

Institut für Angewandte Physik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Diplomarbeit

**Entwicklung einer Strahldiagnose in
toroidalen, magnetischen
Führungsfeldern**

von

Patrick Nonn

Geboren am 20.12.1979

in Hadamar (Hessen)

11. Dezember 2009

Betreuer/Erstgutachter: Prof. Dr. Ulrich Ratzinger

Zweitgutachter: Prof. em. Dr. Horst Klein

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

_____, Frankfurt am Main, den 11. Dezember 2009
Patrick Nonn

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
1.1	Hintergrund	1
1.2	Aufgabenstellung	2
2	Theorie	3
2.1	Toroidale Geometrie	3
2.2	Driften in einem statischen Magnetfeld	5
2.2.1	Die Gyration	5
2.2.2	Die Gradientendrift	6
2.2.3	Die Zentrifugaldrift	7
2.2.4	Solenoidale Fokussierung	8
2.2.5	Strahltransport in einem TSM	11
2.3	Sekundärelektronen	13
2.3.1	Energieverteilung der Sekundärelektronen	14
2.3.2	Die Produktionsrate der Sekundärelektronen	14
2.3.2.1	Die Theorie der kinetischen Emission	15
2.3.2.2	Einschlagswinkel des Ions	17
2.3.2.3	Material und Beschaffenheit der Oberfläche	18
2.4	Lumineszenz von Kristallphosphoren	19
3	Experimenteller Aufbau	21
3.1	Der Injektor	22
3.1.1	Ionenquelle	22
3.1.2	Solenoid	24
3.1.3	Toroidrandfeld im Injektor	25
3.2	Der Toroidsektormagnet (TSM)	29
3.2.1	Technisches	29
3.2.2	Magnetfeld	30
3.3	Aufbau und Funktionsweise der Messsonde	34
3.3.1	Der Sondenkörper	35

3.3.2	Der Leuchtschirm	36
3.3.3	Die Repeller-Elektrode	38
3.3.4	Die Kamera	39
3.4	Position und Lage der Sonde	42
4	Messungen	45
4.1	Erste Messungen	45
4.1.1	Auswertung	45
4.1.2	Darstellung	48
4.2	Strahltransport im TSM-Randfeld	57
4.3	Wirkung des Repellers	61
5	Fazit	65
5.1	Alternative Positionierung	65
5.2	Alternative Kamera	67
5.3	Alternative Detektion	68
6	Danksagung	71

1 Motivation

1.1 Hintergrund

Als Speicherring bezeichnet man eine Maschine, welche Teilchenströme auf geschlossenen Bahnen führt. Im Gegensatz zum Ringbeschleuniger (Synchrotron, Mikrotron, Zyklotron) werden die Teilchenstrahlen aber nicht weiter beschleunigt, sondern lediglich die, durch Synchrotronstrahlung auftretenden, Verluste mit entsprechend abgestimmten Beschleunigern kompensiert. Dabei ist diese begriffliche Trennung in der Praxis oft nicht gegeben, da sich insbesondere Synchrotrone nach der Beschleunigungsphase leicht auch als Speicherringe nutzen lassen.

Während die meisten Elektronen-Speicherringe der Erzeugung von Synchrotronstrahlung dienen (z.B. BESSY II in Berlin, PETRA am DESY in Hamburg, SOLEIL in Paris oder NSLS am BNL in Brookhaven, u.a.), sind Ionen-Speicherringe meist Collider (LHC am CERN in Genf, RHIC am BNL in Brookhaven), in denen zwei entgegengesetzt rotierende Strahlen zur Kollision gebracht werden, und/oder Akkumulatoren (ESR an der GSI), die einen Ionenstrahl „aufwickeln“, um die Strahlintensität zu erhöhen.

Das Konzept für einen Akkumulatorring, welcher toroidale Magnetfelder zum Strahltransport nutzt wurde durch U. Ratzinger und M. Droba auf der EPAC '04 vorgestellt [Droba u. a., 2004]. Nach Abschluss theoretischer Vorüberlegungen [Droba u. a., 2006], wurden zu Testzwecken 2 normalleitende Toroidsegmentmagnete (folgend: TSM) bei der Firma Bruker bestellt, und durch diese geliefert.

Im Rahmen der Dissertation von Ninad Joshi [Joshi, 2009] wurde der Strahltransport durch ein TSM simuliert und auch gemessen. Dabei kamen zwei Messmethoden zum Einsatz: eine Schlitz-Gitter Emittanzmessanlage und ein Leuchtschirm am, der Ionenquelle entgegengesetzten, Ende des TSMs. Da die auf diesem Wege gewonnen Daten keinen hinreichenden Aufschluss über die Vorgänge innerhalb des Toroidsegmentmagneten zulassen, wäre die Möglichkeit, den Leuchtschirm zwecks weiterführender Messungen entlang des Strahlweges zu verschieben, wünschenswert. Auf diese Weise wäre es möglich, den kompletten Strahltransport im TSM zu beobachten, und die Simulation besser mit experimentellen Daten zu vergleichen. Da anderweitig kein System zu finden ist, welches diesen speziellen Anforderungen gerecht wird, ist eine

Eigenentwicklung unumgänglich.

1.2 Aufgabenstellung

Ziel dieser Diplomarbeit ist die Entwicklung, Konstruktion und Funktionsprüfung einer Sonde zur Bestimmung des Strahlprofils in einem Toroidsektormagnet. Besonderes Augenmerk gilt dabei folgenden Anforderungen:

- Die Sonde kann in einem Hochvakuum von bis zu 10^{-7} mbar operieren, ohne es zu verunreinigen.
- Die Sonde ist auch bei den zu erwartenden magnetischen Flussdichten von über 600 mT fehlerfrei funktionsfähig.
- Die Sonde ist innerhalb des ganzen Toroidsegments longitudinal frei positionierbar, ohne dass belüftet werden muss.
- Der Strahl wird weder direkt, noch indirekt von der Sonde beeinflusst, um eine fehlerfreie Messung zu gewährleisten.

Für Messungen stehen die beschafften TSMs inklusive zugehörigem Injektor zur Verfügung.

2 Theorie

2.1 Toroidale Geometrie

Um die Prozesse und Eigenschaften in Bezug auf einen TSM zu beschreiben, ist die Verwendung der toroidalen Geometrie notwendig. Ein Torus ist der Rotationskörper eines Kreises. Die Rotationsachse kann entweder eine Passante, eine Tangente oder eine Sekante des Kreises sein, die Sekante darf jedoch nicht durch den Mittelpunkt des Kreises gehen (Spezialfall: Kugel).



Abbildung 2.1 – Ein Spindeltorus

Abbildung 2.2 – Ein Horntorus

Abbildung 2.3 – Ein Ringtorus

Ist die Rotationsachse eine Sekante, so nennt man den entstandenen Körper einen *Spindeltorus* (Abbildung **2.1**), eine tangentielle Rotationsachse erzeugt einen *Horntorus* (Abbildung **2.2**) und bei einer Passante entsteht ein *Ringtorus* (Abbildung **2.3**). Spricht man von einem Torus, so ist im Allgemeinen der Ringtorus gemeint. Sofern nicht anders gekennzeichnet, gilt dies auch für diese Arbeit.

Ein vollständiger Torus wird durch zwei Radien beschrieben. Der toroidale Radius R beschreibt die Rotation des Profilkreises mit dem poloidalen Radius r um die Rotationsachse. Die Ebene, die durch R aufgespannt wird, wird im folgenden als toroidale Ebene bezeichnet, und die Ebene, in welcher r liegt als poloidale Ebene. Beide Ebenen stehen senkrecht zueinander.

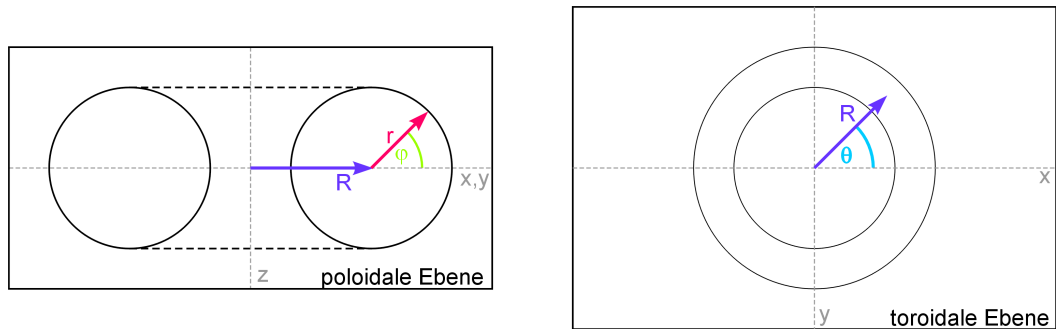


Abbildung 2.4 – Toroidales Koordinatensystem

Toroidales Koordinatensystem

Das Koordinatensystem basiert auf der oben beschriebenen Konstruktion eines Torus. In der poloidalen und der toroidalen Ebene wird je ein Polarkoordinatensystem eingesetzt. Dadurch stehen 4 Parameter zur Verfügung, zwei Radien und zwei Winkel. Diese werden, entsprechend der Ebene, in der sie liegen, toroidaler Radius R , toroidaler Winkel θ , poloidaler Radius r und poloidaler Winkel φ genannt. Im Allgemeinen gilt:

$$R = \text{const} \quad (2.1)$$

$$\theta \in [0; 2\pi] \quad (2.2)$$

$$r \in [0; \infty] \quad (2.3)$$

$$\varphi \in [0; 2\pi] \quad (2.4)$$

Die Koordinaten sind daher r , θ und φ .

Die Transformation von toroidale in kartesische Koordinaten kann mittels der Gleichung (2.5) erfolgen. In diesem Fall liegt der Torus in der xy -Ebene, z ist die Rotationsachse, $\theta = 0$ liegt auf der x -Achse und $\varphi = 0$ liegt in der toroidalen Ebene¹.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = R \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} + r \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta) \cdot \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \cdot \cos(\varphi) \\ \sin(\varphi) \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

¹vgl. Abbildung 2.4

2.2 Driften in einem statischen Magnetfeld

2.2.1 Die Gyration

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit \vec{v} exakt parallel zum B-Feld \vec{B} , so erfährt es keine Kraft, da $\vec{v} \times \vec{B} = 0$. Im Realfall kann man allerdings davon ausgehen, dass, z.B. aufgrund thermischer Bewegung oder zuvor passierter Randfelder, eine transversale Geschwindigkeitskomponente $v_{\perp} > 0$ vorhanden ist, welche sehr viel kleiner ist, als die longitudinale Geschwindigkeitskomponente v_{\parallel} .

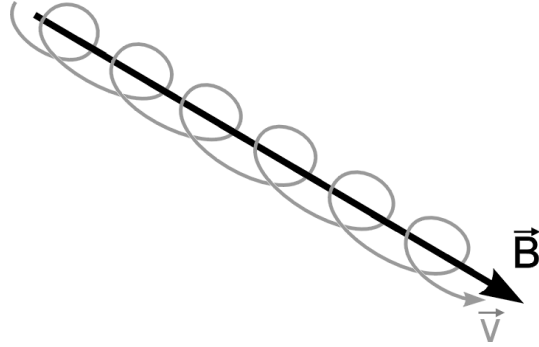


Abbildung 2.5 – Gyration eines Teilchens entlang \vec{B}

Da die transversale Geschwindigkeitskomponente definitionsgemäß senkrecht zum B-Feld steht, verhält sich das Teilchen in der transversalen Ebene wie in einem Dipolfeld und bewegt sich auf einer Kreisbahn (bei homogenem B-Feld). Zusammen mit der longitudinalen Bewegung ergibt sich eine helikale Trajektorie des geladenen Teilchens², deren Drehsinn vom Vorzeichen der Ladung abhängt.

Diese Bewegung nennt man Gyration des geladenen Teilchens. Die Gyrationenfrequenz (auch: Zyklotronfrequenz) berechnet sich nach Gleichung (2.6) und der Gyrationradius (auch: Lamorradius) nach Gleichung (2.7), mit der Teilchenmasse m , der Ladung q und der magnetischen Flussdichte $B = |\vec{B}|$.

$$\omega_G = \frac{|q| B}{m} = \frac{v_{\perp}}{r_G} \quad (2.6)$$

$$r_G = \frac{v_{\perp}}{\omega_G} = \frac{v_{\perp} m}{|q| B} \quad (2.7)$$

Durch den Kreisstrom in der transversalen Ebene lässt sich dem gyrierenden Teilchen ein magnetisches Dipolmoment $\mu_G = I_G A$ mit dem Gyrationstrom I_G und der umflossenen Kreisfläche A zuordnen, welches in Richtung des B-Feldes zeigt:

²Siehe Abbildung 2.5

³Herleitung siehe [Chen, 1984, Seite 19ff]

$$I_G = q \frac{\omega_G}{2\pi} = \frac{qv_{\perp}}{2\pi r_G} \quad (2.8)$$

$$\text{Einsetzen von (2.8): } \mu_G = \frac{qv_{\perp}}{2\pi r_G} \pi r_G^2 = \frac{1}{2} qv_{\perp} r_G \quad (2.9)$$

$$\text{Einsetzen von (2.7): } \mu_G = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{T_{\perp}}{B} \quad (2.10)$$

Das Zentrum der Gyration wird *Guiding Center* genannt, und alle folgenden Driften beziehen sich darauf. Daher werden solche Driften auch als Guiding Center Driften bezeichnet.

2.2.2 Die Gradientendrift

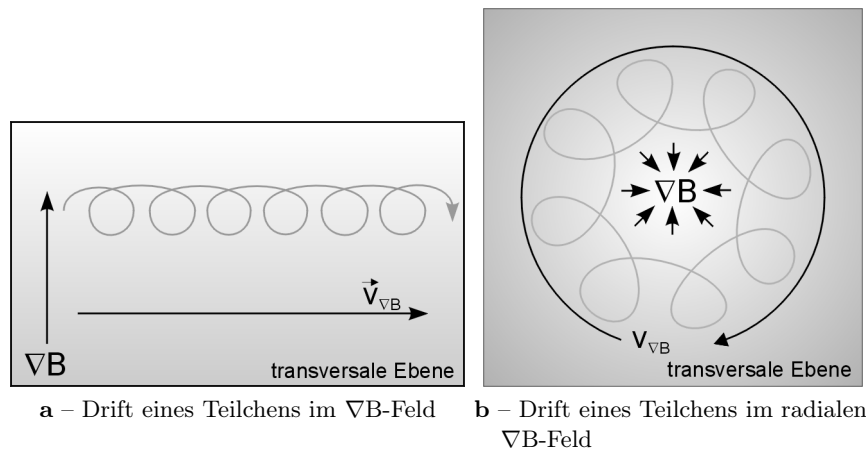


Abbildung 2.6 – Verschiedene Gradientendriften

Gyriert ein Teilchen nicht im homogenen B-Feld, sondern weist das Feld einen Gradienten ∇B auf, so folgt das Teilchen in der transversalen Ebene keiner Kreisbahn mehr, sondern beschreibt eine Zykloidbahn⁴. Dies kommt dadurch zustande, dass der Biegeradius der Teilchenbahn im Bereich des kleineren B-Feldes größer ist, als im Bereich des größeren B-Feldes. Die Geschwindigkeit der Drift beträgt nach

⁴Siehe Abbildung 2.6a

[Chen, 1984]:

$$\vec{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_G \frac{\vec{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (2.11)$$

Das \pm wird durch die Ladung des Teilchens gegeben. Teilchen mit entgegengesetztem Vorzeichen driften in entgegengesetzte Richtungen.

An dieser Stelle sei der radiale B-Feld-Gradient erwähnt, wie er zum Beispiel in Solenoiden auftritt. In diesem Fall beschreibt die Gradientendrift ihrerseits einen, mit dem Gradienten konzentrischen, Kreis in der Transversalebene. Durch die Überlagerung von Gradientendrift und Gyration bewegt sich das Teilchen in der Ebene auf einer, nicht notwendiger Weise geschlossenen, hypotrochoiden Bahn⁵. Dies führt dazu, dass Ionenstrahlen beim Transport durch Solenoide um das Zentrum des Solenoiden rotieren, beziehungsweise um sich selbst, wenn der Strahl und das Feld konzentrisch sind.

2.2.3 Die Zentrifugaldrift

Ist das B-Feld um den konstanten Krümmungsradius R gekrümmt, so beschreibt der Teilchenstrahl aufgrund der Gyration, und abhängig von der Stärke des B-Feldes und der Energie, sowie der Masse m der Teilchen, ebenfalls eine gekrümmte Bahn⁶. Die dabei auftretenden Zentrifugalkräfte F_Z führen zu einer Drift, die Zentrifugaldrift genannt wird. Die Driftgeschwindigkeit beträgt nach [Chen, 1984]:

$$\vec{v}_R = \frac{mv_{\parallel}}{qB^2} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2} \quad (2.12)$$

Die Drift ist senkrecht zur Krümmungsebene und, abhängig vom Vorzeichen der Ladung und der Orientierung des B-Feldes, nach „oben“ oder „unten“ gerichtet.

Da gekrümmte Felder auch immer inhomogen sind, tritt mit der Zentrifugaldrift auch immer eine Gradientendrift auf. Daher ist es sinnvoll, beide Driften gemeinsam zu behandeln. Nach [Chen, 1984] berechnet sich die Driftgeschwindigkeit zu:

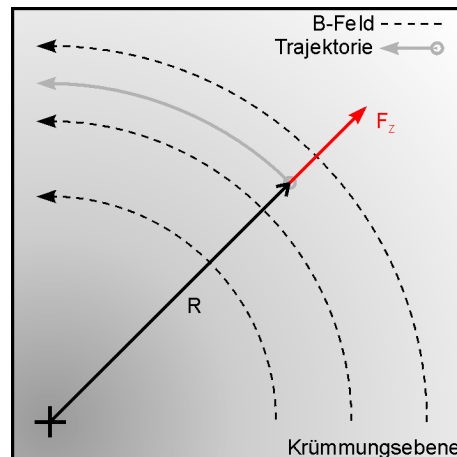


Abbildung 2.7 – Gekrümmte Trajektorie in mit Krümmungsradius R gekrümmtem Magnetfeld

⁵Siehe Abbildung 2.6b

⁶Siehe Abbildung 2.7

$$\vec{v}_{R+\nabla B} = \frac{m}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \quad (2.13)$$

2.2.4 Solenoidale Fokussierung

Solenoiden nutzen die Gyration, die in Abschnitt 2.2.1 erklärt wird, um Strahlen geladener Teilchen zu fokussieren.

Betrachten wir einen zylindrischen Teilchenstrahl mit Teilchen der Masse $m > 0$ und Ladung $q \neq 0$, der sich mit der Geschwindigkeit v_z entlang der z -Achse in einem koaxialen Zylinderkoordinatensystem r, φ, z ausbreitet. Die Strahlteilchen bewegen sich parallel zueinander, und sie wechselwirken nicht miteinander.

Dieser Strahl bewege sich durch ein, zu z paralleles, koaxial zylindersymmetrisches, homogenes Magnetfeld (Solenoid $\Rightarrow \vec{B} = B_z$). Das Vektorpotential des Magnetfeldes errechnet sich wie folgt:

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \nabla \times \vec{A} \\ \int_S \vec{B} \, dS &= \int_S \nabla \times \vec{A} \, dS \\ B_z \pi r^2 &= \oint \vec{A} \, d\vec{l} \\ &= \oint A_{\varphi} r \, d\alpha \\ &= r A_{\varphi} 2\pi \\ B_z r &= 2A_{\varphi} \\ \Rightarrow A_{\varphi} &= \frac{B_z r}{2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Dieses Magnetfeld hat Randfelder mit einer, relativ zur Symmetrieachse, radialen Feldkomponente B_r . Aufgrund dessen erhält das Teilchen beim Übergang vom feldfreien Raum in das homogene Magnetfeld eine, zu r senkrechte Geschwindigkeitskomponente v_{φ} . Der Betrag dieses „transversalen Kicks“ hängt vom Abstand des Teilchens zum Zentrum des solenoidalen B-Feldes ab.

Abbildung **2.8** soll diesen Zusammenhang veranschaulichen. Dargestellt sind die Trajektorien von Strahlteilchen mit verschiedenen radialen Abständen. Man kann erkennen, dass umso weniger Magnetfeldlinien überquert werden, je kleiner der radiale Abstand des Strahlteilchens ist. Daraus folgt, dass das Integral von B_r über das Randfeld umso kleiner ist, je kleiner r ist, und entsprechend auch der „transversale

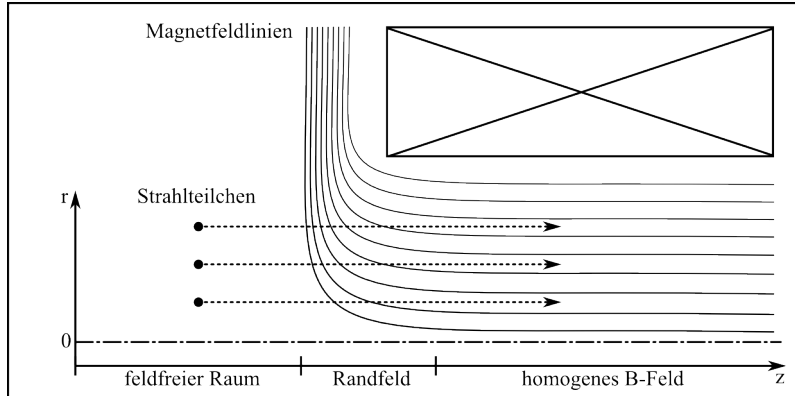


Abbildung 2.8 – Abhängigkeit des Randfeldeinflusses vom radialen Abstand

Kick“. Dies ist nur unter der Bedingung eines konstanten radialen Abstands während der Passage des Randfeldes uneingeschränkt gültig. Daher werden die Randfelder von Fokussiersolenoiden so kurz wie möglich gehalten.

Um die Abhängigkeit des Gyrationradius r_G vom radialen Abstand r zu ermitteln, betrachten wir die Abhängigkeit des transversalen, generalisierten Impulses $P_{\perp} = mv_{\perp}$ vom Magnetfeld unter der Annahme der Impuls- und Energieerhaltung. Die Hamilton-Funktion eines Strahlteilchens ist gegeben durch:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2$$

Die kinetische Energie lässt sich teilen in die Energie parallel und senkrecht zum Feld. Potentiale werden bei dieser Betrachtung vernachlässigt (Raumladungsfreiheit). Aus $p_{\parallel}^2 = m^2v_{\parallel}^2$ und der Erweiterung mit $\frac{\vec{B}}{B}$ folgt:

$$\mathcal{H} = \frac{p_{\parallel,kin}^2}{2m} + \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \vec{B} \quad (2.15)$$

$p_{\parallel,kin}$ ist kein generalisierter Impuls. Dieser ist für ein Teilchen im magnetischen Feld gegeben durch:

$$\vec{P} = p_{\parallel,kin} + q\vec{A} \Rightarrow p_{\parallel,kin} = \vec{P} - q\vec{A} \quad (2.16)$$

Einsetzen der Gleichungen (2.16) und (2.10) in Gleichung (2.15) liefert:

$$\mathcal{H} = \frac{(\vec{P} - q\vec{A})^2}{2m} + \mu_G B_z$$

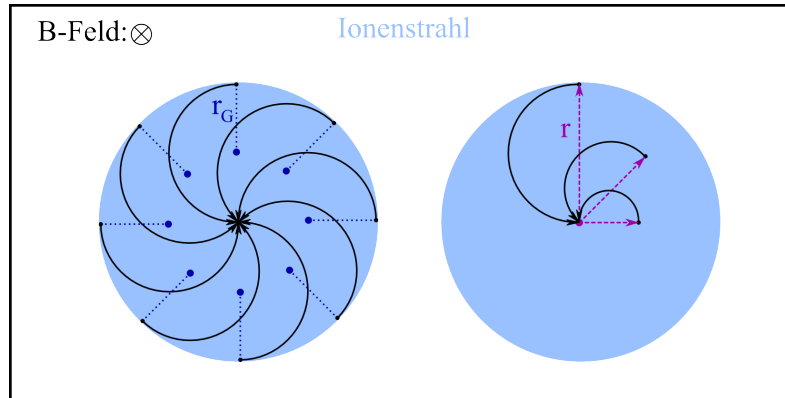


Abbildung 2.9 – Schematische Darstellung der Fokussierung in einem homogenen Magnetfeld

Diese nach \vec{P} aufgelöst, und Komponentenweise dargestellt:

$$\begin{aligned} P_r &= qA_r = 0 \\ P_\varphi &= qA_\varphi \\ P_z &= \sqrt{2m(\mathcal{H} - \mu_G B_z)} + \underbrace{qA_z}_{=0} \end{aligned}$$

Aus Gleichung (2.14) folgt $A_r = A_z = 0$. Da demnach P_φ die einzige transversale Komponente ist, kann sie in Gleichung (2.7) eingesetzt werden:

$$r_G = \frac{qA_\varphi}{qB_z} = \frac{A_\varphi}{B_z}$$

Einsetzen von (2.14) führt dann zu:

$$r_G = \frac{B_z r}{B_z 2} = \frac{r}{2} \quad (2.17)$$

Daraus folgt, dass der Gyrationradius immer gerade die Hälfte des Abstandes zum Zentrum des B-Feldes beträgt. Folglich wird jedes Strahlteilchen, wie in Abbildung 2.9 dargestellt, zum Zentrum des Magnetfeldes hin bewegt. Das linke Schema der Abbildung 2.9 stellt die Strahlteilchen des coaxialen Strahles dar, die sich unabhängig von φ auf das Zentrum zubewegen. Das rechte Schema zeigt die r -Abhängigkeit. Beides führt dazu, dass der Strahl nach einer halben Periode der Gyrationfrequenz ω_G , die Ortsunabhängig ist, fokussiert wird. Hat der Strahl den

Fokus durchlaufen, so divergiert er wieder, bis er seine ursprüngliche Ausdehnung, nach einer ganzen Periode, wieder erreicht hat. Dieser Zyklus wiederholt sich in einem ausreichend langen, homogenen Feld periodisch mit der Zyklotronfrequenz ω_G ⁷.

