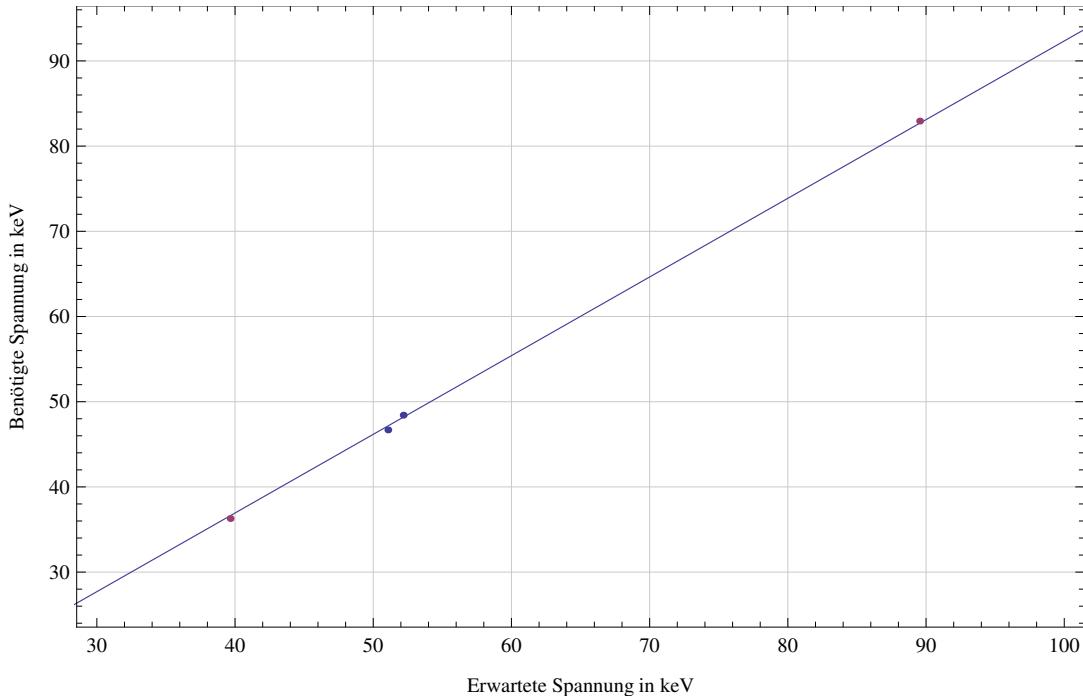


Abb. 3-21: Nach (3.2) erwartete ESD-Spannung aufgetragen gegen die tatsächlich bei den Vergleichsmessungen benötigte Spannung. Der Linearfit ergibt einen Korrekturfaktor von benötigt/erwartet = 0,9234.

Der Linearfit ergibt einen Korrekturfaktor von 92,34%, wodurch sich ein effektiver Radius von

- $\rho_{eff} = 2815,6 \text{ mm}$

ergibt.

- **Magnete**

Das magnetische Feld eines idealen homogenen Biegemagneten, welches benötigt wird um den Strahl mit einem Krümmungsradius ρ abzulenken, ist proportional zur magnetischen Steifigkeit:

$$B_{MSA} = \frac{\chi_M}{\rho} = \frac{\sqrt{2mT}}{q \cdot \rho} = \frac{p}{qp}. \quad (3.3)$$

Die Ionenenergie T berechnet sich dabei für den *Cologne AMS* mit der um 5,5686% korrigierten Terminalspannung. Für einen idealen Magneten ist das benötigte Feld somit leicht berechenbar. Für die realistische Berechnung der benötigten Felder müssen jedoch Randfelder und weitere eventuelle Inhomogenitäten berücksichtigt werden, welche den *effektiven Radius* verändern können. Im Folgenden wurden der Bi-, HEM- und DSW-Magnet auf diesen effektiven Radius hin untersucht. Hierzu wurden Messdaten von Plutonium, Beryllium, Aluminium und Kohlenstoff hinzugezogen und die theoretisch berechneten und tatsächlich eingestellten Magnetfelder gegeneinander aufgetragen. Die resultierende Steigung ergibt jeweils einen Korrekturfaktor für die einzelnen Magneten. Diese Korrektur wurde auch im Programm *Cologne AMS Spicker*

berücksichtigt. Zur Berechnung der erforderlichen Magnetströme wurde das von HVE veröffentlichte Paper⁶⁵ herangezogen.

BI-MSA

Nach HVE ergibt sich zwischen dem angelegten Magnetstrom und dem resultierenden Magnetfeld des BI-MSA bis ca. 170 A (0,8 T) eine lineare Beziehung von 4,9125 mT/A bzw. 203,56 A/T (Abb. 3-22). Um die Beziehung auch bei hohen Strömen bis 250 A (bei schweren Elementen wie ^{242}Pu) richtig wiederzugeben, wurde im *Cologne AMS Spicker* eine Reihenentwicklung bis zur vierten Potenz verwendet.

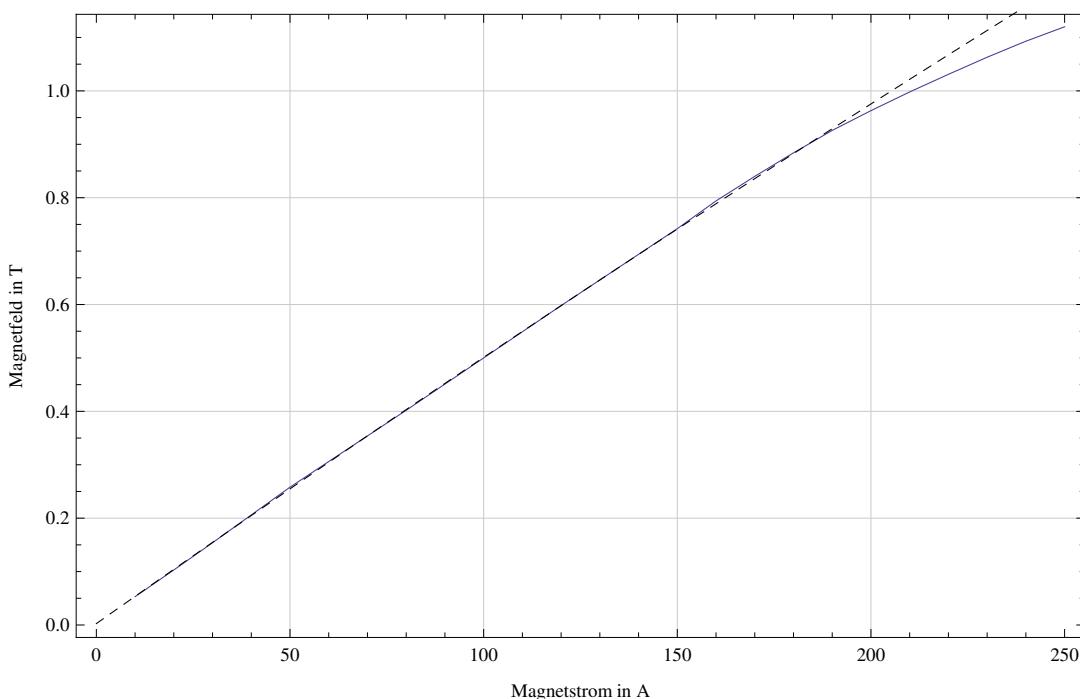


Abb. 3-22: Abhängigkeit des Magnetfeldes vom angelegten Magnetstrom am BI-MSA. Schwarz gestrichelt ist der Linearfit bis 150 A. □⁶⁶

Für große Massen zwischen 176 u und 280 u wurden von Claus Feuerstein Messungen durchgeführt, in denen der einzustellende Magnetstrom, in Abhängigkeit der Ionenmasse, bei einer festen Energie von 35 keV und dem Ladungszustand -1 e, bestimmt wurde (Abb. 3-23).

⁶⁵ [M. G. Klein]

⁶⁶ http://ams.amstolz.de/sheets/MSA_felder.nb und [..../magnete_eichung.nb](http://ams.amstolz.de/sheets/magnete_eichung.nb) (Mathematica)

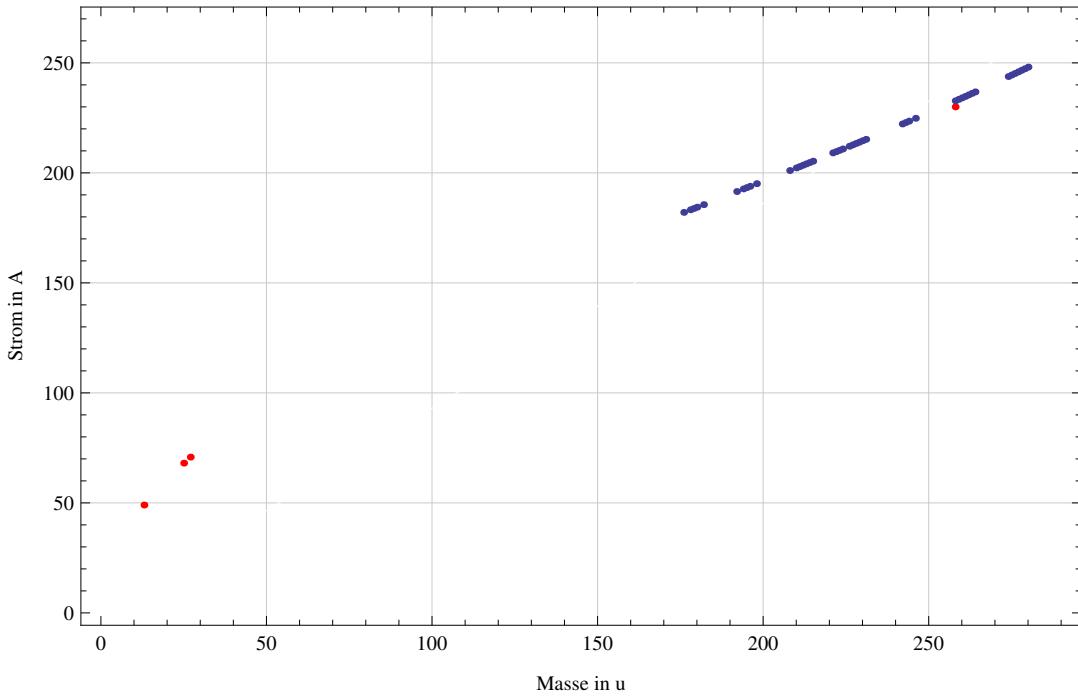


Abb. 3-23: Messungen des benötigten Magnetstroms am BI-MSA in Abhängigkeit der Ionenmasse für Massen im Bereich 176...280 u. Blau dargestellt sind die von C. Feuerstein durchgeführten Messungen, rot die Vergleichsmessungen.

Mit der Abhängigkeit aus Abb. 3-22 können nun aus den eingestellten Strömen die resultierenden Felder bestimmt und die sich neu ergebenden Messpunkte mit (3.3) gefittet werden, mit dem (effektiven) Radius als unbekannte Größe. In Abb. 3-24 wurden diese Rechnungen durchgeführt.

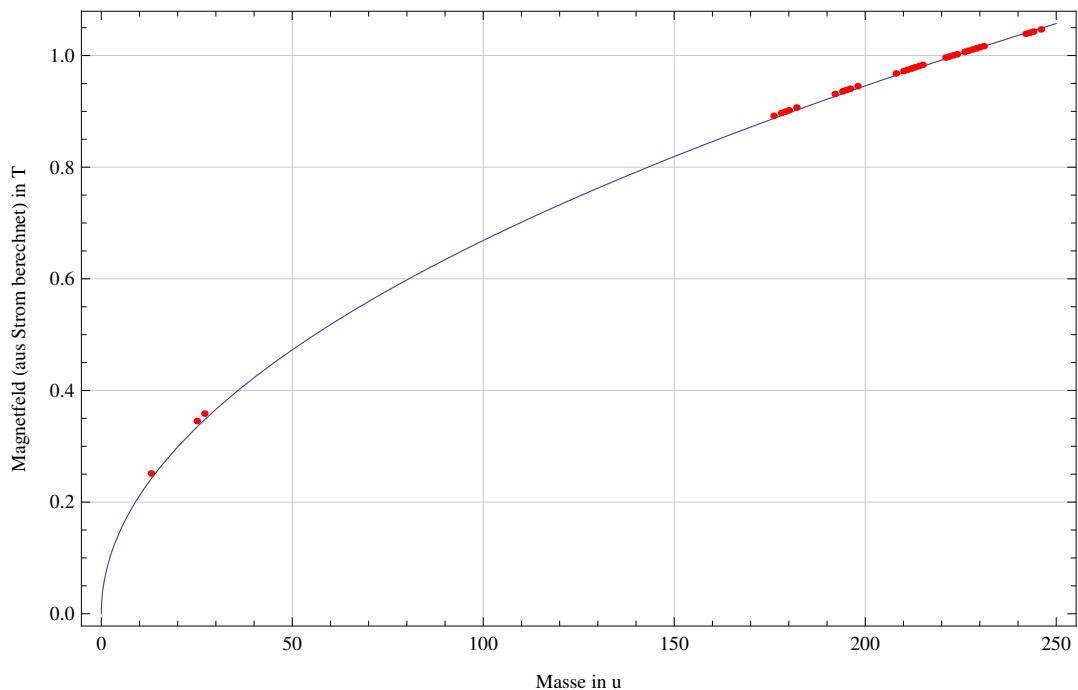


Abb. 3-24: Ionenmasse aufgetragen gegen das nach Abb. 3-22 aus den Strömen in Abb. 3-23 bestimmte Feld am BI-MSA. Der Fit nach (3.3) ergibt einen effektiven Radius von 402,78 mm.

Um den BI-MSA ohne Magnetfeldänderung auf eine andere Masse mit dem relativen Massenunterschied δ_m einzustellen, kann an das Magnetgehäuse zusätzlich eine Spannung

$$V_{Bouncer} = 35 \text{ kV}(1/\delta_m - 1) \quad (3.4)$$

angelegt werden, was die Teilchenimpulse konstant hält.

HEM-MSA

Für die Magnete auf der Hochenergeseite wurden die Magnetfelder protokolliert. Daher können diese direkt gegen die sich aus der Theorie ergebenden Felder aufgetragen werden. Aus der Steigung der sich ergebenden Geraden kann der effektive Radius leicht bestimmt werden.

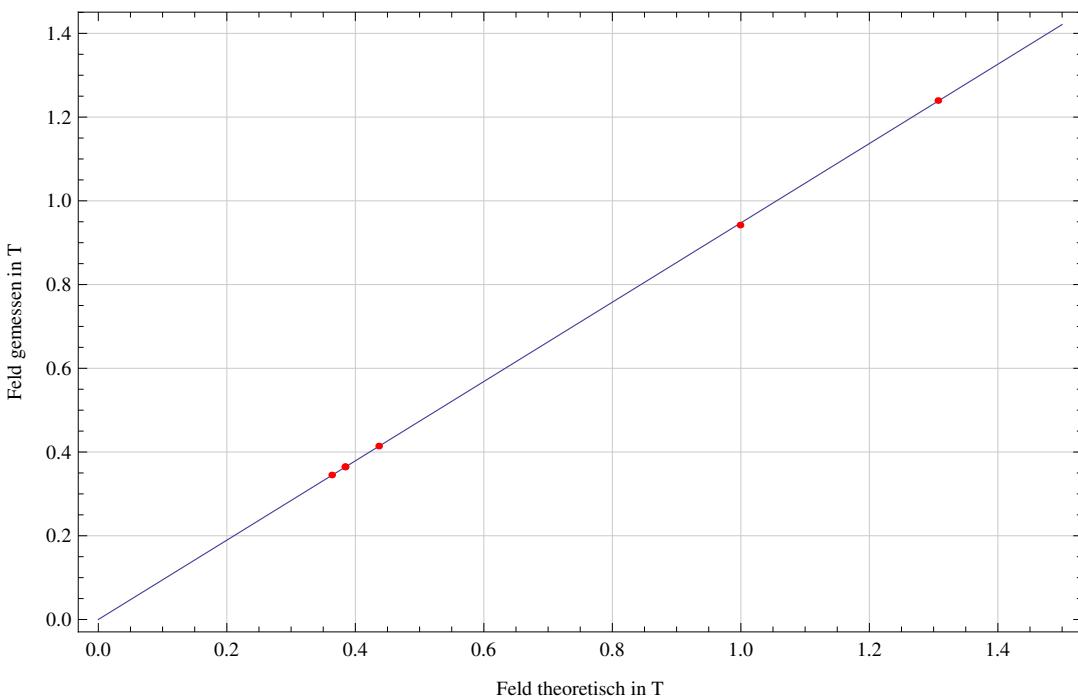


Abb. 3-25: Nach (3.3) benötigtes Feld aufgetragen gegen das tatsächlich eingestellte Feld am HEM-MSA. Die Geradenanpassung ergibt einen Korrekturfaktor von gemessen/theoretisch = 0,947379. Rot gekennzeichnet sind Messungen an C, Be, Al und Pu.

Das sich für einen homogenen Magneten nach (3.3) ergebende Feld ist nach Abb. 3-25 um den Faktor 0,947 zu korrigieren. Der sich hieraus ergebende effektive Radius für den HEM-MSA ist

- $\rho_{eff} = 2,112 \text{ m}$.

Der zur Felderzeugung benötigte Strom steigt bis etwa 150 A (0,8 T) linear mit der Feldstärke (Abb. 3-26), mit einer Steigung von 5,4532 mT/A bzw. 183,38 A/T. Die rot hervorgehobenen Messpunkte einiger Vergleichsmessungen bestätigen die Anwendbarkeit dieser Beziehung.

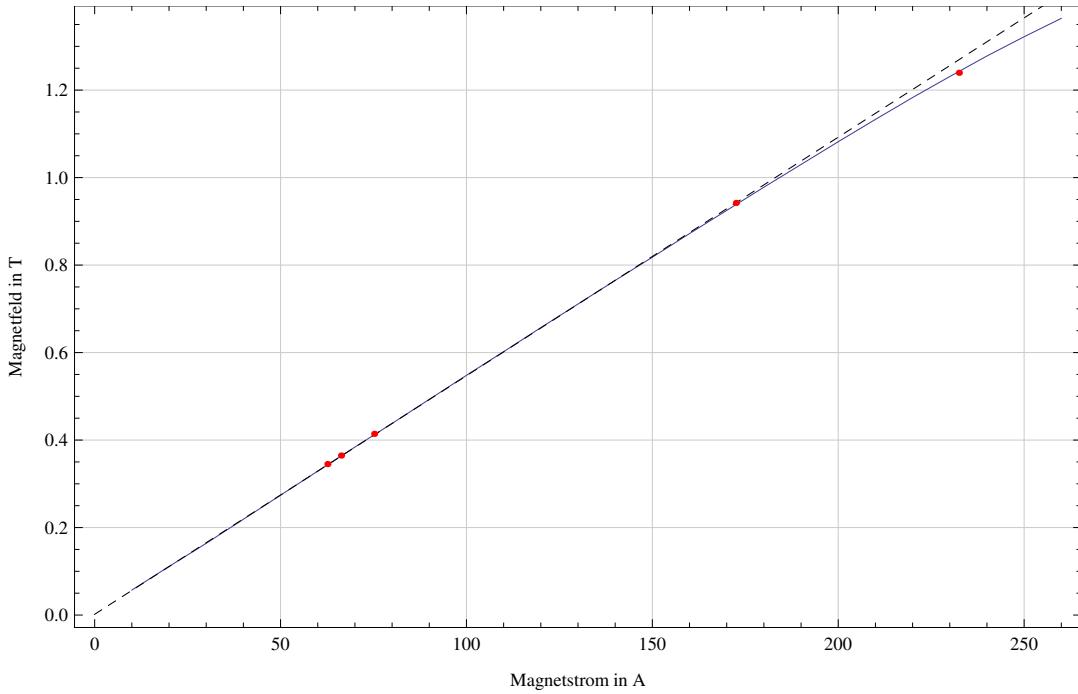


Abb. 3-26: Abhängigkeit des Magnetfeldes vom angelegten Magnetstrom am HEM-MSA. Schwarz gestrichelt ist der Linearfit bis 150 A, rot sind Messungen an C, Be, Al und Pu.

Der HEM-Magnet arbeitet bis zu einer magnetischen Steifigkeit von

- $\chi_m^2 \leq 702 \text{ u} \cdot \text{MeV}$,

was $^{244}\text{Pu}^{5+}$ bei 6 MV Terminalspannung entspricht.⁶⁷ Er erzeugt Felder bis ca. 1,35 T.

⁶⁷ [M. G. Klein]

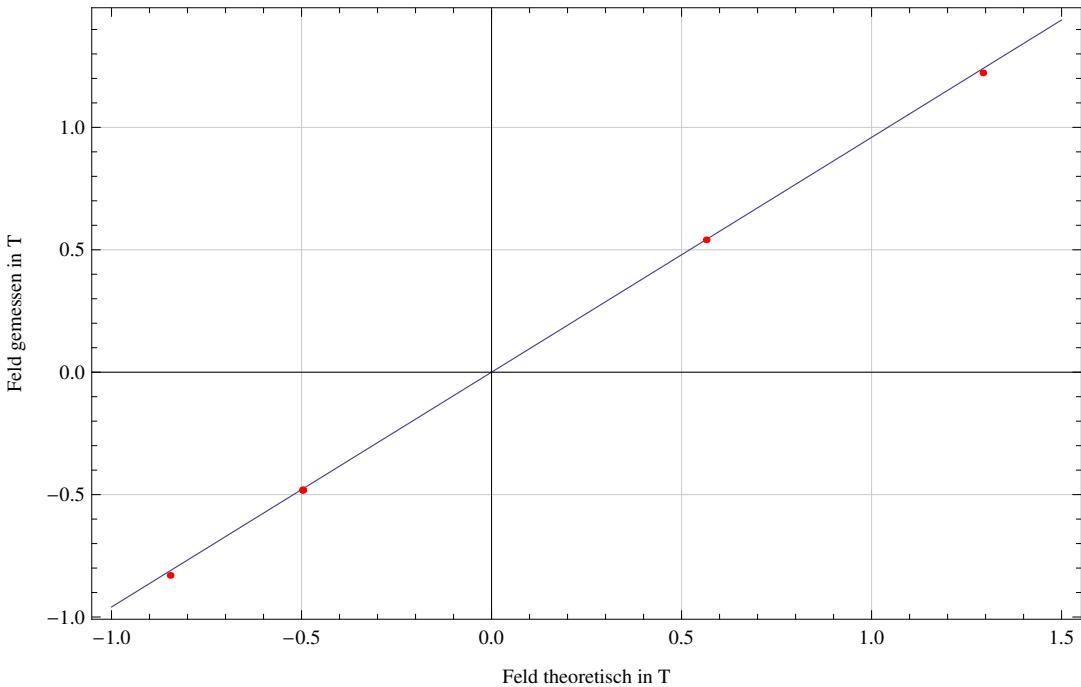
DSW-MSA

Abb. 3-27: Nach (3.3) benötigtes Feld aufgetragen gegen das tatsächlich eingestellte Feld am DSW-MSA. Die Geradenanpassung ergibt einen Korrekturfaktor von gemessen/theoretisch = 0,9591. Rot = Messungen.

Die sich ergebende Korrektur von 0,959 (Abb. 3-27) ist etwa gleich der Korrektur des HEM-MSA. Der effektive Radius berechnet sich demnach zu

- $\rho_{eff} = 1545 \cdot 30^\circ / \phi_{DSW} / 0,959$,

wobei ϕ_{DSW} dem Ablenkwinkel des am Schaltmagneten eingestellten Ausgangs entspricht (also $\pm 30^\circ$, 20° , oder -15°). Die Beziehung zwischen angelegtem Magnetstrom und erzeugtem Feld ist nach Abb. 3-28 bis ca. 110 A (0,8 T) mit einer Steigung von 7,3555 mT/A bzw. 135,95 A/T.

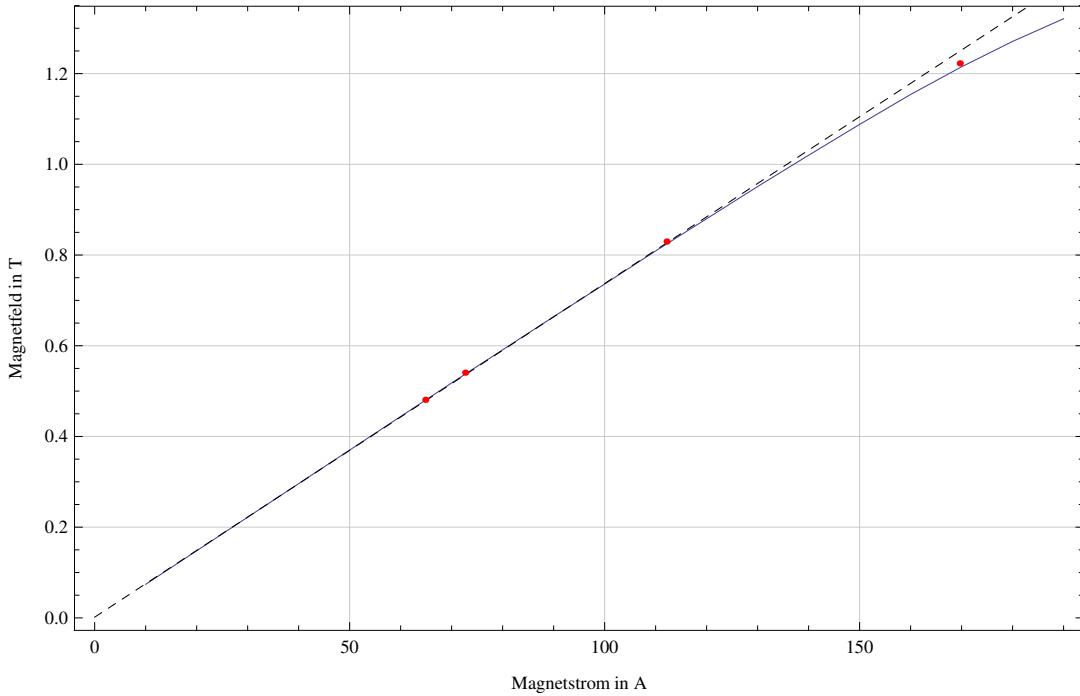


Abb. 3-28: Abhängigkeit des Magnetfeldes vom angelegten Magnetstrom am DSW-MSA. Rot = Messungen.

