



## DIPLOMARBEIT

# Experimentelle Untersuchungen zur ioneninduzierten Elektronenemission aus Kernfusions-relevanten Oberflächen

Ausgeführt am Institut für  
Allgemeine Physik  
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von  
Univ.Prof. Dr. Friedrich AUMAYR

durch

Michael BRUNMAYR

Burgerstrasse 5  
4060 Leonding

Wien, am 6. Februar 2008

Unterschrift (Student)

## Kurzfassung

Die ioneninduzierte Elektronenemission, die bei Ionenbeschuss von Oberflächen auftritt ist für die Plasma-Wand-Wechselwirkung in modernen Kernfusionsexperimenten von Interesse. Unter anderem ist die vom Plasma an die Wände des Reaktorgefäßes abgegebene Leistung davon abhängig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zur Messung der totalen ioneninduzierten Elektronenemissionsausbeute (engl. *ion-induced electron emission yield*)  $\gamma$  von leitenden Oberflächen gebaut. Das dem Experiment zugrunde liegende Funktionsprinzip ist eine Strommeßmethode. Der experimentelle Aufbau erlaubt das Reinigen der zu untersuchenden Oberfläche mittels Zerstäubung unter streifendem Winkel durch eine separat angebrachte 2kV Ar-Sputtergun. Die gebaute Anlage ist für Ultrahochvakuum (UHV), bei Drücken um  $\sim 10^{-10}$ mbar, ausgelegt. Für die Messelektronik und die Datenerfassung wurde auf ein Vorgängerexperiment [1] zurückgegriffen.

Untersuchungen der ioneninduzierten Elektronenemissionsausbeute von Wolfram, als Kernfusions-relevante Oberfläche, werden präsentiert. Die Oberfläche wurde mit den in der Randschicht von Fusionsplasmen typisch vorkommenden Ionen  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{D}^+$  sowie mit  $\text{C}^+$  und  $\text{C}^{3+}$  beschossen.

Um die Zuverlässigkeit des gebauten Experiments zu testen, wurde noch vor den Wolframexperimenten der Beschuss von Gold mit  $\text{H}^+$  und  $\text{He}^+$  untersucht und die gemessenen Ergebnisse mit Daten aus der Literatur verglichen. Der Zusammenhang zwischen der Elektronenausbeute  $\gamma$  und dem Bremsvermögen (engl. *stopping power*)  $dE/dx$  für  $\text{H}^+$  in Gold werden präsentiert.

## Abstract

Ion-induced electron emission which takes place during ion-bombardment of surfaces is of interest in plasma-wall-interaction in modern nuclear fusion experiments. The power dissipated from the plasma to the wall of the reactor vessel, among other important quantities, is determined by this phenomenon.

In this work an experimental setup to measure the total ion-induced electron yield  $\gamma$  of conducting target surfaces was realized. The working principle of the experiment is based on current measurements. The properties of the setup allow sputter cleaning of the target surface under grazing incident by a separately mounted 2kV Ar sputter gun. The experiment is operated in ultra high vacuum (UHV) conditions, in the  $\sim 10^{-10}$ mbar pressure range. A sophisticated system from a previous experiment [1] was re-used for the measurement electronics and data acquisition.

Investigations of the ion-induced electron emission yield of tungsten, which is a first wall material in nuclear fusion, are presented. The surface was bombarded with  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{D}^+$ ,  $\text{C}^+$  and  $\text{C}^{3+}$ , ions that are typically encountered in the sheath plasma of fusion devices.