2.2.5 Strahltransport in einem TSM

Wie in einem Solenoiden, beschreiben geladene Teilchen, die senkrecht zur Poloidalen Ebene in das Feld eines TSM eindringen eine Gyration. Allerdings verlaufen die Feldlinien hier nicht gerade, sondern sie sind innerhalb des TSM zu einer Kreisbogenbahn gekrümmt. Abhängig von ihrer kinetischen Energie und der Stärke des B-Feldes sind die Trajektorien mehr oder minder stark an die Feldlinien gebunden. Daher können niederenergetische Ionenstrahlen durch ein TSM auf eine gekrümmte Bahn gezwungen werden. Gleichzeitig erfahren sie die, in Abschnitt 2.2.4 beschriebene, Fokussierung.

Die gekrümmte Bahn und die Fokussierung sind nicht die einzigen Effekte, die ein Strahl geladener Teilchen beim Transport durch ein TSM erfährt. Aufgrund der gekrümmten Trajektorie, und des poloidalen B-Feld-Gradienten (siehe Seite 30) erfährt der Strahl sowohl eine Zentrifugaldrift, als auch eine Gradientendrift, wie durch Gleichung (2.13) auf Seite 8 beschrieben:

$$\vec{v}_{R+\nabla B} = \frac{m}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right)$$

Aus der Annahme, dass das B-Feld einen Kreisbogen beschreibt⁸, folgt:

$$\vec{R} \perp \vec{B} \Rightarrow \vec{R} \times \vec{B} = R \cdot B \cdot \vec{e}_{\vec{R} \times \vec{B}} \Rightarrow \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} = \frac{1}{RB} \cdot \vec{e}_{\vec{R} \times \vec{B}} \quad (2.18)$$

Weiterhin kann man, da wir einen Teilchenstrahl betrachten, der sich annähernd parallel zu den Magnetfeldlinien bewegt, annehmen, dass $v_{\perp} \ll v_{\parallel}$. Daraus folgt:

$$\left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \approx v_{\parallel}^2 \quad (2.19)$$

Durch die Annahmen (2.18) und (2.19) vereinfacht sich Gleichung (2.13) zu:

$$\vec{v}_{R+\nabla B} = \frac{m v_{\parallel}^2}{q R B} \vec{e}_{\vec{R} \times \vec{B}} \quad (2.20)$$

⁷siehe Gleichung (2.6)

⁸siehe Abschnitt 3.2.2

Die Drift eines Teilchenstrahles beim Transport durch ein TSM ist senkrecht zur toroidalen Ebene. Die Richtung der Drift (nach unten/nach oben) hängt, gemäß der Drei-Finger-Regel, von der Richtung des B-Feldes (gleich- oder entgegengerichtet), und dem Drehsinn der Krümmung (rechts-/linksdrehend) ab, und wird durch $\vec{e}_{\vec{R} \times \vec{B}}$ ausgedrückt.

Die Strecke, um die ein Strahl beim Transport durch ein 30°-TSM driftet, ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 s_{Drift} &= |\vec{v}_{R+\nabla B}| \cdot \frac{l}{v_{||}} \\
 &= \frac{mv_{||}^2 l}{qRBv_{||}} \\
 &= \frac{mv_{||} l}{qRB}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Aus $l = \frac{1}{12} \cdot 2\pi R$ (Länge eines 30° Kreisbogens) folgt:

$$s_{Drift} = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{mv_{||}}{qB} \tag{2.22}$$

Bei nicht relativistischen Energien lässt sich die Geschwindigkeit $v_{||}$ durch die Strahlenergie $E_S = \frac{1}{2}mv^2$ ausdrücken. Eingesetzt in (2.22):

$$s_{Drift} = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{\sqrt{2mE_S}}{qB} \tag{2.23}$$

Eine weitergehende Beschreibung des Strahltransportes, inklusive numerischer Simulation, findet sich in [Joshi, 2009, Seite 25ff.].

2.3 Sekundärelektronen

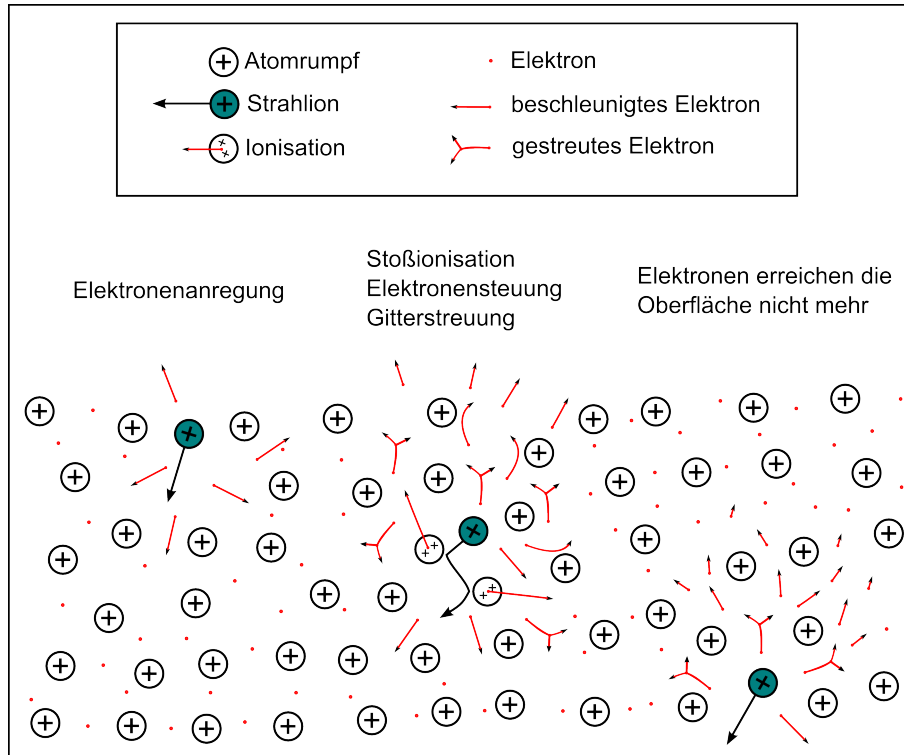


Abbildung 2.10 – Schematische Darstellung der Vorgänge bei einer Sekundärelektronenemission (bei einem metallischen Festkörper)

Wird ein Material von einem Teilchenstrahl von ausreichend hoher Energie getroffen oder durchschlagen, so kann es zu Elektronenemission kommen. Diese Elektronen werden, in Anlehnung an die Erstbeobachtung bei Kathodenstrahlen, welche dann „Primärelektronen“ genannt wurden, Sekundärelektronen genannt. Die Projektile können aber sowohl Elektronen, als auch Ionen oder Atome sein. Welche Prozesse zur Emission von Sekundärelektronen führen, hängt von der Geschwindigkeit des Projektils ab.

Bei Geschwindigkeiten $v_{\text{Projekt}} > 10^5 \text{ m/s}$ dominiert die kinetische Emission [Lai u. a., 1986]. Sie ist bei den, in dieser Arbeit betrachteten Strahlenergien der dominierende Prozess.

Das Projektil regt innerhalb einer Strecke dx , die es im Festkörper zurücklegt, die Leitungs- und Hüllenelektronen an, und verliert dabei die Energie dE^9 . Die, auf diese Weise angeregten, Elektronen können, meist nach weiteren Stößen ihrerseits mit anderen Elektronen oder dem Gitter (Streuung), das Kristallgitter verlassen. Nicht alle angeregten Elektronen tun dies, da sie die Oberfläche nicht erreichen, bevor sie sich durch Stöße vollständig abregen, und wieder ins Leitungsband zurückfallen, oder die Austrittsarbeit nicht aufbringen können. Im Abschnitt 2.3.2 wird näher auf die Theorie der kinetischen Emission eingegangen.

Da ein emittiertes Elektron die Austrittsarbeit des Festkörpers überwinden muss, gibt es eine theoretische, untere Schwelle für die Projektilenergie. Es wurde aber auch unterhalb dieser Schwelle Sekundäremission beobachtet, was zur Entwicklung der Theorie der potenziellen Emission führte.

Wie in Lai u. a. [1986] beschrieben, ist potenzielle Emission die Emission eines Elektrons aus einer Metalloberfläche aufgrund der Neutralisation eines, der Oberfläche sehr nahen, Strahlions. Dieser Prozess hängt von der Ionisationsenergie des Ions E_i und der Austrittsarbeit des Metalls W_A ab. Er ist der dominierende Prozess bei Ionengeschwindigkeiten $v_I < 10^5 m/s$, und er ist nur bei Ion-Metall Kombinationen, welche der Bedingung $E_i - 2W_A > 0$ genügen, von Bedeutung. Dies sind vor allem positive Ionen hoher Ionisationsenergie und Metalle mit niedriger Austrittsarbeit¹⁰. Die Prozesse, welche im Einzelnen zur potenziellen Sekundärelektronenemission führen, werden u.a. in [Hagstrum, 1954] theoretisch behandelt.

2.3.1 Energieverteilung der Sekundärelektronen

Sekundärelektronen weisen eine typische Energieverteilung auf. Sie hat, unabhängig von den Produktionsbedingungen, typischerweise einen Hauptpeak bei einer Energie < 10 eV [Lai u. a., 1986]. Im Bereich > 10 eV fällt die Verteilung exponentiell ab (siehe Abbildung 2.11). Bei Energien um 40 eV können weitere Peaks auftauchen, welche z.B. durch Auger-Rekombination entstehen. Diese Peaks sind etwa eine Größenordnung kleiner, als der Hauptpeak.

2.3.2 Die Produktionsrate der Sekundärelektronen

Der SEY (engl.: Secondary Electron Yield, dt. etwa: Sekundärelektronenertrag) ist eine charakteristische Größe bei der Sekundärelektronenemission, und hat meist das Formelzeichen γ . Er gibt das Verhältnis von emittierten Sekundärelektronen zu

⁹Siehe Seite 16

¹⁰z.B. $H^+ \rightarrow Al$, $He^+ \rightarrow Mo$

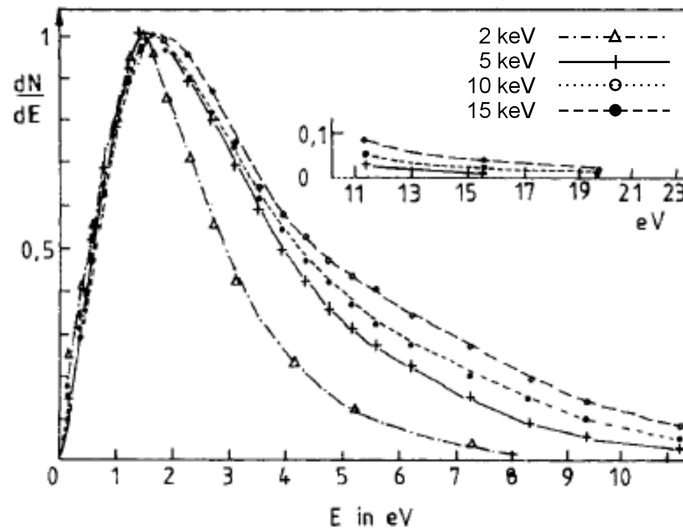


Abbildung 2.11 – Diagramm der Energieverteilung von Sekundärelektronen bei Beschuss von Molybdän mit Ar^+ verschiedener Energien [Lai u. a., 1986]

eingehenden Projektilen wieder.

$$\gamma = \frac{N_{\text{Sekundärelektronen}}}{N_{\text{Projektile}}} \quad (2.24)$$

2.3.2.1 Die Theorie der kinetischen Emission

Unter der Annahme, dass ein Ionenstrahl senkrecht zur ebenen Oberfläche in den Festkörper eindringt und dass ausschließlich kinetische Emission stattfindet, lassen sich zwei Vorgänge in der theoretischen Betrachtung von γ unterscheiden. Zum einen die Deposition der Energie des Projektils in Elektronen (Ionisation, Leitungselektronenanregung), zum anderen in den Transport dieser freien Elektronen zur Oberfläche [Hasselkamp u. a., 1992].

Energiedeposition Das Maß für die Energie, die ein Teilchen beim Durchgang durch Materie an diese abgibt, nennt man *Bremsvermögen*¹¹. Das Bremsvermögen $\frac{dE}{dx}$ hängt von der kinetischen Energie des eindringenden Teilchens ab und ist

¹¹engl.: stopping power, siehe auch Abschnitt 2.3

für jede Teilchen-Festkörper Paarung charakteristisch. Man unterscheidet zwischen *elektronischem* und *nuklearen* Bremsvermögen und deren Summe, dem Gesamt-bremsvermögen.

Das elektronische Bremsvermögen $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$ beschreibt den Energieverlust durch Elektronenanregung und durch Ionisation der Gitteratome aufgrund von Wechselwirkung des eindringenden Projektils mit den (schwach) gebundenen Elektronen des Festkörpers¹². Oberhalb von ca. 300 keV kann das elektronische Bremsvermögen von Ionen mit der Bethe-Formel berechnet werden. Da sich die Strahlenergien in dieser Arbeit weit darunter bewegen (< 10 keV), ist sie leider nicht von Nutzen. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse des Programms *SRIM 2008* [Ziegler u. a., 2008] verwendet.

Das nukleare Bremsvermögen $\left(\frac{dE}{dx}\right)_n$ beschreibt den Energieverlust durch Wechselwirkung des Strahlions mit den Festkörperteilchen. Die auf diese Art in dem Festkörper eingebrachte Energie trägt nicht zur Erschaffung freier Elektronen bei, und ist hier deshalb nicht direkt von Bedeutung.

Man kann davon ausgehen, dass die maximale Fluchttiefe der Sekundärelektronen 1 bis 10 nm beträgt [Sternglass, 1957]. Innerhalb dieses Bereichs wird das Projektil nicht so stark abgebremst, dass man die Änderung der Energiedeposition aufgrund der Änderung der Projektilenergie berücksichtigen müsste. In erster Näherung beschreibt das elektrische Bremsvermögen bei Einschlagenergie die Deposition der Energie im relevanten Teil des Festkörpers. Nähere Untersuchungen zu den Prozessen der Elektronenanregung wurden unter anderem von Sternglass[Sternglass, 1957] angestellt.

Elektronentransport Der Transport der freien Elektronen zur Oberfläche hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab. Die wichtigsten sind:

- Die mittlere Energie, die nötig ist, um ein freies Elektron zu erzeugen. Sie beeinflusst die Menge an freien Elektronen, die entsteht, sowie die minimale Energie der freien Elektronen.
- Die Winkelverteilung der freien Elektronen in Bezug auf die Normale der Oberfläche. Diese wird meist als isotrop angenommen, so dass etwa die Hälfte aller entstandenen freien Elektronen die Oberfläche erreichen kann.
- Die Wahrscheinlichkeit, das ein freies Elektron, welches sich bei seiner Entstehung von der Oberfläche wegbewegt, durch Rückstreuung die Oberfläche erreicht, oder der umgekehrte Fall.

¹²vgl. Abbildung **2.10**

- Die Streuung der freien Elektronen auf ihrem Weg zur Oberfläche. Dies lässt sich z.B. durch eine mittlere freie Weglänge oder das Bremsvermögen für niederenergetische Elektronen ausdrücken.
- Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron, welches die Oberfläche erreicht, das Oberflächenpotential überwindet und als Sekundärelektron entweicht (Austrittsarbeit).

All diese Faktoren sind Festkörperspezifisch, und können daher als Bestandteile einer Materialkonstante Λ (erstmal in [Schou, 1980]) aufgefasst werden.

Sekundärelektronenertrag Vereinfacht lässt sich der Sekundärelektronenertrag γ für die kinetische Emission durch senkrecht einfallende Projektil der Energie E_0 durch die Formel:

$$\gamma(E_0) = \Lambda * \left(\frac{dE}{dx} \right)_e (E_0) \quad (2.25)$$

ausdrücken. $\left(\frac{dE}{dx} \right)_e (E_0)$ ist das elektrische Bremsvermögen der Projektil-Festkörper Kombination bei der Priärteilchenenergie E_0 .

2.3.2.2 Einschlagswinkel des Ions

γ hängt auch vom Winkel ab, mit dem das Projektil die Oberfläche trifft¹³ Dies hängt damit zusammen, dass die Emissionswahrscheinlichkeit eines Elektrons sinkt, je weiter der Entstehungsort von der Oberfläche entfernt ist. Ein Ion, das senkrecht auf die Oberfläche trifft, produziert weniger oberflächennahe Elektronen, als ein Ion, welches in einem spitzen Winkel auf die Oberfläche trifft, da es einen kleineren Teil seiner Energie in Oberflächennähe deponiert. Wie in Abbildung **2.12** zu sehen ist, kann der SEY bei sehr spitzen Winkeln aber auch wieder rückläufig sein. Das könnte unter anderem daran liegen, dass bei diesen Winkeln die Wahrscheinlichkeit für eine „Totalreflektion“ des einfallenden Ions an der Oberfläche stark zunimmt (siehe auch [Svensson u. a., 1981]). Für Einfallswinkel zur Flächennormalen $\alpha < 80^\circ$ zeigt γ eine Sekans-Abhängigkeit, so dass für $\gamma(\alpha \neq 0)$ folgt:

$$\gamma(E_0, \alpha) = \Lambda * \left(\frac{dE}{dx} \right)_e (E_0) * \frac{1}{\cos(\alpha)} \quad (2.26)$$

¹³Siehe Abbildung **2.12**

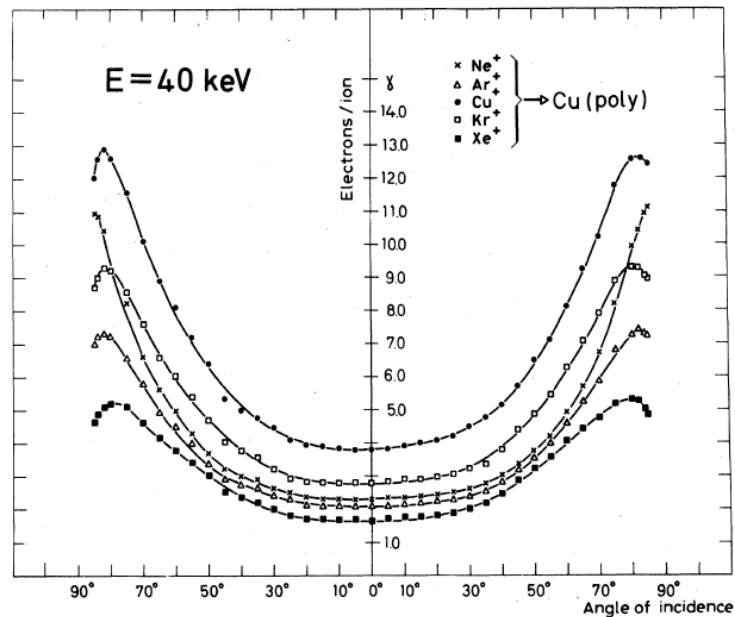


Abbildung 2.12 – Diagramm des Sekundärelektronenertrags γ von 40 keV Ionen verschiedener Elemente gegen den Einfallswinkel [Svensson u. a., 1981]

2.3.2.3 Material und Beschaffenheit der Oberfläche

γ hängt in hohem Maße vom Material und der Beschaffenheit der Oberfläche ab. So liegt das γ von Isolatoren in der Regel viel höher, als das von Metallen. Ein Effekt, den man dem Elektronengas in Metallen zuordnet, an welchen die freien Elektronen auf Ihrem Weg zu Oberfläche gestreut werden. Dieser Effekt erklärt auch, warum das γ von mit Restgas belegten Metallen wesentlich höher ist, als jenes hochreiner (ausgeheizt, gesputtert) Metalloberflächen. Beim „Belag“ handelt es sich typischerweise um Nichtleiter, hauptsächlich um Reste der vorherigen Atmosphäre, wie Wasser oder an der Oberfläche haftende Gasreste.

Eine weitere Oberflächeneigenschaft, die Einfluss auf γ hat, ist die Rauheit der Oberfläche. Je rauher die Oberfläche ist, desto kleiner wird γ . Obwohl die Fläche einer rauhen Oberfläche und die Wahrscheinlichkeit für steile Einschlagswinkel größer ist, ist auch die Wahrscheinlichkeit der Sekundärelektronen größer, auf ihrem Weg wieder vom Material absorbiert zu werden.

2.4 Lumineszenz von Kristallphosphoren

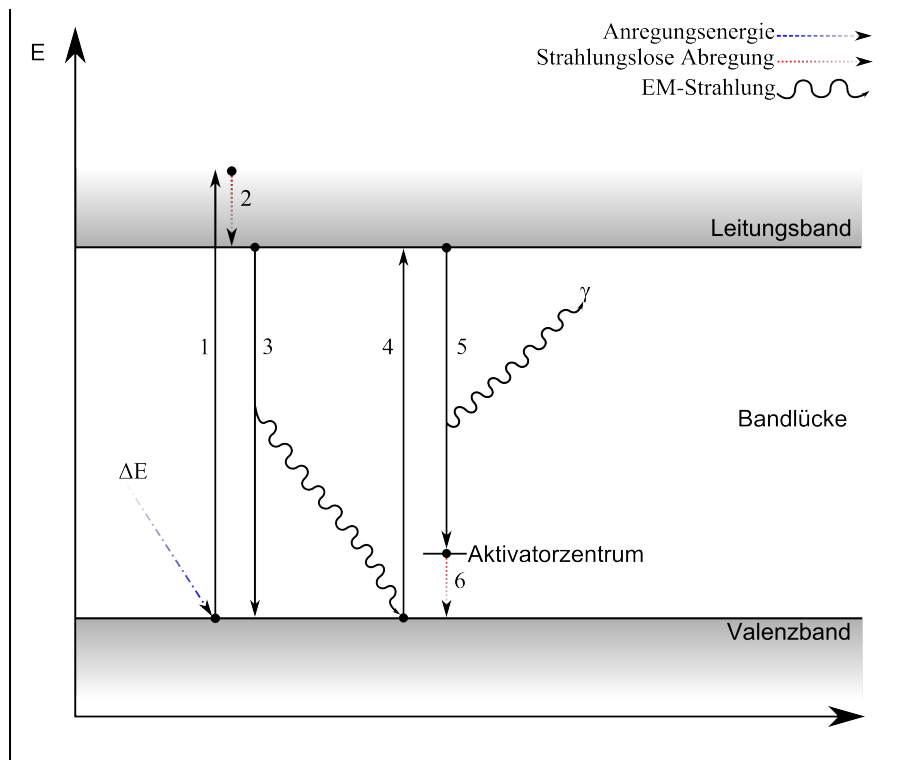


Abbildung 2.13 – Schematische Darstellung der Lumineszenz am Bändermodell

In dieser Arbeit spielen Leuchtschirme eine wichtige Rolle. Bei den verwendeten Leuchtschirmen handelt es sich stets um Glasscheiben, auf deren Vorderseite ein pulverförmiger Leuchtstoff (engl. phosphor) mit einem Bindemittel fixiert wurde. Der verwendete Leuchtstoff gehört zur Klasse der Kristallphosphore, welche sich in ihrem Wirkmechanismus von den anderen Leuchtstoffen (z.B. organische, flüssige, gasförmige) unterscheiden.