Der DSW-Magnet arbeitet nach Angaben von HVE für den 20° Ausgang bis zu einer Steifigkeit von

- $\chi_m^2 \leq 866 \text{ u} \cdot \text{MeV}$.

AFD-MSA

Der AFD-Magnet befindet sich am -30° Ausgang des DSW-Magneten. Für ihn wurden keine Strom- oder Feldstärken protokolliert, daher kann der effektive Radius des Magneten nicht bestimmt werden. Er ist in drei 40° Segmente unterteilt, wobei die äußeren beiden Segmente konkav und das innere konvex aufgebaut sind, was zu starken Effekten zweiter Ordnung führt. Der AFD-MSA wurde in *Limioptic 2* nicht integriert, da seine mathematische Beschreibung zum einen schwierig ist (das Magnetfeld besitzt ein Sextupolmoment) und von weiteren Untersuchungen der genauen Geometrie abhängt, und weil zum anderen durch den letzten Waist in der Degraderfolie vor dem Magneten die entscheidende Ionenoptik bereits festgelegt ist.

Nach HVE arbeitet der AFD-MSA bis zu magnetischen Steifigkeiten von

- $\chi_m^2 \leq 24 \text{ u} \cdot \text{MeV}$

und besitzt eine Energiedispersion von 1,080 mm/Promille.

Nach Abb. 3-29 besteht eine lineare Abhängigkeit zwischen Strom und Magnetfeld mit 5,945 mT/A bzw. 168,20 A/T.

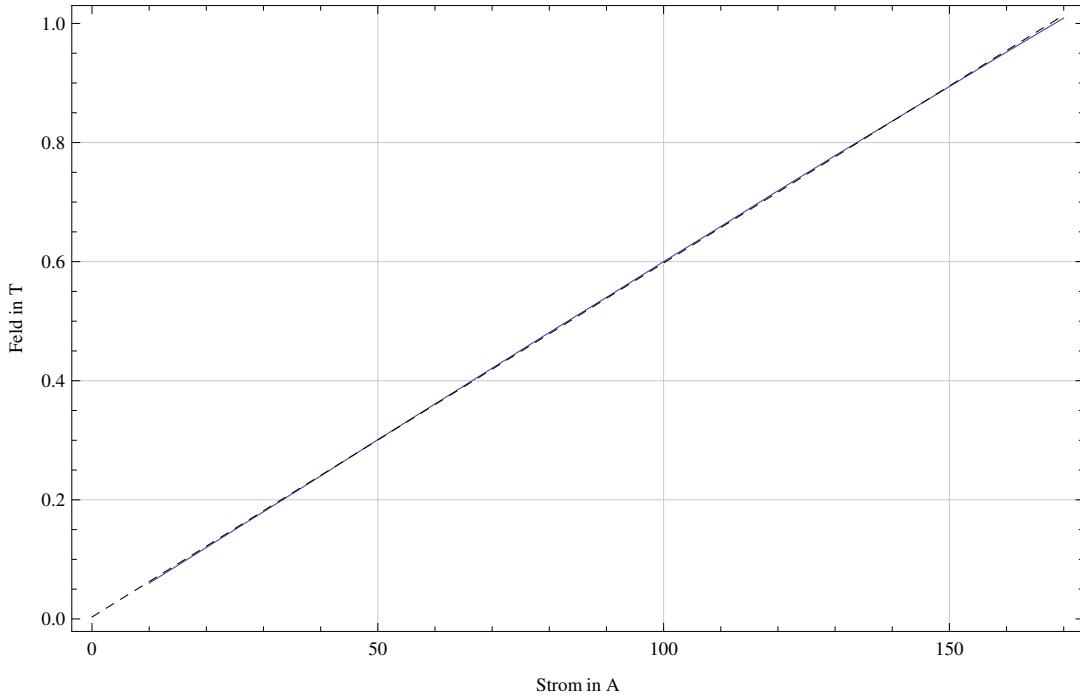


Abb. 3-29: Abhängigkeit des Magnetfeldes vom angelegten Magnetstrom am AFD-MSA.

- **Quadrupole**

Auf der Hochenergeseite übernehmen elektrostatische Quadrupol-Triplets (QPT) die Aufgabe der Einzellinsen. Elektrostaten wurden aus dem Grund gewählt, weil sie alle Teilchen mit gleichem T/q auf denselben Punkt fokussieren und somit nicht zusätzlich als Impulsfilter wirken. Das QPT zwischen den beiden 35° ESDs erfüllt dabei den besonderen Zweck, den durch den begrenzten Platz eingeschränkten Aufbau zu korrigieren und das System weiterhin größtenteils achromatisch zu machen. Der die effektive Brennweite eines Quadrupols bestimmende Wert ist der k -Wert mit

$$k = \frac{2|V_0|}{a^2} \frac{1}{\chi_E} = \frac{2|V_0|}{a^2} \frac{q}{2T}. \quad (3.5)$$

V_0 ist die an den Quadrupol angelegte Spannung, a der Abstand der Polspitze von der Sollbahn. Dieser wurde aus den technischen Zeichnungen⁶⁸ zu $25,17 \text{ mm} \pm 0,3 \text{ mm}$ bestimmt. An die Elektroden werden drei unterschiedliche Spannungen X+, X- und Y- angelegt (Abb. 3-30). Die Spannung Y- regelt dabei den Astigmatismus. In der Regelung des *Cologne AMS* werden, anstelle der Spannungen, Prozentangaben der maximalen Linsenstärke, also des maximalen k -Wertes, eingestellt. Empirisch wurde die folgende Beziehung zwischen der eingestellten Prozentzahl [%], dem Astigmatismus [Ast] und den daraus resultierenden Spannungen ermittelt:

- $|X| = 30 \text{ kV}([%] + [\text{Ast}]),$
- $|Y| = 30 \text{ kV}([%] - [\text{Ast}]).$

⁶⁸ Siehe Tabelle 1.

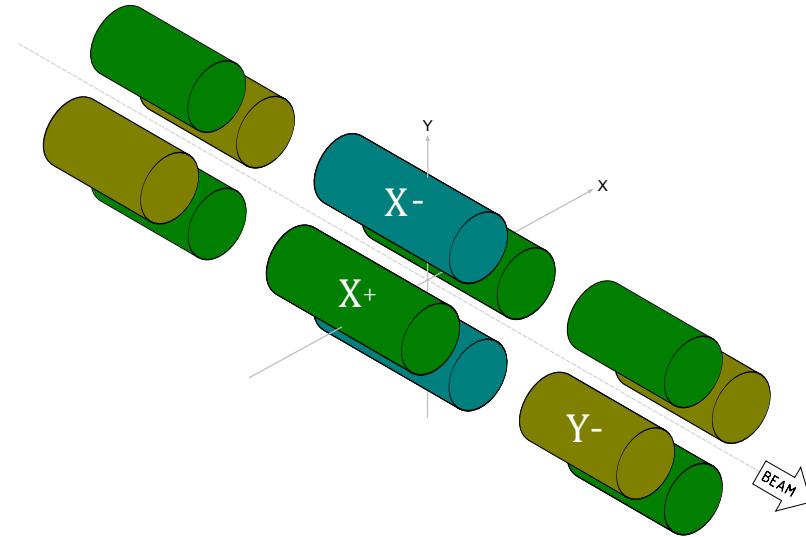


Abb. 3-30: An die QPT werden drei Spannungen angelegt. X^+ und X^- sind vom Betrag her gleich. Y^- ist bei negativem Astigmatismus vom Betrag her größer als X^+ .

Ein Vergleich der gemessenen und errechneten Spannungswerte bestätigt die ermittelte Beziehung (Abb. 3-31).

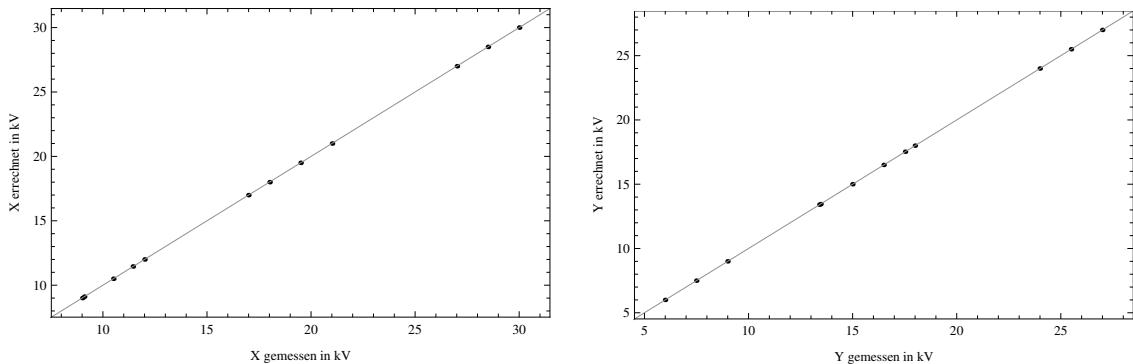


Abb. 3-31: Vergleich der gemessenen Spannungen am ACC-, HEE- und DSW-QPT mit den durch (3.6) errechneten Werten. Das HES-QPT wurde nicht überprüft, da zum Zeitpunkt der Messung ein Defekt vorlag. Grau gezeichnet ist die Einheitsgerade $f(x) = x$.

Mit (3.5) und (3.6) kann nun aus den protokollierten Einstellungen (Prozentangaben) der zugehörige k -Wert bestimmt werden. In `AddAMSQPT_YXY()` und `AddAMSQPT_XYX()` wurden diese Rechnungen bereits implementiert.

Vergleich der Simulation mit erfolgten Messungen

Zum Überprüfen der Anwendbarkeit der theoretischen Überlegungen wurden drei Messungen herangezogen:

- Die ^{14}C -Vergleichsmessung (in GIC Detektor, Ausgang 1)
- ^{10}Be , $q = 2+$, $V_T = 4,5 \text{ MV}$ (in AFD Detektor, Ausgang 5)
- ^{242}Pu , $q = 3+$, $V_T = 2,9356 \text{ MV}$ (in SiGI Detektor, Ausgang 4)

Tabelle 2 fasst die Quadrupol-Einstellungen der drei Messungen zusammen. Abb. 3-32 bis Abb. 3-34 zeigen den sich aus der Simulation mit *Limioptic 2* ergebenden Strahlverlauf.

Messung:	^{14}C	^{10}Be	^{242}Pu
ACC-QPT [%]/[Ast]	66,01% / -3,6%	49,26% / -2,77%	35,63% / -0,6%
HES-QPT [%]/[Ast]	52,99% / -0,5%	44,13% / -0,31%	35,95% / -2,43%
HEE-QPT [%]/[Ast]	37,51% / -7,8%	36,92% / -8%	22,17% / -6,21%
DSW-QPT [%]/[Ast]	54,65% / -2,5%	46,5% / -0,6%	37,39% / -1,94%

Tabelle 2: Quadrupol-Einstellungen für drei erfolgte Messungen. Mit diesen Einstellungen wurde die Simulation durchgeführt.

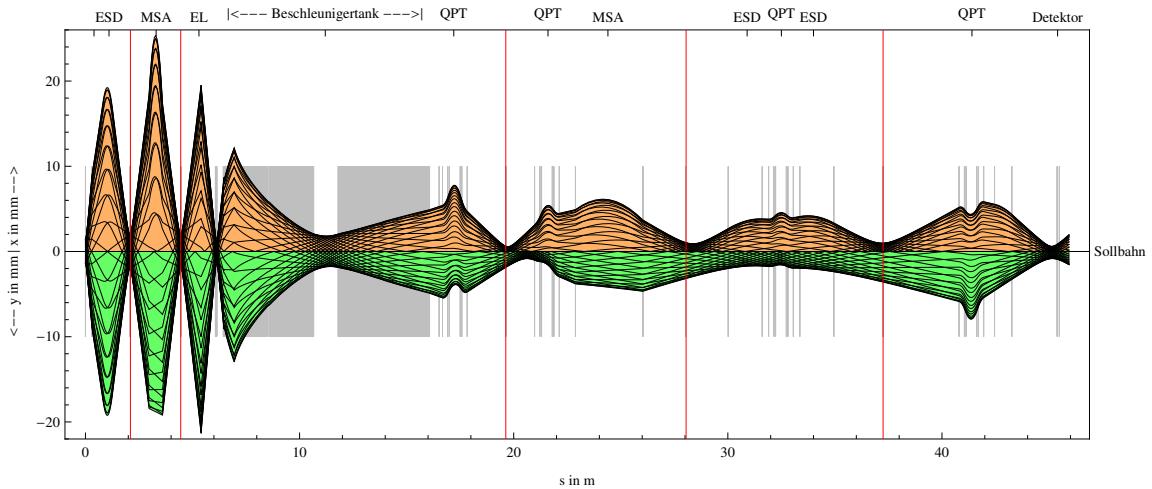


Abb. 3-32: Strahlverlauf der ^{14}C -Vergleichsmessung.

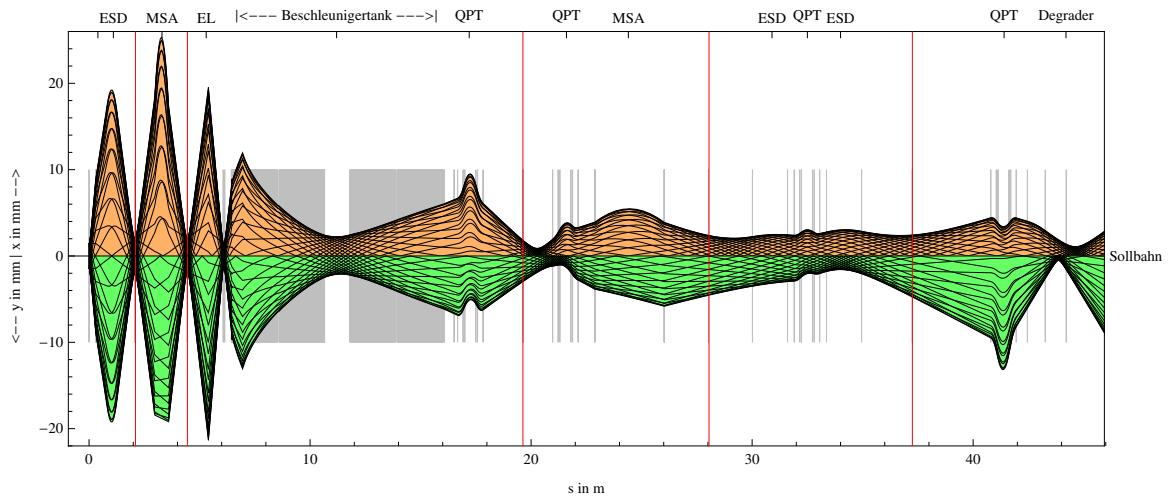


Abb. 3-33: Strahlverlauf der ^{10}Be -Messung. Da der Strahl als $^{10}\text{Be}^{16}\text{O}$ in den Beschleuniger eingeschossen wird, berechnet sich die Energie zu $35 \text{ keV} + \left(\frac{10}{26} + 2\right) \cdot 4,5 \text{ MeV}$. Der weitere Strahlverlauf bis zum Detektor wurde nicht berechnet, da zum Zeitpunkt dieser Arbeit die spezielle Geometrie des AFD-MSA noch nicht in *Limioptic 2* integriert wurde.

⁶⁹ http://ams.amstolz.de/projects/Cologne_AMS.lim (*Limioptic 2*)

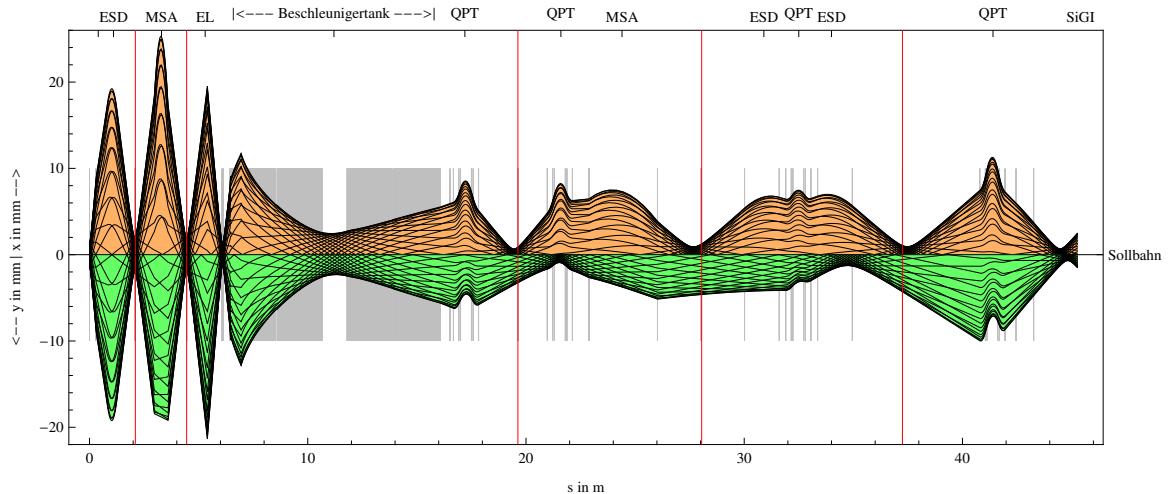


Abb. 3-34: Strahlverlauf der ^{242}Pu -Messung. Da der Strahl als $^{242}\text{Pu}^{16}\text{O}$ in den Beschleuniger eingeschossen wird, berechnet sich die Energie zu $35\text{ keV} + \left(\frac{242}{258} + 3\right) \cdot 2,9356\text{ MeV}$. Die genaue Position des SiGI Detektors wurde zu dieser Zeit noch nicht vermessen, sollte sich aber nach Strahlverlauf etwa 2,2 m hinter dem Schaltmagneten befinden.

Es fällt auf, dass der Strahl in radialer Richtung bei drei Messungen eine gute Fokussierung zeigt, sich in axialer Richtung jedoch deutliche Abweichungen von der Sollbahn ergeben. Dieses Ergebnis ist durch den Umstand zu erklären, dass zur Strahlbeschränkung nur Schlitze in radialer Richtung vorhanden sind. Dadurch erfolgt die Fokussierung in axialer Richtung nahezu blind, solange der Strahl nicht durch die Grenzen beschnitten wird, die sich durch die Geometrie des Strahlrohrs bzw. des ionenoptischen Elements ergeben (Größenordnung Faktor 10!). In den Eintrittsfenstern der Detektoren ist der Strahl wieder in beiden Ebenen gut fokussiert, was unter Berücksichtigung der symmetrischen Geometrie des Detektor-Eintrittsfensters (Abb. 3-35) auch logisch erscheint.

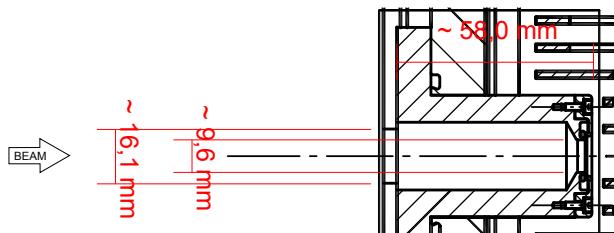


Abb. 3-35: Eintritt des Ionenstrahls in den HVE-Detektor. Der Eintrittskanal ist zylindersymmetrisch. Nach D-8-06-188-0004 D.

Die Überprüfung dieses Ergebnisses konnte nur indirekt geschehen, da sich nach der Simulation mit *Limioptic 2* selbst bei geschlossenen Blenden zwischen den neuen und alten Einstellungen nur Transmissionss Unterschiede im Bereich von etwa 5% zeigen. Dies wurde an zwei Messungen mit ^{26}Al (bis zum HEE-Cup) und ^{10}Be (Time-of-Flight) bestätigt: obwohl die sich aus der Simulation ergebenden Quadrupol-Einstellungen von den vorher eingestellten Werten deutlich unterschieden, wurde mit den neuen Einstellungen auf Anhieb die gleiche Transmission erreicht. Auch zeigte das anschließende Durchfahren der einzelnen Quadrupol-Spannungen (dies wurde nur bei Aluminium getestet), dass zumindest ein lokales Maximum erreicht war. Auch die bei

Beryllium beabsichtigte Fokussierung auf den zweiten Detektor zeigte sich deutlich, ohne vorherige Nachjustierung.

Fehler einschätzung

Neben den bereits genannten Unsicherheiten der Terminalspannung und der Quadrupolabmessungen sind weitere Effekte, beispielsweise durch Randfelder, denkbar. Diese würden zu einer Skalierung, also einer prozentualen Korrektur, führen. Eine additive Korrektur würde aus dem Grund physikalisch nicht sinnvoll sein, da bei einer Quadrupolspannung von 0 V ein QPT in eine Driftstrecke übergehen muss; Randfeldeffekte können in diesem Fall also nicht auftreten. Weiterhin denkbar wäre, dass die beiden äußeren Quadrupole eines Triplets einen vom mittleren Quadrupol verschiedenen Korrekturfaktor besitzen. Jedoch sollten die Korrekturen der vier QPT in erster Näherung untereinander vergleichbar sein. Realisiert werden würde diese Korrektur also durch die Multiplikation der äußeren k -Werte mit einem Faktor k_1 und der inneren k -Werte mit einem Faktor k_2 . Es können jedoch für die untersuchten Messungen keine solchen Korrekturwerte gefunden werden, sodass sich der ursprünglich geforderte Strahlverlauf ergibt.

Optimale Einstellungen

Da jedes Setup unterschiedliche Einstellungen verlangt, ist Tabelle 3 allgemein gehalten. Für eine reale Messung können die erforderlichen Werte damit leicht ausgerechnet werden. Aus (3.5) und (3.6) folgt:

$$[\%] = \frac{k_y}{\xi}, \quad [\text{Ast}] = \frac{k_x - k_y}{\xi}, \quad \xi = 30 \text{ kV} \cdot \frac{q}{a^2 T} \quad (3.7)$$

QPT	k_x/k_y (real)	k_x/k_y (punkt)	k_x/k_y (real)	k_x/k_y (punkt)
ACC	4,32 / 4,72	4,409 / 4,845		
HES	3,74 / 3,91	3,753 / 3,925	Identisch	
HEE	2,33 / 3,05	2,356 / 3,076		
DSW	3,64 / 3,67	3,667 / 3,699	4,32 / 4,63	4,339 / 4,653
für:	Ausgang 1 - GIC			Ausgang 5 – AFD

Tabelle 3: Die idealen Einstellungen der Quadrupole im Falle einer Punktquelle („punkt“) und einer ausgedehnten Quelle („real“). Der in Abb. 3-13 beschriebene Effekt ist hier wieder zu erkennen. Der *Limioptic 2 AMS Spicker* rechnet mit den realistischen Werten. Für einen dünnen Strahl muss die Spannung entsprechend nach oben hin korrigiert werden.

Die sich für einen realistischen Strahl ergebenden Werte wurden in das Programm *Cologne AMS Spicker* zur übernommen.

- **Foil Degrader**

Die Beamlne am -30° Ausgang des Schaltmagneten beinhaltet einen Folien-Degrader (Si_3N_4) mit anschließendem 120°-MSA (AFD). Am Degrader werden die Ionen, nach Bethe-Bloch,

$$-\frac{dE}{dx} \underset{v \ll c}{=} \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right), \quad (3.8)$$

proportional zum Quadrat ihrer Kernladungszahl Z , verschieden stark abgebremst (Abb. 3-36).⁷⁰ Da der MSA als Impulsfilter wirkt, ist es hierdurch möglich, Isobaren wie z.B. ^{36}Cl und ^{36}S voneinander zu trennen. Ohne diese *Isobarenunterdrückung* würde das Ergebnis verfälscht werden. Der Strahl wird am Degrader und am Beschleunigereingang zusammengeführt.

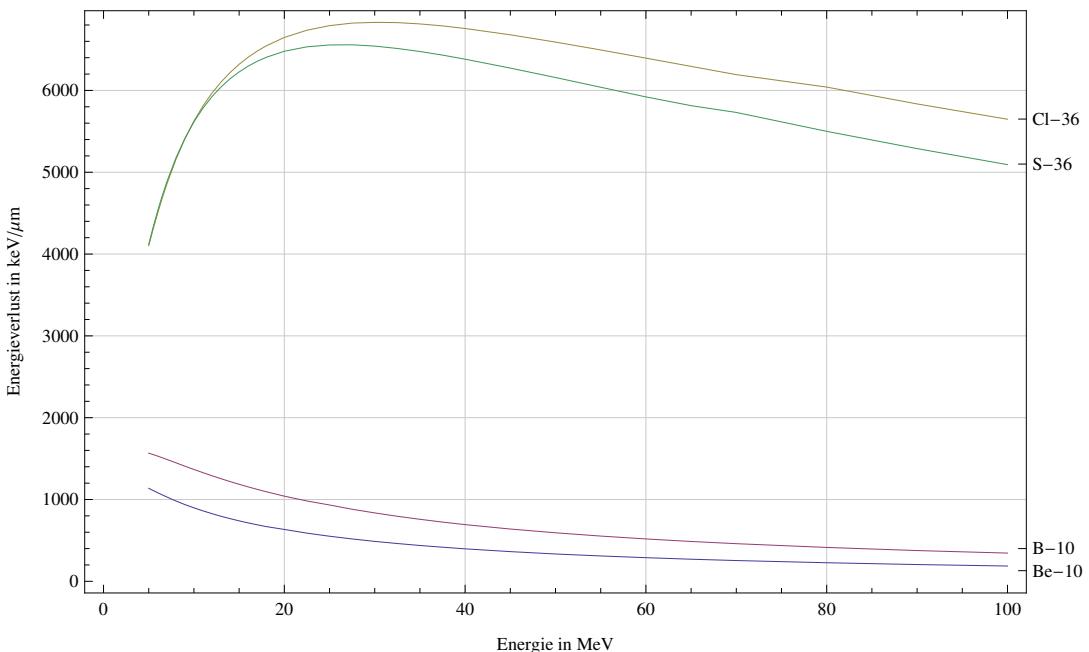


Abb. 3-36: Energieverlust je μm bei Durchqueren der Degrader-Folie in Abhängigkeit der Ionenenergie. Die Isobaren Cl/S und Be/B sind häufige Abwendungsfälle. Nach Klein [M. G. Klein] □⁷¹

Nach Durchqueren der Degrader-Folie haben die Ionen ihren durchschnittlichen Ladungszustand geändert (Abb. 3-37). Diese Abhängigkeit ist in *Limioptic 2* noch zu integrieren.