Precedent to the tungsten yield measurements, the electron emission of gold irradiated with  $\text{H}^+$  and  $\text{He}^+$  was examined in order to test the reliability of the built experiment by comparing the measured data with data from the literature. For  $\text{H}^+$  impinging on gold the dependency between the emission yield  $\gamma$  and the stopping power  $dE/dx$  is presented.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Motivation – Die Plasma-Wand-Wechselwirkung in Kernfusionsanlagen</b>	<b>8</b>
1.1 Kernfusionsplasmen und das <i>ITER</i> -Projekt . . . . .	8
1.2 Plasma-Wand-Wechselwirkung . . . . .	11
1.2.1 Kennwerte bei <i>ITER</i> -ähnlichen Bedingungen . . . . .	15
<b>2 Theoretische Grundlagen: Kurze Beschreibung der IIEE aus Festkörperoberflächen</b>	<b>16</b>
2.1 Kinetische Emission . . . . .	17
2.2 Potentielle Elektronenemission . . . . .	17
<b>3 Experimentelle Methoden</b>	<b>21</b>
3.1 Ionenstrahlerzeugung . . . . .	21
3.1.1 Strahlengang . . . . .	22
3.2 Versuchsaufbau . . . . .	25
3.2.1 Meßprinzip . . . . .	25
3.2.2 Versuchsanordnung <i>Elektronen-Yield-Experiment (EYE)</i>	28
3.2.3 SIMION-Simulation der EYE-Elektrodengeometrie . .	33
3.2.4 Vakuumerzeugung und Vakuumbedingungen . . . . .	37
3.3 Sputtern . . . . .	40
3.4 Kalibration des Instruments . . . . .	41
3.5 Experimentelle Limitierungen . . . . .	45
3.5.1 Fehlerabschätzung . . . . .	46
<b>4 Ergebnisse</b>	<b>48</b>
4.1 Gold . . . . .	48
4.2 Wolfram . . . . .	51
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>54</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>55</b>
<b>Anhang</b>	<b>58</b>

<b>A Technische Dokumentation</b>	<b>59</b>
A.1 Fotos, Konstruktionszeichnungen . . . . .	60
A.2 Auflistung — Verwendete Geräte . . . . .	80
Steckerbelegung . . . . .	81
<b>B Ausbau und Verbesserungsmöglichkeiten des Experiments</b>	<b>82</b>
<b>C SIMION .gem-File <i>EYE</i></b>	<b>85</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	ITER . . . . .	11
1.2	Ausbildung Plasmapotential . . . . .	12
1.3	ITER Wandmaterialien . . . . .	15
2.1	Mechanismen potentielle Elektronenemission . . . . .	18
3.1	ECRIS SOPHIE . . . . .	22
3.2	Ionenstrahlengang . . . . .	24
3.3	Foto <i>EYE</i> in Beamline . . . . .	25
3.4	Meßprinzip: Elektroden in (+)/(-) Schaltzuständen . . . . .	26
3.5	<i>EYE</i> -Elektrodengeometrie . . . . .	28
3.6	Foto Mesh . . . . .	31
3.7	Meßtechnik Schema <i>EYE</i> . . . . .	33
3.8	SIMION Simulation <i>EYE</i> mit Linsensystem . . . . .	35
3.9	SIMION Simulation <i>EYE</i> Kollisionskammer . . . . .	36
3.10	Target in Sputterposition . . . . .	40
3.11	Kalibration Schaltzustand (+) . . . . .	43
3.12	Kalibration Schaltzustand (-) . . . . .	44
3.13	Stromebeiträge auf die Elektroden . . . . .	46
4.1	Elektronenemissionsausbeute $\gamma$ H <sup>+</sup> auf Gold . . . . .	49
4.2	Elektronenemissionsausbeute $\gamma$ He <sup>+</sup> auf Gold . . . . .	50
4.3	Elektronenemissionsausbeute $\gamma$ fusionsrelevanter Ionen auf Wolfram . . . . .	52
A.1	Foto <i>EYE</i> im Vakuumrezipienten . . . . .	60
A.2	Foto <i>EYE</i> Zusammenbau . . . . .	61
A.3	Foto Verbindung Kollisionskammer Linsensystem . . . . .	62
A.4	Foto Eingangsblende . . . . .	63
A.5	Foto Verschraubungen d. Elektroden . . . . .	64
A.6	Foto Targethalter . . . . .	65
A.7	Foto Elektronikracks . . . . .	66

# Tabellenverzeichnis

1.1	Fusionsreaktionen . . . . .	9
1.2	Plasmabedingungen für ITER . . . . .	15
3.1	Defaultschaltspannungen <i>ISAdaq</i> . . . . .	41

# Kapitel 1

## Motivation – Die Plasma-Wand-Wechselwirkung in Kernfusionsanlagen

Ioneninduzierter Elektronenemissionprozesse spielen bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung in Kernfusionsanlagen, in denen das Plasma magnetisch eingeschlossen wird, eine wichtige Rolle. In diesem Abschnitt sollen nur diese grundlegenden Zusammenhänge kurz beschrieben werden. Auf eine umfassendere und geschlossene Darstellung des Themas wird auf die in weiterer Folge zitierte Literatur verwiesen.