Kristallphosphore nennt man kristalline Festkörper, welche unter Einfluss hoch-energetischer Teilchen- oder EM-Strahlung, sichtbares Licht emittieren (Lumineszenz). Dabei handelt es sich stets um Halbleiterkristalle, deren Gitter durch Gitterfehler oder, weit häufiger, durch Dotierung mit Fremdatomen Störstellen aufweisen.

Ähnlich wie schon die Sekundärelektronenproduktion, lässt sich auch die Lumineszenz in zwei Prozesse zerlegen, die Energieabsorption und die Photonenemission.

Wie in Abschnitt 2.3.2.1 auf Seite 15 geschildert findet die Energiedeposition durch Wechselwirkung des Projektils mit den gebundenen Elektronen und dem Gitter des Kristallphosphors statt. Durch die Streuung der dabei entstehenden freien Elektronen am Kristallgitter, oder durch direkte Anregung durch das Projektil, werden gebundene Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband gehoben (Nr. 1 in Abbildung **2.13**). Auch die freien Elektronen, insofern sie das Kristallgitter nicht verlassen, fallen „von oben“ in das Valenzband, wenn ihre Energie durch die Streuung entsprechend reduziert wurde. Durch strahlungslose Übergänge wird die untere Kante des Leitungsbandes besetzt (Nr. 2 in Abbildung **2.13**).

Das angeregte Elektron kann durch spontane Emission in den Grundzustand zurückkehren (Nr. 3 in Abbildung **2.13**). Das dabei frei werdende Photon hat die Energie der Bandlücke, weshalb es mit sehr großer Wahrscheinlichkeit im Gitter absorbiert wird, und wieder ein Elektron anregt (Nr. 4 in Abbildung **2.13**).

Ist eine Störstelle (Fremdatom, Gitterfehler) im Kristallgitter vorhanden, welche einen Energiezustand innerhalb der Bandlücke bereitstellt, so kann ein angeregtes Elektron und ein Loch an dieser Stelle rekombinieren (Nr. 5 und Nr. 6 in Abbildung **2.13**). Dabei wird ein Photon emittiert, dessen Energie kleiner ist, als die Bandlücke. Da es nur wenige Möglichkeiten für das Photon gibt, ein Elektron anzuregen (z.B. an einer anderen Störstelle), verlässt es das Kristallgitter.

Aus dieser Theorie folgt für die Leuchtdichte, also die Helligkeit pro Fläche, dass sie proportional zur Teilchendichte des einfallenden Teilchenstrahls ist. Voraussetzung dafür ist, dass der Strahl keine zu große Energieverschmierung aufweist, aus Teilchen mit gleichem elektronischem Bremsvermögen besteht und dass die Störstellen im Phosphor homogen verteilt sind. Daher eignen sich Leuchtschirme zur ortsaufgelösten Detektion von Teilchenstrahlen.

3 Experimenteller Aufbau

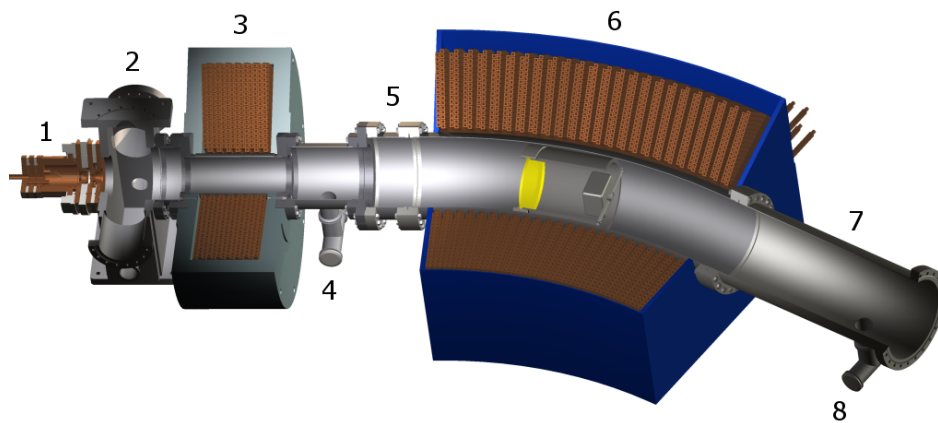


Abbildung 3.1 – Schnitt durch den experimentellen Aufbau mit den Komponenten:
1-Ionenquelle, 2-Pumptank, 3-Solenoid, 4-Vordere Winde am Zwischentank, 5-Tank mit Adapterflansch, 6-Toroidsegmentmagnet, 7-Endtank, 8-Hintere Winde

Abbildung **3.1** zeigt die wesentlichen Bestandteile des experimentellen Aufbaus, an dem für diese Arbeit gemessen wurde. Auf die einzelnen Bestandteile wird im Folgenden detailliert eingegangen.

3.1 Der Injektor

Der Injektor stellt den zu messenden Ionenstrahl bereit und besteht aus einer Ionenquelle, einem Pumptank und einem Solenoiden (Komponenten 1 bis 3 in Abbildung 3.1), sowie einer Reihe von Rezipienten, die diese miteinander verbinden, und diverse Sensoren¹ und andere Komponenten² aufnimmt.

3.1.1 Ionenquelle und Pumptank

Der Ionenstrahl wird durch eine *Volumen-Ionenquelle* erzeugt, wie sie in Abbildung 3.2 dargestellt wird. Es handelt sich um dieselbe Quelle, wie sie auch von Ninad S. Joshi in [Joshi u. a., 2009] beschrieben wird. Es können zwei funktionale Teile unterschieden werden, der *Plasmagenerator* und das *Extraktionssystem*.

Der *Plasmagenerator* ist ein zylinderförmiger Hohlraum, in den ein Wolframdraht (Filament) hineinragt. Das Filament wird mit 50 bis 70 A Heizstrom ohmsch erhitzt. Die thermisch emittierten Elektronen werden, aufgrund der Bogenspannung (100 V) zwischen Filament und Wand, zur Wand hin beschleunigt, wobei sie aufgrund des Solenoidfeldes eine *Gyration*³ vollführen müssen. Durch den längeren Weg der Elektronen erhöht sich deren Aufenthaltsdauer, und damit die Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer Ionisation des im Volumen vorliegenden Arbeitsgases kommt.

Sobald die Ionisationsrate die Rekombinationsrate übertrifft, zündet zwischen Filament, Wand und Plasmaelektrode eine Gasentladung. Das Potential der Plasmaelektrode ist dabei etwas niedriger, als das der Wand, um die Ionendichte in der Nähe der Extraktionsöffnung zu erhöhen. Die Dichte des Plasmas hängt ausserdem vom Heizstrom (Menge der emittierten Elektronen), dem Magnetfeld (Ionisierungswahrscheinlichkeit) und dem Bogenstrom (maximale Anzahl an beschleunigten Ladungen) ab. Durch die Dichte des Plasmas an der Extraktionsöffnung in der Plasma-Elektrode wird, bei gegebener Beschleunigungsspannung, der extrahierbare Strahlstrom bestimmt.

Mit der *Plasma-Elektrode* endet der Plasmagenerator und beginnt das Extraktionssystem. Die verwendete Quelle besitzt ein Trioden-Extraktionssystem. Die erste Elektrode besteht aus dem Plasmagenerator und der Plasma-Elektrode, welche, mitsamt der Netzteile für das Magnetfeld, die Filamentheizung und die Bogenspannung, auf das Beschleunigungsspannung gelegt werden⁴.

¹z.B. Faraday-Tasse, Vakuummeter

²z.B. Pumpen, Ventile, Drehdurchführung

³Siehe Abschnitt 2.2.1

⁴Siehe Abbildung 3.2, max. 20 kV

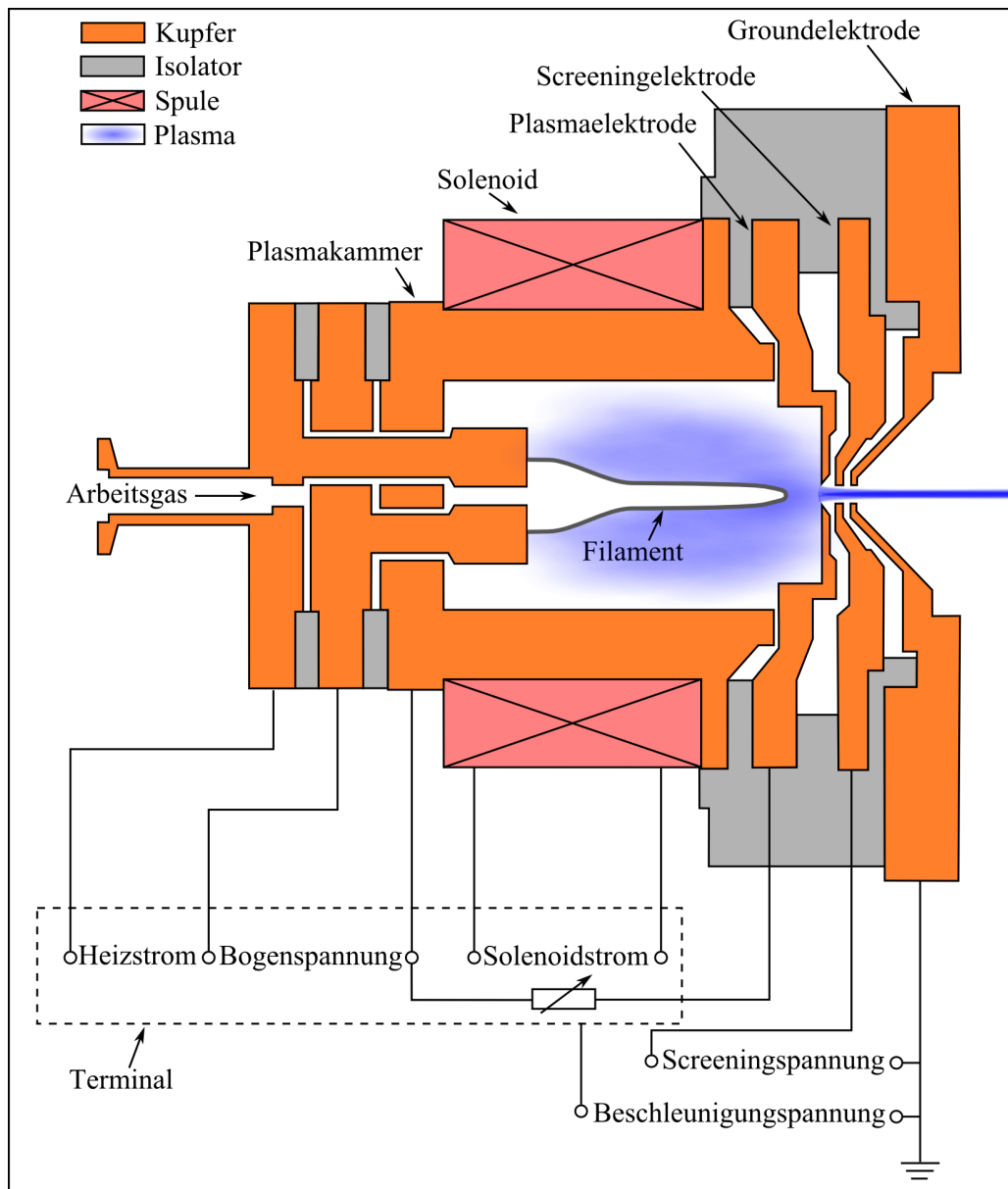


Abbildung 3.2 – Schematischer Querschnitt durch eine Volumen-Ionenquelle

Darauf folgt die *Screening-Elektrode*. Sie soll verhindern, dass Elektronen, welche im Strahlweg durch Restgasionisation entstehen, zur Quelle hin beschleunigt werden, und dort den Strahl stören. Zu diesem Zweck wird sie auf ein negatives Potential gelegt, dessen Betrag etwa 10% der Beschleunigungsspannung entspricht.

Die letzte Elektrode ist leitend mit dem Pumptank (Nr. 2 in Abbildung **3.1**) verbunden, und liegt daher auf Erdpotential. Daher der Name *Ground-Elektrode*. Sie stellt das Ende des Extraktionssystems und der Quelle dar. Sie nimmt nur über das elektrostatische Feld zwischen ihr und der Screening-Elektrode Einfluss auf den Strahl, welches durch Abstand und Lochgröße der Elektroden modelliert werden kann.

Der anschließende Pumptank stellt das Vakuum über eine Turbomolekularpumpe mit vorgelagerter Drehschieberpumpe zur Verfügung. Des weiteren ist hier eine Faradaytasse untergebracht, welche pneumatisch in den Strahlweg abgesenkt werden kann. Sie wurde zur Bestimmung des Strahlstroms und zum Abdecken des Strahls benutzt. Letzteres dient dazu, den Leuchtschirm nicht durch andauernde Bestrahlung zu zerstören.

3.1.2 Solenoid

An den Pumptank schließt sich ein Solenoid (Nr. 3 in Abbildung **3.1**) an. Durch ihn kann der Ionenstrahl fokussiert werden, bevor er in die Messapparatur injiziert wird. Dies dient der Untersuchung des Strahltransportes bei verschiedenen stark fokussierten Strahlen.

Der Solenoid besteht aus sieben einzelnen, in Reihe geschalteten, Luftspulen, welche aufgrund ihrer Geometrie *Pancakes* genannt werden. Sie sind magnetisch abgeschirmt⁵. Das Strahlrohr, auf dem die Pancakes sitzen, ist mit einem Durchmesser von 100 mm die engste Stelle in der ganzen Beamline.

An den Solenoiden schließt sich ein 160mm durchmessender Rundtank an, an dem auch die vordere Winde (Nr. 4 in Abbildung **3.1**) untergebracht ist. Danach ist über einen Adapterflansch ein 10 cm langer, 200 mm durchmessender Rundtank vor dem Toroidsegment montiert (Nr. 5 in Abbildung **3.1**), der es erlaubt, die Sonde über den Flansch des Toroiden hinaus zu ziehen, und so auch Messungen im Randfeld des Toroiden vorzunehmen.

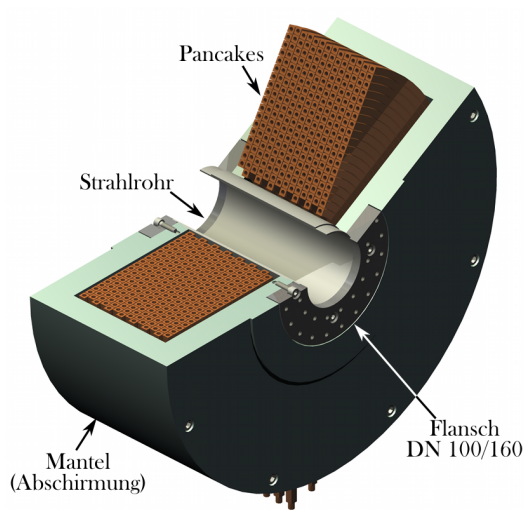


Abbildung 3.3 – Schnittansicht in einen Solenoiden (Hersteller: Bruker Biospin)

Dimensionen

Länge	251	mm
Äusserer \varnothing	620	mm
Apertur	100	mm
Gewicht	460	kg

Elektrisch

I_{\max}	400	A
U_{\max}	35	V
B_{\max}	0,78	T

Kühlung

Medium	Wasser
min. Durchfluss	22 $\frac{l}{min}$

Tabelle 3.1 – Technische Daten des Solenoiden (Herstellerangaben)

3.1.3 Toroidrandfeld im Bereich des Injektors

Da der Toroid nicht abgeschirmt ist, erstreckt sich das Toroidrandfeld in den Injektor, und beeinflusst dabei den Strahltransport durch diesen. Dies führt unter anderem dazu, dass der Strom für den Quellsolenoid angepasst werden muss, wenn das Feld des Toroiden geändert wird, um den Strahlstrom konstant zu halten (siehe Tabelle 3.2).

I_{Toroid}	[A]	0	120	240	360	480
$I_{\text{Quellenspule}}$	[A]	1,0	1,6	2,4	3,3	4,2

Tabelle 3.2 – Wirkung des Toroidrandfeldes auf die Quelle

Abbildung 3.4 zeigt ein Diagramm des absoluten B-Feldes auf der Strahlachse in Abhängigkeit von der Anregung des Toroiden. Die vertikalen, purpurnen Linien stellen die Grenzen zwischen den verschiedenen Teilen des Injektors dar. Die gestrichelten Linien sind aus Messungen des Randfeldes bei einer Anregung des Toroiden mit 10 A. Sie wurden linear hochskaliert, und zeigen den Feldverlauf, wie er wäre,

⁵Siehe Abbildung 3.3

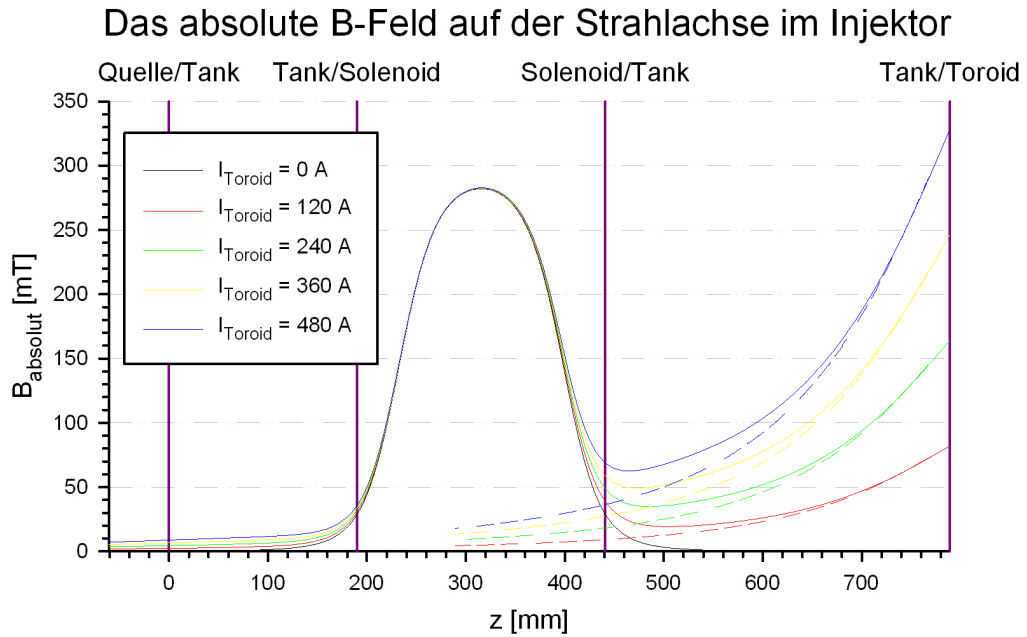


Abbildung 3.4 – Axiales B-Feld im Injektor bei verschiedenen Anregungen des Toroiden (Simuliert mittels CST EM-Studio)

wenn kein Solenoid (oder dessen Abschirmung) im Bereich des Randfeldes stände. Daran ist der Einfluss der Abschirmung des Solenoiden auf das Randfeld gut zu erkennen. Es wird aus dem Bereich des Solenoiden verdrängt und davor aufgestaucht.

Das B-Feld zwischen Solenoid und Toroid hat durch das Minimum die Form einer magnetischen Flasche. Elektronen, die durch Restgasionisation oder als Sekundärelektronen in diesem Bereich entstehen, können eingeschlossen werden und eine Elektronenwolke bilden. Die Ionen haben eine zu große longitudinale Energie, um reflektiert zu werden.

In **Abbildung 3.5** ist das Randfeld in der Toroidalebene („Draufsicht“) dargestellt. Die schwarzen Umrisse stellen Schnitte durch die Strukturelemente (Strahlrohre, Wandungen, etc.) dar. Der Pumptank ist schwer zu erkennen, da er in dieser Ebene in jeder Wand eine Öffnung besitzt⁶. Das schwarze Koordinatenkreuz links von den Strukturen markiert den Ursprung.

Die Flächen gleicher Färbung sind Flächen gleichen Betrages von \vec{B} . Dessen Wert

⁶siehe auch **Abbildung 3.1**

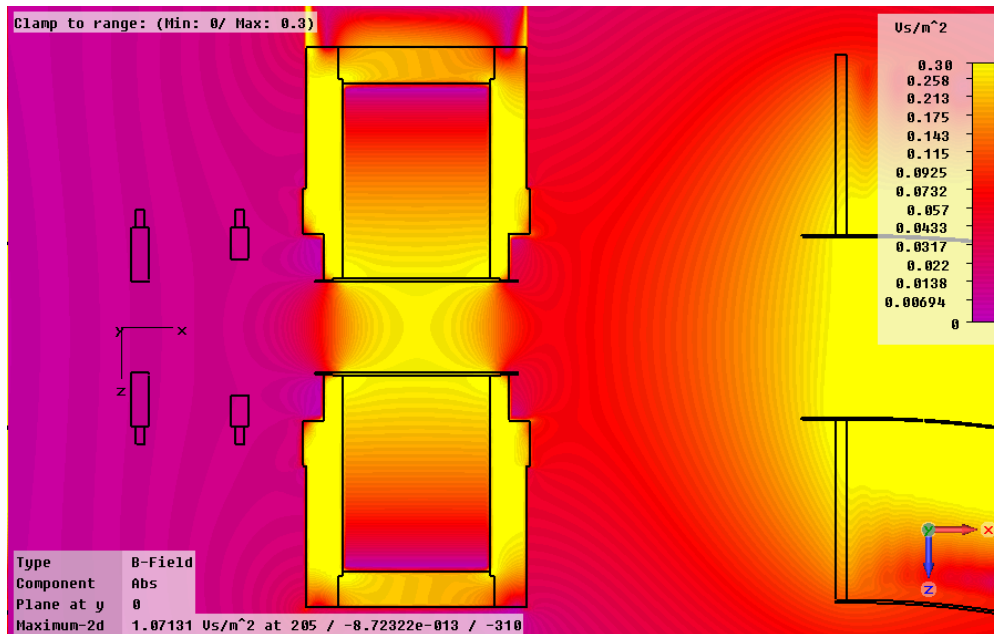


Abbildung 3.5 – Darstellung einer Simulation [CST AG, 2009] des Randfeldes bei einer Toroidanregung von 480 A in der toroidalen Ebene. Die farbigen Flächen geben den Betrag des Randfeldes an. (Siehe Skala am rechten Bildrand)

wurde auf 0,3 T beschränkt (siehe Vermerk oben links), um den Kontrast im Bereich des Randfeldes zu erhöhen. Man erkennt, wie das Randfeld durch die Abschirmung des Solenoiden verzerrt wird. Der magnetische Fluss tritt auf der einen Seite in die Abschirmung ein, und verlässt sie auf der gegenüberliegenden wieder.

Die, in **Abbildung 3.5** aufgrund der Skalierung nur schwer zu erkennende, Exzentrizität des Randfeldes im Bezug zum Strahlrohr wird in **Abbildung 3.6** ersichtlich. Wie **Abbildung 3.5** zeigt auch diese Darstellung das Ergebnis einer CST-Simulation [CST AG, 2009]. In diesem Fall ist aber keine „Draufsicht“ des Feldes zu sehen, sondern ein Schnitt in der transversalen Ebene bei $x = 700$ mm (entsprechend $z = 700$ mm in **Abbildung 3.4**). Der schwarze Kreis stellt einen Tank mit einem Durchmesser von 200 mm dar, und das Koordinatenkreuz ist der Ursprung.

Man kann erkennen, dass das Maximum des Feldes deutlich vom Zentrum der Apertur abweicht. Dies wird durch die Krümmung des Toroiden bedingt, welche sich auch im Randfeld fortsetzt. In der Nähe des Solenoiden überwiegt dann dessen Randfeld und der Einfluss der Abschirmung, so dass die Exzentrizität schwindet.