⁷⁰ E = Energie des Teilchens, x = Weglänge, v = Geschwindigkeit des Teilchens, n = Elektronendichte des Materials, $I \approx (10 \text{ eV}) \cdot Z$ = mittleres Anregungspotential des Materials mit Z = Ordnungszahl der Atome im (Folien-) Material.

⁷¹ http://ams.amstolz.de/sheets/foil_degrader.nb (Mathematica)

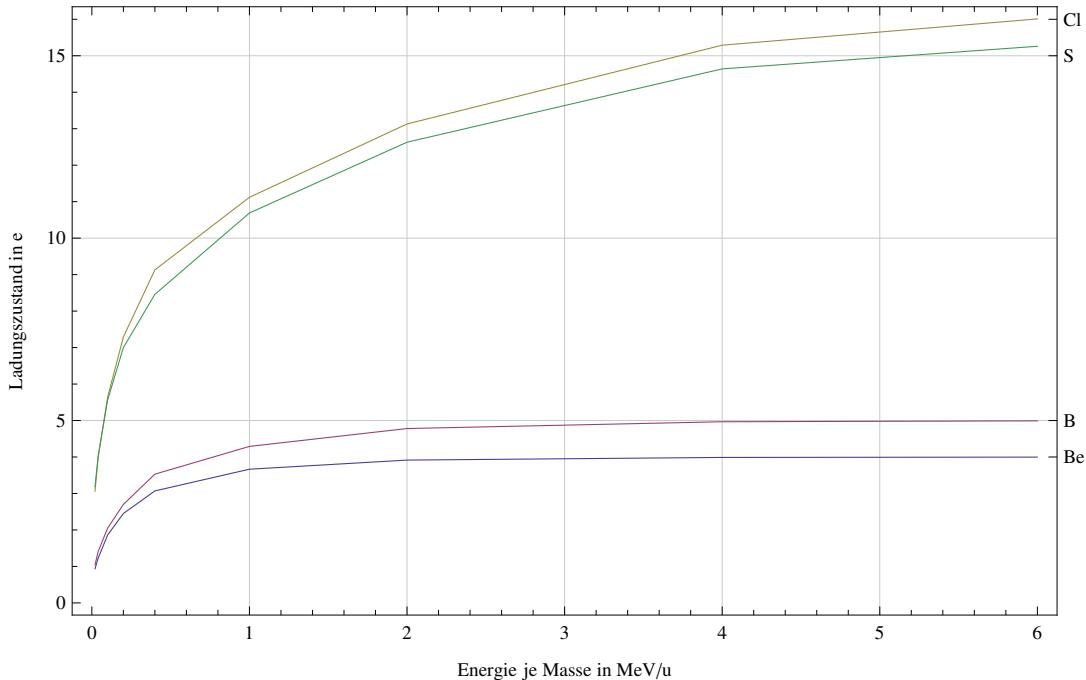


Abb. 3-37: Durchschnittlicher Ladungszustand nach Durchgang durch die Degrader-Folie in Abhängigkeit der Energie.

- **Schlitte**

Schlitte werden im *Cologne AMS* zur Strahlbeschränkung und als Fokussierhilfe beim Ausrichten des Pilotstrahls eingesetzt. Eine Fragestellung war die Untersuchung der Auswirkung eines zusätzlich auf der Niederenergeseite zu montierenden Schlittes zur Verringerung der Strahlbreite am Detektoreingang. Dabei sollte die Position des Schlittes möglichst vor dem ersten dispersiven Element liegen und ein optimales Verhältnis zwischen Transmissionsverlusten und Strahlbreite liefern. Mit den Funktionen *AddBeamRandomGauss* zur Erzeugung eines realistisch verteilten Strahlbündels⁷², *AddSlit* an der zu untersuchenden Slitposition und *AddBeamProfile* am Detektoreingang, war es mithilfe von *Limoptic 2* möglich, dieser Problemstellung nachzugehen. In den Abbildungen Abb. 3-38 bis Abb. 3-40 sind die Strahleigenschaften am Detektor gegen die durch Verringerung der Slitbreite eingebüßte Transmission aufgetragen. Die auf der Ordinate aufgetragenen Werte entsprechen dabei der ersten Standardabweichung. Dabei stellt sich, unter den untersuchten Slitpositionen, eine Positionierung möglichst nahe der ersten Einzellinse als am geeignetsten heraus.

⁷² Aus den durchgeführten Messungen (Abschnitt 3.3) ist bekannt, dass die Sputterquelle einen gaußverteilten Strahl emittiert.

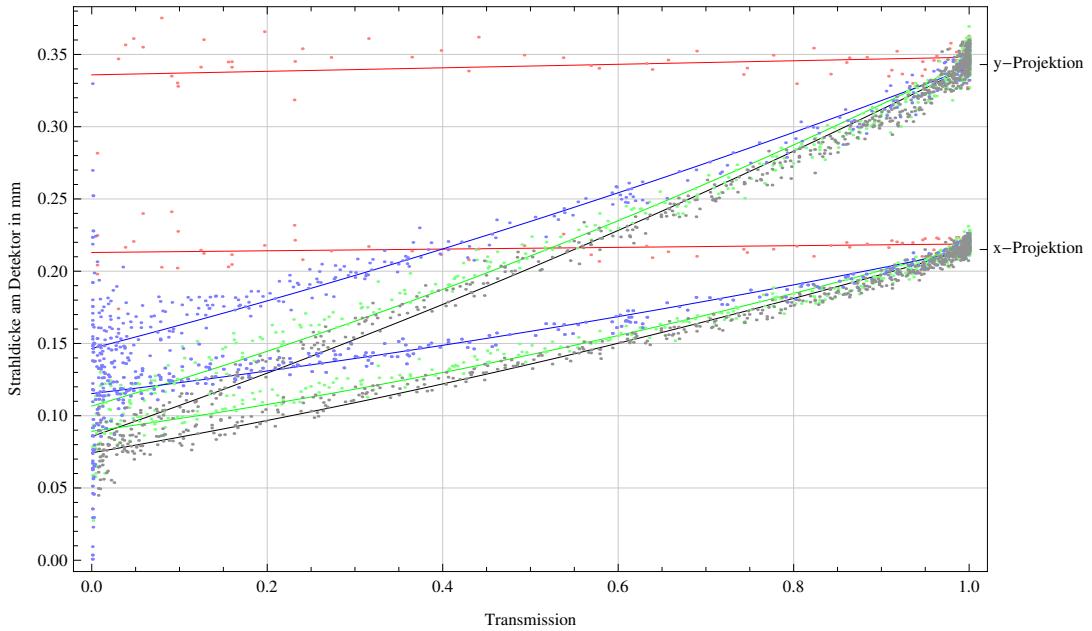


Abb. 3-38: Änderung der Strahlbreite am GIC-Detektor für verschiedene Schlitzpositionen: *Rot*: Schlitz direkt hinter der Quelle, *Blau*: zwischen Quelle und SO110-EL, *Grün*: direkt vor SO110-EL, *Schwarz*: zwischen SO110-EL und BI-ESD.

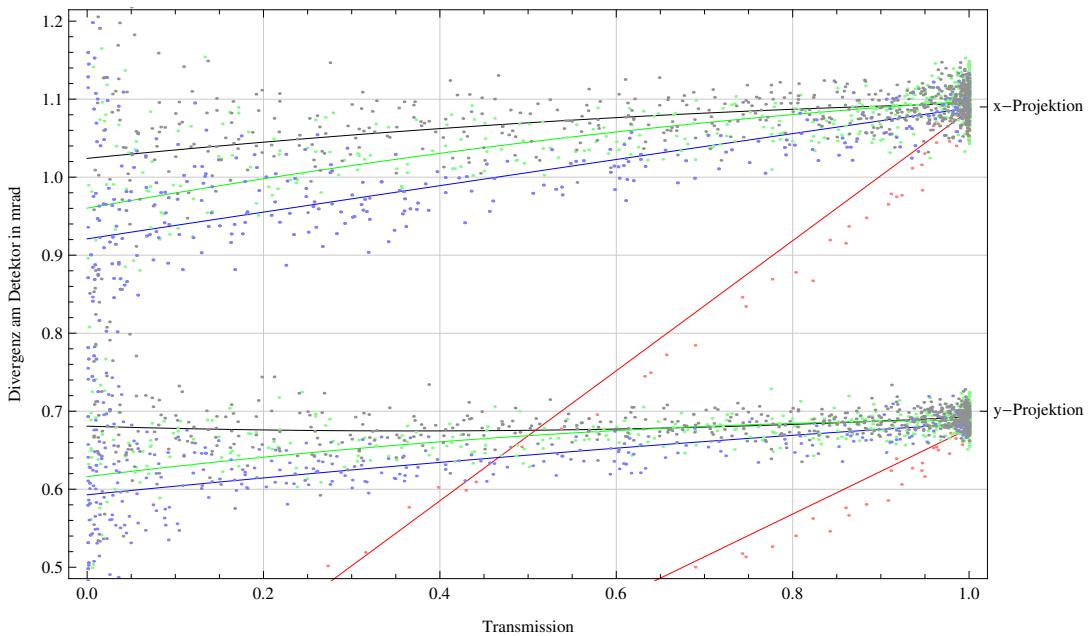


Abb. 3-39: Änderung der Strahlbreite am GIC-Detektor für verschiedene Schlitzpositionen: *Rot*: Schlitz direkt hinter der Quelle, *Blau*: zwischen Quelle und SO110-EL, *Grün*: direkt vor SO110-EL, *Schwarz*: zwischen SO110-EL und BI-ESD.

□⁷³

⁷³ <http://ams.amstolz.de/sheets/schlitz.nb> (Mathematica)

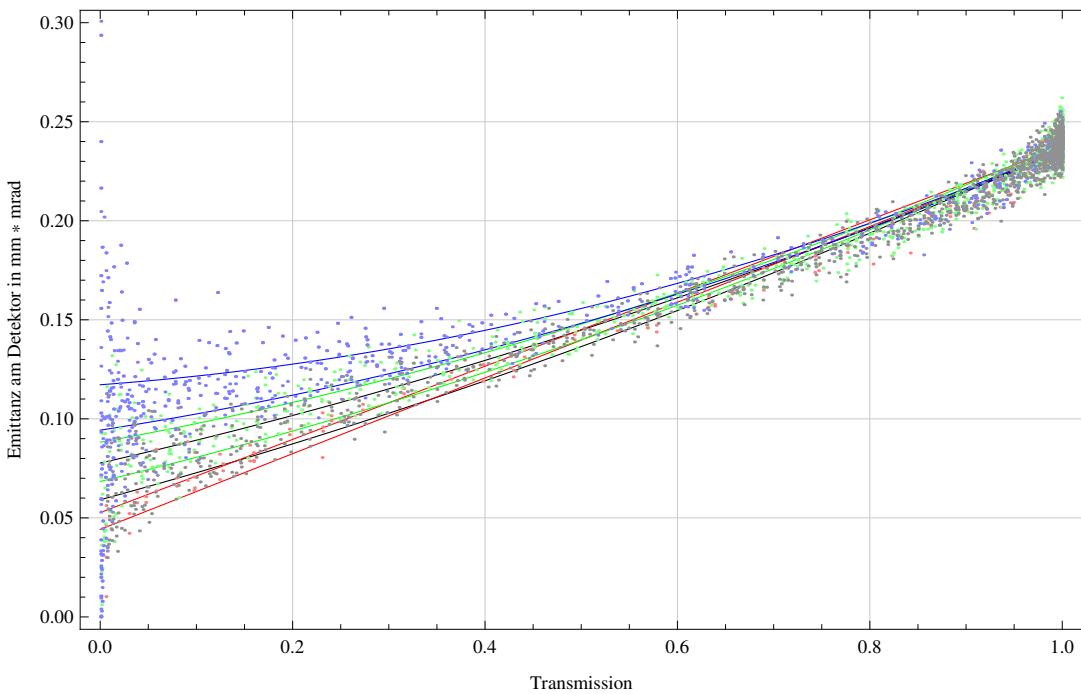


Abb. 3-40: Änderung der Emittanz am GIC-Detektor für verschiedene Schlitzpositionen: *Rot*: Schlitz direkt hinter der Quelle, *Blau*: zwischen Quelle und SO110-EL, *Grün*: direkt vor SO110-EL, *Schwarz*: zwischen SO110-EL und BI-ESD.

- **Degrader, Si-Detektor, Solarzellen mit x-Schlitten**

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei weitere Elemente konzipiert, von der Werkstatt anfertigen gelassen, getestet und eingebaut (Abb. 3-41, Zeichnungen im Anhang).

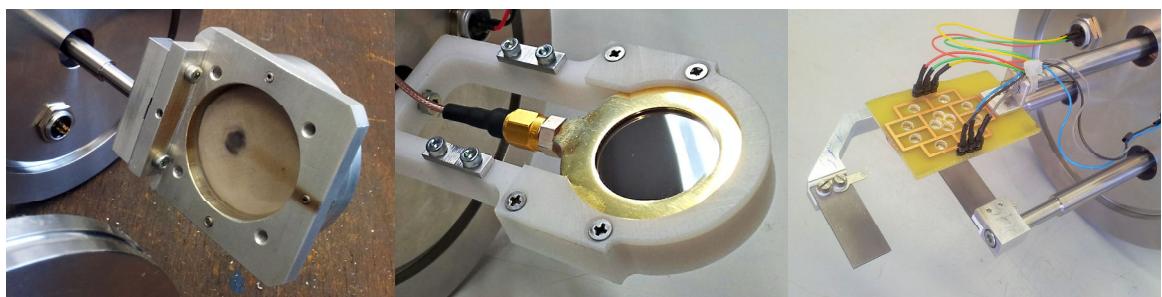


Abb. 3-41: V.l.n.r.: Degrader zur Strahlabschwächung, Silizium-Detektor, Solarzellen mit x-Schlitten.

Auf der Niederenergieseite hinter dem BI-Magneten wurde der *Degrader* eingebaut; er dient dazu, den Strahlstrom bei Bedarf zu reduzieren. Im Betrieb zeigte sich eine erreichte Strahlabschwächung von ca. 15%. Durch den Tausch gegen ein dichteres Gitter kann dieser Faktor bei Bedarf noch vergrößert werden.

Der *Silizium Detektor* wurde mit einer ^{241}Am – Quelle (E0 104) ohne Versorgungsspannung getestet. Um die Lemo-Buchsen, welche für alle drei Elemente als elektrische Durchführungen verwendet wurden (am Degrader bisher ungenutzt), mit dem Vorverstärker nutzen zu können, wurde von der Elektronik-Werkstatt eine Adapter-Platine angefertigt. Die Hauptverstärkung

geschah über einen Mesytec MSCF-16. Der differenzielle Output wurde schließlich mit einem Diff-to-Single Konverter für das Oszilloskop lesbar gemacht. Der Detektor soll später am Flansch des T-Stücks des HEE-Schlitzes montiert werden. Er soll dazu dienen, seltene Strahlen noch vor dem DSW-Magneten zu analysieren. *In diesem Fall ist zu beachten, dass die Ionenoptik entsprechend zu ändern ist, um das System im Si-Detektor achromatisch zu machen* (HES-QPT und HEE-QPT müssen geändert werden, siehe Abb. 3-58 und Abb. 3-59).

Die *Solarzellen* wurden vor dem HEM-Magneten angebracht. Sie wurden so wie der Si-Detektor getestet, dabei wurde allerdings die Quelle bis auf eine etwa 2 mm große Öffnung abgedeckt, um die neun Segmente getrennt voneinander messen zu können. Die Solarzellen können zur Strahlanalyse sowie zum direkten Ausrichten seltener Isotope verwendet werden. Hierbei ist zu beachten, dass hochenergetische Ionen die Solarzellen sehr schnell zerstören können. Der Strahl ist daher durch den Degrader und Schlitze auf ein Mindestmaß abzuschwächen, bevor die Solarzellen eingefahren werden. Jeweils zwei gegenüberliegende Solarzellen sind parallelgeschlossen.

Die technischen Zeichnungen der drei Elemente sowie die Verkabelung der Solarzellen sind dem Anhang zu entnehmen.

3.3 Messungen

3.3.1 Strahlprofile

Bei den folgenden Dispersionsmessungen wurde das Strahlprofil an verschiedenen Stellen des Strahlengangs mit Schlitten abgefahren und der Strahlstrom mit einem Faraday-Cup gemessen. Das Strahlmaximum wurde dabei durch einen Fit an die Gauß-Funktion

$$f(x) = Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.9)$$

mit den Fit-Parametern μ, σ und A bestimmt, wobei μ die zu findende Position des Maximums ist. Beispielhaft sind zur Demonstration der Anwendbarkeit dieses Fits in Abb. 3-42 drei Messungen, stellvertretend für die drei untersuchten Waist-Positionen, abgebildet.

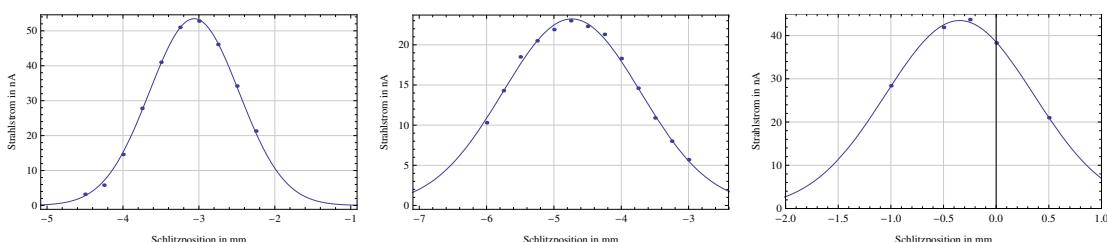


Abb. 3-42: Strahlprofile und Gauß-Fit nach (3.9). *Links:* HEM-Schlitz ($\delta_k = -1,15$), *Mitte:* HEE-Schlitz ($\delta_k = -1,15$), *Rechts:* GIC-Schlitz ($\delta_k = -1,065$)

■⁷⁴

⁷⁴ http://ams.amstolz.de/sheets/messungen_energie.opj (Origin)

Bis auf wenige Ausnahmen zeigten auch alle übrigen Messpunkte sehr gut zu fittende Profile. Dieses Ergebnis bestätigt die Vermutung, dass ein realistischer Strahl durch die Funktion *AddBeamRandomGauss* gut beschrieben wird.

3.3.2 Energie- und Massendispersion am Cologne AMS

Die dispersiven Elemente auf der Nieder- und Hochenergieseite wurden mit *Limioptic 2* auf ihre Dispersionseigenschaften hin untersucht. Als anschließende Kontrolle diente zum einen das von HVE veröffentlichtes Paper⁷⁵, in welchem leider nur lückenhafte Angaben zur Dispersion gemacht wurden, und zum anderen auf der Hochenergieseite eigene Messungen. Zur Verifizierung der selbst bestimmten Abstände wurden die Simulationen sowohl mit diesen (in den folgenden Diagrammen blau), als auch mit den aus dem HVE-Simulationsplot bestimmten Abständen (in orange) durchgeführt. Die Einzelheiten zur Durchführung der Messungen finden sich am Anfang der jeweiligen Abschnitte.

- **Niederenergieseite**

Auf der Niederenergieseite wurden zum einen der ESD und der MSA sowie die Kombination der beiden Elemente bezüglich ihrer Energie- und Massendispersion untersucht. Da in Klein [M. G. Klein] bereits Angaben zur Dispersion der beiden Elemente gemacht wurden, war es möglich, die Simulation ohne direkte Messung auf ihre Korrektheit zu überprüfen.

BI-ESD

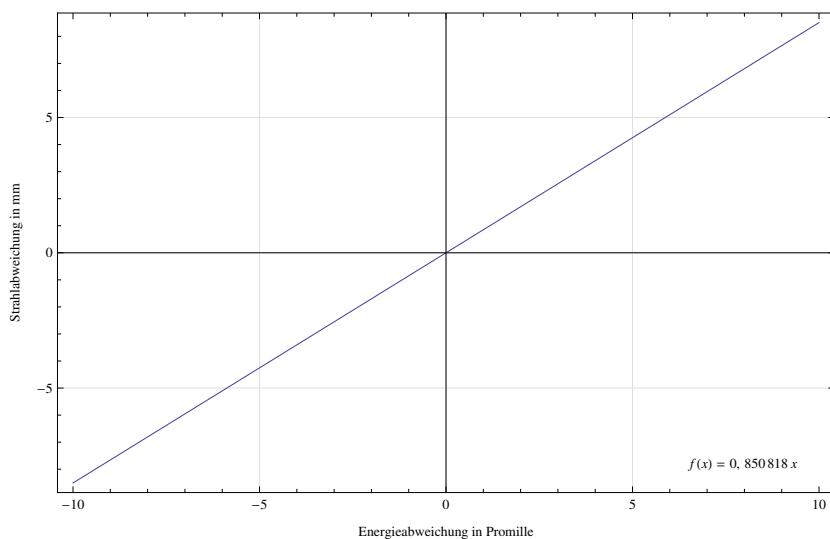


Abb. 3-43: Energiedispersion am Niederenergie-ESD. Die Dispersion ist für die HVE-Abstände identisch.

Die Simulation ergibt eine Energiedispersion des ESD von 0,8508 mm/Promille (Abb. 3-43). Dieser Wert stimmt mit der von HVE-Angabe (0,850 mm/Promille) auf 0,1% überein.

⁷⁵ [M. G. Klein]

BI-MSA

Magnetische Felder sind impulsdispersiv. Da der Impuls ausgedrückt werden kann, durch $p = \sqrt{2mT}$, sind Impuls- und Massendispersion beim Magneten identisch. Dies ergibt sich auch aus der Simulation.

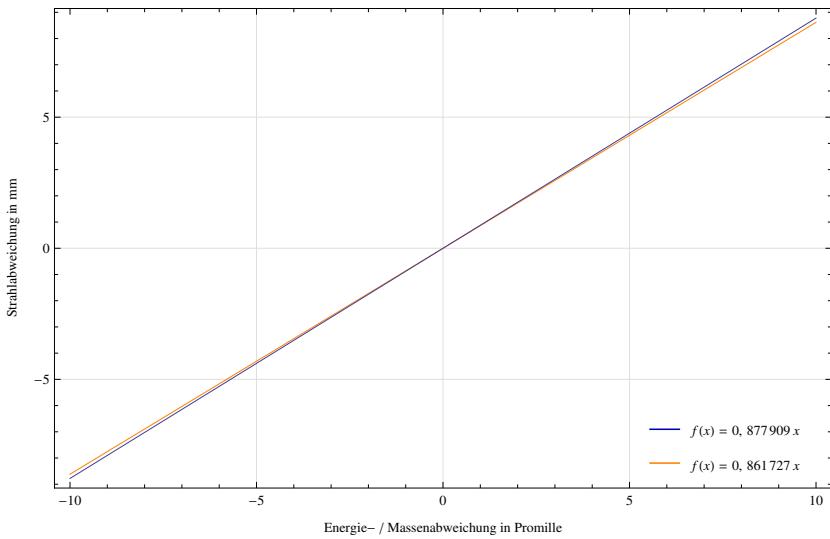


Abb. 3-44: Massen- und Energiedispersion am Niederenergie-MSA. Blau ist die Dispersion nach eigenen Abständen.

Die sich aus der Simulation ergebende Dispersion beträgt 0,878 mm/Promille bzw. 0,862 mm/Promille für HVE-Abstände (Abb. 3-44). Der HVE-Wert (0,880 mm/Promille) weicht davon um 0,2% bzw. 2% ab. Dieses Ergebnis favorisiert die eigens bestimmten Abstände.

BI-ESD + BI-MSA

Die Massendispersion ist identisch der Massendispersion des BI-MSA, da der ESD nicht massendispersiv wirkt. Die Energiedispersion sollte idealerweise Null sein (siehe Abschnitt 2.1.2).

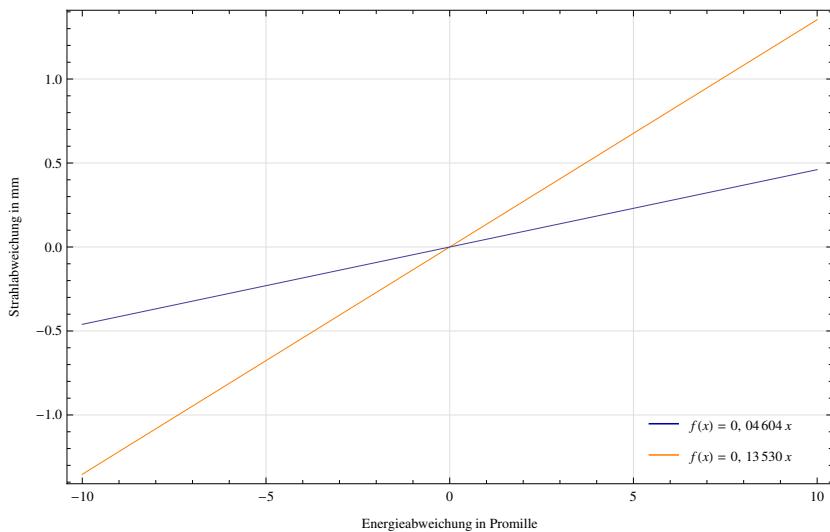


Abb. 3-45: Energiedispersion des Niederenergie Spektrometers. Die Massendispersion ist wie in Abb. 3-44.

Die Energiedispersion nach eigenen bzw. HVE-Abständen beträgt 0,046 mm/Promille bzw. 0,1353 mm/Promille (Abb. 3-45). Auch dieses Ergebnis favorisiert die selbst bestimmten Abstände. Abb. 3-46 zeigt die Simulation nach eigenen Abständen.

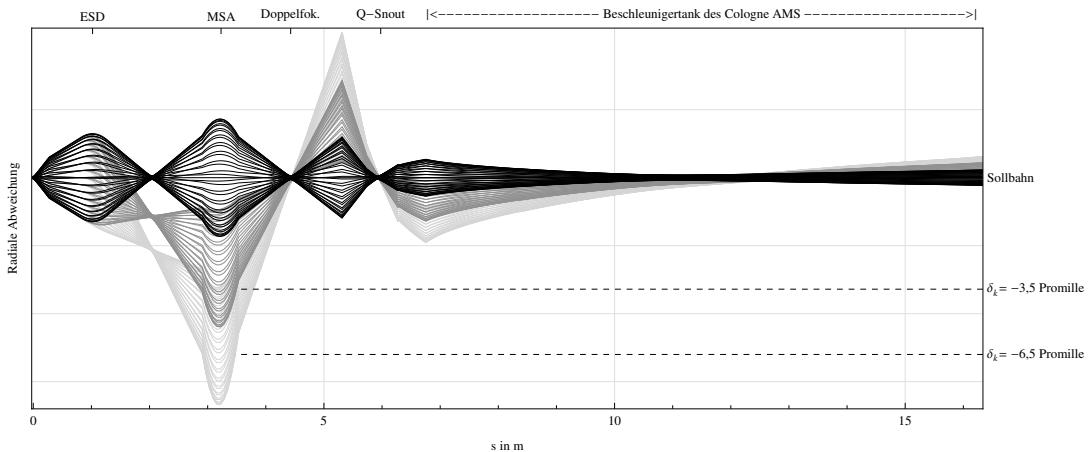


Abb. 3-46: Das Niederenergie Spektrometer: unterschiedliche Energien werden auf das Beschleuniger-Terminal fokussiert.

- **Energiedispersion HE**

Auf der Hochenergieseite des *Cologne AMS* wurde die Dispersion an drei Stellen gemessen:

- Dispersion des MSA
- Dispersion des ESD⁷⁶
- Dispersion des Gesamtsystems MSA + ESD

Hierzu wurde zunächst der ^{12}C – Pilotstrahl auf die drei Schlitze vor dem MSA, zwischen MSA und ESD und hinter dem ESD ausgerichtet. Mit Cups hinter den Schlitten wurde das Magnetfeld des MSA und die Spannungen der Quadrupole so lange variiert, bis das Strahlstrommaximum zu messen war. Durch eine vorherige Simulation mit *Limioptic 2* wurde sichergestellt, dass ein falscher Astigmatismus keine nennenswerte Auswirkung auf die sich nur in x -Richtung äußernde Dispersion des Systems hat, solange die x -Komponente auf die korrekten Waistpositionen fokussiert ist. Dieser Umstand ist von Bedeutung, da die Schlitze den Strahl nur in radialer Richtung beschneiden können, in axialer Richtung sind sie offen. Das erste QPT und den MSA unabhängig voneinander richtig einzustellen war möglich, da das Feld des MSA die Position des Waists nur in radialer Richtung, das des QPT den Waist nur in longitudinaler Richtung verschiebt (Abb. 3-47). Gleichermaßen gilt jedoch für das System ESD-QPT-ESD nur, falls die beiden ESD bereits korrekt eingestellt sind (Abb. 3-48). Dies ist jedoch i.d.R. nicht der Fall. Bei gleichzeitigem verstehen der ESDs und des QPT muss daher beachtet werden, dass das QPT ähnlich einem Steerer einem falsch eingestellten ESD entgegenwirken kann. Aus diesem Grund sollte nicht nur

⁷⁶ Mit ESD ist hier immer – wenn nicht explizit anders erwähnt – das System ESD+QPT+ESD gemeint. Siehe Tabelle 1.

nach dem Maximum gesucht, sondern immer auch der absolute Strahlstrom im Auge behalten werden.

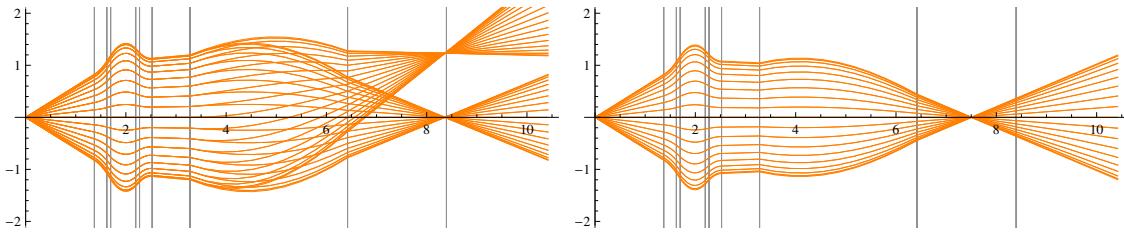


Abb. 3-47 Radiale Komponente des Strahlverlaufs durch QPT und MSA. *Links:* Verändern des MSA verschiebt den Waist in radialer Richtung. *Rechts:* Verändern des QPT verschiebt den Waist in longitudinaler Richtung.

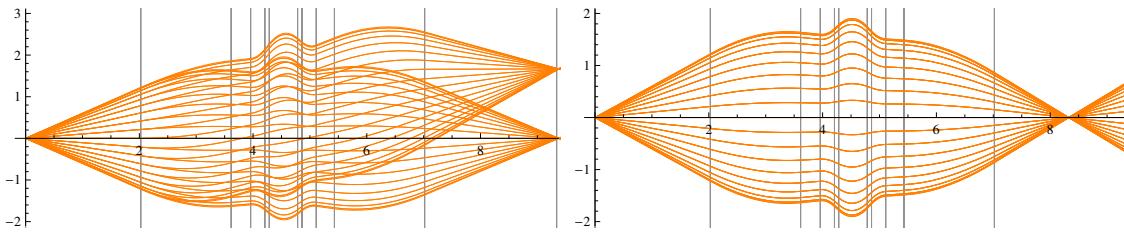


Abb. 3-48: Radiale Komponente des Strahlverlaufs durch ESD-QPT-ESD. *Links:* Verändern der ESD verschiebt den Waist in radialer Richtung. *Rechts:* Verändern des QPT verschiebt den Waist in longitudinaler Richtung.

Eine Unsicherheit stellte der Einschuss in den MSA dar, da zwischen dem Beschleunigerausgang und dem MSA zum Zeitpunkt der Messung nur ein x -Schlitz zur Strahlausrichtung vorhanden war. Da Punkt-zu-Punkt-Abbildungen winkelunabhängig sind, konnte jedoch auch diese Fehlerquelle theoretisch ausgeschlossen werden (Abb. 3-49).

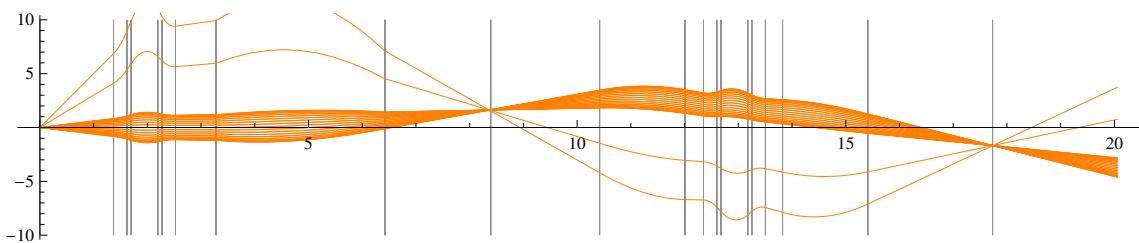


Abb. 3-49: Ein schräg in den Schlitz geschossener Strahl ändert die resultierende Position des Waists nicht. Für beide Strahlen ist hier $\delta_k = 0,7$ Promille.

Die Messung erfolgte in drei Schritten:

1. MSA + ESD

Zunächst wurde die ursprüngliche Terminalspannung von 5,5 MV eingestellt. Der Strahl wurde daraufhin durch Variieren des Magnetfeldes auf Sollbahn gebracht. Daraufhin wurde die Spannung um bis zu 2 Promille gesenkt. Mit dem Schlitz hinter dem ESD wurde das Strahlprofil abgefahren und die Ströme notiert. Durch einen Gaußfit wurde das Strahlmaximum gefunden und damit die Dispersion des Systems MSA + ESD.

2. MSA

Mit dem Schlitz zwischen MSA und ESD wurde die radiale Waisposition und somit die Divergenz des MSA bestimmt. Anschließend wurde der Schlitz auf Mitte gefahren und der Strahl mithilfe des MSA auf Sollbahn eingestellt. Mit dem anfänglichen Magnetfeld B_0 und dem nun eingestellten Magnetfeld B_1 lässt sich δ_k bestimmen⁷⁷:

$$\delta_k = \left(\frac{B_1}{B_0} \right)^2. \quad (3.10)$$

3. ESD

Mit dem Schlitz hinter dem ESD wurde die Dispersion des ESD gemessen.

Diese Messung wurde an drei verschiedenen Tagen jeweils mit ^{12}C durchgeführt und das Ergebnis mit der Simulation durch *Limioptic 2* verglichen. Dabei wurde die Simulation sowohl für die nach HVE bestimmten Positionen, als auch für die nach der technischen Zeichnung bestimmten Positionen durchgeführt.

MSA

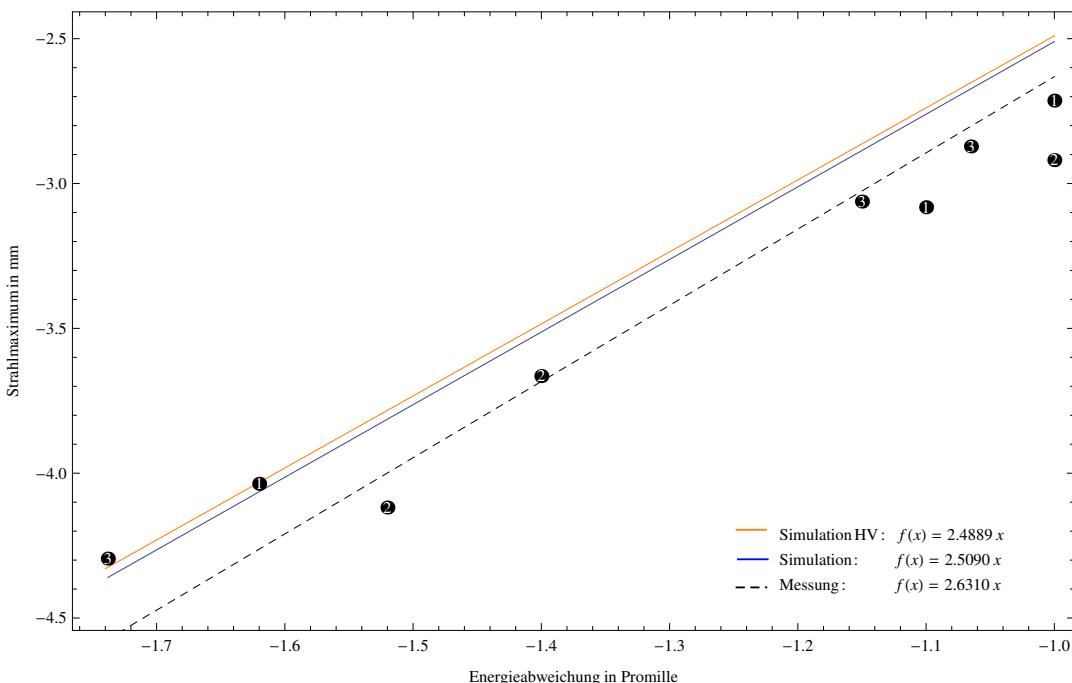


Abb. 3-50: Energiedispersion am MSA (*unkorrigiert*). Die durchgezogenen Linien stellen die Simulation nach eigenen (blau) bzw. HVE-Abständen (orange) dar. Die schwarz gestrichelte Gerade ist der Fit einer Ursprungsgeraden an die Messwerte. Die Zahlen in den Messpunkten kennzeichnen den jeweiligen Messtag. ⁷⁸

Wie in Abb. 3-50 zu erkennen, liegen die Messwerte fast durchweg unter der durch die Simulation bestimmten Dispersionsgeraden, weisen jedoch eine vergleichbare $dx/d\delta_k$ –

⁷⁷ Diese Methode ist genauer als die Messung der absoluten Energie mithilfe des Generating Volt Meters.

⁷⁸ http://ams.amstolz.de/sheets/messungen_energie.opj (Origin)

Abhängigkeit auf. Dieser Umstand lässt sich durch die träge Magnetisierung des MSA erklären: Obwohl, um diesen Effekt zu verhindern, das Magnetfeld zum Ausrichten des Strahls im ersten Schritt relativ langsam geändert wurde, war das Feld vor der Neuausrichtung des Strahls im zweiten Schritt um ca. 0,6876 Promille größer als zu Beginn. Dies entspricht einer radialen Positionsänderung von 0,17 mm. Die relative Magnetfeldänderung wurde nur für die zweite Messreihe protokolliert und war dort bei allen drei Messungen gleich. Daher kann davon ausgegangen werden, dass diese Korrektur für alle Messtage anwendbar ist. Die korrigierten Messwerte wurden wiederum durch eine Ursprungsgerade gefittet. Das Ergebnis ist in Abb. 3-51 abgebildet.

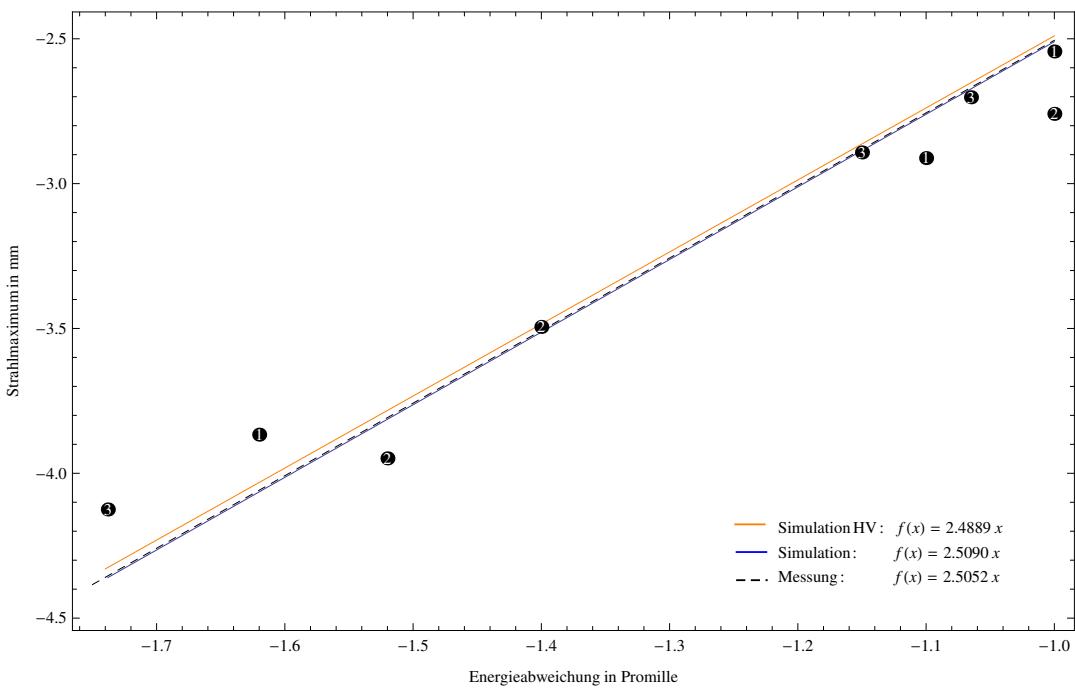


Abb. 3-51: Um Magnetfeldwanderung *korrigierte* Messwerte der Energiedispersionsmessung am MSA. Die Steigung der Linearfits entspricht der simulierten resp. gemessenen Energiedispersion.

Die Messwerte sind nun mit der Simulation konsistent. Der Linearfit deckt sich mit den Ergebnissen aus den selbstbestimmten Abständen. Die Dispersion am Waist beträgt ca. 2,51 mm/Promille. Dieses Ergebnis deckt sich mit den von HVE veröffentlichten Angaben von 2,500 mm/Promille (Abweichung: 0,2%).

ESD

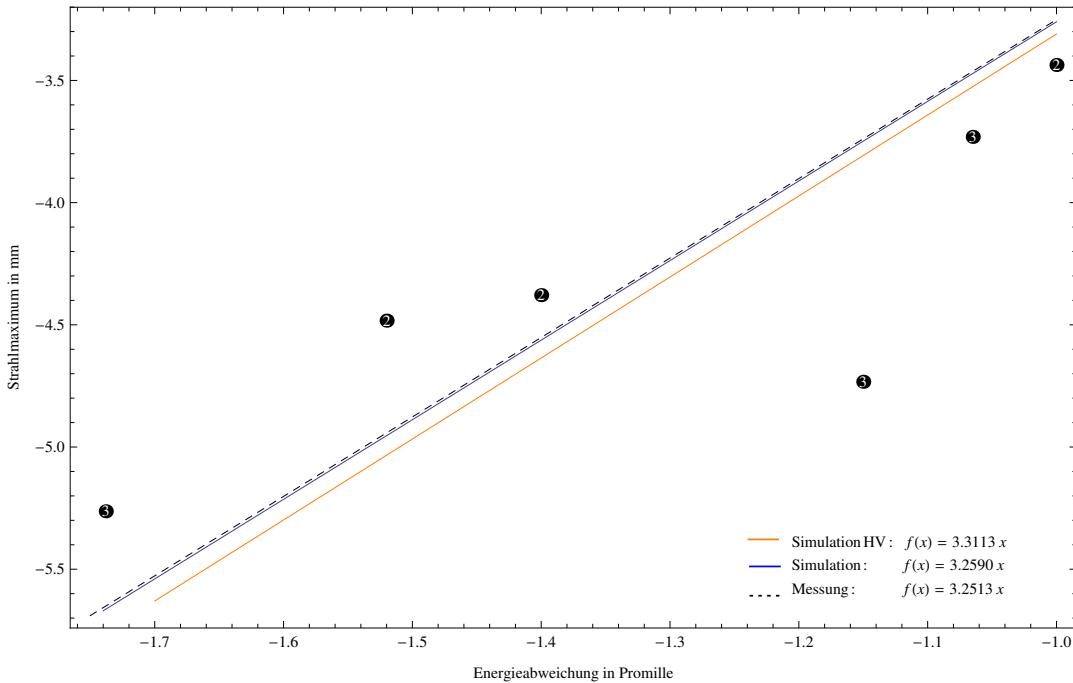


Abb. 3-52: Energiedispersion am ESD (*unkorrigiert*).

Die Messwerte am ESD (Abb. 3-52) weisen eine größere Verteilung auf. Dies lässt sich durch die steuernde Wirkung des QPT erklären, wodurch die Positionierung des Waists im ersten Schritt erschwert wurde. Es liegt außerdem die Vermutung nahe, dass T/q -Interferenzen gemessen wurden. Dies könnte zwei Ursachen haben:

- (i) Es wurde auf den richtigen Strahl ausgerichtet, jedoch ist eine p/q -Interferenz durch den Schlitz zwischen MSA und ESD gelangt.
- (ii) Bei der Ausrichtung des Strahls auf die Sollbahn, nach der vorherigen Messung der Energiedispersion des MSA, wurde auf den falschen Strahl eingestellt. Dies hätte zur Folge, dass die durch (3.10) ermittelten Energieabweichungen nicht korrekt waren. Dieser Strahl hätte demnach ein anderes p/q und damit auch ein anderes T/q -Verhältnis.

Zu (i).

Damit der Strahl durch den Schlitz gelangt, muss das p/q -Verhältnis ungefähr eingehalten werden. Für ein gleichbleibendes p/q -Verhältnis ergibt sich eine Abhängigkeit der Masse vom Ladungsverhältnis:⁷⁹

⁷⁹ Die neuen Werte sind gestrichen dargestellt.

$$m' = \frac{q'^2}{q_0^2} \left(\frac{1 + q_0}{1 + q'} \right) m_0 \quad (3.11)$$

$$q = 4, m_0 = 12 \rightarrow m' = 3,75 \frac{q'^2}{1 + q'}.$$

q' :	1	2	3	4	5	6	7	8
m'	1,875	5	8,438	12	15,625	19,286	22,969	26,667
Nächstes Element	-	-	⁹ Be	¹² C	¹⁶ O	¹⁹ F	²³ Na	²⁷ Al
δ_m zum Element			-63,5	0	-23,4	15	-0,9	-11,6
Resultierendes Δx			-159	0	-59	-38	-2,3	-29

Tabelle 4: Abhängigkeit der Masse vom Ladungszustand bei gleichbleibendem p/q -Verhältnis. Die Masse m' ergibt sich aus der Ladungszahl q' . Die Zeile „nächstes Element“ gibt das der Massenzahl Element an, das der Massenzahl am nächsten ist. m ist in u, δ_m in Promille und Δx ist in mm.

Wie Tabelle 4 zu entnehmen ist, würde keine der p/q -Interferenzen bei korrekt eingestelltem Magneten den Schlitz passieren, da dieser nur 1 mm weit geöffnet war. Schwankungen in der Terminalspannung von unter 1 Promille (hier ca. 5 kV) würden jedoch dazu führen, dass auch ²³Na durch den Schlitz gelangt. Das ergibt sich aus der im vorigen Abschnitt bestimmten Energiedispersion des HEM-MSA von 2,5 mm/Promille. Gleiches gilt für Schwankungen des Magnetstroms.

Zu (ii).

Der Strahl wurde ausgerichtet, indem der Schlitz mit einem Durchmesser von 1 mm auf Sollbahn gefahren wurde und daraufhin der MSA variiert wurde, bis ein Maximum im HEM-Cup erreicht wurde. Für die zweite Messreihe wurden die jeweiligen Ströme im Cup protokolliert. Er war ähnlich für $\delta_k = -1,52$ und $\delta_k = -1,4$ Promille (0,22 bzw. 0,25 μ A) und deutlich höher für $\delta_k = -1$ Promille (0,58 μ A). Es liegt also nahe, dass bei den Messungen tatsächlich teilweise auf den falschen Strahl eingestellt wurde. Abb. 3-53 verifiziert diese Annahme. Wie zu erwarten war, weisen die beiden Punkte der zweiten Messung mit $\delta_k = -1,52$ und $\delta_k = -1,4$ Promille deutlich kleinere Strahlströme auf.

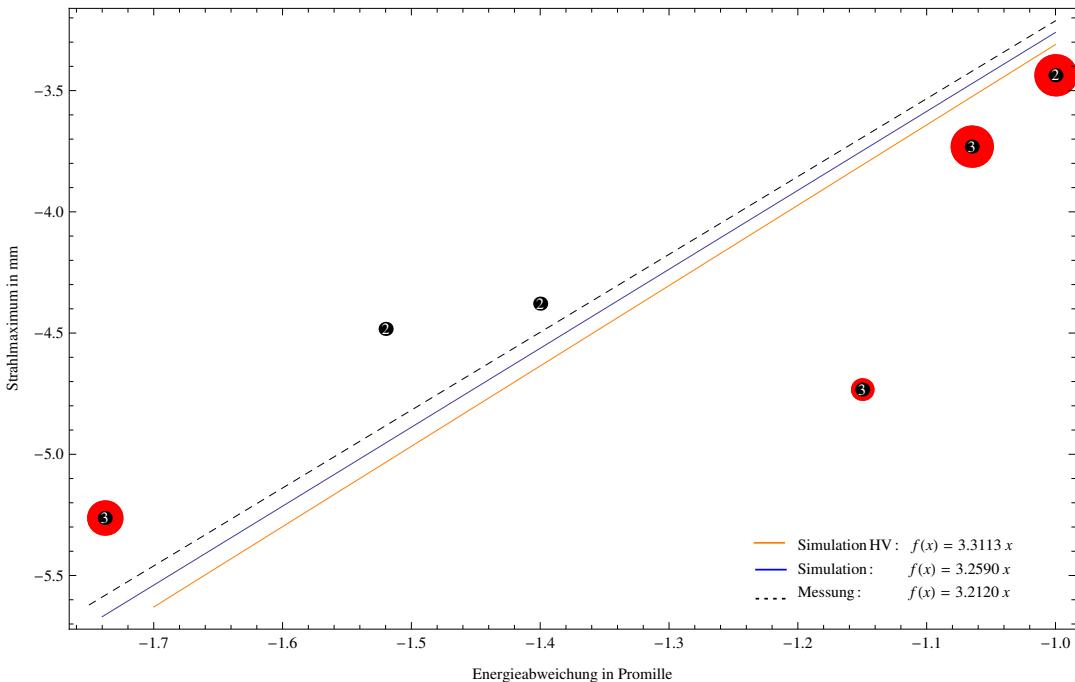


Abb. 3-53: Energiedispersion am ESD (*korrigiert*). Die Radien der roten Punkte sind proportional zum Strahlstrom und normiert auf den bei der Messreihe maximal gemessenen Strahlstrom (Messung 2: $0,36 \mu\text{A}$, Messung 3: 43 nA). Der Fit umfasst nur die drei Punkte mit den größten Strahlströmen.

Die bestimmte Dispersion liegt damit im Bereich $3,21\ldots3,31 \text{ mm/Promille}$. Dieses Ergebnis weicht deutlich von den HVE-Angaben von $2,900 \text{ mm/Promille}$ ab (Abweichung: $>10\%$). Eine denkbare Fehlerquelle liegt in der steuerenden Wirkung des QPT.

■ Steuerende Wirkung des QPT

Mit *Limioptic 2* wurde die Auswirkung eines falsch eingestellten QPT auf die Dispersion des ESD untersucht. Hierzu wurde die, durch die Änderung des QPT bewirkte, longitudinale Verschiebung des Waists gegen die resultierende Dispersion am Schlitz aufgetragen (Abb. 3-54). Die Energiedispersion ändert sich demnach mit ca. $0,34 \text{ mm/Promille je Meter}$. Ein etwa 10 cm vor dem Schlitz positionierter Waist würde somit die Abweichung von der Messung erklären⁸⁰. Abb. 3-55 zeigt diese Positionierung graphisch. Die Abweichung vom HVE-Wert kann hiermit jedoch nicht erklärt werden, sie liegt oberhalb des in Abb. 3-56 markierten Bereichs.