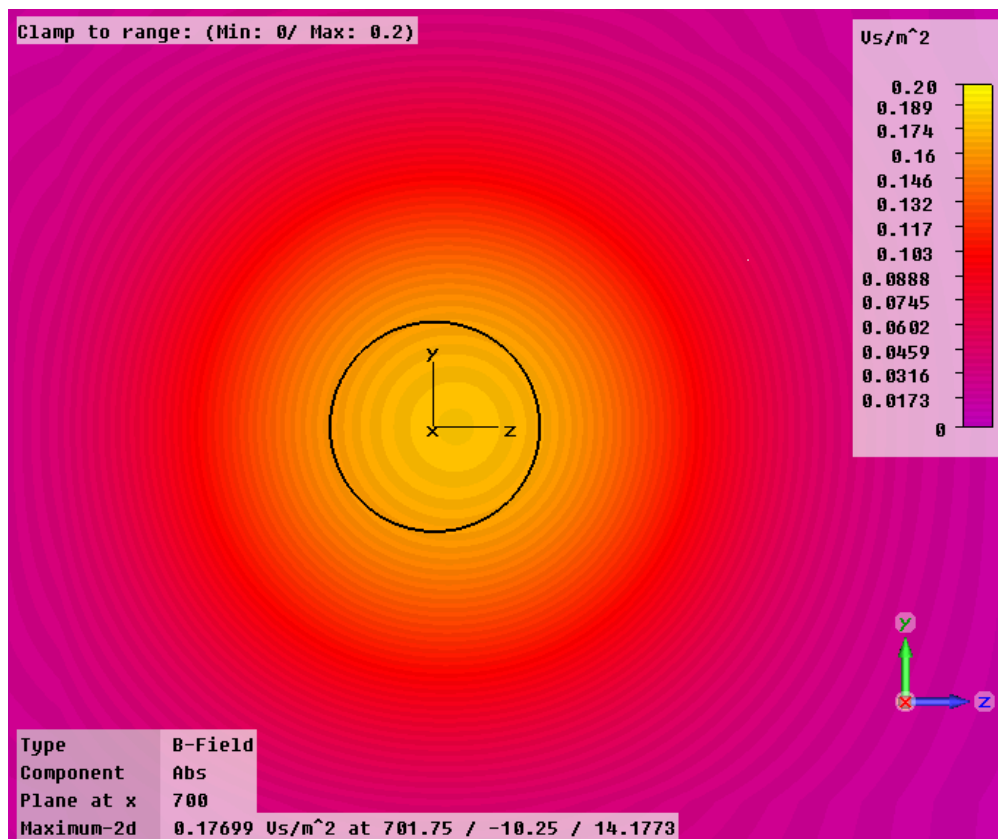
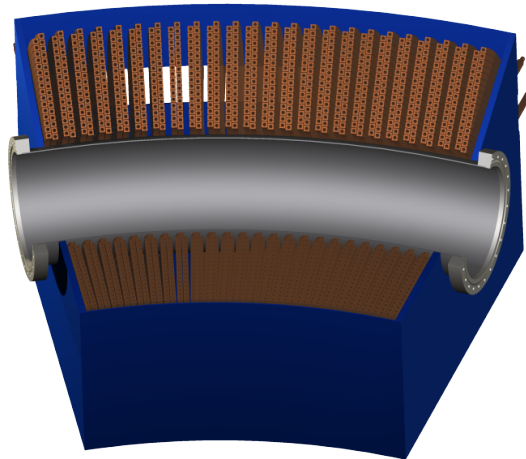


Abbildung 3.6 – Darstellung einer Simulation [CST AG, 2009] des Randfeldes bei einer Toroidanregung von 480 A in einer transversalen Ebene zwischen Toroid und Solenoid. Die farbigen Flächen geben das absolute B-Feld an. (Siehe Skala am rechten Bildschirmrand)



a – Aufschnittansicht

Dimensionen		
Toroidaler Radius	1300	mm
Toroidaler Winkel	30	°
Apertur	200±3	mm
Beamline	820±5	mm
Gewicht	1050	kg
Elektrisch		
I_{\max}	480	A
U_{\max}	140	V
B_{\max}	0,65	T
Kühlung		
Medium	Wasser	
min. Durchfluss	70	$\frac{l}{min}$
min. Eingangsdruck	4,5	bar

b – Technische Daten

Abbildung 3.7 – Toroidsektormagnet

3.2 Der Toroidsektormagnet (TSM)

Der Injektor schießt den Strahl in den Toroidsektormagneten (TSM) ein. Dieser dient dem fokussierten Transport des Strahles entlang einer gekrümmten Bahn und wird im Folgenden näher beschrieben.

3.2.1 Technisches

Wie in Abbildung 3.7a zu sehen ist, besteht der TSM aus fächerförmig auf einem gebogenen Rezipienten angeordneten *Pancakes*. Jeder *Pancake* besteht aus einer Kupferader mit einem quadratischen Querschnitt der Kantenlänge 10 mm und einer 6 mm durchmessenden Bohrung zur Kühlwasserversorgung in der Mitte. Diese Adern werden zu doppellagigen Luftspulen mit insgesamt 33 Windungen gewickelt, auf dem Rezipienten positioniert und mit Harz vergossen.

Der Rezipient ist ein 200 mm durchmessendes Rohr aus Edelstahl, welches zu einem Torussegment von 30° gebogen wurde. Da derart gebogene Rohre dieser Dimension nicht maschinell gebogen werden können, wurde der Rezipient von der

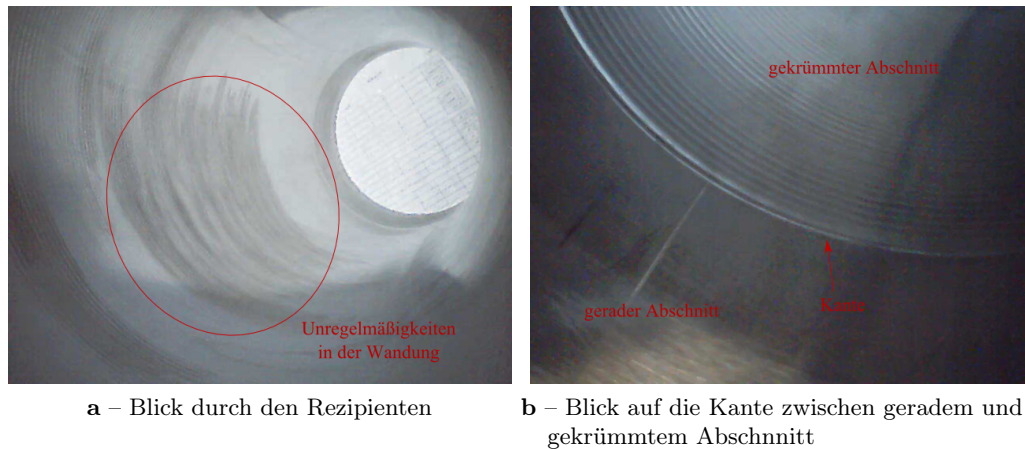


Abbildung 3.8 – Die Innenfläche des Rezipienten

Firma Bruker in Handarbeit produziert. Daher ist er kein exakter Toroid. Er ist in der Mitte um einige Millimeter elliptisch verformt. Auch weist die Innenwand des Rezipienten Beulen und querlaufende Wellen auf (Siehe Abbildung 3.8a), und am Übergang vom geraden zum gebogenen Bereich befindet sich eine Kante (Siehe Abbildung 3.8b).

3.2.2 Magnetfeld

Die Abbildung 3.9 zeigt eine CST-Simulation [CST AG, 2009] des Magnetfeldes in der toroidalen Ebene des TSM. Zur besseren Sichtbarkeit wird die Richtung des Feldes durch Pfeile und die magnetische Flussdichte durch den darunterliegenden Konturplot dargestellt. Die Reichweite der Werte des Konturplots wurde auf einen Bereich zwischen 0,1 und 0,65 T beschränkt. Die schwarzen Linien stellen Strukturelemente (Strahlrohr, Ummantelung, etc.) dar.

In der Abbildung 3.9 ist zu sehen, dass die Pfeile innerhalb des TSMs meist parallel zur Wandung stehen. In der Nähe der Innenwand kann man hingegen erkennen, dass die Pfeile etwas geneigt sind, was darauf hindeutet, dass Feldlinien von der Seite in den Rezipienten eindringen, bzw. ihn auch auf diese Weise verlassen. So kommt es zur hohen Flussdichte, die vom Farbverlauf in diesem Bereich dargestellt wird. Die Randfelder ähneln denen eines Solenoids⁷.

⁷siehe auch Abschnitt 3.1.3

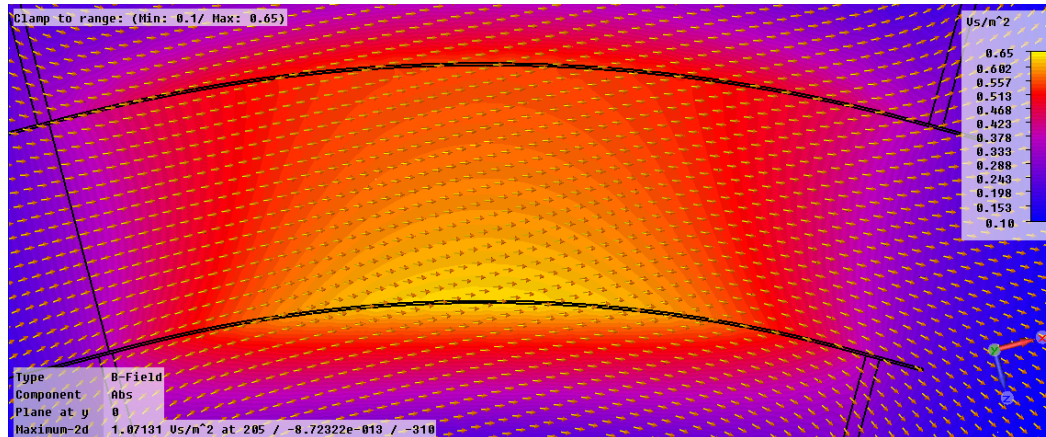


Abbildung 3.9 – B-Feld des TSM in der toroidalen Ebene. Die Pfeile geben die Richtung, die Farbe den Betrag an.

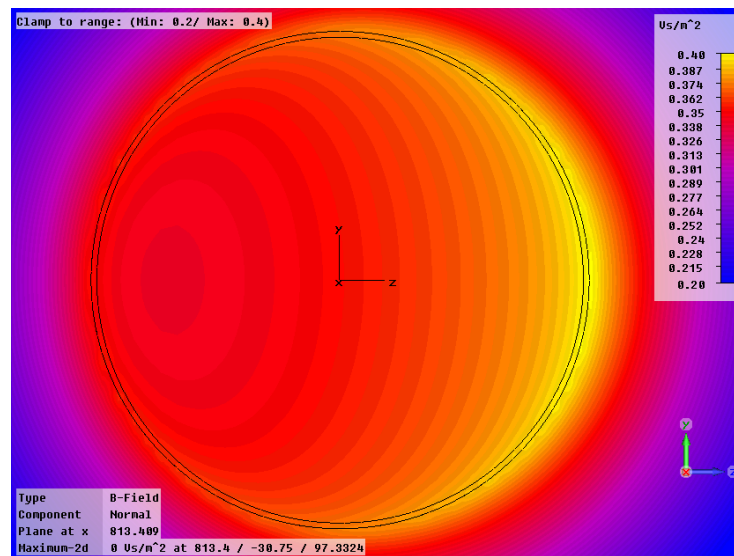
Die Abbildungen **3.10a** und **b** auf Seite 32 zeigen die B-Felder in der poloidalen Ebene. Abbildung **3.10a** zeigt das Feld am Anfang und (spiegelverkehrt) am Ende des TSM. Das Feld weist dort ein ausgeprägtes Minimum am äusseren Rand auf. Je weiter man die poloidale Ebene zur Mitte des TSM hin verschiebt, desto weiter wird dieses Minimum nach aussen verschoben, bis es schließlich verschwindet⁸, und das B-Feld innerhalb des Strahlrohres einen, von innen nach aussen kontinuierlich fallenden, toroidalen Gradienten aufweist. Dieser Fall ist in Abbildung **3.10b** dargestellt.

Das Diagramm **3.11** auf Seite 33 zeigt den Verlauf des poloidalen B-Feldes in der toroidalen Ebene in Abhängigkeit vom toroidalen Winkel. Die Daten wurden aus der selben CST-Simulation extrahiert, von der auch die Abbildungen **3.9** und **3.10** stammen. Die Abszisse durchläuft den Apertur in der toroidalen Ebene. Die Graphen ab $\theta=15^\circ$ sind nicht dargestellt, da das Feld symmetrisch zu $\theta=15^\circ$ ⁹ ist.

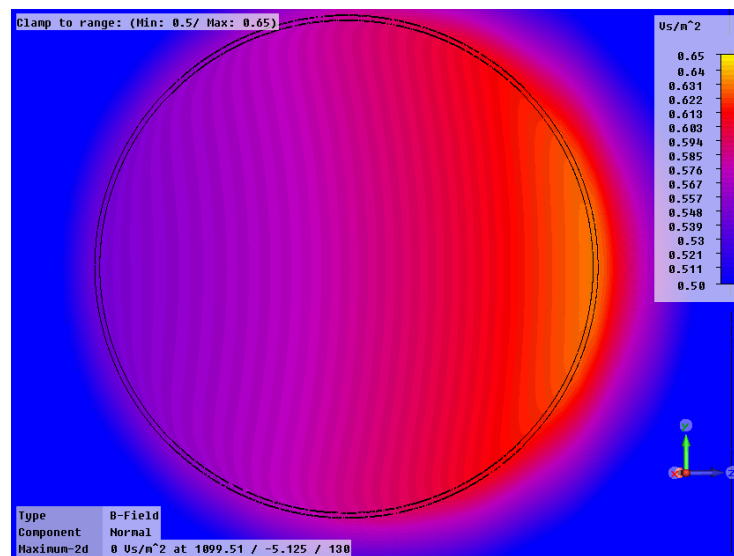
Aus der Simulation ergibt sich eine mittlere, magnetische Flussdichte von 0,52 T bei einem Erregungsstrom von 480 A.

⁸vgl. auch Abbildungen **3.9** und **3.11**

⁹Mitte des TSM mit einem Winkel von 30°



a – Am Ende des TSM



b – In der Mitte des TSM

Abbildung 3.10 – Normale Komponente des B-Feldes in der poloidalen Ebene an zwei verschiedenen Positionen

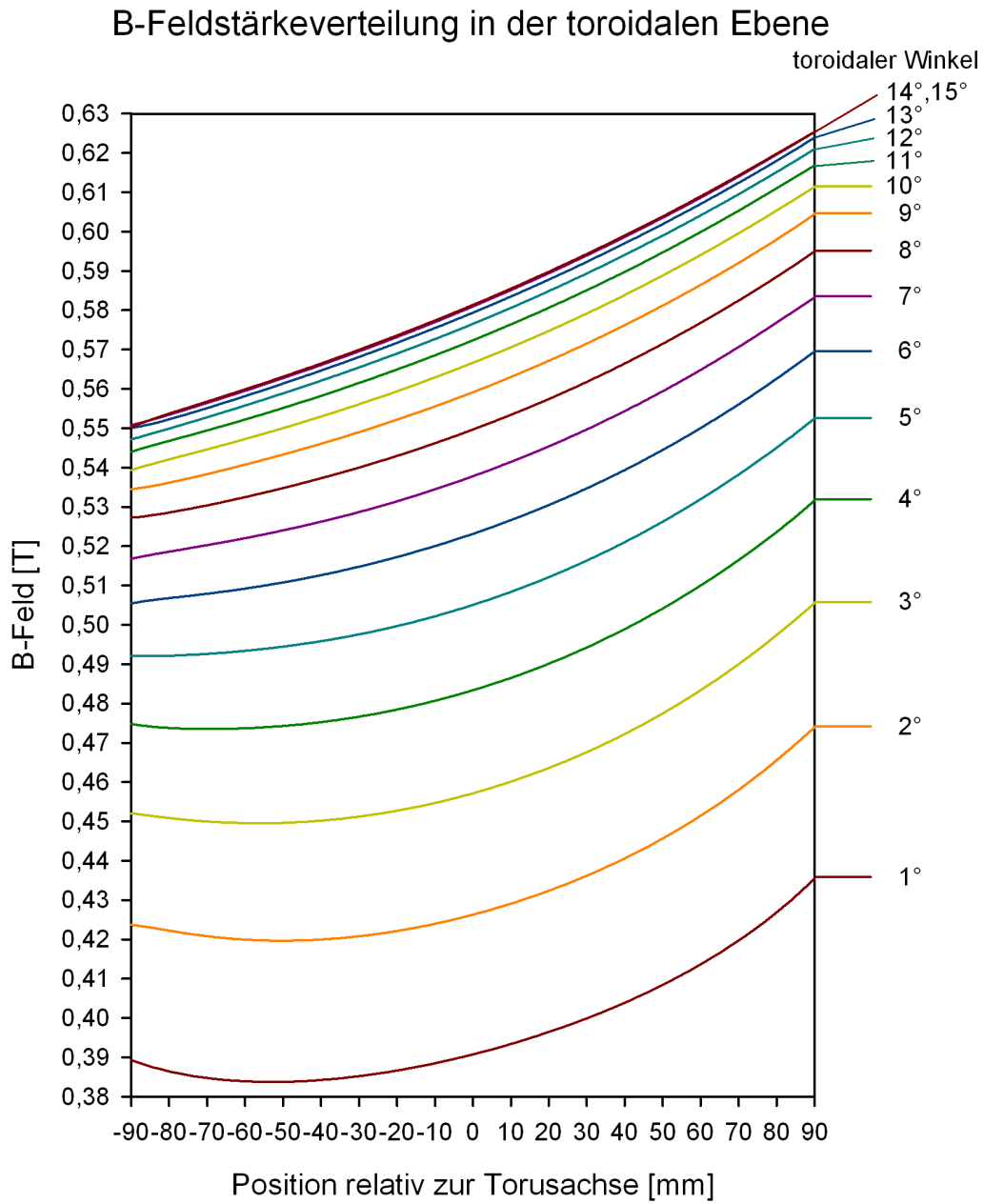


Abbildung 3.11 – B-Feldstärkeverteilung in der toroidalen Ebene

3.3 Aufbau und Funktionsweise der Messsonde

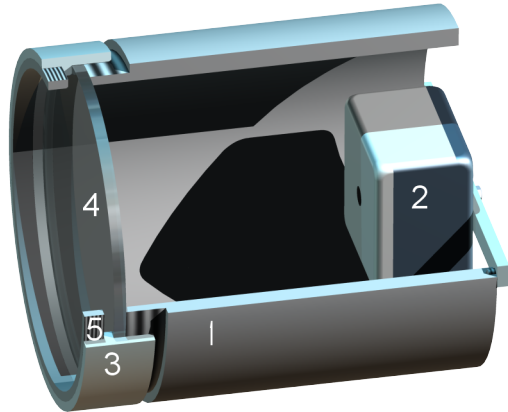


Abbildung 3.12 – Schnitt durch die Sonde: 1-Aluminiumrohr; 2-Kameragehäuse; 3-Haltering aus PVC; 4-Leuchtschirm; 5-Repellerelektrode

Bei der Konstruktion der Messsonde sind eine Reihe von Anforderungen zu beachten:

- Der Transport des Detektors an die gewünschte, longitudinale Position
- Die Bestimmung dieser Position relativ zum Magnetfeld, respektive dem TSM
- Art und Größe des Detektors
- Der Detektor darf das Magnetfeld weder beeinflussen, noch davon in seiner Funktionsweise beeinflusst werden
- Die Sonde sollte im Vakuum betriebsfähig sein, und dieses nicht verunreinigen.

In den folgenden Abschnitten wird der Aufbau der Sonde und deren Funktionsweise in Hinblick auf die gestellten Anforderungen erklärt. Abbildung **3.12** zeigt einen Schnitt durch die Sonde. Das Aluminiumrohr (1) ist die Hauptstruktur der Sonde. An ihm wird mittels eines aufschraubbaren PVC-Ringes (3) der Leuchtschirm (4) auf der einen Seite, und mittels eines angeschraubten PVC-Balkens das Gehäuse mit der Kamera (2) auf der gegenüberliegenden Seite befestigt. Die Repellerelektrode (5) wird in den PVC-Ring (3) geschraubt.

3.3.1 Der Sondenkörper

Um den Leuchtschirm und die Kamera durch das Strahlrohr bewegen zu können, ist ein Rahmen notwendig, der beides aufnehmen, und sicher transportieren kann. Die einfachste Möglichkeit ist ein Rohr, an dessen einem Ende der Leuchtschirm und an dessen anderem Ende die Kamera angebracht ist.

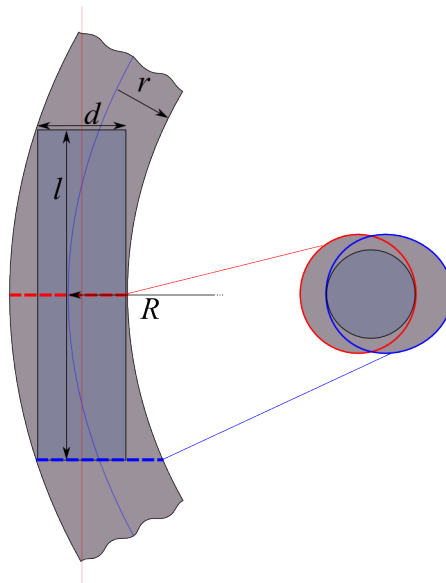


Abbildung 3.13 – Schematische Darstellung eines, in einem Torus liegenden, Zylinders

Einen Zylinder durch einen gegebenen Toroiden zu bewegen erfordert Abschätzungen bezüglich der Dimensionen des Zylinders. Insbesondere hängen Länge und Durchmesser des Zylinders voneinander und von der Geometrie des Toroiden ab. **Abbildung 3.13** stellt das Problem schematisch dar. Zu sehen ist einmal die Aufsicht auf den, im Torus liegenden, Zylinder in der Toroidalebene, und die Seitenansicht desselben mit den Schnitten durch den Toroiden in der Mitte des Zylinders und an dessen Ende. Wie zu erkennen ist, kann der Zylinder nur in der Schnittfläche dieser beiden Schnitte liegen. Der maximale Durchmesser des Zylinders $d_{max}(l)$ ist durch die Formel (3.1) mit dem Toroidalradius R , dem Poloidalradius r und der Zylinderlänge l gegeben.

$$d_{max}(l) = \sqrt{(r + R)^2 - \left(\frac{l}{2}\right)^2} - (R - r) \quad (3.1)$$

Für $R=1300$ mm, $r=100$ mm und $l=200$ mm ist $d_{max}(l) \approx 196$ mm. Allerdings wird hierbei ein idealer Toroid angenommen. Aufgrund der, auf Seite 29 beschriebenen, Unebenheiten des Rezipienten, muss der Rahmen kleiner ausfallen, damit die Sonde problemlos bewegt werden kann.

Dieser Rahmen besteht aus einem Aluminiumrohr mit einem versenktem Aussengewinde an einem Ende, und einem PVC-Isolator mit 2 Innengewinden an beiden Enden, welche von einem 5 mm breiten Steg getrennt werden. Der PVC-Isolator kann mit einer Seite auf das Aluminiumrohr aufgeschraubt werden, während auf der anderen Seite die Repeller-Elektrode eingeschraubt werden kann. Beide haben einen Aussendurchmesser von 18cm, einen Innendurchmesser von 16 cm und zusammengeschaubt eine Länge von etwa 20 cm.

Der Leuchtschirm wird zwischen Isolator und Alukörper eingeklemmt, und durch den Steg im Isolator zugleich gehalten, und gegen die Elektrode isoliert. Durch die Verbindung mit dem Alukörper wird der Leuchtschirm geerdet, und so eine elektrostatische Aufladung (floating) verhindert.

3.3.2 Der Leuchtschirm

Der verwendete Leuchtschirm hat einen Durchmesser von 128 mm und benutzt silberdotiertes Zinksulfid als Leuchtmittel. Dieses hat eine ausreichend gute Lichtausbeute, damit die Kamera, trotz ihrer geringen Lichtempfindlichkeit, noch Bilder aufnehmen kann. Leider ist dieses aber auch hitzeempfindlich, so dass die, durch den Ionenstrahl eingetragene Leistung nicht zu hoch werden darf. Dies wird dadurch bewerkstelligt, dass der Leuchtschirm immer nur wenige Sekunden dem Strahl ausgesetzt wird, in denen dann alle Messungen gemacht werden.

Das Problem der Hitzeempfindlichkeit sollte zu Beginn der Arbeit dadurch gelöst werden, dass ein anderes Leuchtmittel benutzt wird. Aus Kostengründen wurde entschieden, handelsübliches ZnO-Pulver zu beschaffen, und die Beschichtung im Hause vornehmen zu lassen. Die Wahl fiel auf ZnO, zum einen weil es thermisch stabiler ist, zum anderen, weil es durch sogenannte *intrinsische Gitterfehler* (ZnO:Zn) auch ohne Dotierung Störstellen aufweisen kann.

Zu Probezwecken wurde eine Glasscheibe durch Sedimentation mit handelsüblichem Zinkoxidpulver beschichtet. Als Bindemittel diente dabei ein Nitrozelluloselack. Diese Scheibe wurde einem Ionenstrahl ausgesetzt, wobei aber keine Lumines-

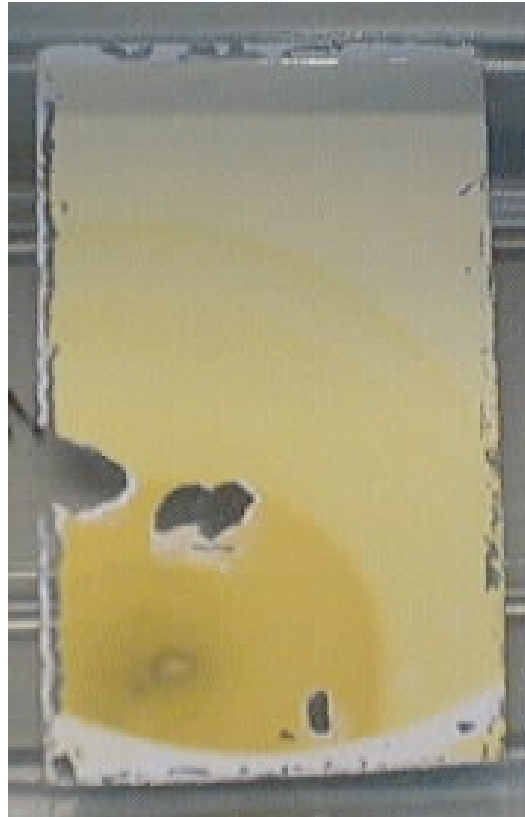


Abbildung 3.14 – ZnO-Phosphor nach Teilchenstrahlbeschuss

zung sichtbar wurde. Abbildung **3.14** zeigt die Vorderseite der Probe. Man kann an der gelblich-braunen Verfärbung erkennen, dass tatsächlich ein Ionenstrahl auf die Pulverschicht wirkte.

Da es offenbar nicht möglich war, mit den vorhandenen Mitteln und ohne größeren Entwicklungsaufwand eigene Leuchtschirme auf ZnO:Zn Basis anzufertigen, wurde auf die vorhandenen ZnS:Ag-Leuchtschirme zurückgegriffen. Andere Leuchtmittel (z.B. YAG:Ce) kommen aus Kostengründen nicht in Frage.

Eine Beschichtung des Leuchtschirms mit einer Aluminiumschicht, wie es bei Leuchtschirmen für Elektronenmikroskope üblich ist, um Hintergrundleuchten zu unterdrücken, und die Lichtausbeute zu erhöhen, wäre in diesem Fall, bei geeigneter Wahl der Schichtdicke, auch eine Möglichkeit, die Sekundärelektronen abzuschir-

men. Dafür müsste eine Möglichkeit gefunden werden, Leuchtschirme dieser Größe gleichmäßig zu bedampfen.

3.3.3 Die Repeller-Elektrode

Der Leuchtschirm bildet nicht nur Ionen, sondern auch Elektronen ab¹⁰. Da Elektronen im Feld des Toroiden aufgrund ihrer geringen Masse anders transportiert werden, als Ionen¹¹, verfälschen sie die Abbildung auf dem Leuchtschirm. Diese Elektronen können aus zwei verschiedenen Quellen stammen, entweder sie entstehen durch Restgasionisation, oder als Sekundärelektronen durch Strahlverluste. In beiden Fällen haben sie Energien im Bereich von 10 eV¹², was, bei einer Bandlücke von 3,54 eV bei ZnS zur Anregung von Lumineszenz genügt.

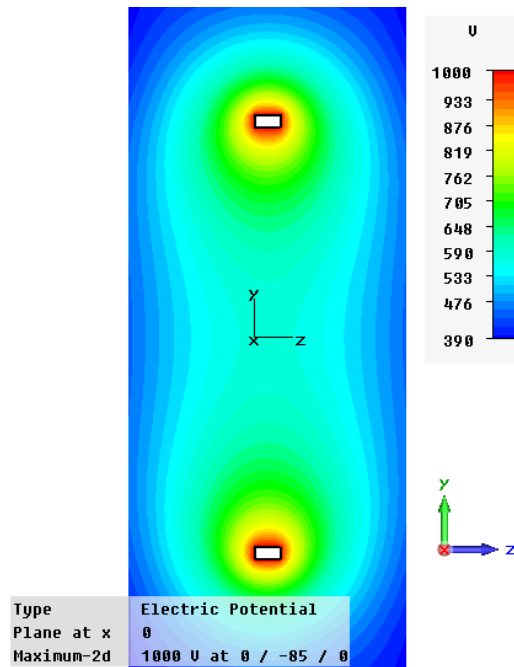


Abbildung 3.15 – Querschnittspotentialverteilung des Repellers bei einem kV, simuliert mit [CST AG, 2009]

¹⁰siehe Abschnitt 2.4

¹¹Elektronen sind aufgrund ihres geringen Masse-Ladungs-Verhältnisses wesentlich stärker an die Magnetfeldlinien gebunden, als Ionen

¹²siehe Abschnitt 2.3.1

Um diese Elektronen zu unterdrücken, soll ein elektrostatisches Potential vor dem Leuchtschirm erzeugt werden. Zu diesem Zweck wird ein Aluminiumring in den PVC-Aufsatz geschraubt. Dieser Ring ist 10 mm breit und hat den selben Innendurchmesser, wie der PVC-Aufsatz (160 mm). Er ist durch einen 5 mm breiten Steg von dem Leuchtschirm getrennt und auf diese Weise isoliert¹³. Er wird über einen, mit Kapton[®] isolierten, Draht kontaktiert, welcher wiederum im Endtank zu einer Hochspannungsdurchführung führt. An diese wird ein bipolares Hochspannungsnetzteil angeschlossen (± 1250 V). Das Nullpotential des Netzteils ist mit dem der Rezipient kontaktiert und über diesen geerdet.

Die Abbildung **3.15** zeigt die, mit [CST AG, 2009] simulierte, elektrostatische Potentialverteilung des Repellers bei einem Repellerpotential von 1000 V. Demnach ist im Zentrum noch ein Potential von ca. 500 V zu überwinden. Diese Simulationen berücksichtigen allerdings weder das Strahlpotential, noch den Einfluss der Wand des Rezipienten oder des Sondenkörpers.

Das Feld des Repellers wirkt auch auf die Strahlionen. Die Wirkung hängt von der Energie des Strahls relativ zum Potential des Feldes, sowie vom Einfluss des Magnetfeldes auf den Strahl ab¹⁴.

3.3.4 Die Kamera

Bei der Wahl der Kamera gibt es eine Reihe von Bedingungen zu beachten:

1. Sie muss klein und leicht genug sein, um in die Sonde zu passen.
2. Sie muss in B-Feldern bis 700 mT operieren können.
3. Sie muss Vakuumtauglich sein. Dies bedeutet, dass keine der verbauten Materialien ausgast, und dass keine der Komponenten in irgendeiner Weise empfindlich auf Vakua im Bereich von 10^{-7} mbar reagiert.
4. Sie muss eine ausreichend hohe Lichtempfindlichkeit besitzen, was aber auch vom verwendeten Leuchtmittel abhängt. Eine hohe Auflösung wäre wünschenswert, ist aber nicht unbedingt erforderlich.

Aufgrund von Punkt 2 sind Kameras mit CCD-Sensor grundsätzlich untauglich. Auf CCD-Sensoren werden die Bildinformationen in Form von Ladungspaketen über den ganzen Chip verschoben. Da das B-Feld senkrecht auf dem Chip steht, würden

¹³siehe auch Abbildung **3.12**

¹⁴Siehe Abschnitt 4.3

diese Ladungspaket durch den Hall-Effekt in das sogenannte „Anti-Blooming-Gitter“ gedrückt, welches im Normalfall ein Überblenden einzelner Bildpunkte (Blooming) unterdrücken soll. Auch haben fast alle Kameras Transformatoren auf der Platine, da die Sensoren mehrere, verschiedene Spannungen benötigt. Deren Kerne gehen bei höheren B-Feldern in Sättigung, was in der Regel den Totalausfall des Sensors zur Folge hat.

Eine Möglichkeit, die oben beschriebene Empfindlichkeit gegenüber hohen Magnetfeldern zu umgehen, wäre die Abschirmung des Magnetischen Feldes mittels eines Gehäuses aus einem ferromagnetischen Material (z.B. Feineisen, Mumetall oder Vacoperm). Allerdings würde auf diese Abschirmung auch eine große mechanische Kraft wirken, welche sich über die Halterung auf die Sonde übertragen, und deren Positionierung im Strahlrohr unmöglich machen würde. Daher ist eine Abschirmung keine Option.

Wir haben letztendlich eine sehr einfache CMOS-Kamera gefunden, welche alle Anforderungen erfüllt, aber leider nur eine Auflösung von 320 mal 240 Bildpunkten hat, ein hohes Rauschen aufweist, und, wie bei Kleinbildkameras üblich, das Bild nachbearbeitet, also nicht natürlich abbildet. Auch ist ihre Optik nicht optimal, so dass nur ein etwa 92 mm mal 70 mm großer Ausschnitt des Leuchtschirms zu sehen ist. Da ihr Gehäuse zu groß für die Sonde war, wurde die Elektronik in ein kleineres Gehäuse umgebaut. Sie wird über USB an einen Computer angeschlossen, der dann die Bilder aufnimmt.



Abbildung 3.16 – mit Hilfe eines Fadenkreuzes

Um feststellen zu können, welcher Teil des Leuchtschirms von der Kamera abgebildet wird, wurde ein Fadenkreuz mit konzentrischen Ringen verwendet. Der innerste Ring hat einen Durchmesser von einem Zentimeter. Der Durchmesser steigt jeweils um einen Zentimeter zum nächst größeren Ring. Somit beträgt der Abstand zwischen den Kreisbögen 5 mm. Dieses Fadenkreuz wurde ausgedruckt und auf der Rückseite des Leuchtschirms befestigt. Abbildung **3.16** zeigt die Aufnahme der Kamera. Aus dieser lässt sich ein Maßstab von $3,45 \pm 0,27 \frac{\text{Pixel}}{\text{mm}}$ ermitteln. Der Mittelpunkt des Fadenkreuzes liegt bei 155 px von links und 123 px von oben (entspricht $44,9 \pm 2,1$ mm zu $35,7 \pm 1,7$ mm), und ist somit -5 px (-1,45 mm), bzw. 3 px (0,87 mm) vom Zentrum des Bildes verschoben. Im Rahmen der Messgenauigkeit (± 2 mm für die Ausrichtung des Fadenkreuzes an der Sonde) stimmen Zentrum des Leuchtschirms und Zentrum des Bildes überein. Somit ergibt sich eine Ortsgenauigkeit für die Messungen von ≈ 2 mm.

3.4 Position und Lage der Sonde

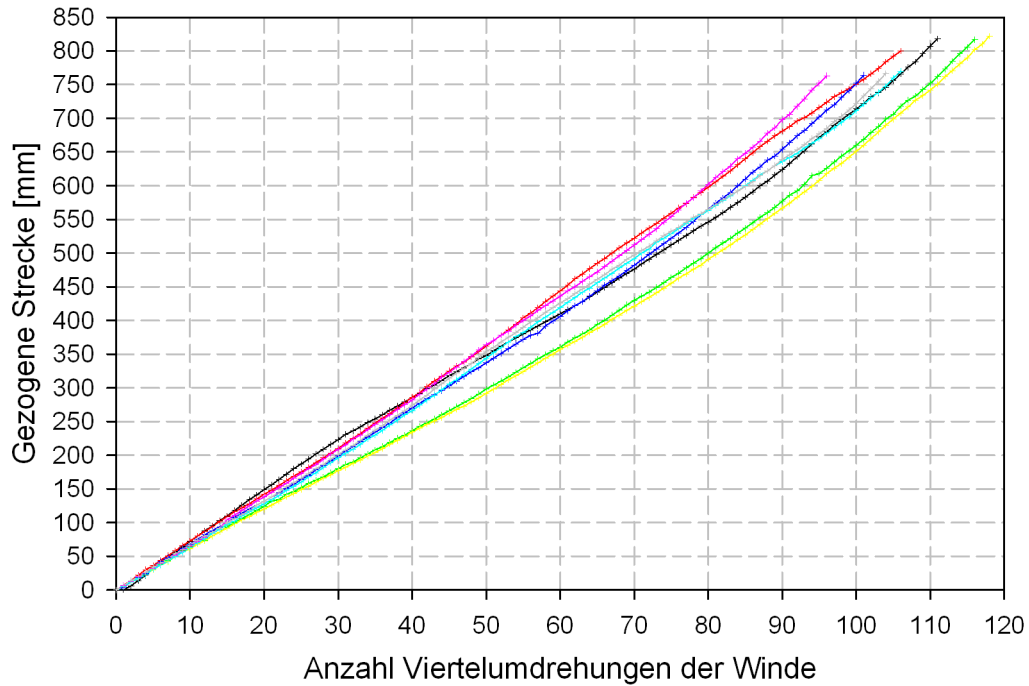


Abbildung 3.17 – Kalibration der Sondenposition mittels der Umdrehungen der Winde

Eine besondere Herausforderung stellt die Positionierung der Sonde im Strahlrohr dar. Es existieren zu Zeit dieser Arbeit keine Systeme, die in der Lage sind, die Sonde innerhalb des Vakuums, bei starkem Magnetfeld und entlang eines teilweise gekrümmten Weges zu positionieren. Da der Aufwand, ein eigenes System für diesen Zweck zu entwickeln, zu konstruieren, zu bauen und zu erproben, den Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte, wurde ein simples Seilzugsystem gewählt.

Dieses System besteht aus kevlarbeschichteten, dehnungsarmen Schnüren¹⁵, welche vorne und hinten an der Sonde befestigt werden. Am Anfang und am Ende der Teststrecke nehmen Winden diese Schnüre innerhalb des Vakuums auf. Die Achsen der Winden reichen aus dem Vakuum heraus, und erlauben es so, Kraft ins Vakuum zu übertragen.

¹⁵Aus dem Angelbedarf, „Vorfachschnur“

Der Nachteil dieses Systems liegt in seiner Ungenauigkeit. Die Bestimmung der Position der Sonde erfolgt über die Anzahl der Drehungen an der Winde. Da es aber keinerlei Führung für die Aufwicklung des Fadens gibt, schwankt die aufgewickelte Fadenlänge in Abhängigkeit von der Anzahl der Wicklungen erheblich. Dies zeigte sich bei der Kalibration der Positionsbestimmung mit der Winde, deren Ergebnisse in Abbildung 3.17 zu sehen sind. Dabei sind insgesamt 8 Messreihen gemessen worden. Die Einschubtiefe wurde mittels eines Maßbandes ermittelt, welches entlang der Innenseite des Torus angehalten wurde, um eine reproduzierbare Messung zu gewährleisten. Der Fehler der Einzelmessung beträgt etwa 2-mm (minimale Skalierung des Maßbandes).

In Abbildung 3.17 ist zu erkennen, wie die Messreihen bei fortschreitendem Aufwickeln immer stärker divergieren. Am Ende der etwa 800 mm langen Zugstrecke beträgt der maximale Unterschied der gezogenen Strecke bei gleicher Anzahl der Windenumdrehungen ca. 150 mm. Ferner weichen innerhalb einer Messreihe Werte bis zu 64 mm von der Linearität ab. Die mittlere Abweichung von der Linearität aller Messreihen beträgt 38 mm.

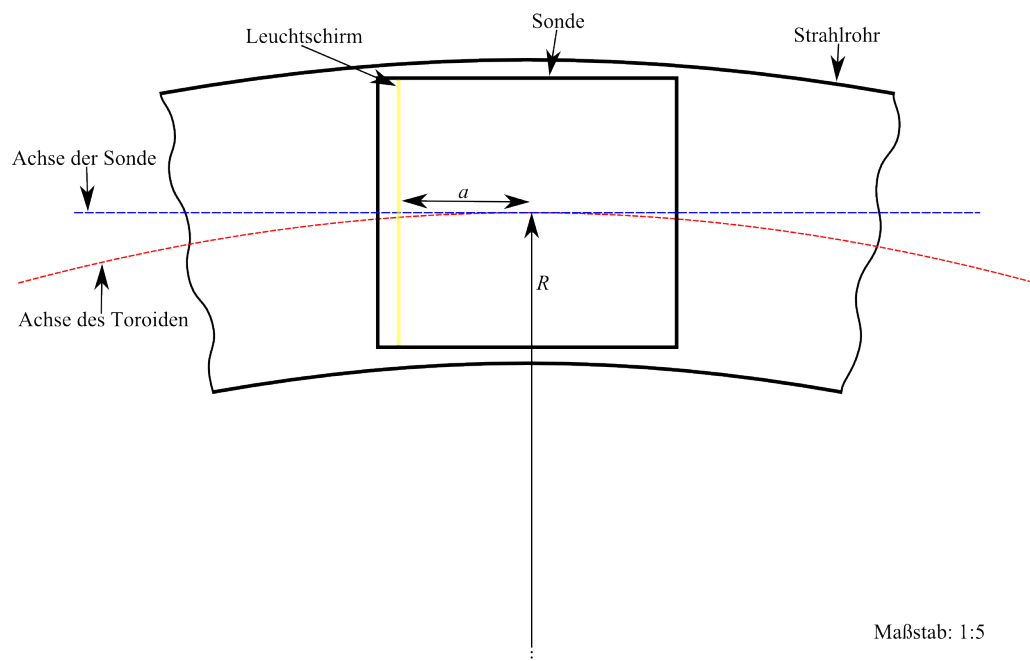


Abbildung 3.18 – Maßstabsgetreue Darstellung der Lage der Sonde im Strahlrohr

Zusätzlich zu der Lage der Sonde entlang des Strahlrohrs kann man auch noch die Lage des Leuchtschirms relativ zur poloidalen Ebene betrachten. Ein vertikaler Versatz des Leuchtschirms (und damit auch des aufgenommenen Bildes) entsteht durch die Differenz der Radien von Sonde und Strahlrohr (Radius Sonde: 90 mm; Radius Strahlrohr: 100 mm; Differenz: 10 mm). Ein Horizontaler Versatz kommt dadurch zustande, dass ein zylindrischer Körper in einem toroidal gekrümmten Rohr liegt. Abbildung **3.18** zeigt einen schematischen Querschnitt der Sonde im Strahlrohr in der toroidalen Ebene. Man erkennt die Abweichung der Mitte des Leuchtschirms (blaue, gestrichelte Linie) von der Mitte des Toroiden (rote, gestrichelte Linie). Die Abweichung Δx wird berechnet aus dem Toroidalradius R und dem Abstand des Leuchtschirms zur Sondenmitte a durch:

$$\Delta x = \frac{R - \sqrt{R^2 - a^2}}{2} \quad (3.2)$$

Bei einem Toroidalradius von 1300 mm und einem Abstand von 85 mm zwischen Sondenmitte und Leuchtschirm ergibt sich eine Abweichung von $\Delta x \approx 1,4$ mm. Im Vergleich zu den Ungenauigkeiten, die durch die longitudinale Positionsbestimmung und andere Faktoren entstehen, sind diese vernachlässigbar klein.

4 Messungen

Es wurden verschiedene Messungen mit der Sonde durchgeführt. Eine erste Messreihe wird direkt nach Einbau der Sonde mit lediglich einer Winde (der hinteren) durchgeführt. Dabei wurde die Funktion der Sonde geprüft, indem Aufnahmen an verschiedenen Positionen im Strahlweg gemacht wurden.

Weitere Messungen wurden nach Einbau der Repeller-Blende und Austausch des Leuchtschirms durchgeführt und zeigen den Einfluss des Repellerfeldes auf die Abbildung des Strahles bei verschiedenem Solenoid- und Toroidfeld.

4.1 Erste Messungen

4.1.1 Auswertung

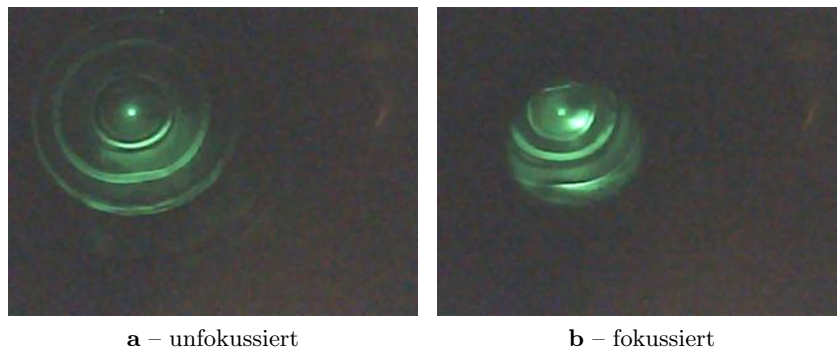


Abbildung 4.1 – Messung an der gleichen Stelle bei verschiedener Fokussierung

Bei den Messungen in dieser Arbeit handelt es sich stets um 320 Pixel breite und 240 Pixel hohe RGB-Rastergrafiken. Um die gesuchten Informationen (Strahlage, -radius) aus ihnen zu extrahieren, ist es notwendig, sie korrekt zu interpretieren. Dies soll am Beispiel der Abbildungen 4.1 verdeutlicht werden. Sie zeigen zwei Messungen mit der Sonde an der selben Position bei variiertem Einstellung des Fokussiersolenoiden.

Bei Abbildung **4.1a** sind ringförmige Strukturen zu erkennen. Diese werden durch Sekundärelektronen verursacht, welche durch Strahlverluste an den Wandungen des Rezipienten entstehen. Da die Sekundärelektronen aufgrund ihrer geringen Masse und Energie sehr stark an die Magnetfeldlinien gebunden sind, bilden sie sich als scharfe Konturen auf dem Leuchtschirm ab, und überlagern die Abbildung des Ionenstrahls.

Weiterhin ist ein heller Punkt im Zentrum der Ringe zu sehen. Hierbei handelt es sich unter anderem um Elektronen, welche durch Restgasionisation zwischen dem Solenoid und der Quelle entstehen. Da das Randfeld des Solenoiden wie ein magnetischer Spiegel wirkt, sind sie zwischen dem Solenoiden und der Screeningelektrode der Quelle gefangen. Nur diejenigen Elektronen, die in den Verlustkegel des magnetischen Spiegels fallen, entkommen. Sie sind ebenfalls stark an das Magnetfeld gebunden, und bilden sich daher als scharfer Punkt in der Mitte der Strukturen auf dem Leuchtschirm ab.

Bei Abbildung **4.1b** wurde gegenüber Abbildung **4.1a** lediglich das Magnetfeld des Fokussiersolenoiden erhöht. Man sieht deutlich, wie sich der Ionenstrahl von der Umgebung abhebt. Innerhalb des Ionenstrahls sind wiederum Fragmente der ringförmigen Strukturen zu erkennen, welche in Abbildung **4.1a** deutlich zu erkennen waren. Dass die Sekundärelektronen ausserhalb des Ionenstrahls nicht zu sehen sind, liegt am Kontrast. Der Ionenstrahl trifft mit gleicher Intensität auf eine kleinere Fläche, und generiert so eine höhere Leuchtdichte. Damit erhöht sich der Kontrast zwischen dem Leuchtfleck und dem Hintergrund. Der CMOS-Chip verringert seine Empfindlichkeit¹, weshalb das schwache Leuchten der Sekundärelektronen ausserhalb des Leuchtflecks im Hintergrundrauschen untergeht.