⁸⁰ Das entspricht einer Spannungsabweichung von ca. 3%.

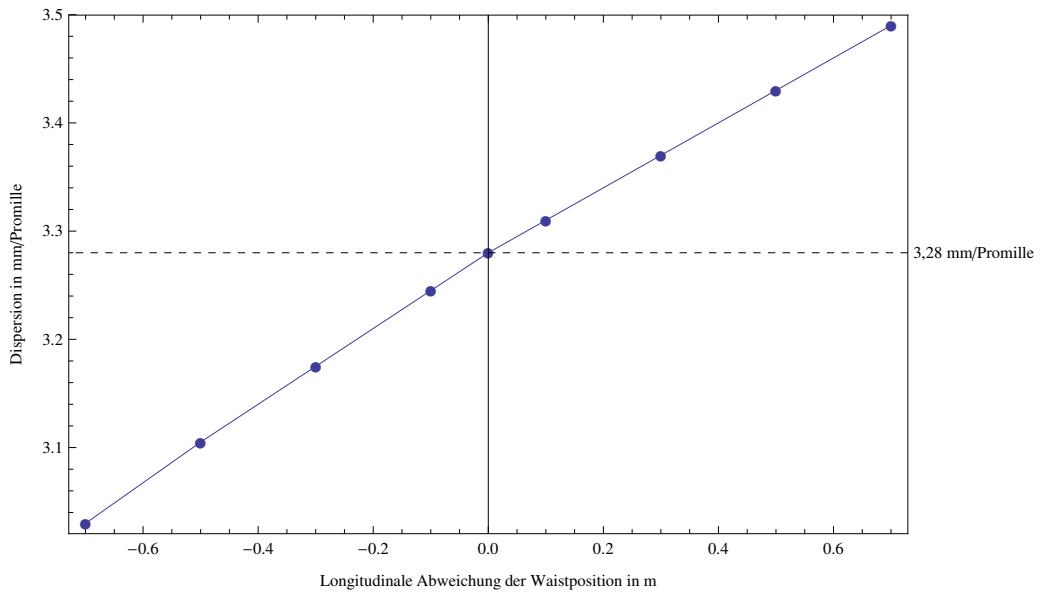


Abb. 3-54: Die steuernde Wirkung des QPT führt zu einer Änderung der Dispersion am Schlitz von ca. 0,34 mm/Promille je m.

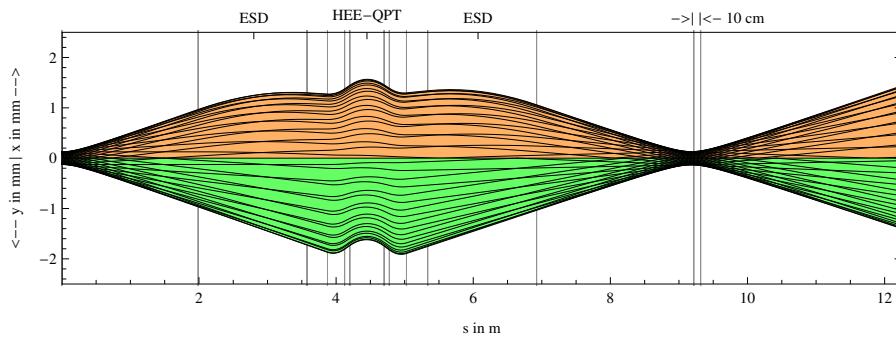


Abb. 3-55: Ein 10 cm vor dem Schlitz positionierter Waist bewirkt eine Dispersionsänderung von -0,03 mm/Promille.

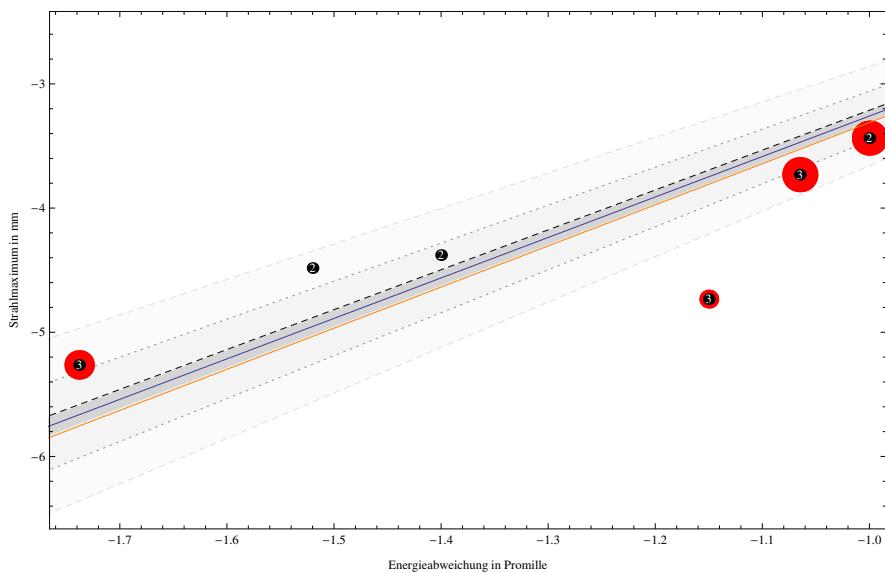


Abb. 3-56: Änderung der Dispersion für eine Fehlpositionierung von ± 10 cm (dunkelgrau), $\pm 0,5$ m (gepunktet umrandet) und ± 1 m (gestrichelt umrandet). Dies entspricht einer Spannungsabweichung von $\pm 3\%$, $\pm 15\%$ bzw. $\pm 30\%$.

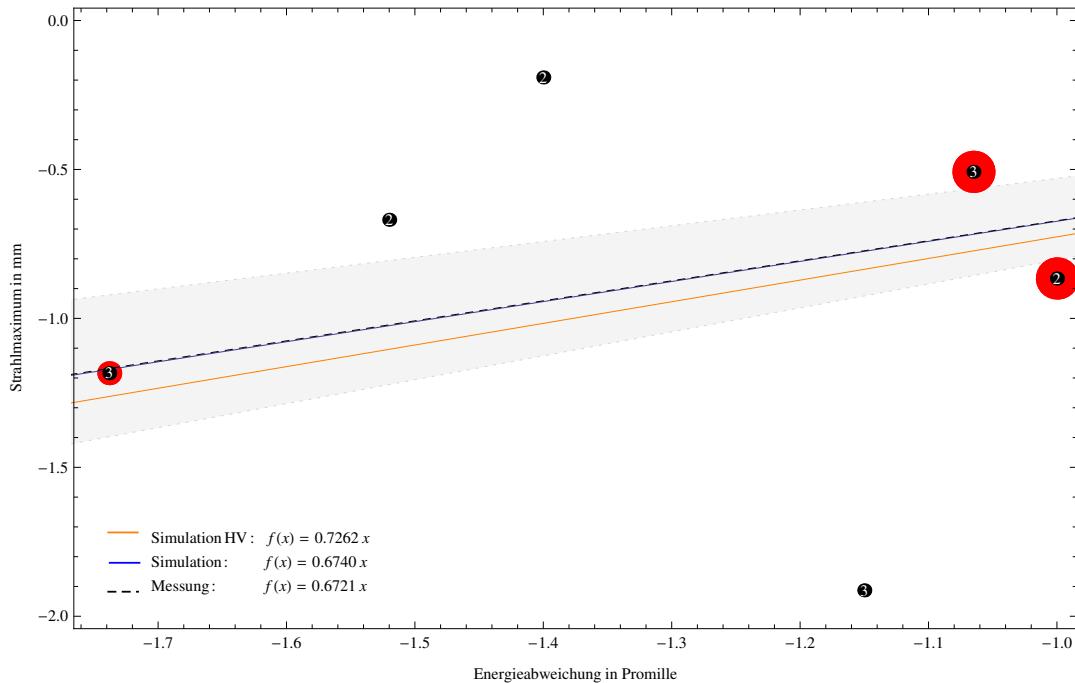
MSA+ESD

Abb. 3-57: Dispersion des Hochenergie-Massenspektrometers (*korrigiert*). Für den Fit wurden nur die drei größten Strahlströme berücksichtigt. Der graue Bereich kennzeichnet die Dispersionsabweichung bei einer Fehlpositionierung des Waists von ± 10 cm.

Die Dispersion ist mit ca. 0,7 mm/Promille etwa viermal kleiner als die der einzelnen Elemente (Abb. 3-57). Die Messwerte variieren jedoch äußerst stark. Eine mögliche Erklärung ist wiederum die schwierige Fokussierung des Waists. Da hier jedoch der HEM-Schlitz weit offen war, kommt auch die versehentliche Messung von m/q -Interferenzen in Frage. Ein Indiz hierfür sind neben den großen Abweichungen auch die deutlich niedrigeren Strahlströme der weiter entfernten Messwerte, welche nur etwa 20 bis 30 Prozent des maximalen Strahlstroms betragen.

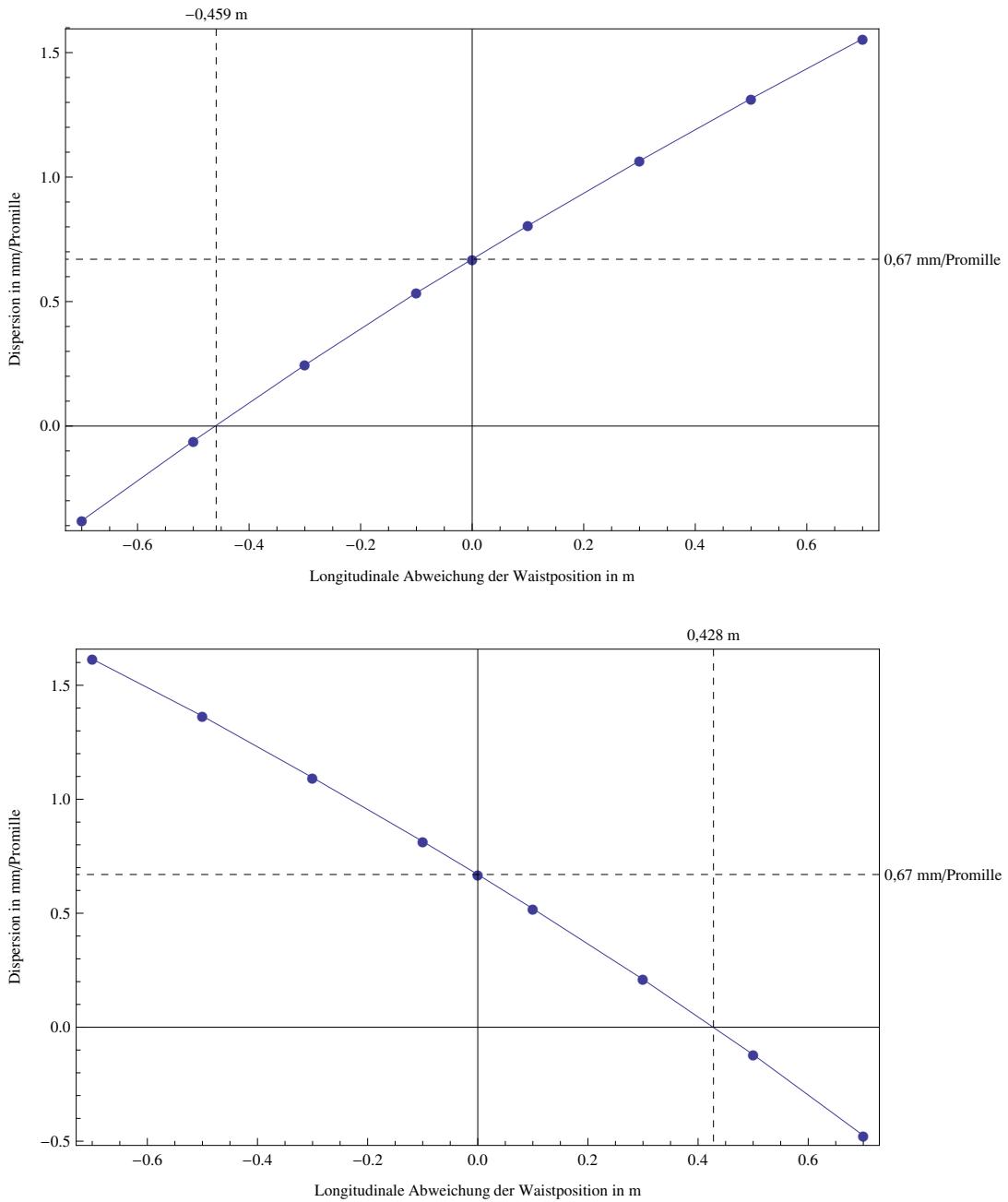


Abb. 3-58: Dispersionsänderung am HEE-Schlitz (oben und unten) durch Verschiebung des Waists am HEE-Schlitz (oben) bzw. durch Verschiebung des Waists am HEM-Schlitz bei gleichzeitiger Nachfokussierung auf den HEE-Schlitz (unten). Die Werte wurden mit *Limioptic 2* bestimmt.

In Abb. 3-58 ist die Dispersion am HEE-Schlitz in Abhängigkeit von der longitudinalen Verschiebung des Waists am HEM-Schlitz durch Variation des QPT vor dem HEM-Magneten, bei gleichzeitiger Nachfokussierung auf den HEE-Schlitz durch das HEE-QPT, bzw. von der Verschiebung des Waists am HEE-Schlitz durch Variation des HEE-QPT aufgetragen. Dies erlaubt eine interessante Schlussfolgerung: liegt der Waist ca. 43 cm hinter dem HEM-Schlitz, so wird das HE-Massenspektrometer am HEE-Schlitz achromatisch (Abb. 3-59).

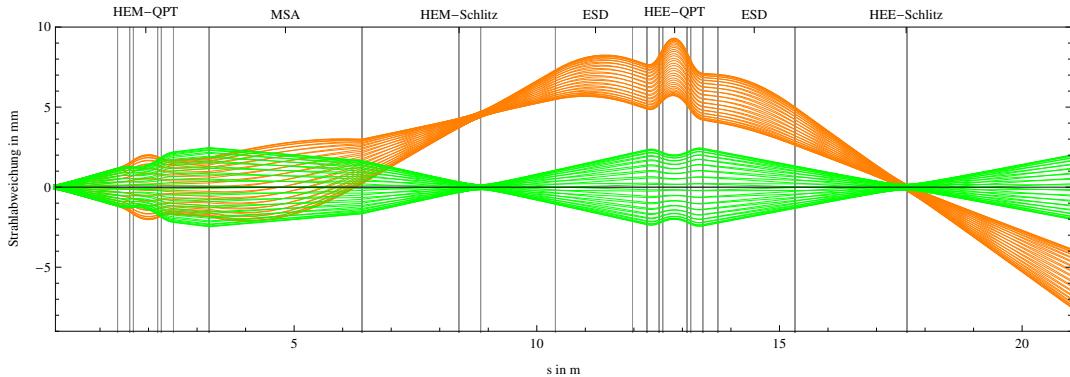


Abb. 3-59: Ist der Waist zwischen MSA und ESD 45 cm hinter dem HEM-Schlitz positioniert, so ist das HE-Massenspektrometer am HEE-Schlitz achromatisch. Die x-Projektion des Strahls ist in orange, die y-Projektion ist in grün dargestellt.

Es stellt sich nun die Frage, aus welchem Grund das HE-Massenspektrometer am HEE-Schlitz nicht achromatisch konzipiert wurde. Eine Erklärung liefert die Betrachtung des weiteren Strahlverlaufs bis hinter den GIC-Schaltmagneten. Im folgenden Abschnitt wird die Energiedispersion der gesamten Hochenergieseite für die verschiedenen Ausgänge des DSW-MSA untersucht.

HEM-MSA – HEE-ESD – DSW-MSA

- **Ausgang 1**

Die Messungen am DSW-Schlitz zeigten sehr große Variationen, sowohl im Strahlstrom, als auch in der Strahlabweichung. Daher sind diese Daten zur Analyse unbrauchbar. Die Untersuchung der Dispersion der gesamten Hochenergieseite erfolgt daher mit *Limioptic 2* (Abb. 3-60).

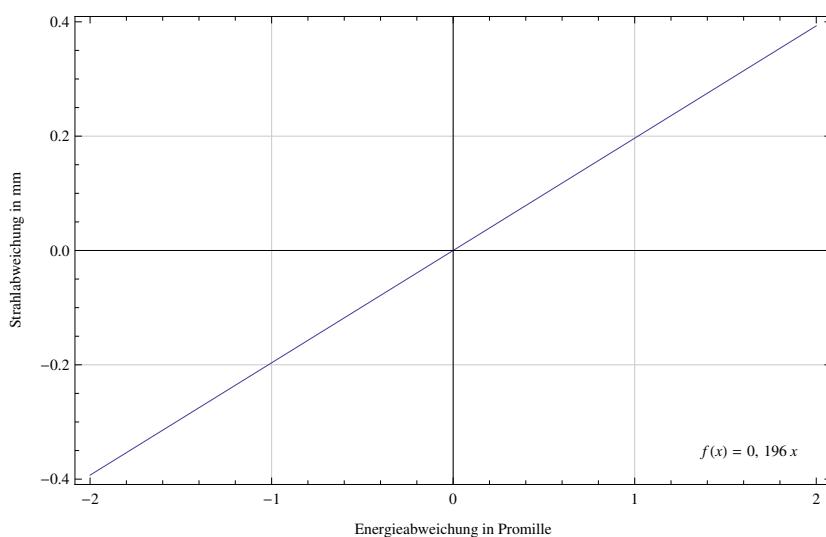


Abb. 3-60: Energiedispersionskurve am GIC-Schlitz (*simuliert*). Die Dispersion beträgt ca. 0,2 mm/Promille.

Die Dispersion am Detektor ist mit 0,2 mm/Promille drei bis viermal kleiner als die von MSA und ESD. Somit ist die Hochenergieseite für diesen Ausgang weitestgehend achromatisch (Abb. 3-61).

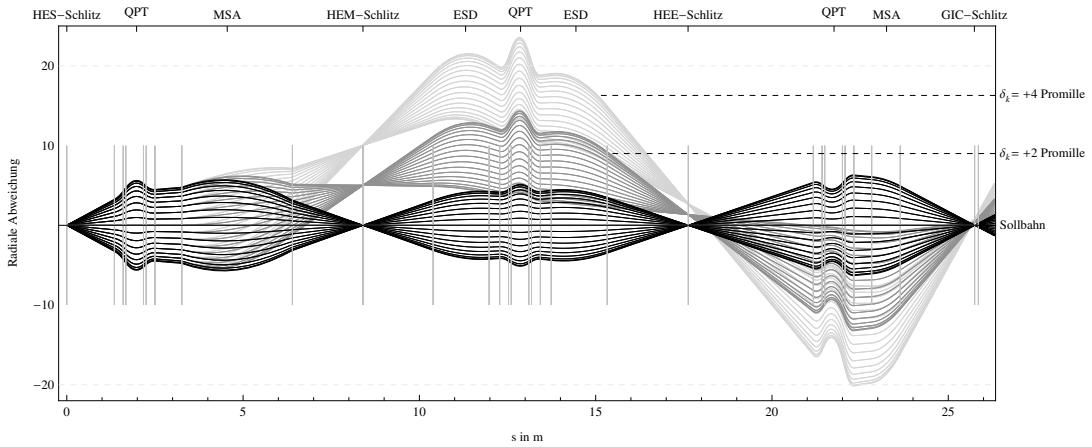


Abb. 3-61: Energiedispersion auf der Hochenergieseite (Ausgang 1). Das System ist weitestgehend achromatisch.

▪ Ausgang 5

Da die ionenoptischen Eigenschaften des AFD-Magneten und des Folien-Degraders zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht ausreichend untersucht sind (siehe Abschnitt 3.2.2), konnte der Strahl ionenoptisch nur bis zum Degrader simuliert werden. Dieser definiert die letzte Waistposition vor dem Detektor.

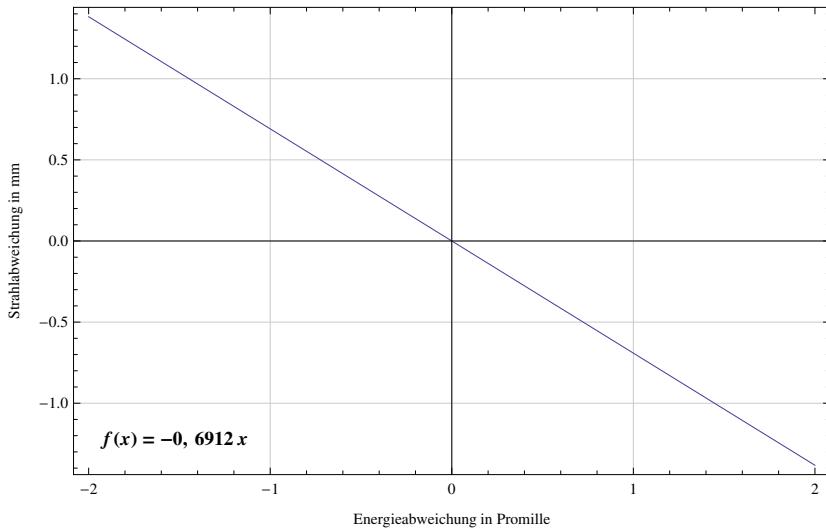


Abb. 3-62: Energiedispersion am AFD Folien-Degrader (*simuliert*). Die Dispersion beträgt ca. -0,7 mm/Promille.

Mit -0,7 mm/Promille ist die Energiedispersion bis zum Degrader (Abb. 3-62) etwa identisch zu der Dispersion am HEE-Schlitz. Abb. 3-63 zeigt den Strahlverlauf der Hochenergieseite bis zum Degrader.

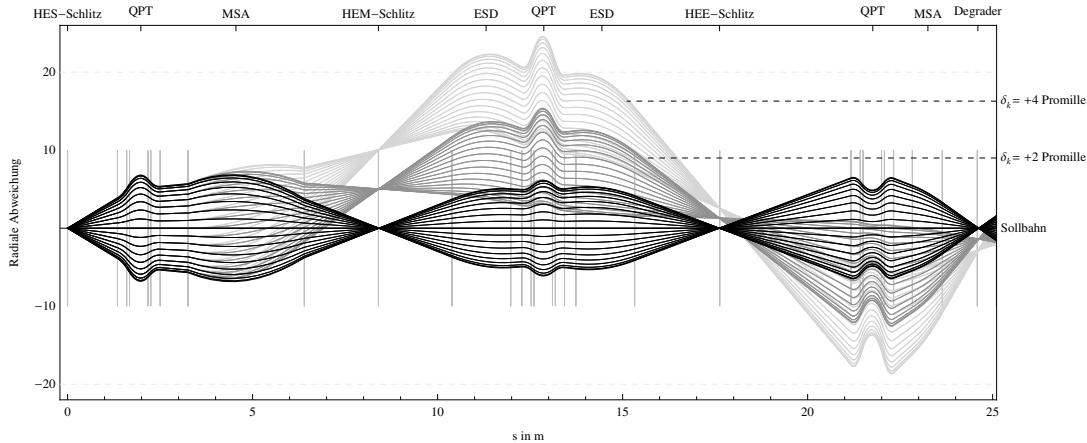


Abb. 3-63: Energiedispersion auf der Hochenergieseite (Ausgang 5) bis zum Degrader.

- **Massendispersion HE**

Die Massendispersion wurde für die beiden Magnete auf der Hochenergieseite bestimmt. Da die Energie nicht geändert wurde, mussten auch die ESD-Spannungen nicht verändert werden (sie standen während der Messung auf 82,96 kV). Die Messung erfolgte in zwei Schritten.

1. Ausrichten des ^{12}C – Strahls

Zunächst wurde ^{12}C eingeschossen und bis zum Detektor-Cup auf Sollbahn durchgeleitet. Die Magnetfelder wurden protokolliert. Der Ionisierstrom musste mehrmals gesenkt werden, um eine zu hohe Strahlung zu verhindern. Abb. 3-64 zeigt den Strahlstrom an den verschiedenen Cups mit eingefahrenen Schlitten und Blenden.

2. Ausrichten des ^{13}C – Strahls

Als nächstes wurde ^{13}C eingeschossen und der Strahl durch Variation der Magnetfelder wieder auf Sollbahn gebracht. Aus dem Verhältnis der neuen Magnetfelder zu den anfangs eingestellten Feldern ließ sich die Dispersion am Waist berechnen. Der Vergleich der Transmission der beiden Strahlen (Abb. 3-64) zeigt zum einen, dass beide Strahlen gleich gut ausgerichtet waren, und zum anderen, dass die Waistposition in longitudinaler Richtung massenunabhängig erhalten bleibt. Dies wäre bei magnetischen Quadrupolen nicht gegeben.

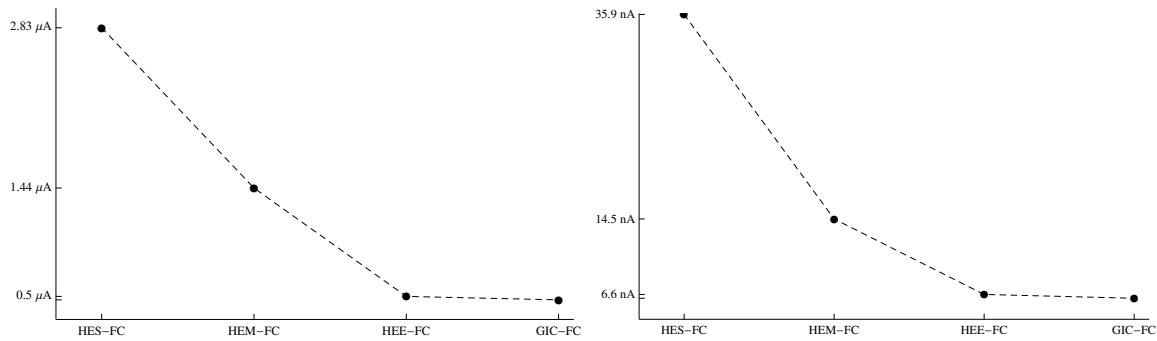


Abb. 3-64: Transmission des ^{12}C - (links) bzw. ^{13}C -Strahls (rechts) bis zum Detektorcup bei geschlossenen Schlitten ($\emptyset = 1 \text{ mm}$) und Blenden.