Man kann verschiedene Verfahren zur Analyse der Bilder anwenden. Zum einen wurden Profile der Bilder erstellt. Dazu wurde das Programm *CCDScan* [Meusel, 2009] genutzt. Es erstellt die Profile, indem es die RGB-Werte jedes Pixels einer Reihe (x-Profil²) oder Zeile (y-Profil³) summiert, und dann gegen den Index der Reihe/Zeile aufträgt. Diese Methode hat den Vorteil, dass man mit ihrer Hilfe schnell große Mengen an Daten auswerten kann. Bei annähernd homogenen und isotropen Leuchtdichteverteilungen lässt sich mit dieser Methode sowohl die Position des Zentrums, als auch die Ausdehnung des Strahls sehr gut ermitteln. Bei den vorliegenden Bildern ist dies schwieriger. Durch den starken Kontrast wird die Abbildung der Elektronen beim Summieren deutlich hervorgehoben, wogegen die

¹siehe Abschnitt 3.3.4

²vgl. Abbildungen **4.2a** und **b**

³vgl. Abbildung **4.2a** und **c**

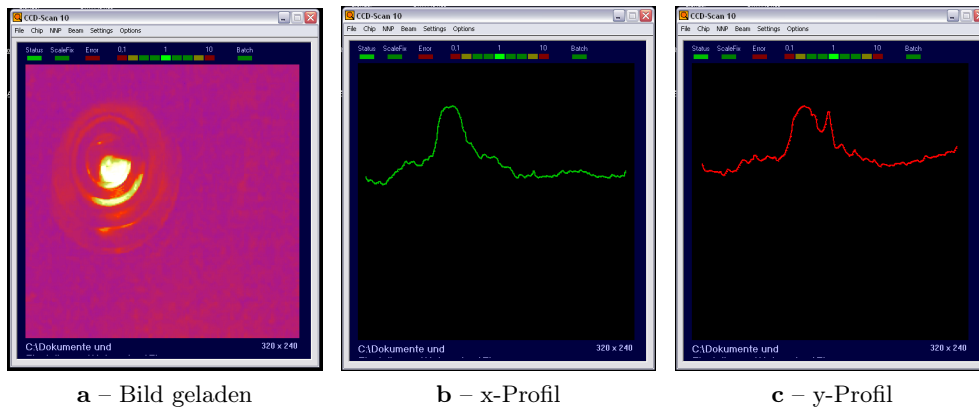
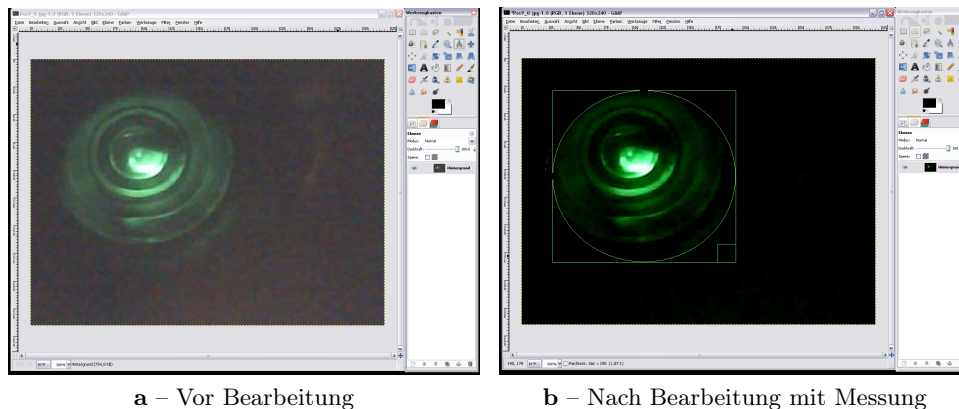


Abbildung 4.2 – Das Programm CCDScan Meusel [2009]

schwach leuchtenden Ionen (siehe Abbildung 4.2) im Rauschen untergehen.

Abbildung 4.3 – Bearbeitung von Bildern mit *The GIMP* und ausmessen des Ionenflecks

Ein anderes Verfahren ist das manuelle Auslesen der Bilder. Dazu wird ein Bild in ein geeignetes Grafikprogramm (in diesem Falle *The GIMP* [Kimball u. Mattis, 2009]) geladen, dort evtl. bearbeitet, um z.B. das Rauschen zu unterdrücken⁴, und mit geeigneten Werkzeugen Positionen und Abstände in Pixeln (px) ausgemessen. Bei *The GIMP* ist es z.B. möglich, einen elliptischen Auswahlrahmen aufzuziehen,

⁴vgl. Abbildung 4.3

an die sichtbaren Kanten anzulegen und die Breite und Höhe in der Statusleiste abzulesen (siehe Abbildung 4.3b). Der Vorteil bei dieser Methode ist, dass, im Gegensatz zur Erstellung eines Profils, die elektronengenerierten Muster berücksichtigt werden können. Allerdings ist die Interpretation des Bildes durch einen Menschen subjektiv und daher fehlerbehaftet. Des weiteren dauert der Vorgang um ein Vielfaches länger, als eine automatisierte Auswertung der Profile.

4.1.2 Darstellung

Das Ziel der ersten Messungen war der prinzipielle Nachweis der Machbarkeit, sowie das Sammeln erster Erfahrungen mit der Methode. Sie wurden daher zum frühest möglichen Zeitpunkt, aber mit noch unvollständigem Aufbau durchgeführt. So fehlte das vordere Zugseil, weshalb die Sonde nur einmal durch den Toroid gezogen werden konnte, bevor das Vakuum hätte gebrochen werden müssen, um die Sonde manuell wieder in die Ausgangslage zu bringen. Auch waren die Rezipienten zwischen Toroid und Solenoid nicht die gleichen, wie in Abbildung 3.1 auf Seite 21 zu sehen, sondern noch die selben, welche von Ninad Joshi [Joshi, 2009] verwendet wurden. Ferner wurde die Repellerelektrode nicht eingebaut, da sie noch nicht kontaktiert werden konnte, und sie ansonsten die Messungen durch *Floating*⁵ verfälscht hätte.

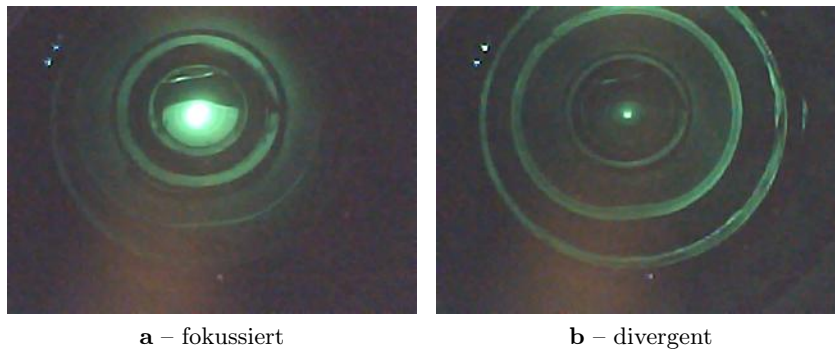


Abbildung 4.4 – Messungen an Position 0

Bei dieser Messreihe wurde der Transport eines He^+ -Strahls mit 5 keV Strahlenergie und 1 mA Strahlstrom durch einen Toroiden ($I=480$ A, $\bar{B} \approx 0,52$ T⁶)

⁵Statische Aufladung eines isolierten Leiters, der von einem Ionen-/Elektronenstrahl getroffen wird.

⁶Mittelwert aus der CST-Simulation, siehe Abschnitt 3.2.2

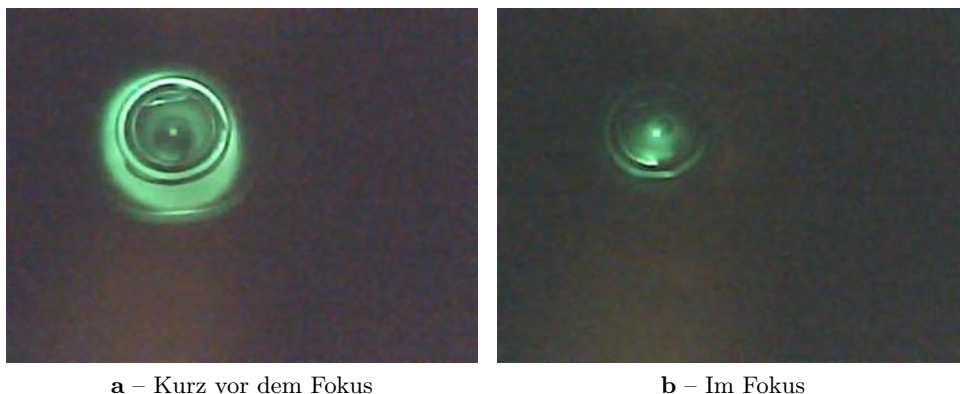


Abbildung 4.5 – Verringerung der Helligkeit im Ionenstrahlfokus

gemessen.

Dazu wurde die Sonde manuell an das, vom Endtank⁷ entfernte, Ende des TSM geschoben, der Rezipient verschlossen, und auf 10^{-6} mbar evakuiert. Zum Positionswechsel wurde die Sonde mit einer vollen Umdrehung der hinteren Winde⁷ in Richtung Endtank gezogen. Auf diese Weise konnte an 20 Positionen gemessen werden. An jeder Position wurden zwei Messungen bei verschiedenen Einstellungen des Solenoiden vorgenommen. Diese Einstellungen entsprechen einem fokussierten (Solenoiderregung 150 A, Abbildung 4.4a) oder unfokussierten (Solenoiderregung 70 A, Abbildung 4.4b) Strahl bei Eintritt in den Toroiden.

Die Bilder wurden, wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, sowohl mit Hilfe des Programms *CCDScan* [Meusel, 2009], als auch „optisch“ ausgewertet. Bei den Abbildungen 4.7, 4.8, 4.9 und 4.10 wurden die Ergebnisse beider Auswertungsarten in je einem Diagramm zusammengefasst.

Bei den Diagrammen 4.7 bis 4.10 sind die Foki bei der optischen Auswertung (rosafarbener, durchgezogener Strich) gut zu erkennen. Bei den jeweiligen Konturplots erkennt man allerdings nur ein Intensitätsmaximum vor und nach dem Fokus, aber nicht darin. Dies hat seine Ursache in dem abweichenden Transport von Elektronen und Ionen. Während die Elektronen stark an die Magnetfeldlinien gebunden sind, durchläuft der Ionenstrahl einen Fokus.

Ausserhalb des Fokus überlagern sich die Anregung durch Ionen und Sekundärelektronen, was zu einem intensiven Leuchten führt. In der Nähe des Fokus wird

⁷Siehe Abbildung 3.1 auf Seite 21

der Ionenleuchtfleck kleiner und heller, ist aber noch groß genug, um von Sekundärelektronen überlagert zu werden⁸. Daher erhöht sich die Gesamtintensität. Im Fokus wird der Ionenleuchtfleck so klein, dass er in einem Gebiet mit minimalem Sekundärelektroneneinfluss liegt, so dass diese kaum mehr zur Helligkeit beitragen⁹. Daher nimmt die Gesamtintensität ab. An diesem Beispiel kann man sehen, welchen großen Einfluss die Sekundärelektronen auf die Helligkeit haben.

Die Anzahl der Oszillationen, die ein Ionenstrahl beim Transport durch ein langes, homogenes B-Feld durchläuft, ist gegeben durch das Produkt aus Flugzeit und Zyklotronfrequenz, und wird in Gleichung (4.1) berechnet. Die Länge des Transportwegs s wird als die Distanz von einem Flansch des Toroiden zum Anderen angenommen, und besteht aus einem 30°-Kreisbogen mit dem Radius 1,3 m und zwei geraden Endstücken von je ca. 70 mm.

$$\begin{aligned}
 N &= t \cdot \frac{\omega_G}{2\pi} & (4.1) \\
 &= \frac{s}{v} \cdot \frac{qB}{2\pi m} \\
 &= \frac{s}{\sqrt{\frac{2E}{m}}} \cdot \frac{qB}{2\pi m} \\
 &= \frac{sqB}{2\pi\sqrt{2Em}} \\
 &= \frac{0,82\text{m} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}\text{C} \cdot 0,52\text{T}}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2 \cdot 5000 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}\text{J} \cdot 6,644 \cdot 10^{-27}\text{kg}}} & (4.2) \\
 &\approx 3,3
 \end{aligned}$$

Im Diagramm 4.6 ist der mittlere Strahlradius beider Messreihen gegen die Position der Messung entlang der Torusachse aufgetragen. Die Anzahl der Oszillationen stimmen für beide Messreihen gut mit dem Ergebnis der Rechnung (4.2) überein. Man kann auch einen Phasenversatz zwischen den beiden Messreihen erkennen, der direkt aus dem Charakteristikum der Messreihen (Strahl zu Beginn fokussiert/unfokussiert) folgt.

Bei den Abbildungen 4.7 und 4.8 handelt es sich um Projektionen auf die toroidale Ebene¹⁰. Diese wurden erstellt, indem die x-Profile einer Messreihe zunächst

⁸vgl. Abbildung 4.5a

⁹vgl. Abbildung 4.5b

¹⁰Siehe Abschnitt 2.1

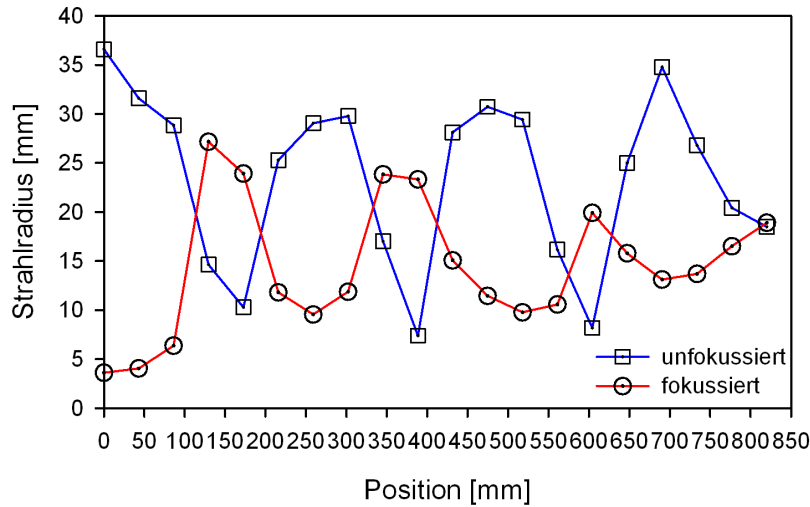


Abbildung 4.6 – Diagramm: Mittlerer Strahlradius aufgetragen gegen die Position entlang des Strahlwegs

gemäß Gleichung (4.3) so normiert wurden, dass sie Werte zwischen null und eins annehmen.

$$\text{normierter Wert} = \frac{\text{Ausgangswert} - \text{Minimum der Messreihe}}{\text{Maximum der Messreihe} - \text{Minimum der Messreihe}} \quad (4.3)$$

Dann wurden die dazugehörigen Positionen, unter der Annahme, dass alle Messungen gleichmäßig auf die 30° des Toroiden verteilt sind, nach den Gleichungen (4.4) und (4.5) transformiert. POS steht für die horizontale Position des Wertes in Pixel, MESS bezeichnet die Position der Messung, beginnend bei null, endend bei 19.

$$\text{x-Position} = - \left(\frac{\text{POS} - 160\text{px}}{3,45 \frac{\text{px}}{\text{mm}}} + 1300\text{mm} \right) \cdot \cos \left(30^\circ \cdot \frac{\text{MESS}}{19} \right) \quad (4.4)$$

$$\text{y-Position} = \left(\frac{\text{POS} - 160\text{px}}{3,45 \frac{\text{px}}{\text{mm}}} + 1300\text{mm} \right) \cdot \sin \left(30^\circ \cdot \frac{\text{MESS}}{19} \right) \quad (4.5)$$

Auf diese Weise kann jedem normierten Wert eine kartesische x- und y-Koordinate zugewiesen werden. Aus diesen Daten wurde dann der Konturplot erstellt. Leider werden fehlende Werte bei Konturplots in *SigmaPlot 11* stets extrapoliert¹¹, was dazu führt, dass ausserhalb der Messung Werte $>1,0$ dargestellt werden. Damit man

¹¹Die Option „fehlende Werte ignorieren“ ist ausgegraut

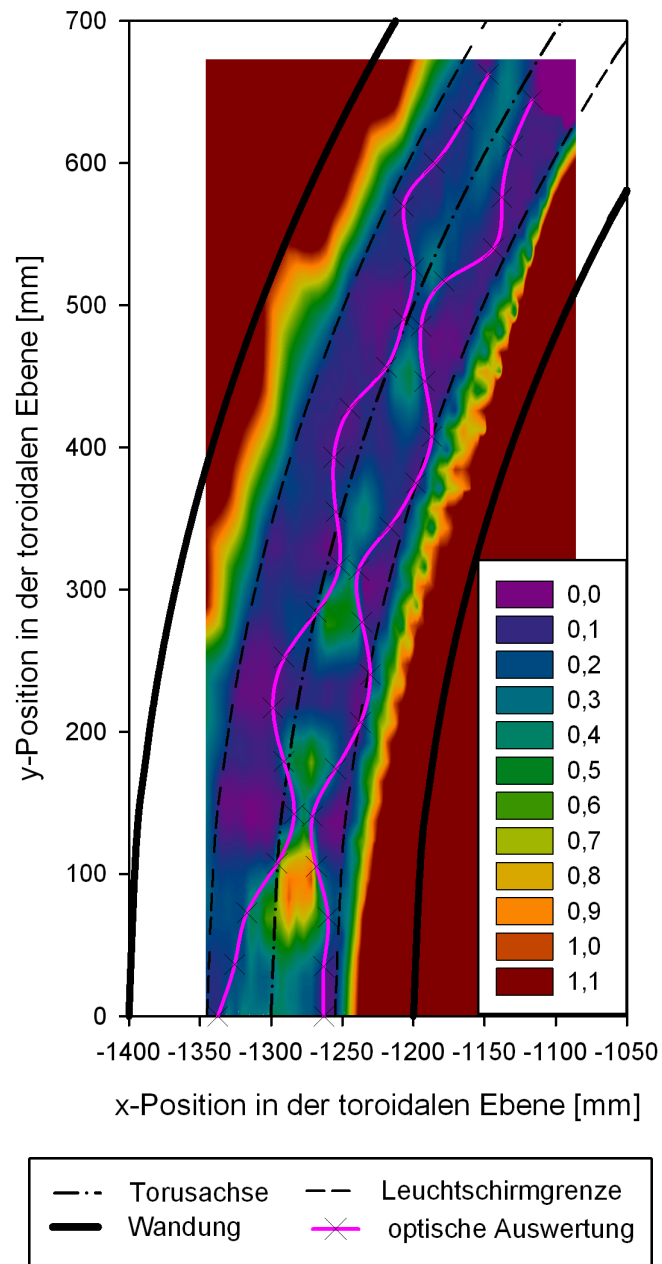


Abbildung 4.7 – Strahlprojektion auf die toroidale Ebene, Injektion unfokussiert

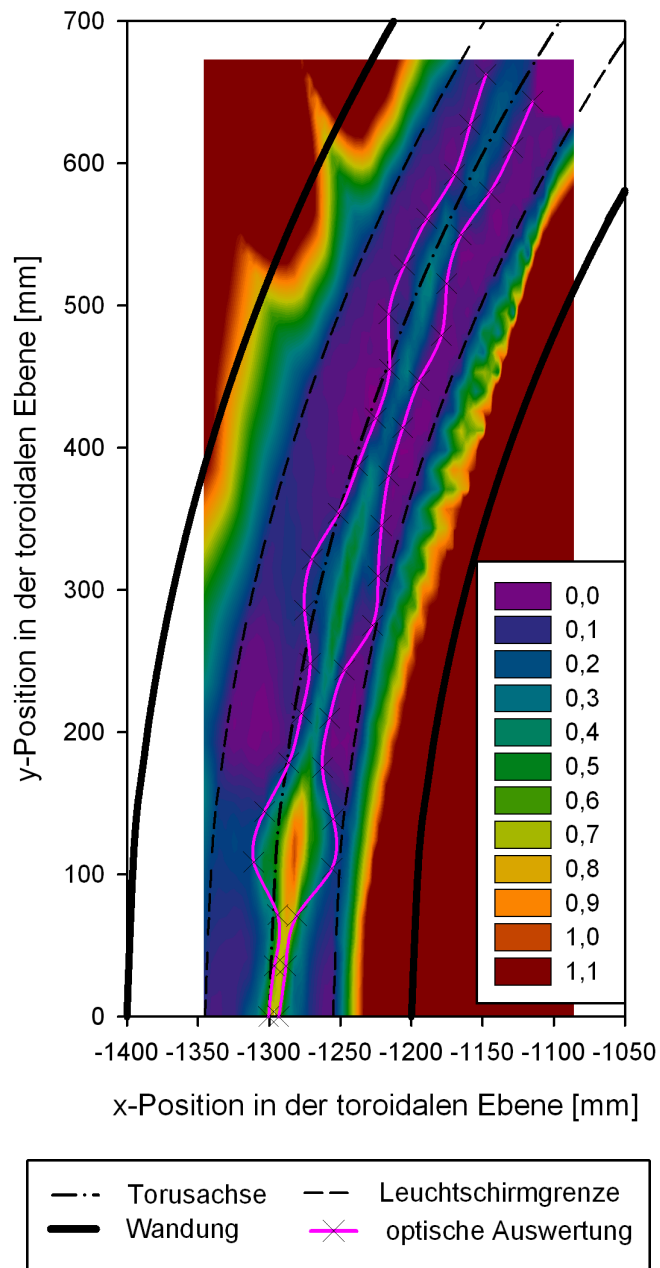


Abbildung 4.8 – Strahlprojektion auf die toroidale Ebene, Injektion fokussiert

zwischen den gemessenen und den extrapolierten Werten besser unterscheiden kann, wird der Rand des Leuchtschirms, und damit die Grenze zwischen Messung und Extrapolation, durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Um die Lage des Strahls relativ zum Torussegment zu veranschaulichen, sind die Wände des Rezipienten (durchgezogene Linie) und die Torusachse (Strich-Punkt-Linie) ebenso angedeutet.

In den Abbildungen 4.7 und 4.8 erkennt man, dass der Strahl am Beginn und am Ende des TSM recht nah an der Torusachse liegt, in der Mitte des TSM aber bis zu 12 mm von der Torusachse nach innen abweicht. Der Ortsfehler der Messung in der Horizontalen beträgt $1,4 \text{ mm}^{12} \pm 2 \text{ mm}^{13}$. Diese Abweichung liegt also ausserhalb der zu erwartenden Messfehler.

Die Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen die Projektion der y-Profile auf eine vertikale¹⁴ Ebene. Die Werte der Abszissenachse beziehen sich auf die Position des Leuchtschirms relativ zur Torusachse und der „Position 0“. Dabei wurde angenommen, dass der Abstand der Messungen zueinander äquidistant ist¹⁵. Man erkennt, dass der Strahl in beiden Fällen nach unten driftet. Dies kann durch die, in Abschnitt 2.2.5 erläuterte, kombinierte Zentrifugal-/Gradientendrift erklärt werden. Aus Gleichung (2.23)¹⁶ folgt:

$$\begin{aligned}
 s_{Drift} &= \frac{\pi}{6} \cdot \frac{\sqrt{2mE_S}}{qB} \\
 &= \frac{\pi}{6} \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot 6,644 \cdot 10^{-27} \text{kg} \cdot 5000 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{J}}}{1,602 \cdot 10^{-19} \text{C} \cdot 0,52 \text{T}} & (4.6) \\
 &\approx 21 \text{mm} & (4.7)
 \end{aligned}$$

Dieser Wert stimmt gut mit der Drift, welche in den Abbildungen 4.9 und 4.10 abzulesen ist, überein. Man muss allerdings berücksichtigen, dass der Strahl, wie in den Abbildungen 4.7 und 4.8 zu sehen ist, von der idealen Bahn (Punkt-Strich-Linie) abweicht und ferner, dass es auch Messungen in nicht-gekrümmten Bereichen (Am Anfang und am Ende des TSM) gibt, in denen es zwar eine Gradientendrift¹⁷, aber keine Zentrifugaldrift gibt. So ist auch insgesamt der Strahlweg länger, als in Rechnung (4.6) angenommen wurde. Dennoch lässt sich mit der Formel (2.23) die Drift in einem TSM gut abschätzen.