HEM-MSA

Für den 90° MSA ergibt sich die Strahlabweichung am Waist im Abstand d , in Abhängigkeit vom Verhältnis der Magnetfelder $\xi = B_{C13}/B_{C12}$, aus folgender geometrischer Betrachtung (Abb. 3-65):

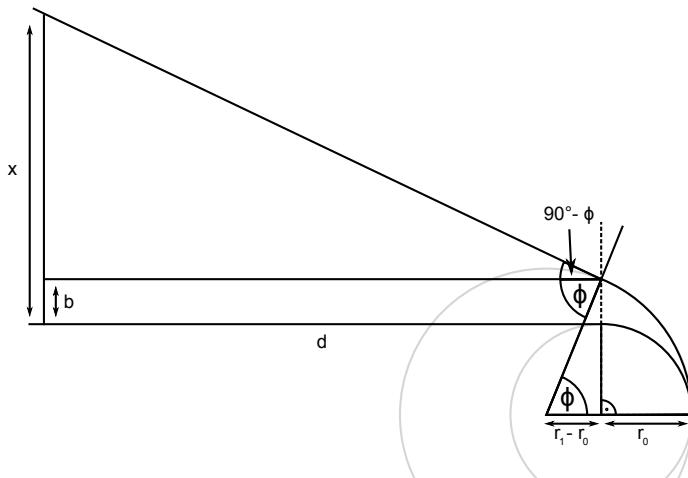


Abb. 3-65: Geometrische Herleitung zur Bestimmung der Waistposition aus dem Verhältnis der Magnetfelder, die nötig sind, um ^{12}C bzw. ^{13}C auf Sollbahn zu lenken.

Für den MSA mit dem Krümmungsradius $r_0 = 2 \text{ m}$ gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \nu &= 90^\circ - \phi, & \nu' &= \tan(27^\circ) b/r_1 + \nu, \\ r_1 &= r_0 \xi, & b &= r_0 (\sqrt{2\xi - 1} - 1), \\ \phi &= \arccos(1 - \xi^{-1}). \end{aligned} \quad (3.12)$$

ν' ergibt sich aus der Kantenfokussierung am Ausgang. Es folgt:

$$x(\xi) = b(\xi) + \tan(\nu'(\xi)) \cdot d. \quad (3.13)$$

Der Vergleich der Messung mit der Simulation ist in Abb. 3-66 abgebildet.

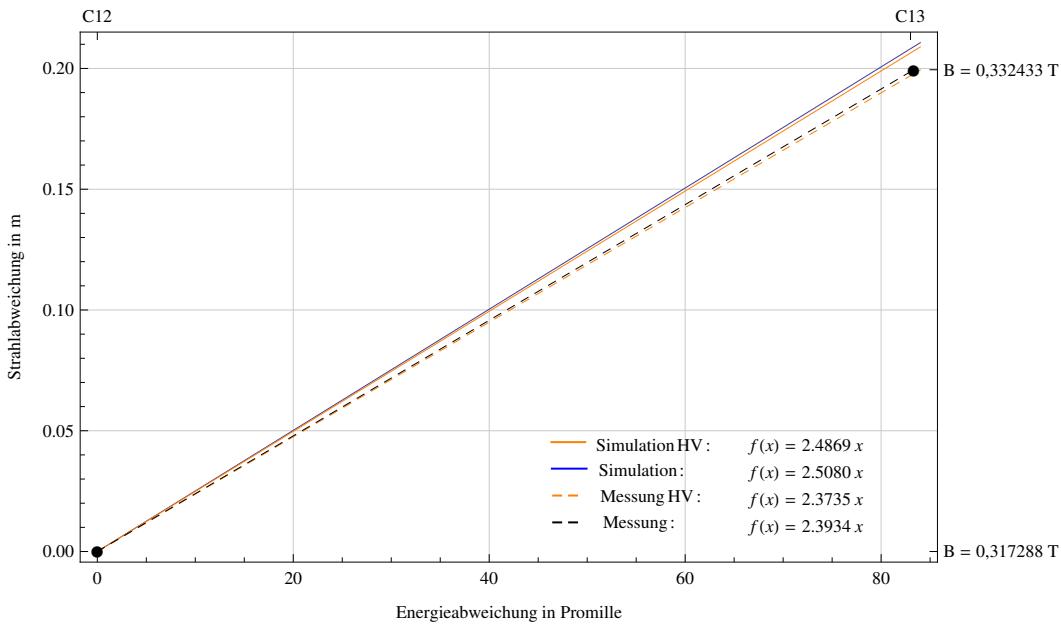


Abb. 3-66: Massendispersion am HEM-MSA. Die Einheit der Geradensteigung ist mm/Promille. Da die errechnete Abweichung eine Funktion der Länge d ist, gibt es neben den beiden Simulationen auch zwei Messgeraden. □⁸¹

Die Massendispersion am MSA liegt somit im Bereich 2,38...2,51 mm/Promille. Nach HVE-Angaben, entspricht die Dispersion 2,500 mm/Promille, was in den Bereich der Simulation fällt (2,49...2,51 mm/Promille).

DSW-MSA

Die Dispersionsmessung des DS W-MSA erfolgt am 30°-Ausgang (GIC). Die Vereinfachungen, welche sich im vorigen Abschnitt durch den Ablenkinkel von 90° ergaben, sind für den 30°-Ablenkinkel nicht mehr anwendbar. Für den DSW Magneten mit dem Krümmungsradius $r_0 = 1,545$ m gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \nu &= 30^\circ - \phi, \quad \nu' = \nu, \\ r_1 &= r_0 \xi, \quad b = r_0 \cdot \left| \left(\frac{\cos 30^\circ - 1}{\sin 30^\circ} \right) - \xi \left(\frac{\cos \phi - 1}{\sin \phi} \right) \right|, \\ \phi &= \arccos \left(\left(-\xi + \xi^2 + \sqrt{-3\xi^2 + 6\xi^3 + 3\xi^4} \right) / 4\xi^2 \right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Mit (3.13) kann wiederum die Abweichung berechnet werden. Abb. 3-67 zeigt den Vergleich der Simulation mit den gemessenen Werten.

⁸¹ http://ams.amstolz.de/sheets/massendisp_HEM.nb (Mathematica)

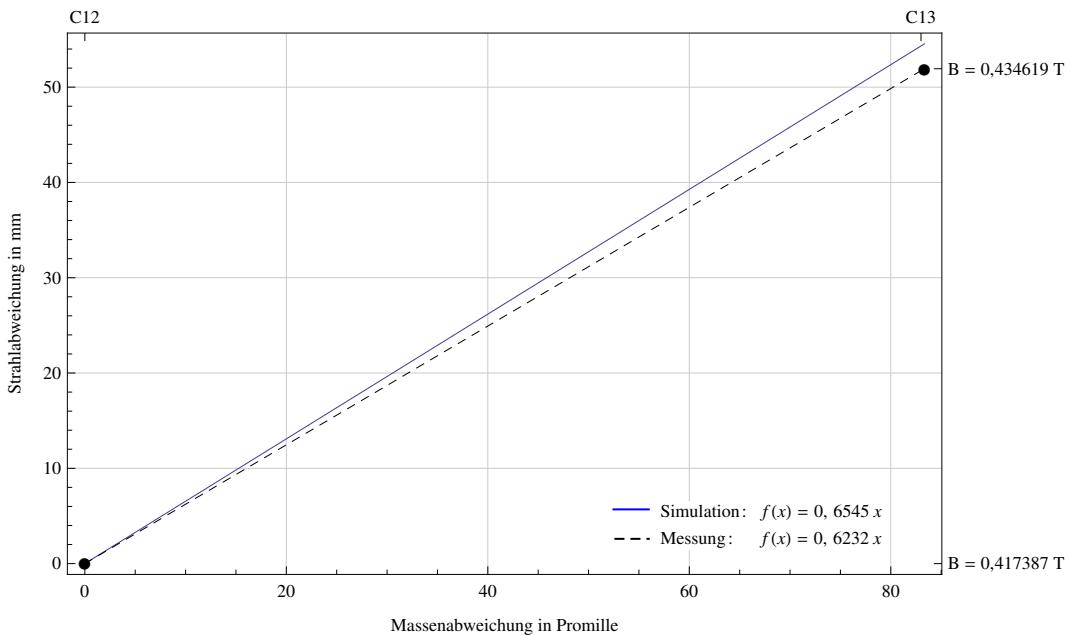


Abb. 3-67: Massendispersion am DSW-MSA. Es wurden nur die eigenen Abstände berücksichtigt. ■⁸²

Die Dispersion des DSW Magneten liegt damit im Bereich 0,62...0,65 mm/Promille.

3.4 Der Cologne FN Tandembeschleuniger

Ebenso wie der *Cologne AMS* ist der *Cologne FN* ein zweistufiger Teilchenbeschleuniger. Er wird zum Durchführen von Kollisionsexperimenten verwendet. Der *Cologne FN* arbeitet, im Gegensatz zum *Cologne AMS*, mit einer höheren Injektionsenergie von ca. 60-100 keV, welche durch eine zusätzliche *Vorbeschleunigung* nach der Extraktion erreicht wird und mit einer höheren maximalen Terminalspannung von bis zu 10 MV. Um die Vorbeschleunigung zu realisieren, liegt die gesamte Quellenplattform samt Quelle und Extraktion auf einem negativen Potential. Die Vorbeschleunigungsstrecke besteht aus zwei Lochblenden in einem Abstand von 28 cm zueinander, wobei die erste Lochblende auf dem Potential der Plattform und die zweite Lochblende auf Erdpotential liegt. Als weitere ionenoptische Elemente dienen auf der Niederenergieseite zwei 20° Magnete, drei Einzellinsen und eine Gitterlinse vor dem Beschleunigereingang (Abb. 3-68). Das Stripping erfolgt beim *Cologne FN* durch eine dünne Folie, welche im Terminal, zwischen der zweiten und dritten der vier Beschleunigungsrohren, in den Strahlengang eingefahren wird. Hierdurch können höhere Ladungszustände – und damit auch höhere Energien – als beim Gasstripping erreicht werden, was die Durchführung von Kollisionsexperimenten erst ermöglicht.

Die ionenoptische Untersuchung des *Cologne FN* wird in dieser Arbeit nur ansatzweise unternommen, da in den 60 Jahren Betriebszeit einige Änderungen an der Strahlführung nicht im notwendigen Umfang dokumentiert worden sind. Die Positionen der einzelnen

⁸² http://ams.amstolz.de/sheets/massendisp_DSW.nb (Mathematica)

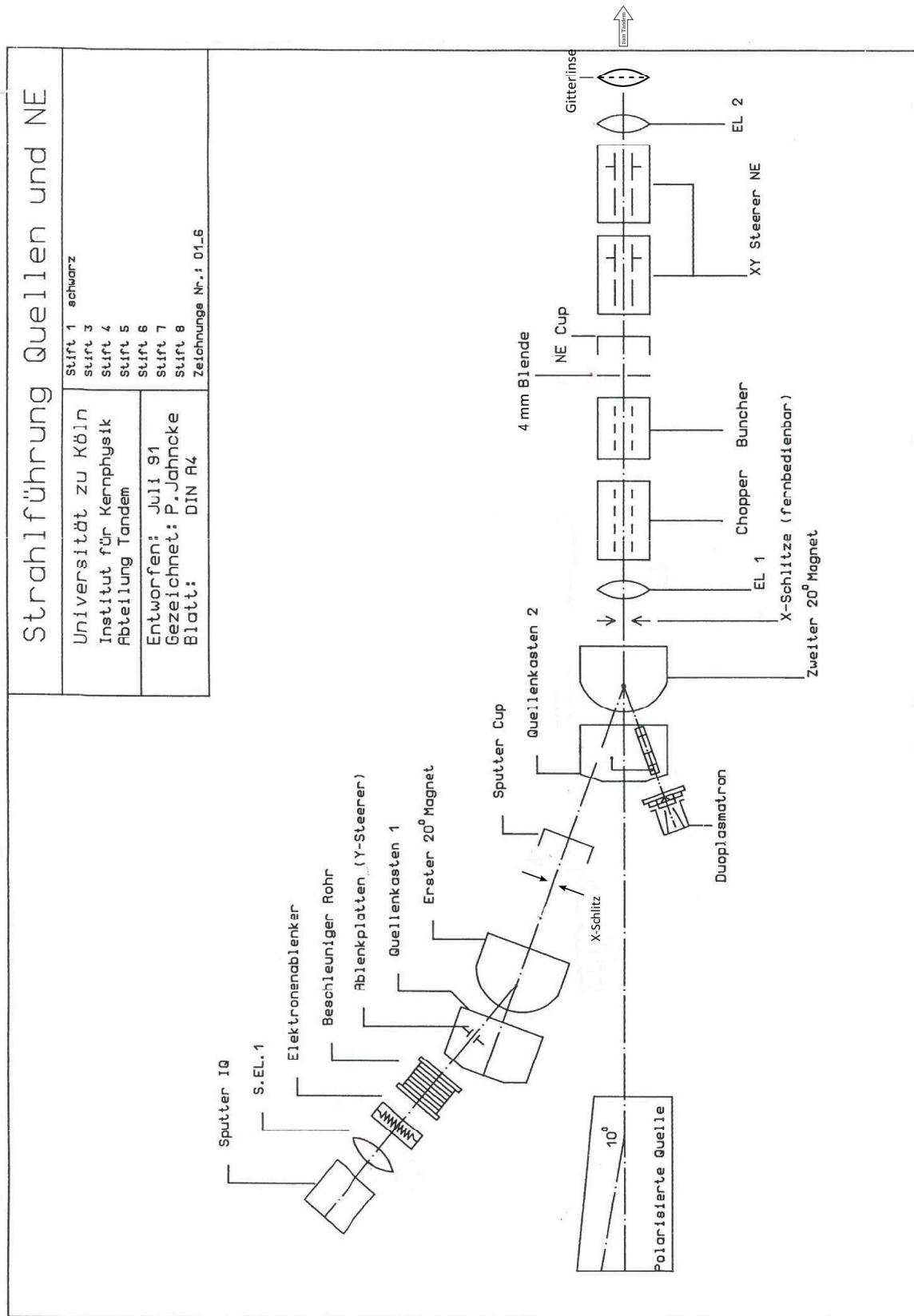


Abb. 3-68: Die Niederenergeseite des Cologne FN.

ionenoptischen Elementen wurden aus Vohl [Vohl] und technischen Zeichnungen entnommen. An dieser Stelle sei neben Vohl auch auf die Diplomarbeit von Markus Schiffer⁸³ verwiesen, welche sich mit dem *Cologne FN* beschäftigt und sich bei den ionenoptischen Untersuchungen des Programms *Limioptic 2* bedient.

3.4.1 Das Strahlführungssystem des *Cologne FN*

- **Beschleunigung**

Der Öffnungsdurchmesser der beiden Lochblenden der *Vorbeschleunigung* ist mit 9 cm nicht mehr vernachlässigbar klein. Aus diesem Grund muss für die Ionenoptik die Korrektur für ausgedehnte Randfelder (2.24) in (2.22) mit einbezogen werden. Der Korrekturfaktor b wurde von Vohl zu 1,13 bestimmt. Für die Hauptbeschleunigung wurde der Korrekturfaktor zu 0,57 bestimmt. Anders als beim *Cologne AMS* besitzt der *Cologne FN* im Tandem einen homogenen Potentialgradienten. Dies hat eine deutlich stärkere Eingangsfokussierung zur Folge, was zum Teil durch die Variation der Elektrodenöffnungen kompensiert wird – die Durchmesser verkleinern sich von 8.8 cm am Eingang bis 2.8 cm ab der 76. Elektrode⁸⁴ – und zum Teil durch die durch die höhere Injektionsenergie. Zusätzlich sorgt das System aus Einzellinse und Gitterlinse vor dem Einschuss für eine Anpassung der resultierenden Brennweite (siehe dazu den nächsten Abschnitt). Die Öffnungsdurchmesser sind Tabelle 5 zu entnehmen.

Elektrode	\emptyset in cm
0-3	<i>verdeckt</i>
4	8,8
5-8	7,2
9-11	6,4
12-14	6
15-17	5,2
18-20	4,8
21-30	4
31-75	3,6
76-96	2,8

Tabelle 5: Öffnungsdurchmesser der ersten 96 Elektroden des *Cologne FN* Beschleunigers.

- **Einzellinsen, Gitterlinse**

Die erste Einzellinse *S.EL.1* befindet sich direkt hinter der Quelle und fokussiert den ersten Waist auf den Schlitz vor dem Quellenkasten. Die Waistposition sorgt für einen möglichst flachen Strahlverlauf, wodurch eine hohe Transmissionsrate erreicht werden soll. Läge der Waist vor dieser Position, so würde der Strahl am zweiten 20° Magneten zu breit werden und auf die Polschuhe treffen (Abb. 3-69).

⁸³ [Schiffer]

⁸⁴ Die Öffnungsdurchmesser für jede Elektrode sind dem Quelltext von *Limioptic 2* zu entnehmen.

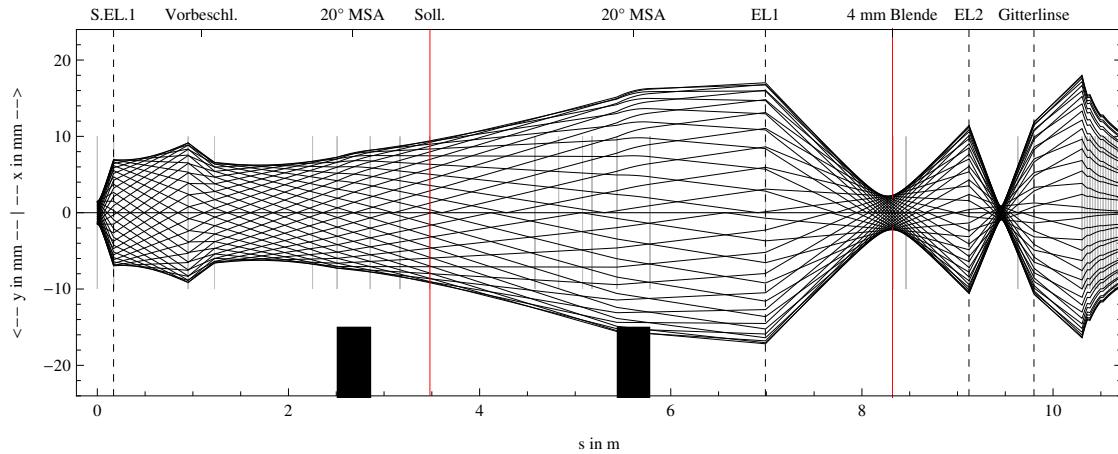


Abb. 3-69: Niederenergeseite des *Cologne FN*. Der Waist ist zu weit vor der Sollposition („*Soll.*“).

Ein zu weit rechts positionierter Waist würde hingegen den Strahl am ersten Magneten verbreitern. Außerdem würde der Strahl an der 4 mm-Blende breit und somit nicht mehr gut fokussierbar werden (Abb. 3-70).

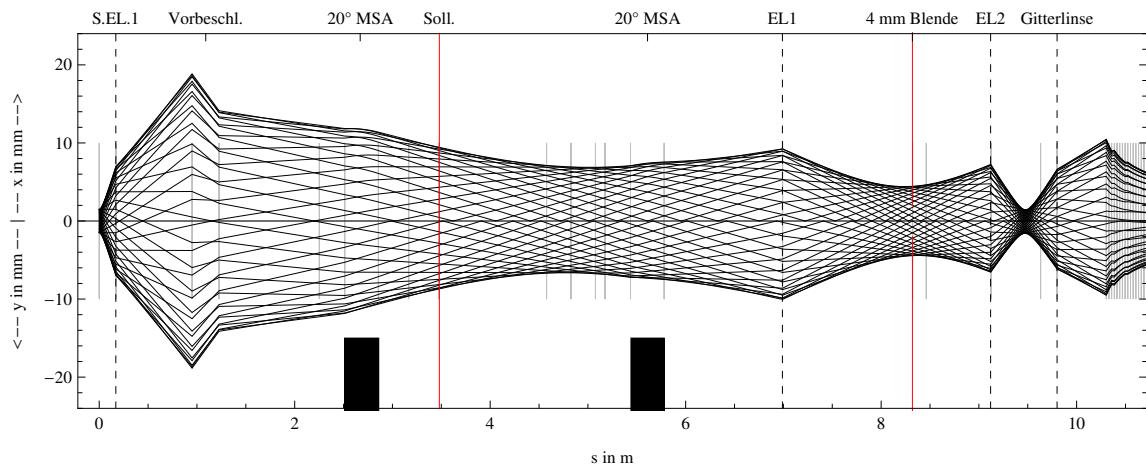


Abb. 3-70: Niederenergeseite des *Cologne FN*. Der Waist ist zu weit hinter der Sollposition („*Soll.*“).

Als Quellendivergenz wurde in der Simulation ein Wert von 40 mrad gewählt, was in etwa der maximalen Divergenz entspricht und als Quellenbreite ein Radius von 1,5 mm.

Die Linse *EL 2* kreuzt den Strahl vor dem Einschuss in den Beschleuniger. Dies ist notwendig, da die stark fokussierende Wirkung des Beschleunigereinganges ansonsten keine Positionierung des Waists im Terminal erlauben würde (Abb. 3-71).

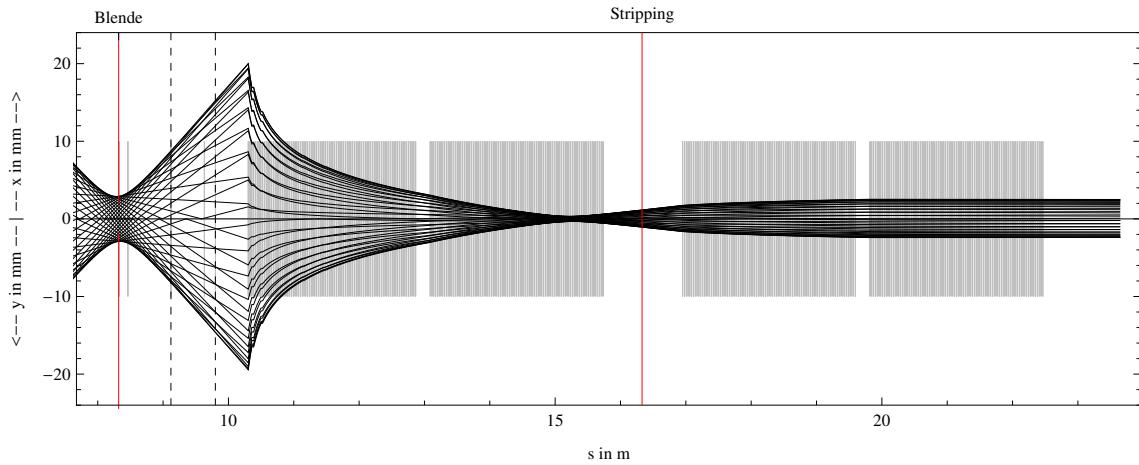


Abb. 3-71: Strahlengang am *Cologne FN* ohne die Linse EL 2. Der Waist ist zu weit links.

Hierdurch wird der Strahl allerdings so stark divergent, dass der Waist nun zu weit rechts des Terminals liegen würde. Daher sorgt die Gitterlinse ca. 50 cm vor der ersten Beschleunigerelektrode für eine zusätzliche Fokussierung (Abb. 3-72).

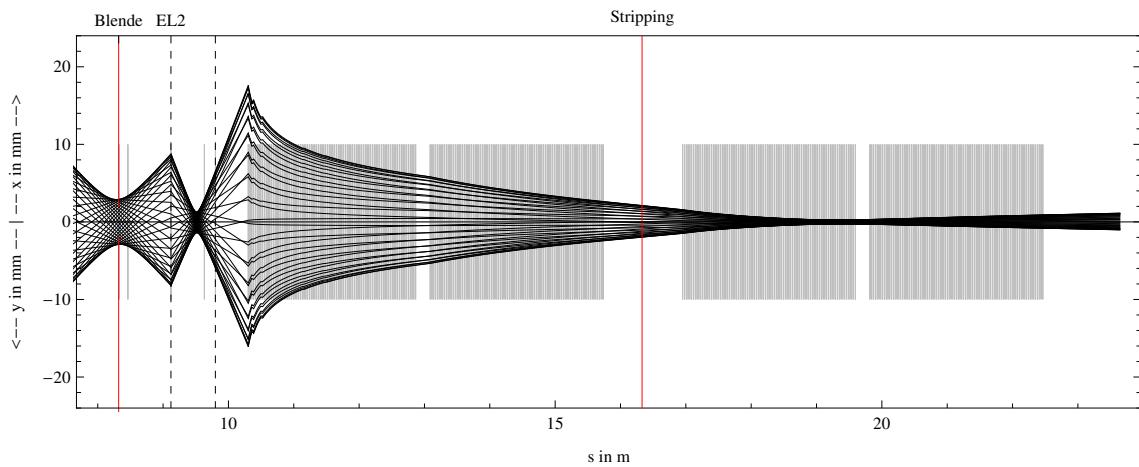


Abb. 3-72: Strahlengang am *Cologne FN* ohne die Gitterlinse. Der Waist ist zu weit rechts.

Abb. 3-73 zeigt den Strahlengang am *Cologne FN* mit richtig eingestellten Linsen bei 50 kV Vorbeschleunigung und 7 MV Terminalspannung.

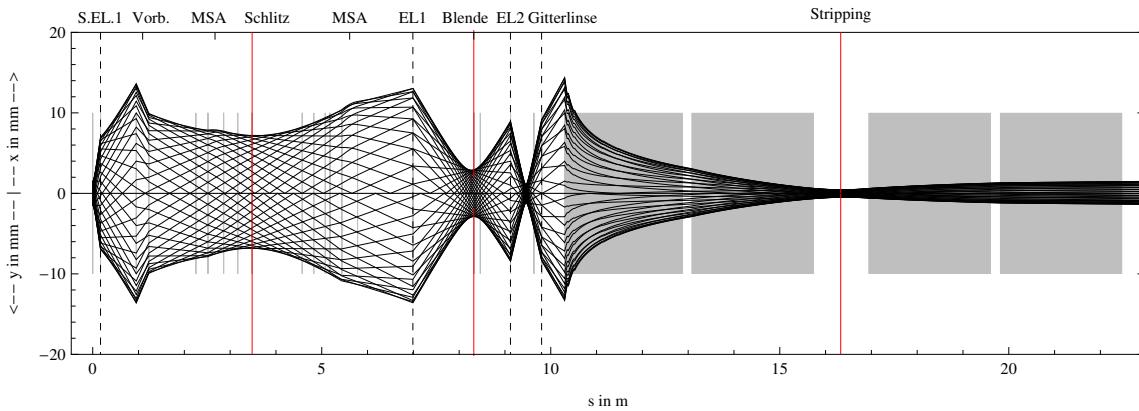


Abb. 3-73: Strahlengang am *Cologne FN* bis zur Hochenergeseite.

Brennweitenbestimmung

Die beiden Linsen EL 1 und EL 2 sind von gleicher Bauart. Sie haben einen Rohrdurchmesser von 12,66 cm, eine 11,66 cm breite mittlere Elektrode und einen Elektrodenzwischenraum von 1,31 cm. Hieraus lässt sich nach (2.20) und (2.21) die Brennweite in Abhängigkeit vom Potentialverhältnis ϕ_2/ϕ_1 bestimmen (Abb. 3-74 und Abb. 3-75).

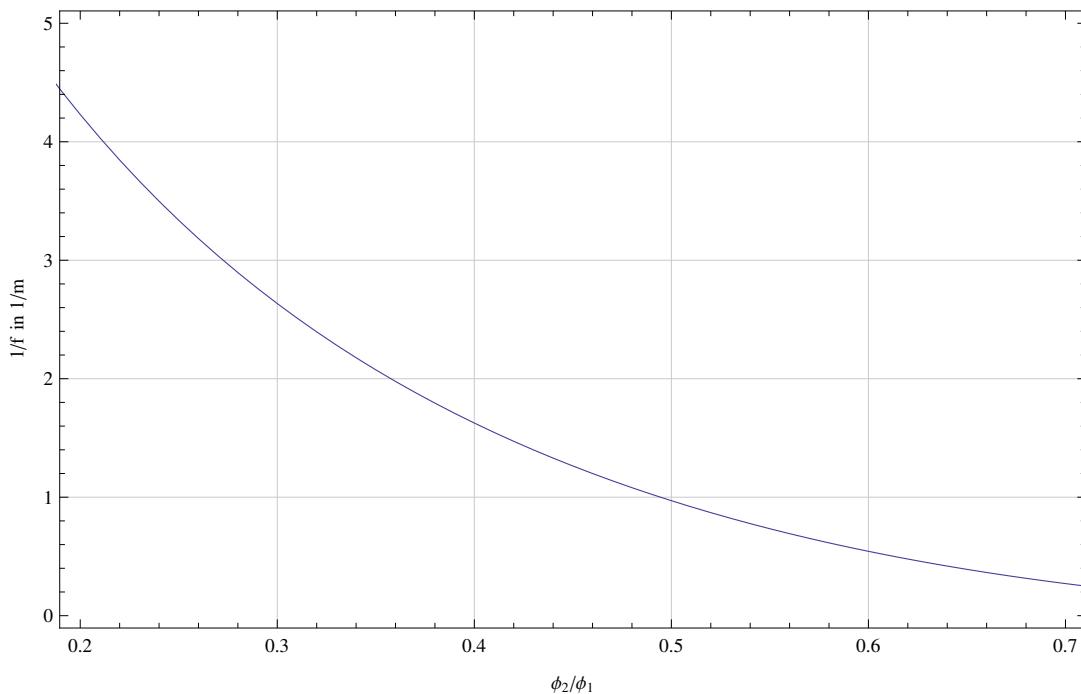


Abb. 3-74: Reziproke Brennweite für die Linsen EL 1 und EL 2 am *Cologne FN*.

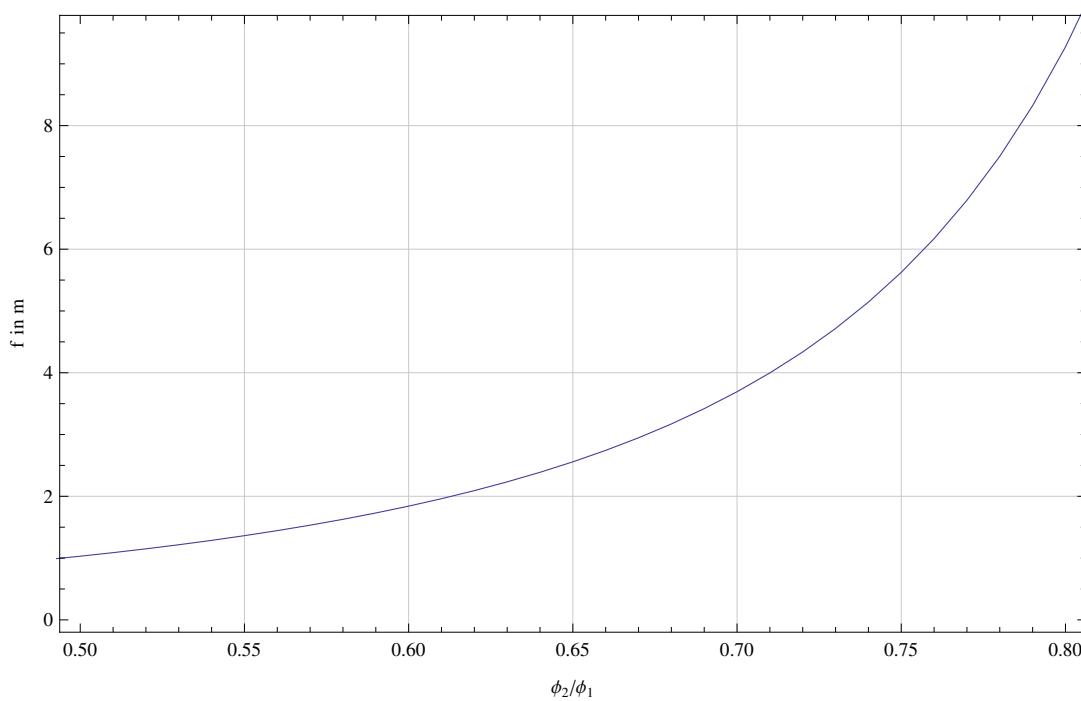


Abb. 3-75: Brennweite für die Linsen EL 1 und EL 2 am *Cologne FN*.

4 Fazit und Ausblick

Die Untersuchungen im vorigen Kapitel haben gezeigt, dass die Kenntnis der Ionenoptik einen großen Nutzen für die Arbeit an den beiden in Köln betriebenen Teilchenbeschleunigern darstellt. Mithilfe des im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Programms *Limioptic 2* war es möglich, Voraussagen über den *Cologne AMS* zu treffen (Dispersion, Einstellungen, Strahlengang), die durch anschließende, wie auch durch bereits im Vorfeld durchgeführte Messungen verifiziert werden konnten. Die Bestimmung der effektiven Radien am *Cologne AMS* ermöglicht nun die direkte Berechnung der für eine Messung einzustellenden Parameter (*Cologne AMS Spicker*). Hierdurch kann bei zukünftigen Messungen beim Fokussieren viel effizienter vorgegangen und Zeit eingespart werden.

Der Vergleich der mithilfe von *Limioptic 2* bestimmten Dispersionen sowohl mit den Messungen als auch mit den Angaben aus Klein favorisieren die aus den technischen Zeichnungen ermittelten Abstände. Dies zeigt, dass die von HVE zur Verfügung gestellte Simulation offenbar mit einer bauähnlichen Anlage durchgeführt wurde, jedoch nicht mit dem in Köln betriebenen Beschleuniger.

Durch die Kenntnis sowohl der Abmessungen, als auch der Ionenoptik, sind spätere Erweiterungen nun besser planbar. Ein Beispiel liefert der im Rahmen dieser Arbeit angefertigte Si-Detektor. Durch die Simulation mit *Limioptic 2* können schon vor dem Einbau Aussagen über die notwendigen Beschleunigereinstellungen getroffen werden, damit das System am Ort des Si-Detektors achromatisch wird (Verschiebung des Waists am HEM-Schlitz). Um dies zu gewährleisten ist es sinnvoll einen zusätzlichen Schlitz bzw. ein x - y -Schlitzpaar am prognostizierten Ort des Waists anzubringen. Ein Schlitzpaar hätte den Vorteil, die Art von Fehlfokussierungen in y -Richtung ausschließen zu können, die durch die Simulation der Be-, Pu-, C-, und Al-Messungen aufgedeckt werden konnten.

Da *Limioptic 2* prinzipiell in der Lage ist seriell mit anderer Soft- oder Hardware zu kommunizieren, ist die Integration des Programms in die Steuerung der Beschleunigeranlage(n) eine denkbare Erweiterung. Außerdem ist die Bestimmung neuer Transfermatrizen für den Folien-Degrader und den AFD-Magneten von Interesse, um die Simulation des AFD-Ausganges zu komplettieren. Für den Folien-Degrader sind gegen Ende dieser Arbeit bereits numerische Simulationen durchgeführt worden. Der nächste Schritt wird sein die Abhängigkeit der Strahlaufweitung und des Energieverlustes vom Einfallswinkel auf die Folie zu bestimmen und dies in den Matrixformalismus einzubetten. Zur Berechnung des AFD-Magneten ist zunächst die Geometrie zu erfassen. Anschließend können die sich daraus ergebenden Transfermatrizen mit Messungen und numerischen Simulationen verglichen und gegebenenfalls angepasst werden. In der Transfermatrix für den Tandem am *Cologne AMS* wird bisher noch keine Aperturkorrektur berücksichtigt. Das liegt daran, dass die Blendenöffnungen der Lochelektroden den technischen Zeichnungen nicht zu entnehmen sind. Da sich HVE bei der Herausgabe solcher Informationen

sehr bedeckt hält (gleiches gilt z.B. für die Positionen der ionenoptischen Elemente am *Cologne AMS*), werden diese Größen von Hand zu ermitteln sein. Hier dürften sich jedoch keine großen Änderungen zeigen, da der Strahlverlauf auch ohne diese Korrektur sehr gut mit dem der HVE-Simulation (mit den HVE-Abständen) übereinstimmt.⁸⁵ Als letzter Punkt ist die Messung der Quellenemittanz am *Cologne AMS* anzuführen. Die Messung war in der Zeit dieser Arbeit nicht mehr schaffbar; in Abschnitt 2.1.5 ist jedoch ein Vorschlag zur Durchführung der Messung mithilfe der verbauten Solarzellen angegeben.

Alles in Allem kann diese Arbeit als Erfolg angesehen werden, da die kernphysikalische Forschung an der Universität zu Köln nun um ein hilfreiches Werkzeug zur Ionenoptik und um tiefere Erkenntnisse über die Funktionsweise der beiden Beschleuniger bereichert ist.

⁸⁵ HVE hat die Simulationen nach eigenen Angaben mit Opera durchgeführt [M. G. Klein], einem numerischen Simulationsprogramm, vergleichbar mit SIMION.

5 Literaturverzeichnis

Elkind, Mortimer M. „Ion Optics in Long, High Voltage Accelerator Tubes.“ 1953.

Fink, L. „Aufbau eines Flugzeit-Detektors mit integriertem Strahlprofilmonitor für das Kölner Beschleuniger-Massenspektrometer.“ Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2012. Diplomarbeit.

George H. Gillespie, Thomas A. Brown. *Optics elements for modelling electrostatic lenses and accelerator components II. Acceleration columns*. Livermore, U.S.A.: Center for Accelerator Mass Spectrometry, 1999.

—. *Optics elements for modeling electrostatic lenses and accelerator components I. Einzel lenses*. Livermore, U.S.A: Center for Accelerator Mass Spectrometry, 1997.

Hellborg, Ragnar. *Electrostatic Accelerators: Fundamentals and Applications*. Springer, 2005.

Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 2008.

Liebl, Helmut. *Applied Charged Particle Optics*. Springer, 2008.

M. G. Klein, A. Dewald, A. Gottang, S. Heinze, D. J. W. Mous. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.“ 2011.

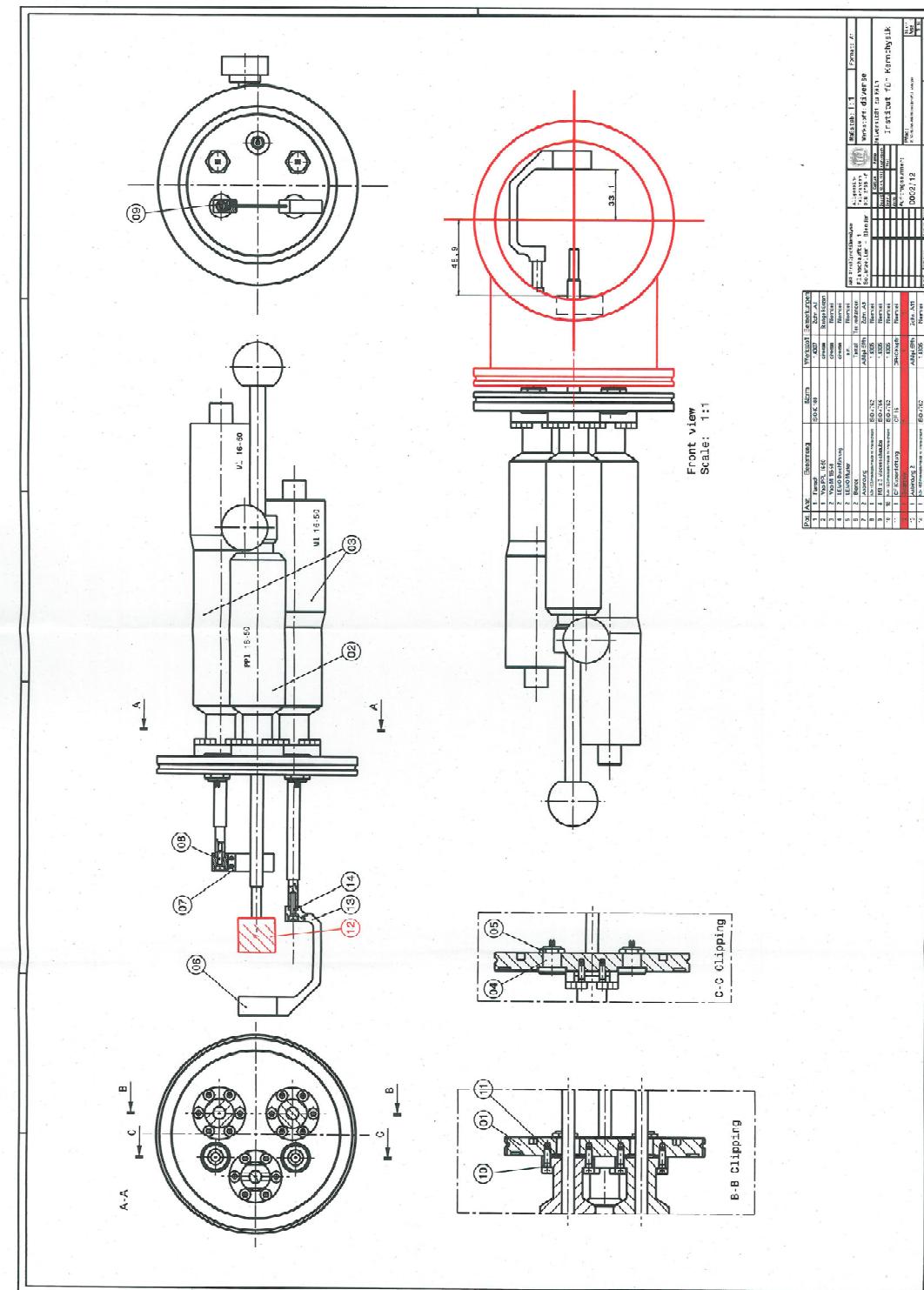
Schiffer, M. „Aufbau eines Injektors für Massenspektrometrie am Kölner FN-Tandembeschleuniger.“ Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2012. Diplomarbeit.

T. Joy, J. C. Lisle and W. R. Phillips. *Interim report on beam optics calculations for the nuclear structure facility*. Daresbury Nuclear Physics Laboratory & University of Manchester, 1972.

Vohl, Michael. „Ionenoptische Rechnungen zur Verbesserung des Niederenergieeinschusses des Kölner Tandembeschleunigers.“ Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1987. Diplomarbeit.

Wollnik, H. *Optics of charged particles*. Academic Press, INC., 1987.

6 Anhang



Anlage 1: Solarzellen mit Schlitz

Pinbelegung Solarzellen für AMS

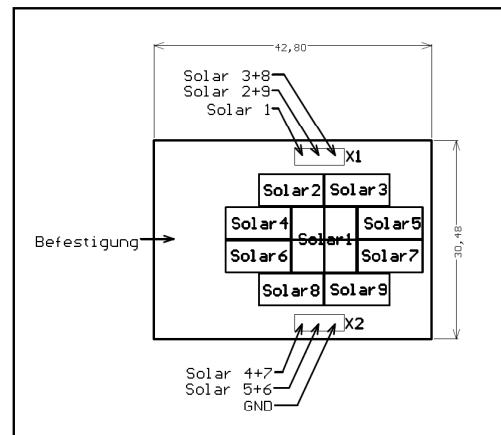
Solar Segment	Lemo	Preamplifier Segment A In (20 PIN)	Preamplifier Segment A Out Diff. (34)	STM16A In Diff.	STM16A Out
1	1/Pin2 (Stecker)	18	1 / 2	1 / 2	1
2	1/Pin1 (Stecker)	17	3 / 4	3 / 4	3
3	1/Pin4 (Stecker)	16	5 / 6	5 / 6	5
4	2/Pin2 (Stecker)	15	7 / 8	7 / 8	7
5	2/Pin1 (Stecker)	14	9 / 10	9 / 10	9
6	2/Pin1 (Stecker)	14	9 / 10	9 / 10	9
7	2/Pin2 (Stecker)	15	7 / 8	7 / 8	7
8	1/Pin4 (Stecker)	16	5 / 6	5 / 6	5
9	1/Pin1 (Stecker)	17	3 / 4	3 / 4	3
GND	2/Pin4	1,2,19,20	33 / 34		

Die Solarzellen 2 und 9 Sind parallel geschaltet

Die Solarzellen 3 und 8 Sind parallel geschaltet

Die Solarzellen 4 und 7 Sind parallel geschaltet

Die Solarzellen 5 und 6 Sind parallel geschaltet

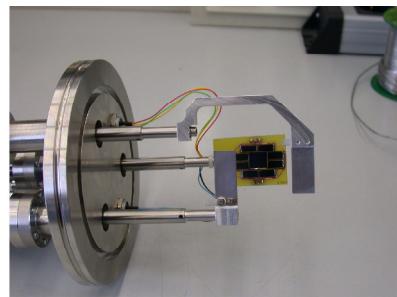


Bestückungsplan der Leiterplatte 12A10 AMS Adapterplatine

Elektronikwerkstatt

Auftrag:

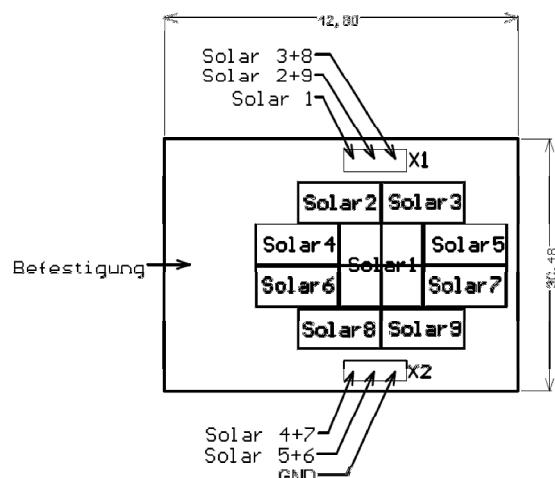
Auftrags-Nr.



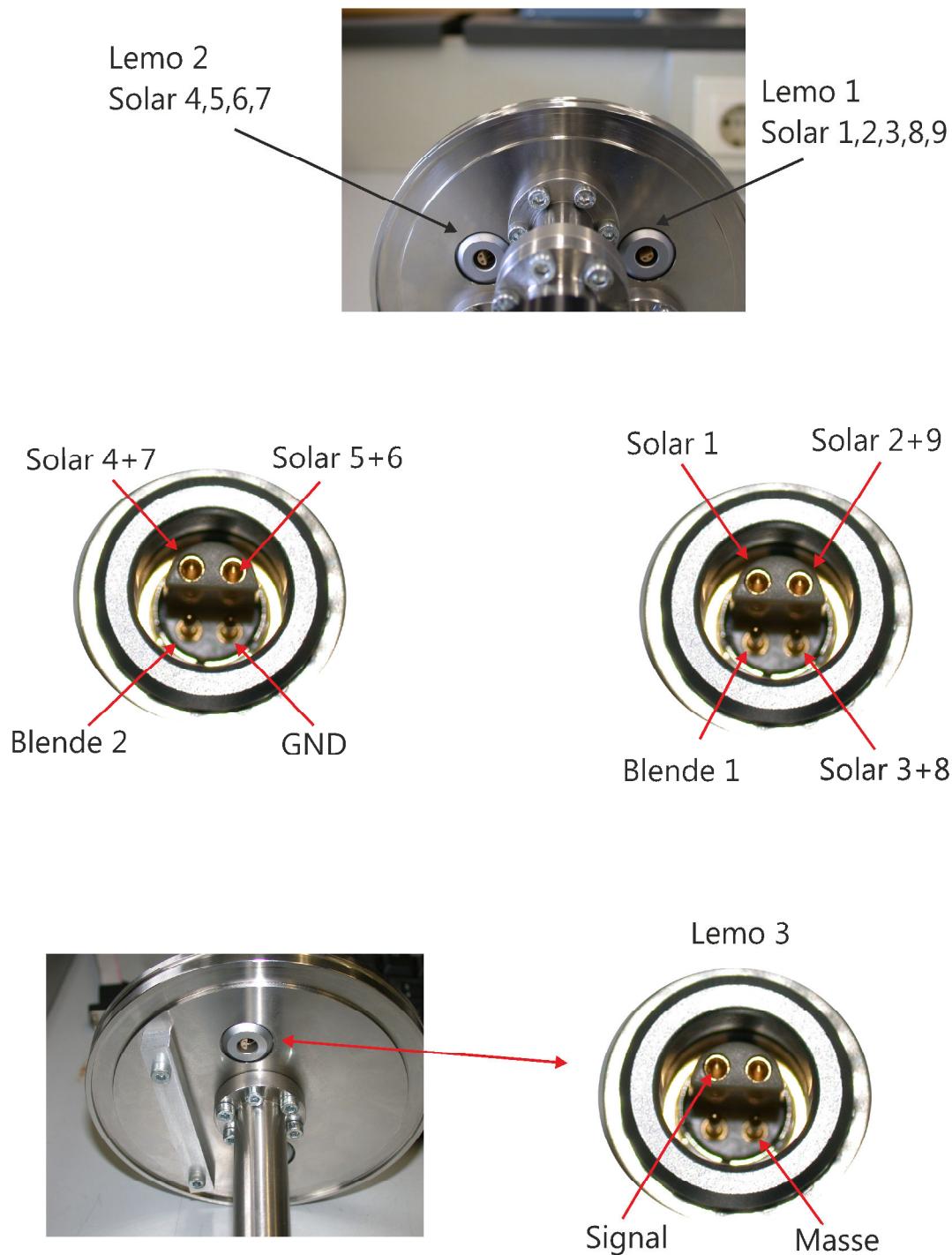
Verwendungszweck:	Datum:	Unterschrift:
	19.04.2012	

Leiterplatte hergestellt
bestückt verdrahtet.
Doku erstellt

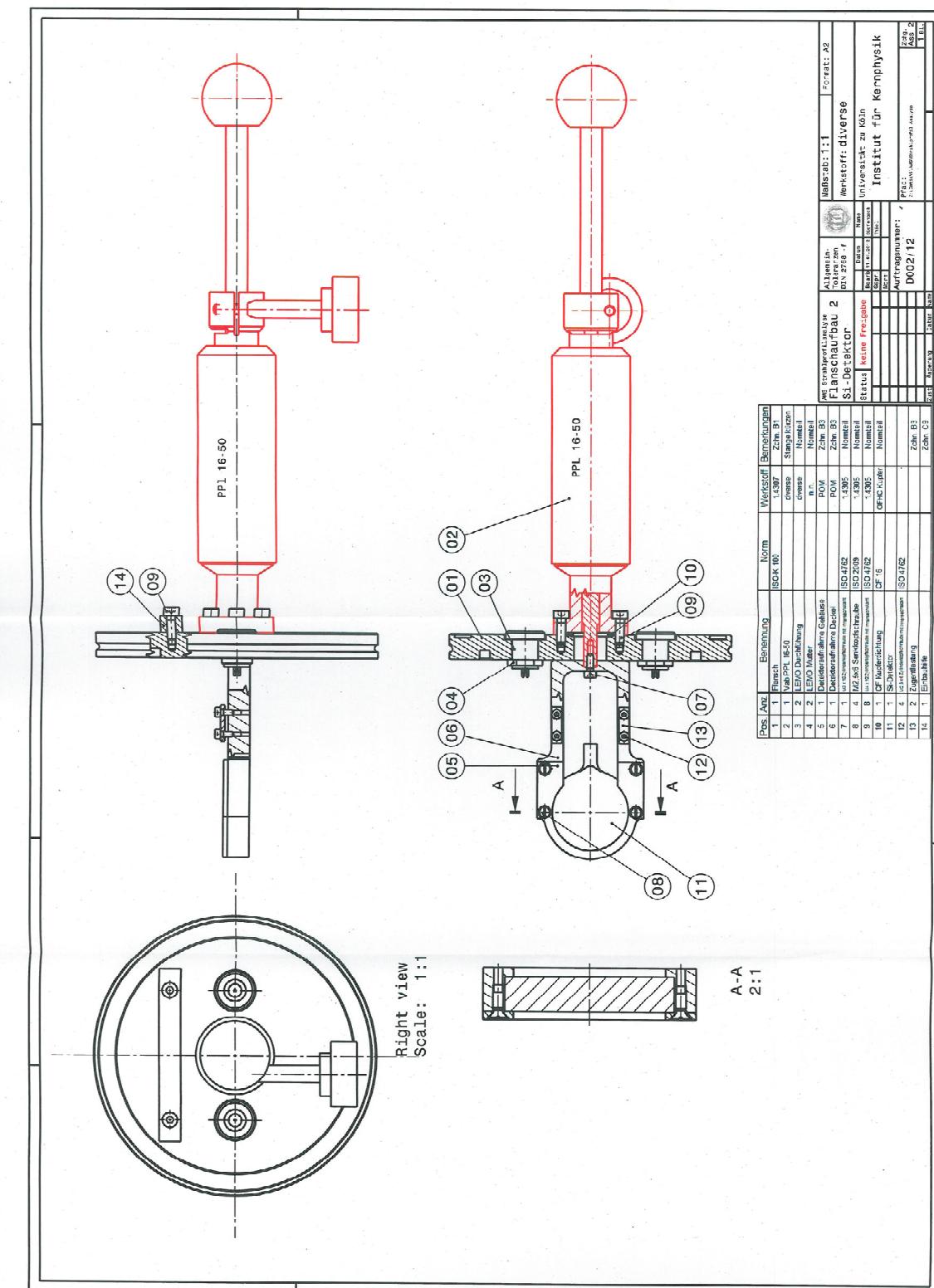
Kabelfarbe
Solar1 gelb
Solar 2+9 grün
Solar 3+8 rot
Solar 4+7 grau
Solar 5+6 blau