¹²Geometrische Abweichung, siehe Abschnitt 3.4

¹³Fehler durch Kamera, siehe Abschnitt 3.3.4

¹⁴Im Bezug zur toroidalen Ebene

¹⁵siehe Abschnitt 3.4

¹⁶Siehe Seite 12

¹⁷Im Randfeld des TSM

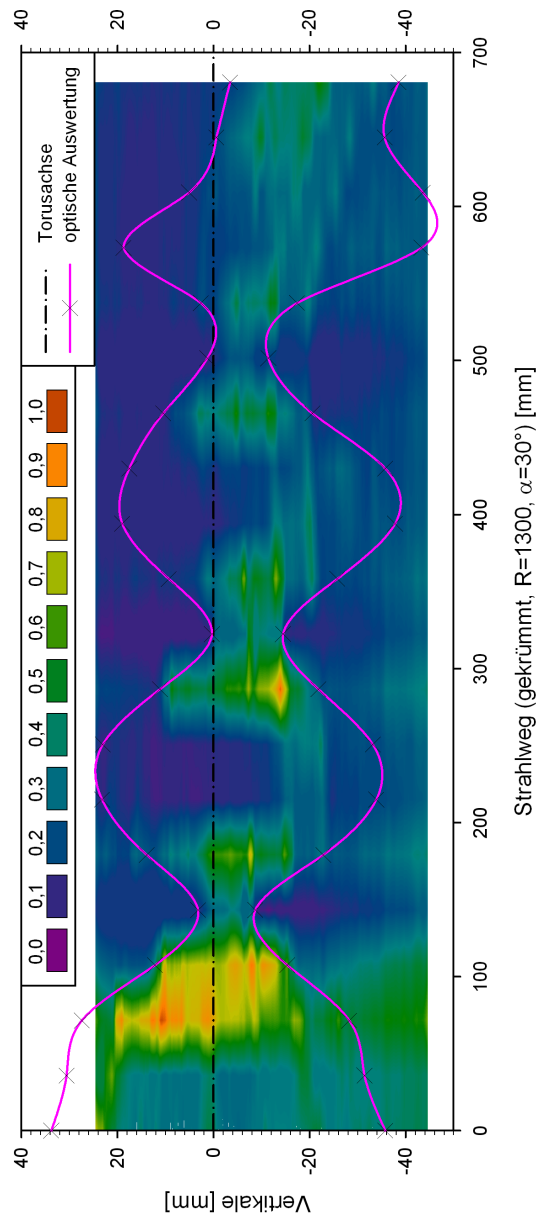


Abbildung 4.9 – Strahlprojektion auf einen 30° -Kreisbogen, Injektion unfokussiert

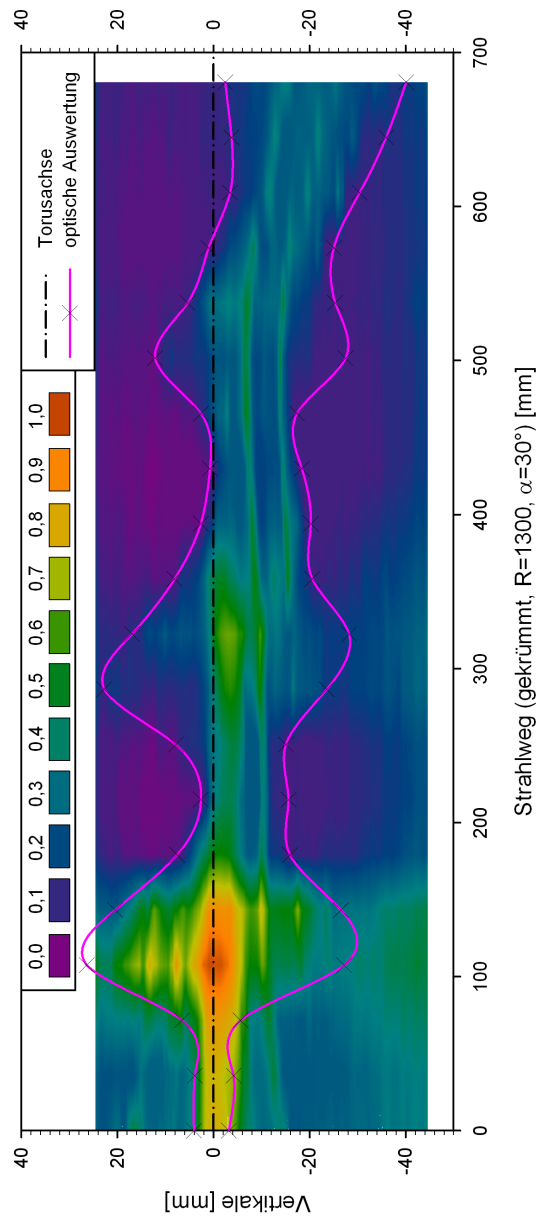


Abbildung 4.10 – Strahlprojektion auf einen 30°-Kreisbogen, Injektion fokussiert

4.2 Einfluss des Randfeldes des TSM auf den Strahltransport

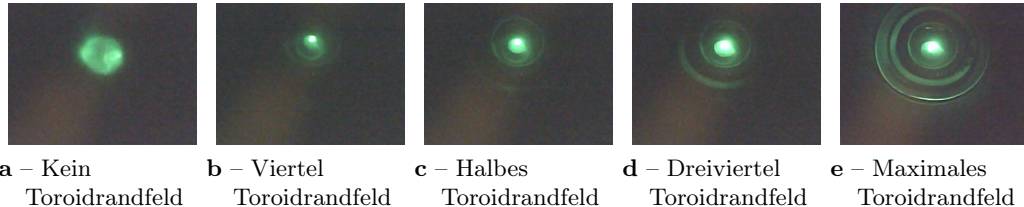


Abbildung 4.11 – Einfluss des Toroidrandfeldes auf den Strahltransport im Injektor

Wie in Abschnitt 3.1.3 dargestellt, ragt das Randfeld des TSM in den Bereich des Injektors. Um den Einfluss dieses Feldes auf den Strahltransport zu untersuchen, wurde die Sonde an vorderste Position¹⁸ gebracht, und das Verhalten eines 6 kV Heliumstrahles mit einem Strahlstrom von 0,5 mA bei fünf verschiedenen Erregungen¹⁹ des Toroiden untersucht.

Zum Vergleich wurden diese Felder auch mit *CST EM-Studio* [CST AG, 2009] numerisch berechnet²⁰, und der Strahltransport im Injektor mit dem Programm *Lintra* [Pozimski u. Meusel, 1999] simuliert. Dieses simuliert den raumladungskompensierten Strahltransport einer gegebenen Eingangsemittanz durch sowohl elektrische, als auch magnetische, zylindersymmetrische Felder.

LINTRA liest zweidimensionale Felder (Radius, Achse) ein. Jedem Tupel wird eine B-Feldkomponente (parallel zur Achse) zugeordnet. Das Dreidimensionale Feld erstellt *LINTRA* durch rotation diese Feldes um die Achse. Entsprechend diesen Anforderungen wurde das B-Feld aus der CST-Simulation ausgelesen. Aufgrund der, in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Exzentrizität des Randfeldes, weicht das B-Feld, welches *LINTRA* zur Simulation nutzt, vom tatsächlichen Feld um bis zu ca. 10% ab. Alle weiteren Daten wurden den Bedingungen der Messungen entsprechend eingegeben.

Die, in Abbildung 4.12 dargestellten, Diagramme zeigen die „Profile“ von simulierten und gemessenen Strahlen. Die Profile der Simulationen wurden aus den Positionsdaten der simulierten Strahlteilchen erstellt. Dazu wurde die x- oder y-Koordinate

¹⁸Etwa 10 cm vor der ersten Spule des TSM

¹⁹Siehe Abbildungen 4.11a bis e

²⁰Siehe Abschnitt 3.1.3

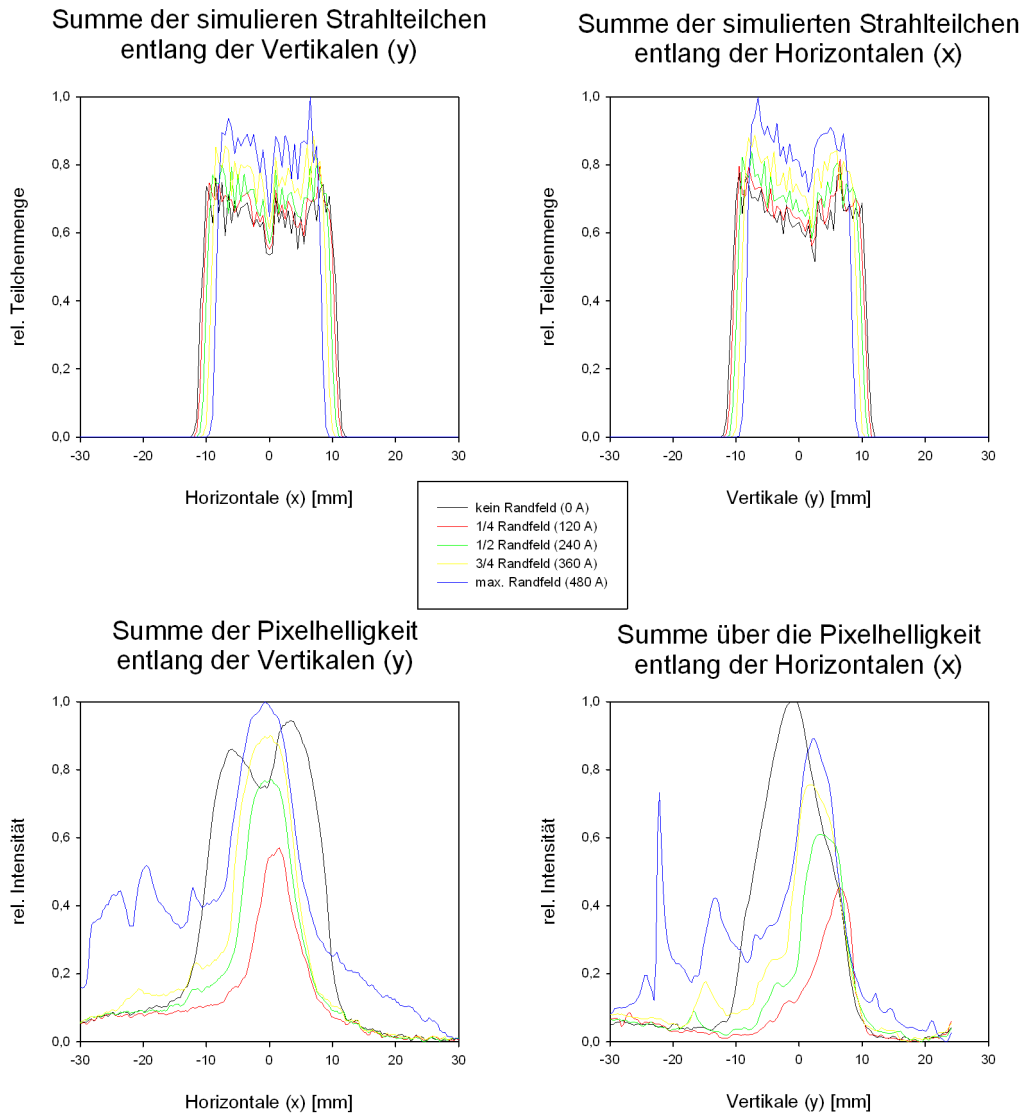


Abbildung 4.12 – Diagramme von Strahlverteilungen bei Simulation und Messung

jedes Teilchens einem 0,5 mm breiten Intervall auf der jeweiligen Achse zugeordnet, und die Anzahl der Teilchen pro Intervall aufgetragen.

Die Abszissen stellen die Ortskoordinaten da. Sie wurden so gewählt, dass der Ursprung in der Mitte der Aperturen zu liegen kommt.

Es gibt eine Reihe von offensichtlichen Unterschieden zwischen den Ergebnissen der Simulation, und den Messungen. Als erstes wäre die Fläche unter der Kurve zu nennen. Bei den Simulationen ändert sich diese nicht erkennbar, wenn man das Randfeld ändert, während sie bei den Messungen zuerst stark reduziert wird (schwarz \rightarrow rot), und danach wieder zunimmt.

Dass sich die Fläche unter den Kurven der Simulation nicht ändert, hat einen einfachen Grund. Es wurden jeweils 10.000 Strahlteilchen simuliert, und es gab beim simulierten Transport keine Verluste, so dass die Kurven verschiedene Verteilungen der gleichen Anzahl Strahlteilchen darstellen, und daher das gleiche Integral haben müssen.

Bei den Messungen muss berücksichtigt werden, dass sowohl der Leuchtschirm, als auch die Kamera eine Obergrenze bezüglich der Helligkeit haben. Daher kommt es bei hohen Teilchenstromdichten zu einer Sättigung. Ein stark fokussierter Strahl nimmt nur eine kleine Fläche auf dem Leuchtschirm ein. Beim summieren der Helligkeiten geht jedes gesättigte Pixel nur mit seinem Maximum in die Summe ein. Daher wird die Summe sehr klein sein. Bei weniger gut fokussierten Strahlen wird die Fläche mit den gesättigten Pixeln größer sein, so dass auch die Summe größer ist.

Die Gesamtintensitäten, respektive die Flächen unter den Kurven, bieten also keine Vergleichsmöglichkeiten. Dies mag zum einen an dem oben beschriebenen Umstand liegen, dass der Eingangsemittanz die äusseren Ränder fehlen, die sonst zu Strahlverlusten führen könnten, aber selbst dann kann aufgrund der Unproportionalität der Messungen kein sinnvoller Vergleich angestellt werden. Es bleibt noch der Vergleich von Verteilungen und Positionen.

Bei den Simulationen ist eine stetige Verschmälerung der Kurven bei steigendem Randfeld zu beobachten, während sich die Positionen sowohl in der vertikalen, als auch in der horizontalen Ebene nicht ändern. Dies kann als Fokussierung des Strahles durch das zusätzliche solenoidale Randfeld des Toroiden interpretiert werden, wobei der Brennpunkt des Strahls jenseits des Leuchtschirms liegt, und bei steigender Feldstärke immer näher an den Leuchtschirm heranrückt.

Bei den Messungen wird die Kurve zuerst wesentlich schmaler, und fängt dann an, sich aufzuweiten. Dieses Verhalten lässt sich durch eine Überfokussierung gut erklären. Der Brennpunkt des Strahls liegt zuerst hinter dem Leuchtschirm, passiert diesen dann, und bewegt sich dannach wieder von ihm weg. Die Position des Strahles

in der Horizontalen ist ohne Randfeld relativ mittig, um dann bei einem Viertel Randfeld nach rechts, und bei weiterer Erhöhung des Feldes nach links zu wandern. Ein ähnliches Verhalten lässt sich in der Vertikalen beobachten.

Sowohl Simulation, als auch Messungen lassen eine Fokussierung erkennen. Sind die Strahlverteilungen für den Solenoiden alleine noch fast gleich, so unterscheiden sie sich erheblich, sobald der Toroid dazugeschaltet wird (Überfokussierung). Eine Erklärung für die zusätzlich Fokussierung ist die auf Seite 26 beschriebene Elektronenwolke. Ihre Raumladung wirkt ähnlich wie eine Plasmalinse auf den Strahl (vgl. [Meusel, 2006]), und führt somit zu einer zusätzlichen Fokussierung, welche *LINTRA* nicht berücksichtigen kann.

4.3 Wirkung des Repellers

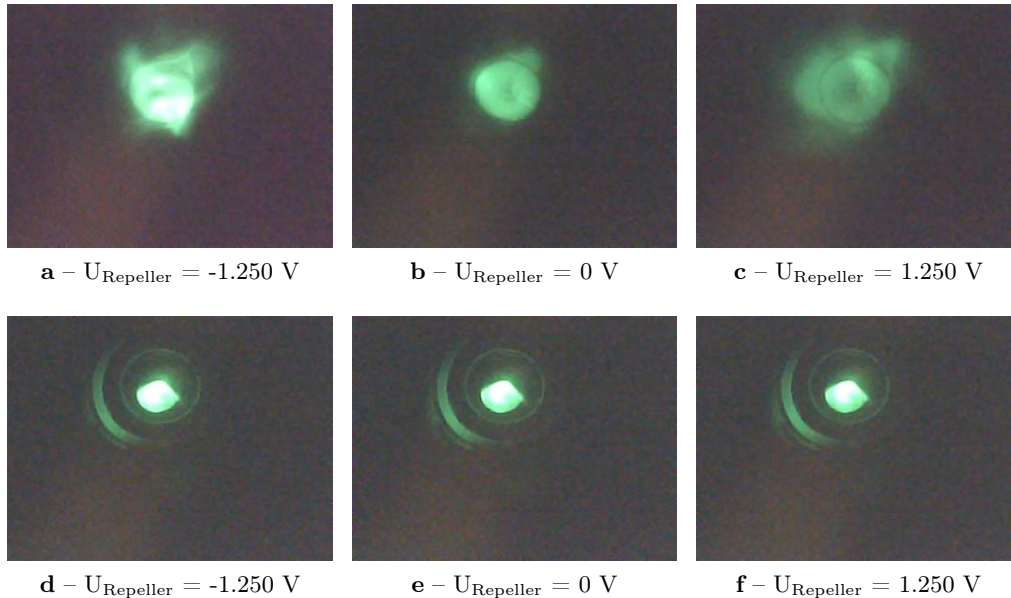


Abbildung 4.13 – Messungen bei versch. Repellerpotentialen ohne (oben, $I_{TSM} = 0 \text{ V}$) und mit (unten, $I_{TSM} = 480 \text{ V}$) TSM-B-Feld

Nachdem der Repeller kontaktiert, und die Tests zur Spannungsfestigkeit erfolgreich abgeschlossen worden waren, wurde der Einfluss des Repellerpotentials auf die Abbildung des Strahls auf dem Leuchtschirm untersucht. Dazu wurden, neben dem Potential des Repellers, auch die Erregung des Solenoiden (100 A, 125 A und 150 A) und des TSM (0 A, 480 A) variiert.

Die Abbildungen **4.13a** bis **c** zeigen ausgewählte Messungen ohne Erregung des TSM, und die Abbildungen **4.13d** bis **f** ebensolche bei einem, mit 480 A erregten TSM. Man erkennt deutlich, dass die Messungen ohne Erregung des TSM mit dem Potential des Repellers variieren, während die Messungen mit erregtem TSM nahezu identisch sind. Dies bedeutet unter anderem, dass das Repellerfeld auf den ersten Blick keinen sichtbaren Einfluss auf die Sekundärelektronen hat.

Daher wird in diesem Fall nicht die Geometrie des Strahlflecks betrachtet, sondern die Gesamtintensität des Strahlflecks. Dies wurde bewerkstelligt, indem die Werte

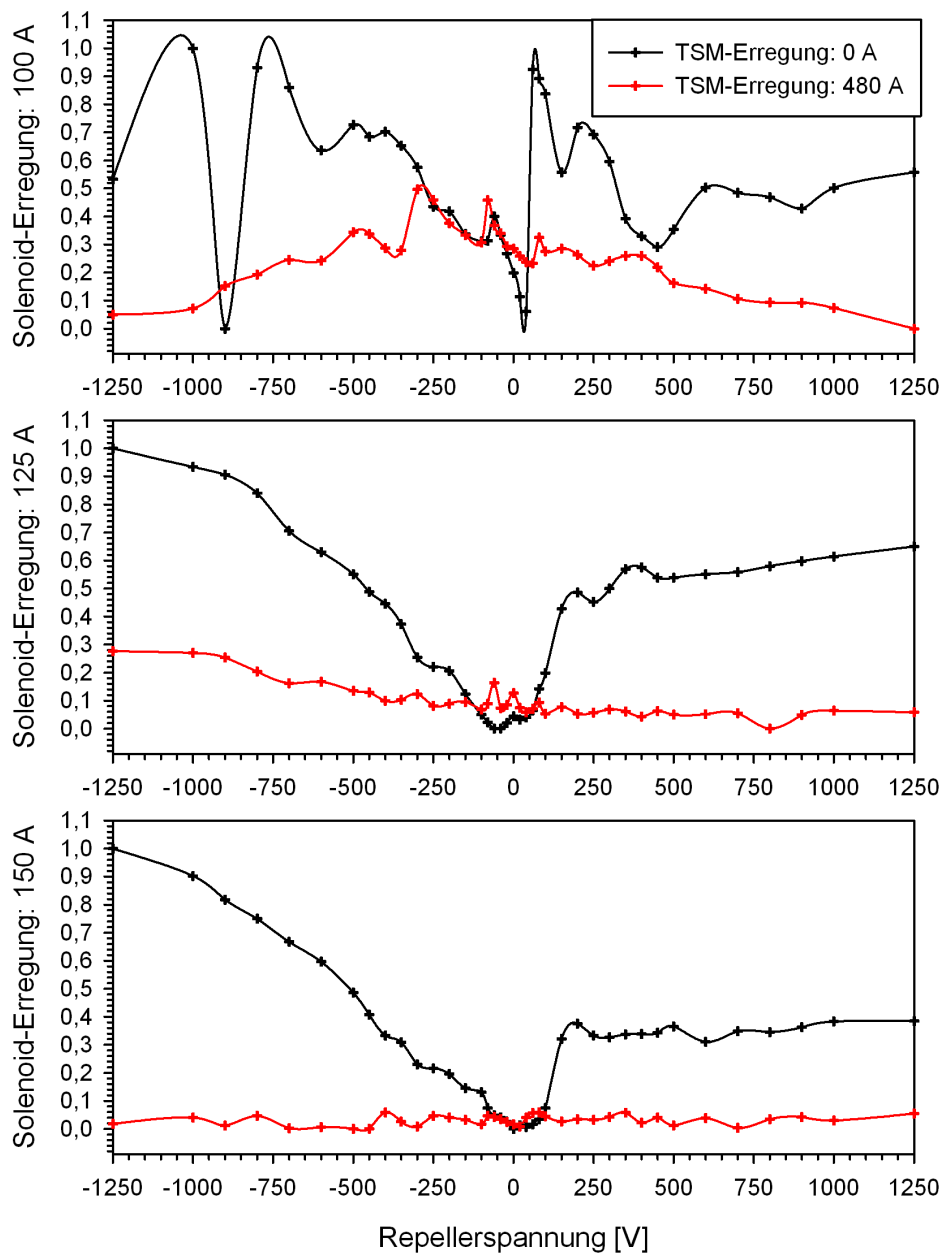


Abbildung 4.14 – Gegenüberstellung der relativen Helligkeiten mit und ohne TSM-Feld bei verschiedenen Erregungen des Solenoiden

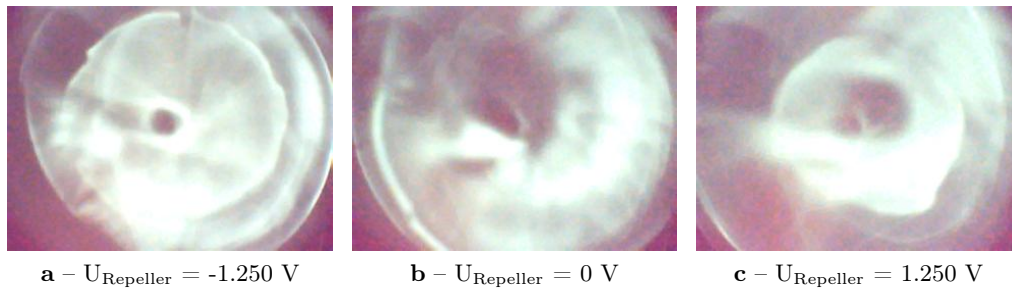


Abbildung 4.15 – Messungen bei 100 A Solenoiderregung

eines der, aus *CCDS* gewonnen Profile²¹ aufsummiert wurden. Die so erhaltenen Gesamtintensitäten werden, normiert, gegen die Repellerspannung aufgetragen.

Die Diagramme der Abbildung 4.14 auf Seite 62 zeigen die Variation der Gesamthelligkeit der Messungen bei jeweils gleicher Erregung des Solenoiden, mit und ohne Erregung des TSM. Dazu wurden die beiden Graphen auf ein gemeinsames Minimum gebracht, und dann der insgesamt höchste Wert auf 1 normiert.