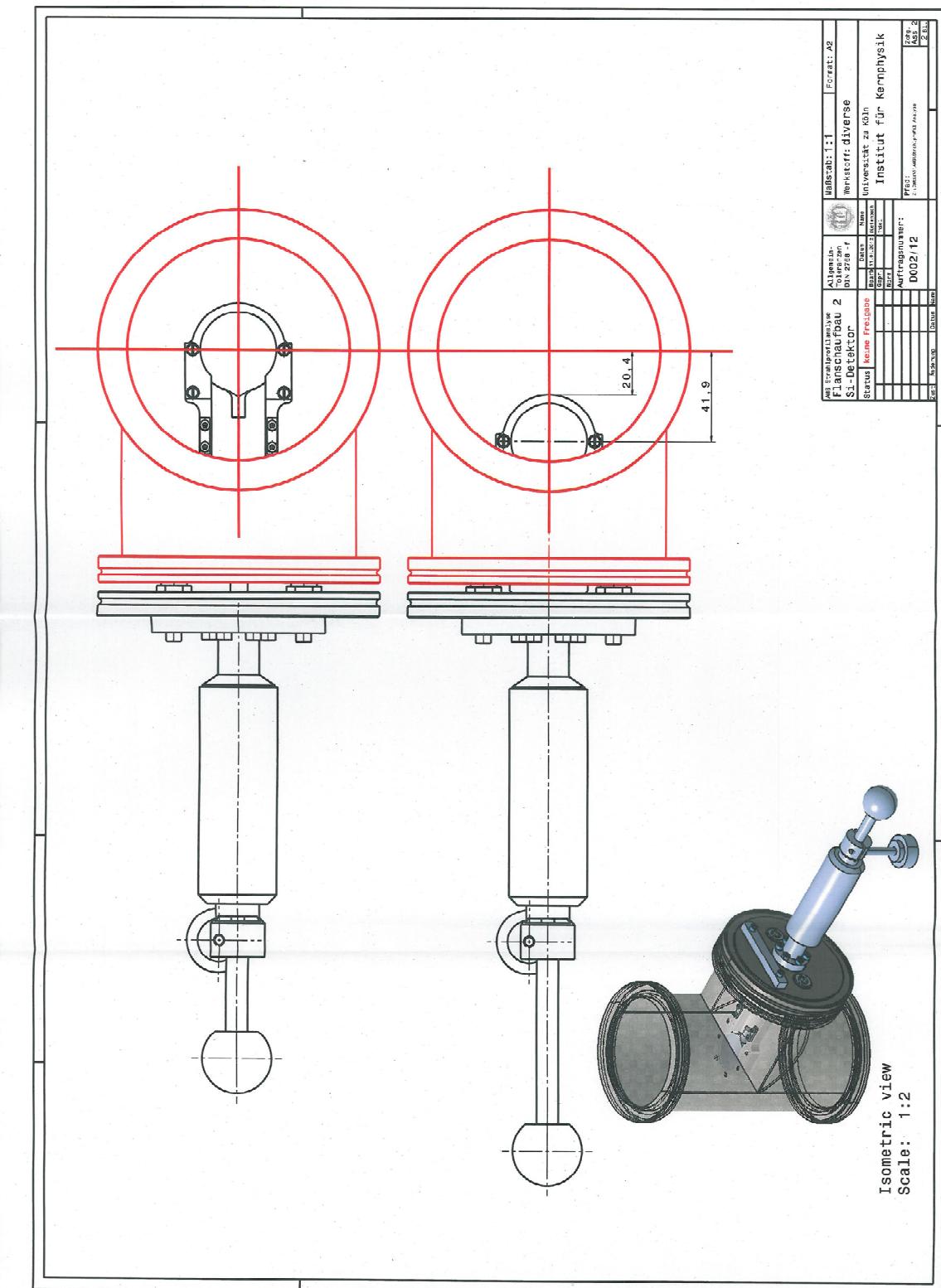
Anlage 3: Verkabelung der Solarzellen



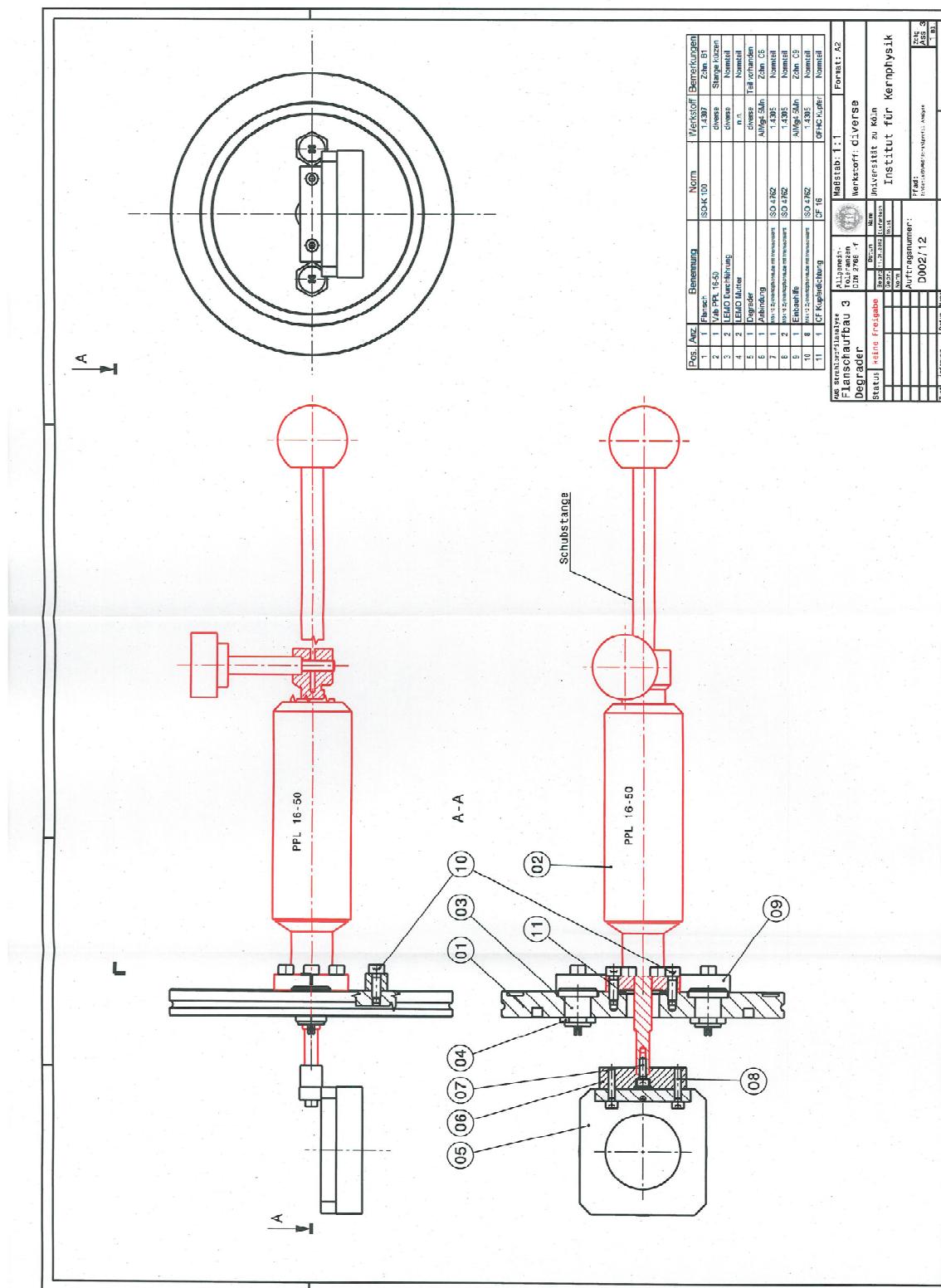
Anlage 4: Verkabelung der Solarzellen



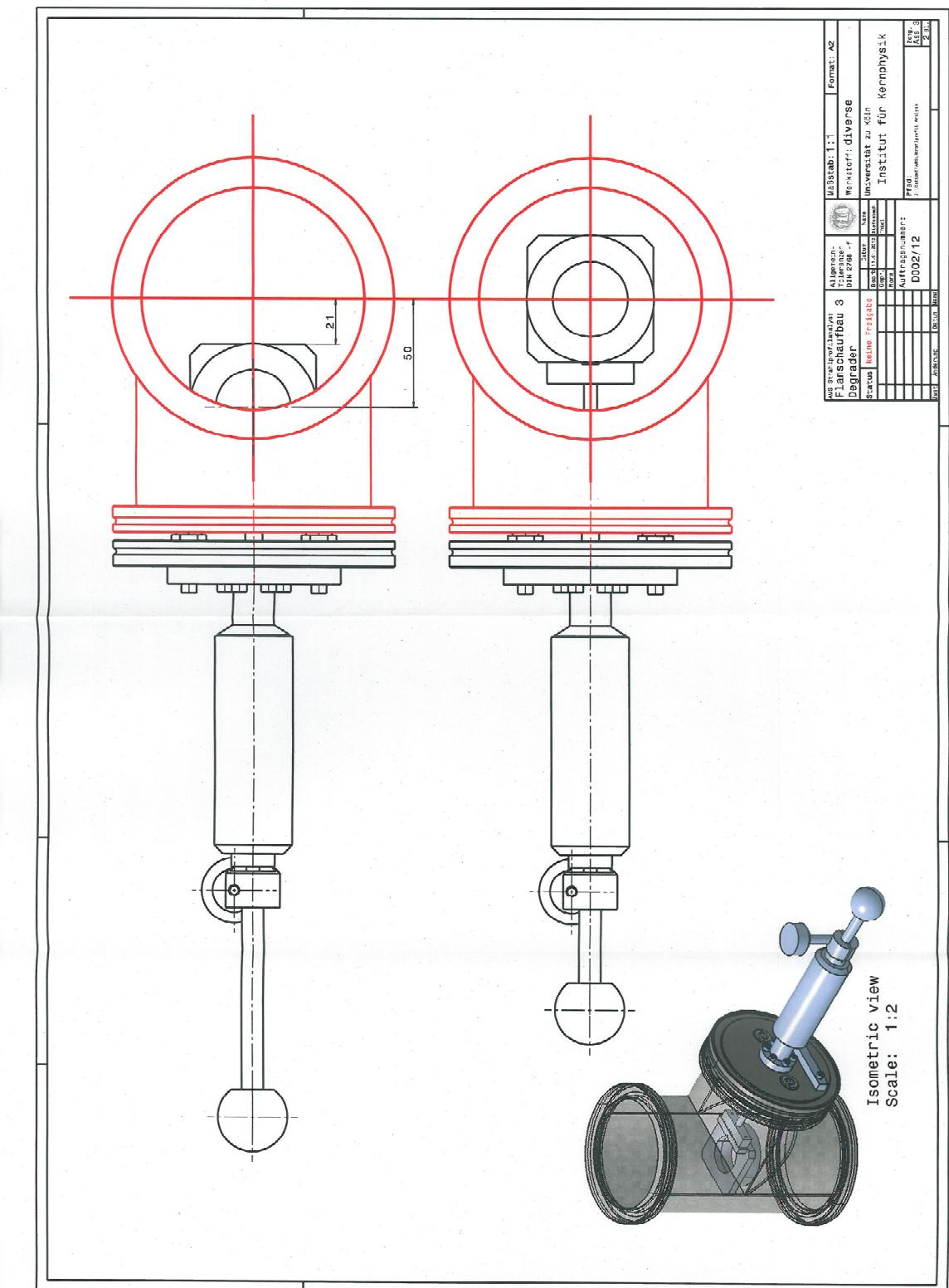
Anlage 5: Si-Detektor



Anlage 6: Si-Detektor



Anlage 7: Degrader



Anlage 8: Degrader

Anlage 9: Cologne_AMS.lim:

```
AUSGANG = "GIC"      #oder "TOF", "SiGI", "AFD"

VT    =  4.5e6/3.*(2+10./26) #Terminalspannung
q     =  2                   #Ladungszustand
t     =  1.05686#*INPUT[6]   #Korrektur Terminalspannung
e1   =  17000.              #SO110-EL
e2   =  23502.*.9523*INPUT[7] #BI-EL
g    =  25.2                #QPT Radius
q_snout = 41.99e3           #Q-Snout lens

## Schlitze
s5   =  30.0 # INPUT[0]
s4   =  30.0 # INPUT[0]
s3   =  30.0 # INPUT[0]
s1   =  INPUT[0]*10

## Quadrupole
q4b = -4.97*INPUT[7]
q4a =  57.799*INPUT[6]
q3b = -8.5986*INPUT[5]
q3a =  35.816*INPUT[4]
q2b = -2.1748*INPUT[3]
q2a =  47.19*INPUT[2]
q1b = -5.3415*INPUT[1]
q1a =  58.294*INPUT[0]

## div. Variablen
K1   =  0.52818
K2   =  0.52818
beta1 = 1   #INPUT[6]

#####
AddBeam(.0*1.4384,.1*28.9,.0*1.4384,.1*28.9,+0,-0,10)
#AddBeamRandomGauss(1.4384,28.9,1.4384,28.9,0,0,1500)

#####

# Pille, Einzellinse
AddSlit(0,s1,0,s1)
AddDrift(1,1.0,0.307279938)

AddAMSSO110EL(35000.,17000.)

AddDrift(1,1,.5145)

# Sphaerischer ESA 54grad
AddESD(10,1,0.09424778,0.469,0.469,0,26)

AddDrift(1,1,.8127)
### WAIST ###
#AddSlit(0,30,0,30)

AddDrift(1,1,.8939)

# 90grad Bouncing Magnet
AddEdgeFocusing(0.4,0.4651,K1,20.)
AddMSA(10,1,0.4,0.15707963,20.)
AddEdgeFocusing(0.4,0.5349,K1,20.)

#AddBeamProfile()

AddDrift(1,1,.8511)
### WAIST ###
#AddSlit(0,30,0,30)
AddDrift(1,1,.9499)
```

```
# Einzellinse
AddAMSBIEL(35000.,e2)

# Einzel->Bias
AddDrift(1,1,.6697)

# Bias
AddSegment1(31.e3, 35.e3+q_snout, -1, 61.5e-3, 44.e-3,.0687)
#AddSegment(math.sqrt((35.e3+q_snout)/31.e3),.0687)

# Tandem
AddAMSAcc(q_snout,VT*t,35.0e3,q)

#####
##### HOCHENERGIE #####
#####

AddDrift(1,1.00362,.1579)

# QPT 1 - ACC
#c
#AddAMSQPT_YXY(1,66.01,-3.6,5.5e6*t,35000,4,g)
#be
#AddAMSQPT_YXY(1,49.255,-2.772,4.5e6*t/3.*(2+10./26.),35000,2,g)
#pu
#AddAMSQPT_YXY(1,35.63,-0.6,2.9356e6*t/4.*(3+242./258.),35000,3,g)
#al
#AddAMSQPT_YXY(1,37.61,-1.45,3.e6*t,35000,3,g)
#sonst
AddAMSQPT_YXY(1,q1a,q1b,VT*t,35000,q,g)

AddDrift(1,1.00362,1.7993)
### WAISt ###
#AddSlit(0,s3,0,30)
AddDrift(1,1.00362,1.3487)

# QPT 2 - HES
#####
#c
#AddAMSQPT_YXY(1,52.99,-0.5,5.5e6*t,35000,4,g)
#be
#AddAMSQPT_YXY(1,44.127,0.305,4.5e6*t/3.*(2+10./26.),35000,2,g)
#pu
#AddAMSQPT_YXY(1,35.95,-2.43,2.9356e6*t/4.*(3+242./258.),35000,3,g)
#al
#AddAMSQPT_YXY(1,37.14,-4.16,3.e6*t,35000,3,g)
#sonst
AddAMSQPT_YXY(1,q2a,q2b,VT*t,35000,q,g)
#####

#90grad magnet
AddDrift(1,1.00362,.7574)
AddEdgeFocusing(2,.47,K2,50.)
AddMSA(10,1.00362,2,0.15707963,50)
AddEdgeFocusing(2,.47,K2,50.)

AddDrift(1,1.00362,2.0003)
### WAISt ###
#AddSlit(0,s4,0,30)
AddDrift(1,1.00362,1.9888)

# 35grad deflektor
AddESD(10,1.00362,0.06108652,2.6,1.e6,0.0605,26)
AddDrift(1,1.00362,.3011)

# QPT 3 - HEE
#####
#c
#AddAMSQPT_YXY(1,37.51,-7.8,5.5e6*t,35000,4,g)
#be
#AddAMSQPT_YXY(1,36.923,-7.998,4.5e6*t/3.*(2+10./26.),35000,2,g)
#pu
```

```
#AddAMSQPT_YXY(1,22.17,-6.21,2.9356e6*t/4.*(3+242./258.),35000,3,g)
#al
#AddAMSQPT_YXY(1,22.74,-5.26,3.e6*t,35000,3,g)
#sonst
AddAMSQPT_YXY(1,q3a,q3b,VT*t,35000,q,g)
#####
#####

# 35grad deflektor
AddDrift(1,1.00362,,3078)
AddESD(10,1.00362,0.06108652,2.6,1.e6,0.0605,26)

AddDrift(1,1.00362,2.2995)
### WAIST ###
#AddSlit(0,s5,0,30)
#AddBeamProfile()
AddDrift(1,1.00362,3.5456)

# QPT 4 - DSW
#####
#c
#AddAMSQPT_XYX(1,54.65,-2.5,5.5e6*t,35000,4,g)
#be
#AddAMSQPT_XYX(1,46.5,-0.6,4.5e6*t/3.*(2+10./26.),35000,2,g)
#pu
#AddAMSQPT_YXY(1,37.39,-1.94,2.9356e6*t/4.*(3+242./258.),35000,3,g)
#al
#AddAMSQPT_XYX(1,23.67,1.18,3.e6*t,35000,3,g)
#sonst
AddAMSQPT_XYX(1,q4a,q4b,VT*t,35000,q,g)
#####

AddDrift(1,1.00362,0.5055)

if (AUSGANG == "GIC"):
#####
# Ausgang 1 - GIC      # C
#####
AddMSA(10,1.00362,1.545,0.05235987756,50) #Schaltmagnet
AddDrift(1,1.00362,2.111)
#AddSlit(0,30,0,30)
#AddBeamProfile()
AddDrift(1,1.00362,0.104) #schlitz->det anfang
AddDrift(1,1.00362,2)      #damit man was sieht
#####

if (AUSGANG == "TOF"):
#####
# Ausgang 2 - TOF      #
#####
AddMSA(10,1.00362,2.3175,0.34906585/10.,50) #Schaltmagnet
AddDrift(1,1.00362,.2569) #Flansch
AddDrift(1,1.00362,.723)  #Det 1
AddSlit(0,30,0,30)
AddDrift(1,1.00362,2.42)  #Det 2
AddSlit(0,30,0,30)
AddDrift(1,1.00362,2)      #damit man was sieht
#####

if (AUSGANG == "SiGI"):
#####
# Ausgang 4 - SiGI      #
#####
AddMSA(10,1.00362,-3.090,-0.261799/10.,50) #Schaltmagnet
AddDrift(10,1.00362,.2)    #damit man was sieht
#####

if (AUSGANG == "AFD"):
#####
```

```
# Ausgang 5 - AFD      #
#####
AddMSA(10,1.00362,-1.545,-0.5235987756/10,50) #Schaltmagnet
AddDrift(1,1.00362,.949) #Degrader
AddSlit(0,30,0,30)
AddDrift(1,1.00362,.515)
K3 = .5
# 120grad magnet gap 60mm, 23.5 grad
AddEdgeFocusing(-2.094395,.41,K3,60.)
AddMSA(1,1.00362,-.455,-2.094395,60)
#AddInhomMSA(10,-.455,-2.094395/10/3,INPUT[0],60)
#AddInhomMSA(10,-.455,-2.094395/10/3,INPUT[1],60)
#AddInhomMSA(10,-.455,-2.094395/10/3,INPUT[0],60)
AddEdgeFocusing(-2.094395,.41,K3,60.)
AddDrift(1,1.00362,.73525)#schlitz
AddDrift(1,1.00362,.07058)#detektor
AddDrift(1,1.00362,2) #damit man was sieht
```

Anlage 10: Cologne_FN.lim:

```
#####
AddBeam(1.5,40,1.5,40,0,0,10)
#####

#Quelle
AddDrift(1,1,.17)

# S.EL. 1      #####
AddThinLens(INPUT[1],INPUT[1],30)

AddDrift(1,1,.78)
# Vorbeschleunigung
AddVBFN(15.e3,50.e3,.276)

AddDrift(1,1,1.026)
AddDrift(1,1,0.259)

# 20 Grad Magnet
AddEdgeFocusing(0.9906,0.174533,0,15)
AddMSA(10,1,0.9906,0.34906585/10,15)
AddEdgeFocusing(0.9906,0,0,15)

AddDrift(1,1,0.31)

AddDrift(1,1,0.31)

# Schlitz und Cup
### WAIST ###
AddSlit(0,30,0,30)

AddDrift(1,1,1.1)
# Quellenkasten 2 Eingang D=30mm
AddSlit(0,30,0,30)
AddDrift(1,1,.25)
AddDrift(1,1,.25)
AddDrift(1,1,.10)
AddSlit(0,30,0,30)
# Quellenkasten 2 Ausgang D=30mm
AddDrift(1,1,0.259)

# 20 Grad Magnet
AddEdgeFocusing(0.9906,0.174533,0,15)
AddMSA(10,1,0.9906,0.34906585/10,15)
AddEdgeFocusing(0.9906,0,0,15)
AddDrift(1,1,1.21)

# EL 1      #####
AddThinLens(INPUT[2],INPUT[2],50)
```

```
AddDrift(1,1,1.33)
# Blende D=4mm
AddSlit(0,4,0,4)
### WAIST ###

AddDrift(1,1,.14)

# NE Cup
AddDrift(1,1,.66)

# EL 2      #####
AddThinLens(INPUT[3],INPUT[3],30)
AddDrift(1,1,.51)
# Tankdeckel
AddDrift(1,1,.17)

# Gitterlinse
AddThinLens(INPUT[4],INPUT[4],30)
AddDrift(1,1,.5016)

# Tandem      #####
AddFNAcc(7.e6, 75.e3, 5)
```

Dank

An erster Stelle will ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich länger ausgehalten haben als jeder andere auf dieser Welt. Auch an erster Stelle danke ich meinen Großeltern, die einen mindestens ebenso großen Teil meines Lebens ausmachen und ohne die ich nicht die Person wäre, die ich heute bin. Ich danke euch und ich habe euch über alle Grenzen lieb.

Ich danke Herrn Priv. Dozent Dr. Dewald für die Stellung des Themas und dafür, dass er mir die Möglichkeit gab, die Arbeit nach meinen eigenen Vorstellungen zu gestalten und mich dabei weder zeitlich noch inhaltlich einschränkte.

Stefan Heinze danke ich für seine Hilfe in jeder Situation und für interessante Gespräche, die immer wieder dafür gesorgt haben, ein „Aha“ in mir auszulösen. Guido Richardt danke ich dafür, dass er sich die Zeit genommen hat mich in die Welt der Elektronik einzuführen und schließlich danke ich Frau Herrmann, die es mir mehr als einmal verziehen hat, wenn ich Minuten vor der Prüfung in ihr Büro gerannt kam, um mich anzumelden.

Ich danke meinen Freunden Alkiviadis Alkis Baviolis, Lukas Dude Fink und Daniel Wacki Lersch, die mich mein komplettes Studium über unterstützt haben und mir auch neben dem Studium in jeder Lebenssituation zur Seite standen. Ich danke euch dafür, dass ich weiß, dass das Studium erst der Beginn unserer Freundschaft war.

Ich danke Judith dafür, wie sehr sie mir gerade in den letzten Wochen zur Seite stand und mich unterstützt hat wo es nur ging. Ich selbst hätte meine Arbeit niemals so oft gelesen.

Zuletzt möchte ich mich auch bei den nicht explizit genannten Menschen bedanken, die mir durch interessante Gespräche geholfen haben, die Nachschichten erträglich zu machen.

Erklärung der Urheberschaft

„Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.“

Alexander Maximilian Stolz
Lindenthalgürtel 24
50935 Köln
Geb.: 31.01.1985
Matr.: 4046323

Ort, Datum

Unterschrift