Bei allen drei Diagrammen fällt auf, dass die Variation der Helligkeit für die Werte bei aktivem TSM wesentlich kleiner ist, als die für ein inaktives TSM. Ansonsten ist bei den Graphen für die Werte mit aktivem TSM kein Zusammenhang zwischen der Repellerspannung und der Helligkeit erkennbar. Dies kann damit erklärt werden, dass das Repellerfeld bei fehlendem TSM-Feld wie eine elektrostatische Linse wirkt. Aufgrund der Bindung an die Magnetfeldlinien bei aktivem TSM ist diese Wirkung vernachlässigbar klein.

Die drei Graphen mit einem inaktiven TSM zeigen ein ausgeprägtes Minimum bei einer Repellerspannung im Bereich von $\pm 50 \text{ V}$. Der Graph für einen Solenoiderregung von 100 A unterscheidet sich deutlich von den anderen beiden. Dies hängt damit zusammen, dass der Strahlfleck aufgrund der schwachen Fokussierung so groß war, dass er, wie in den Abbildung 4.15 zu sehen ist, teilweise ausserhalb des beobachteten Bereichs²² des Leuchtschirms lag. Bei den verbleibenden zwei Graphen steigt der Graph im Bereich negativer Repellerspannung nahezu linear an, und im Bereich der positiven Repellerspannung steigt der Graph rasch an, um dann nahezu konstant zu bleiben.

Dieses Verhalten lässt sich mit der Wirkung des Repellers auf die Sekundärelektronen erklären. Da das führende Feld des TSM fehlt, wirkt der Repeller auf den

²¹Siehe Abschnitt 4.1.1

²²Siehe Abschnitt 3.3.4

Ionenstrahl wie eine elektrostatische Linse. Bei negativem Repellerpotential werden die Elektronen vom Repeller abgestoßen, und so fokussiert. Dies führt zu einer erhöhten Elektronendichte im Bereich des Ionenstrahls, und somit zu einer erhöhten Leuchtdichte bei der Messung. Bei positivem Repellerpotential werden die Elektronen defokussiert. Sobald keine Elektronen mehr im Strahl sind, wird die Leuchtdichte nur noch durch den, von der elektrostatischen Linse nun schwach fokussierten, gegeben.

Sowohl mit dem B-Feld des TSM, als auch ohne, ist der Repeller offenbar nicht in der Lage, wie gewünscht, die Elektronen, welche die Messung des Ionenstrahles beeinträchtigen, zu unterdrücken. Ein plausible Erklärung für diese Beobachtung ist, dass die Elektronen innerhalb des Strahles von diesem gegen das Potential des Repellers zumindest teilweise abgeschirmt werden. Daher können die Elektronen innerhalb des Ionenstrahls das (verminderte) Repellerpotential überwinden und die Abbildung des Ionenstrahls auf dem Leuchtschirm überlagern.

5 Fazit

Die, im Laufe dieser Diplomarbeit konstruierte, gebaute und getestete Apparatur ist in der Lage, qualitative Aussagen über den Transport eines Ionenstrahles durch ein starkes, gekrümmtes Magnetfeld zu machen.

Ferner wurde im Rahmen der Erprobung des Gerätes erkannt, welchen Einfluss Sekundärelektronen auf die Messung haben. Gebunden an das Feld des TSM, überlagern sie die Abbildung des Ionenstrahles auf dem Leuchtschirm, und bilden dabei ihren Entstehungsort, ähnlich einem Elektronenmikroskop, ab¹.

Da sie die zweifelsfreie Bestimmung des Randes des Ionenstrahles auf dem Leuchtschirm erschweren, wurde versucht, sie, mittels eines elektrostatischen Repellers, ähnlich wie er bei Faradaytassen Verwendung findet, zu unterdrücken. Aber die Messungen haben gezeigt, dass das Potential, welches vom Repeller erzeugt werden kann, nicht in der Lage ist, die Elektronen, welche sich innerhalb des Ionenstrahles befinden, zurück zu halten². Um den Einfluss von Sekundärelektronen auf die Messung zu minimieren, sollte die Entstehung ebendieser an den Wandungen vermieden werden. Das kann zum Beispiel durch einen angepassten Strahltransport des Strahles durch den Injektor oder die Verringerung des Strahldurchmessers mit Hilfe einer Lochblende geschehen.

Im folgenden werden weitere Maßnahmen beschrieben, welche die Leistungsfähigkeit des Systems steigern, aber im Rahmen dieser Arbeit nicht angewendet werden konnten.

5.1 Alternativen zur Positionierung der Sonde

Die Genauigkeit der Bestimmung der Strahllage wird dadurch eingeschränkt, dass die Position der Sonde selbst nicht genau zu bestimmen ist. Dies hängt in erster Linie damit zusammen, dass alle Verfahren zur Positionsbestimmung, welche magnetische oder magnetisierbare Komponenten haben oder nicht vakuumtauglich sind, ungeeignet sind.

¹Siehe Abbildung 4.4 auf Seite 48

²Siehe Abschnitt 4.3

³Bildquelle: <http://www.reber-montagen.ch/Seilwinde/Seilwinde%20P-Serie%20Seilfuehrung.html>

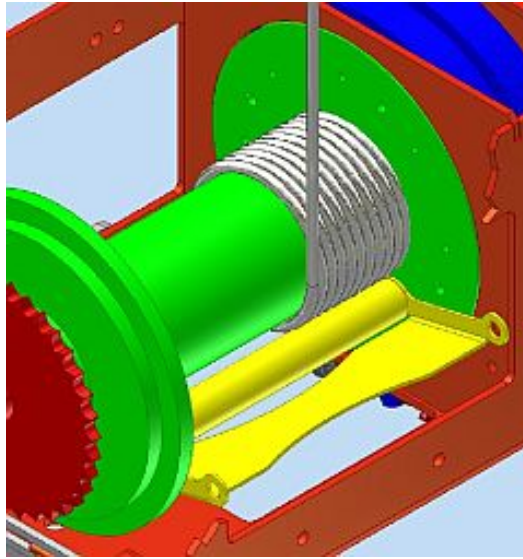


Abbildung 5.1 – Konzeptzeichnung einer geführten Seilwinde mit Seildrücker(gelb) der Firma *Paul Reber AG*³

Die einfachste Möglichkeit, die longitudinale Position mit einer höheren Genauigkeit zu bestimmen, ist eine Überarbeitung des existierenden Seilzugsystems. Wie auf Seite 42 gezeigt, ist die praktizierte Bestimmung der longitudinalen Position deshalb so ungenau, weil das Zugseil ungeführt aufgewickelt wird. Durch die Verwendung einer Seilführung könnte dieses Problem behoben werden. Ein solches System ist rein mechanisch und wäre grundsätzlich sowohl im Vakuum als auch bei hohen Magnetfeldern einsetzbar, ist aber auch wesentlich komplexer, als das momentane System (viele bewegliche Teile, Federn), und wäre entsprechend fehleranfällig und teuer.

Eine andere Möglichkeit wäre die Verwendung des Magnetfeldes selbst unter Ausnutzung von dessen Inhomogenität. Eine Reihe von Hall-Sensoren wird dazu an verschiedenen Stellen (z.B. vorne und hinten an der Sonde je 3 omnidirektionale Sensoren) der Sonde angebracht das Magnetfeld vermessen und mit einer Kalibrationsmessung abgeglichen. Bei umfangreicher Kalibration kann so nicht nur die longitudinale Lage, sondern auch die Rotation der Sonde um ihre Längsachse exakt bestimmt werden. Zusätzlich wird das Magnetfeld im Innern des TSM bei jeder Messung erfasst. Um mit dieser Methode zu arbeiten, werden Hall-Sensoren benötigt, welche minimale Feldunterschiede (Auflösung besser als 50 mT) bei sehr starken Feldern (bis zu 700 mT) messen können. Zudem muss die Elektronik zum

Auswerten der Daten entwickelt werden.

Die transversale Position ließe sich genau bestimmen, indem man die Sonde, anstatt sie durch das nackte Strahlrohr zu ziehen, auf Führungselementen bewegt. Dadurch werden die sechs Freiheitsgrade der Sonde auf einen eingeschränkt. Solche Führungselemente könnten durch Rollen oder Kufen realisiert werden, welche so ausgeführt sind (federnd gelagert), dass sie Unebenheiten ausgleichen. Eine andere Möglichkeit wären Schienen, in die die Sonde eingehängt wird. Beide Systeme müssten eigens entwickelt, angefertigt und eingepasst werden. In Kombination mit einer verbesserten Erfassung der longitudinalen Position könnte so eine wesentlich höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Position erreicht werden.

5.2 Alternativen zur Digitalkamera

Eine der größten Schwierigkeiten war die Beschaffung einer Kamera, die bei hohen Magnetfeldern funktioniert⁴.

Da die aktuell verwendete Kamera eine schlechte Auflösung, hohes Farbrauschen, eingeschränkte Lichtempfindlichkeit und eine nachgeschaltete, automatische Bildbearbeitung hat, wäre eine bessere Kamera wünschenswert. Diese sollte, neben den sonstigen Anforderungen, einen schwarz-weiß Sensor mit hoher Lichtempfindlichkeit, hoher Dynamik (Kontrastumfang) und eine bessere Optik (verzerrungsfreie Abbildung des gesamten Leuchtschirms) besitzen. Da kein Hersteller gefunden werden konnte, der Kameras für den Einsatz in hohen Magnetfeldern anbot, wird eine solch maßgeschneiderte Kamera voraussichtlich eigens entwickelt werden müssen.

Alternativ dazu wurde erwogen, anstatt die Digitalkamera dem Magnetfeld auszusetzen, das Bild mittels eines Bildleiters aus dem Vakuum und dem Magnetfeld zu transportieren. Bei einem Bildleiter handelt es sich im Grunde um ein Bündel von Glasfasern, welche an beiden Enden geordnet sind, so dass ein Bild, was auf das eine Ende des Bildleiters projiziert wird, am anderen Ende reproduziert wird. Der Vorteil dieser Technologie ist die Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeld und Vakuum. Aber sie ist sehr teuer. Zudem ist die mechanische Belastbarkeit des Glasfaser-Bündels eingeschränkt, und es wären Maßnahmen erforderlich, um dem Rechnung zu tragen (Kabelführung).

⁴Siehe Seite 39

⁵Bildquelle: <http://www.colutron.com/products/imaging/bis.html>



Abbildung 5.2 – Beam Imaging System mit Bildleiter und Kamera der Firma Colutron⁵

5.3 Alternativen zur Detektion des Strahlprofils

Die in dieser Arbeit verwendeten Leuchtschirme haben diverse Nachteile. Einer der größten ist die Empfindlichkeit des Leuchtmittels gegenüber mechanischen Einflüssen. Diese könnte man deutlich verringern, wenn man bei der Sedimentation des Leuchtmittels auf die Glasscheibe Wasserglas beigibt, so dass die Sedimentierten Körner darin eingebettet werden. Derartige Verfahren werden bei Leuchtschirmen für Elektronenmikroskope schon angewandt, aber für Schirme der benötigten Größe konnte kein Hersteller gefunden werden. Der Nachteil bei der Verwendung von Wasserglas ist, dass die Packungsdichte des Leuchtmittels sinkt, was einen Abfall der Lichtausbeute um ca. 30% bis 40% bewirkt. Dies kann aber durch eine Erhöhung des Strahlstroms ausgeglichen werden.

Auch (Zn,Cd)S:Ag als Leuchtmittel ist aufgrund seiner Hitzeempfindlichkeit nicht ideal. Hitzeunempfindlichere Leuchtmittel, wie z.B. YAG:Ce, ZnO:Zn oder Gd₂O₂S:Tb haben in der Regel eine niedrigere Lichtausbeute. Da keine umfassenden Untersuchungen zur Hitzestabilität dieser Leuchtmittel zugänglich sind, sind Untersuchungen zur Tauglichkeit dieser Leuchtmittel notwendig.

Weiterhin kann der Schirm mit einer Aluminiumschicht bedampft werden. Dies hat den Zweck, zum einen unerwünschtes Licht von vorne (z.B. das Leuchten aus der Quelle) abzublocken, und reflektiert zum anderen das Szintillationslicht, was in die falsche Richtung abgestrahlt wird, so dass die Lichtausbeute deutlich ansteigt.

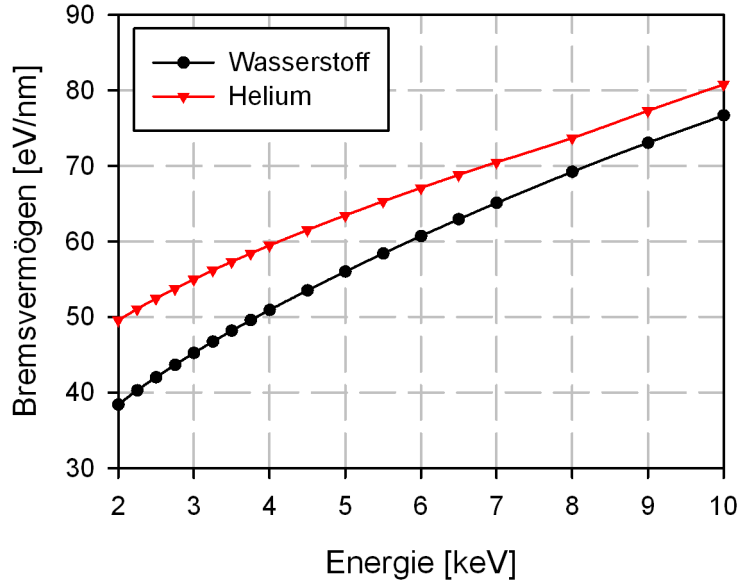


Abbildung 5.3 – Bremsvermögen ($-\frac{dE}{dx}$) eines H^+ - oder He^+ -Strahls in Aluminium in Abhängigkeit von der Strahlenergie (Werte aus SRIM Ziegler u. a. [2008])

Allerdings muss berücksichtigt werden, dass die Strahlionen beim Passieren der Aluminiumschicht an Energie verlieren, was die Lichtausbeute wieder schmälert. Daher muss die Dicke der Aluminiumbeschichtung möglichst gering sein. Abbildung 5.3 zeigt das Bremsvermögen von Aluminium bei Beschuss mit Heliumionen und Protonen. Zum Beispiel verliert ein 6 keV Heliumstrahl ca. $67 \frac{eV}{nm}$ bei einer Schichtdicke von 10 nm sind das etwa 11% seiner Energie.

Die Transmissionswahrscheinlichkeit von Sekundär- und Kompensationselektronen ist aufgrund ihrer geringen Energien (<100 eV) vernachlässigbar, was der Abbildung des Strahls zugute kommt. Weiterhin verbessert die Aluminiumschicht den thermischen Transport, was die thermische Empfindlichkeit des Leuchtschirms herabsetzen sollte.

Neben der Nutzung eines Leuchtschirms, gibt es auch noch andere Möglichkeiten, den Strahl ortsaufgelöst zu detektieren. Zum Beispiel könnte man einen Detektor entwickeln, der aus einer Anordnung von Mikro-Elektroden besteht, die direkt dem Ionenstrahl ausgesetzt werden. Ähnlich wie bei einer Faradaytasse erfasst man den

Strom, der auf eine Elektrode kommt, und verbindet diesen mit ihrem Ort. Bei dieser Möglichkeit wäre eines der Hauptprobleme wahrscheinlich die thermische Belastung der einzelnen Elektroden.

Eine weitere Möglichkeit wäre eine Metallplatte, welche mit dem Strahl beschossen wird, und die von hinten mit einer Infrarotempfindlichen Kamera betrachtet wird. Aufgrund der vom Strahl eingebrachten Energie erhitzt sich die Metallplatte und sendet Infrarotlicht aus. Bei diesem Prinzip ist zu beachten, dass sich die, auf der Vorderseite der Platte entstehende, Wärme isotrop in der Metallplatte fortpflanzt, was eine Ortsungenauigkeit mit dem Betrag der Plattendicke verursacht. Ferner ist das Messergebnis zeitabhängig, so dass sichergestellt werden muss, dass eine Messung stets nach der selben Zeitspanne ab Beginn der Strahlexposition durchgeführt wird. Auch muss der Zustand der Platte zu Beginn jeder Messung gleich sein, was bedeutet, dass man vor einer Messung warten muss, bis sich die Platte wieder vollständig abgekühlt hat.

6 Danksagung

Ich danke:

Prof. Dr. U. Ratzinger

für die Betreuung der Diplomarbeit

Prof. em. Dr. H. Klein

für die Begutachtung der Arbeit

den Doktoren O. Meusel und M. Droba

für die Betreuung während der Diplomarbeit

Hr. Bänsch, Hr. Jeitner und Hr. Müller

für Rat und Tat bei technischen Belangen

Oliver, Martin, Ninad, Daniel, Kathrin, Stefan, Long Phi, Christoph, Christopher,

Daniel, Hannes, Fabian, Vanessa, und allen, die noch fehlen, für Gespräche, gute

Ratschläge, Hinweise, Geduld, und das allgemein sehr gute Arbeitsklima in der

Arbeitsgruppe Nichtneutrale Plasmen

am

Institut für Angewandte Physik

der

Goethe-Universität

in

Frankfurt am Main

Literaturverzeichnis

- [Chen 1984] CHEN, Francis F.: *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Publishing Corporation, 1984
- [CST AG 2009] CST AG: *CST Studio Suite*. Version 2009.07. 2009
- [Droba u. a. 2006] DROBA, Martin ; JOSHI, Ninad ; MEUSEL, Oliver ; NONN, Patrick ; RATZINGER, Ulrich: Design Studies on Novel Stellarator type High Current Ion Storage Ring. In: *EPAC* Bd. 6, 2006, S. 297–299
- [Droba u. a. 2004] DROBA, Martin ; MEUSEL, Oliver ; RATZINGER, Ulrich ; VOLK, Klaus: High Current Ion Beams at Frankfurt University. In: *Proc. EPAC*, 2004
- [Hagstrum 1954] HAGSTRUM, Homer D.: Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions. In: *Phys. Rev.* 96 (1954), Oct, Nr. 2, S. 336–365. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.96.336>. – DOI 10.1103/PhysRev.96.336
- [Hasselkamp u. a. 1992] HASSELKAMP, D. ; ROTHARD, H. ; GROENEVELD, KO ; KEMMLER, J. ; VARGA, P. ; WINTER, H.: *Particle induced electron emission II*. Springer-Verlag New York, 1992
- [Joshi 2009] JOSHI, Ninad: *Investigations on Transport and Storage of High Ion Beam Intensities*, Goethe University, Frankfurt, Dissertation, 2009
- [Joshi u. a. 2009] JOSHI, Ninad ; DROBA, Martin ; MEUSEL, Oliver ; RATZINGER, Ulrich: Characterization of volume type ion source for p, H₂⁺ and H₃⁺ beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* In Press, Corrected Proof (2009). <http://dx.doi.org/DOI:10.1016/j.nima.2009.05.008>. – DOI DOI: 10.1016/j.nima.2009.05.008. – ISSN 0168–9002
- [Kimball u. Mattis 2009] KIMBALL, Spencer ; MATTIS, Peter: *The GNU Image Manipulation Program*. Version 2.6. 2009

- [Lai u. a. 1986] LAI, SY ; BROWN, A. ; VICKERMAN, JC ; BRIGGS, D.: The relationship between electron and ion induced secondary electron imaging: A review with new experimental observations. In: *Surface and Interface Analysis* 8 (1986), Nr. 3
- [Meusel 2006] MEUSEL, Oliver: *Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen*, Goethe University, Frankfurt, Dissertation, 2006
- [Meusel 2009] MEUSEL, Oliver: *CCDScan*. Version 08. 2009
- [Pozimski u. Meusel 1999] POZIMSKI, Jürgen ; MEUSEL, Oliver: LINTRA ein Computerprogramm zur Berechnung des Strahltransportes teilkompensierter, hochperveanter Ionenstrahlen. In: *GrakoNews* 1 (1999)
- [Schou 1980] SCHOU, J.: Transport theory for kinetic emission of secondary electrons from solids. In: *Phys. Rev. B* 22 (1980), Sep, Nr. 5, S. 2141–2174. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.22.2141>. – DOI 10.1103/PhysRevB.22.2141
- [Sternglass 1957] STERNGLASS, E. J.: Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions. In: *Phys. Rev.* 108 (1957), Oct, Nr. 1, S. 1–12. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.108.1>. – DOI 10.1103/PhysRev.108.1
- [Svensson u. a. 1981] SVENSSON, B. ; HOLMÉN, G. ; BURÉN, A.: Angular dependence of the ion-induced secondary-electron yield from solids. In: *Phys. Rev. B* 24 (1981), Oct, Nr. 7, S. 3749–3755. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.24.3749>. – DOI 10.1103/PhysRevB.24.3749
- [Ziegler u. a. 2008] ZIEGLER, J.F. ; ZIEGLER, M.D. ; BIERSACK, J.P.: *The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) V2008.3*. 2008. – <http://www.srim.org>

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ein Spindeltorus	3
2.2	Ein Horntorus	3
2.3	Ein Ringtorus	3
2.4	Toroidales Koordinatensystem	4
2.5	Gyration eines Teilchens	5
2.6	Verschiedene Gradientendriften	6
2.7	Gekrümmte Trajektorie in gekrümmtem Magnetfeld	7
2.8	Abhängigkeit des Randfeldeinflusses vom radialen Abstand	9
2.9	Schematische Darstellung der Fokussierung in einem homogenen Magnetfeld	10
2.10	Schematische Darstellung der Vorgänge bei einer Sekundärelektronenemission	13
2.11	Diagramm der Energieverteilung von Sekundärelektronen	15
2.12	Diagramm des Sekundärelektronenertrags	18
2.13	Schematische Darstellung der Lumineszenz am Bändermodell	19
3.1	Experimenteller Aufbau (Schnittdarstellung)	21
3.2	Schematischer Querschnitt durch eine Volumen-Ionenquelle	23
3.3	Schnittansicht in einen Solenoiden	25
3.4	Simulation: B-Feld im Injektor	26
3.5	Simulation: Randfeld des Injektors, toroidal	27
3.6	Simulation: Randfeld des Injektors, transversal	28
3.7	Toroidsektormagnet	29
3.8	Die Innenfläche des Rezipienten	30
3.9	B-Feld des TSM in der toroidalen Ebene	31
3.10	B-Feld des TSM in der poloidalen Ebene	32
3.11	Diagramm: B-Feldstärkeverteilung des TSM	33
3.12	Schnitt durch die Sonde	34
3.13	Schematische Darstellung eines, in einem Torus liegenden, Zylinders	35
3.14	ZnO-Phosphor nach Teilchenstrahlbeschuss	37

3.15	Querschnittspotentialverteilung des Repellers	38
3.16	Kalibrierung der Kamera	40
3.17	Diagramm: Sondenposition	42
3.18	Lage der Sonde im Strahlrohr	43
4.1	Messung an der gleichen Stelle bei verschiedener Fokussierung	45
4.2	Das Programm CCDScan Meusel [2009]	47
4.3	Bearbeitung von Bildern mit <i>The GIMP</i> und ausmessen des Ionenflecks	47
4.4	Messungen an Position 0	48
4.5	Verringerung der Helligkeit im Ionenstrahlfokus	49
4.6	Diagramm: Mittlerer Strahlradius aufgetragen gegen die Position entlang des Strahlwegs	51
4.7	Toroidale Projektion mit unfokussierter Injektion	52
4.8	Toroidale Projektion mit fokussierter Injektion	53
4.9	Horizontale Projektion mit unfokussierter Injektion	55
4.10	Horizontale Projektion mit fokussierter Injektion	56
4.11	Einfluss des Toroidrandfeldes auf den Strahltransport im Injektor	57
4.12	Diagramme von Strahlverteilungen bei Simulation und Messung	58
4.13	Messungen mit versch. U_{Rep} und I_{TSM}	61
4.14	Gegenüberstellung der relativen Helligkeiten mit und ohne TSM-Feld bei verschiedenen Erregungen des Solenoiden	62
4.15	Messungen bei 100 A Solenoiderregung	63
5.1	Konzeptzeichnung einer Seilwinde	66
5.2	Beam Imaging System	68
5.3	Bremsvermögen eines H^+ - oder He^+ -Strahls in Aluminium	69