### 1.1 Kernfusionsplasmen und das *ITER*-Projekt

Bei der Fusion (Verschmelzung) leichter Atomkerne zu schwereren wird aufgrund des Massendefektes Energie frei. Die kontrollierte Nutzung der Kernfusion zur friedlichen Energieversorgung der Menschheit ist seit mehr als 50 Jahren Gegenstand intensiver Forschung und Entwicklung. Bis kommerzielle Fusionskraftwerke allerdings ans Stromnetz gehen können, werden aus heutiger Sicht, bei entsprechender Finanzierung, noch mindestens weitere 50 Jahre Forschung und Entwicklung notwendig sein [2].

Die für einen Fusionsreaktor am Besten geeignete Kernreaktion ist die Verschmelzung der Kerne der schweren Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zu Heliumkernen (siehe Tabelle 1.1).



	Reaktion		Freigesetzte Energie [MeV]
D + T	→	${}^4\text{He} + \text{n}(14,1\text{MeV})$	17,6
D + D	→	T + p (50%)	4,0
	oder	${}^4\text{He} + \text{n}$ (50%)	3,25
D + ${}^3\text{He}$	→	${}^4\text{He} + \text{p}$	18,2

Tabelle 1.1: Fusionsreaktionen und dabei freigesetzte Energien

Die für die Fusion notwendigen Isotope Deuterium und Tritium sind auf der Erde entweder in großen Mengen vorhanden (Deuterium) oder können, im Fall von Tritium, im Betrieb in einem Fusionsreaktor aus Lithium (ebenfalls in großen Mengen vorhanden) erbrütet werden. Die Energieversorgung wäre damit weit länger gesichert als bei fossilen Energieträgern und Uran. [3]

## Plasma

Damit Fusion stattfinden kann, muss die Coulombabstoßung der Atomkerne überwunden werden. Das wird mithilfe hoher Temperaturen (Teilchenenergien von mehreren keV) erreicht. Der Fusionsbrennstoff bildet bei diesen Temperaturen ein „Plasma“.

Ein Plasma ist [4]:

- eine Ansammlung geladener Teilchen = (teilweise) ionisiertes Gas
- makroskopisch neutral (Quasineutralität)
- und verfügt über ein kollektives Verhalten (Plasmaoszillationen, Debye-Abschirmung, ...)

Oft wird Plasma auch als der „4. Aggregatzustand“ der Materie bezeichnet.

Im Folgenden werden einige wichtige Begriffe der Plasmaphysik näher definiert:

### *Plasmafrequenz:*

Abweichungen von der Quasineutralität eines Plasmas führen durch starke elektrische Rückstellkräfte zu Schwingungen im Plasma mit der (Elektron)-Plasmafrequenz

$$\omega_{p,e} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0}} \quad (1.1)$$

$n_e$ ... Elektronendichte

Dabei sind es die Elektronen die oszillieren, die Ionen beteiligen sich aufgrund ihrer viel größeren Massen nicht. Die Plasmafrequenz ist temperaturunabhängig.

*Debye-Länge:*

Für gewöhnlich sind die Ionen eines Plasmas von Elektronen umgeben. Die Elektronen schirmen die Ladung der Ionen ab. Abweichungen von der Quasineutralität können nur für Abstände, die kleiner als die Debye-Länge  $\lambda_D$  sind, vorkommen. Die Debye-Länge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{2n_e e^2}} \quad (1.2)$$

charakterisiert die Reichweite eines elektrischen Potentials in einem Plasma [5].

## **ITER**

Der Einschluss von Kerfusionsplasmen findet in Kernfusionsexperimenten mithilfe von starken Magnetfeldern statt. Das sich zur Zeit (2008) in Bau bei Aix en Provence (Frankreich) befindliche *ITER*-Projekt, ist der nächste Schritt der internationalen Kernfusionsforschung mit dem Endziel eines funktionierenden Fusionskraftwerks.

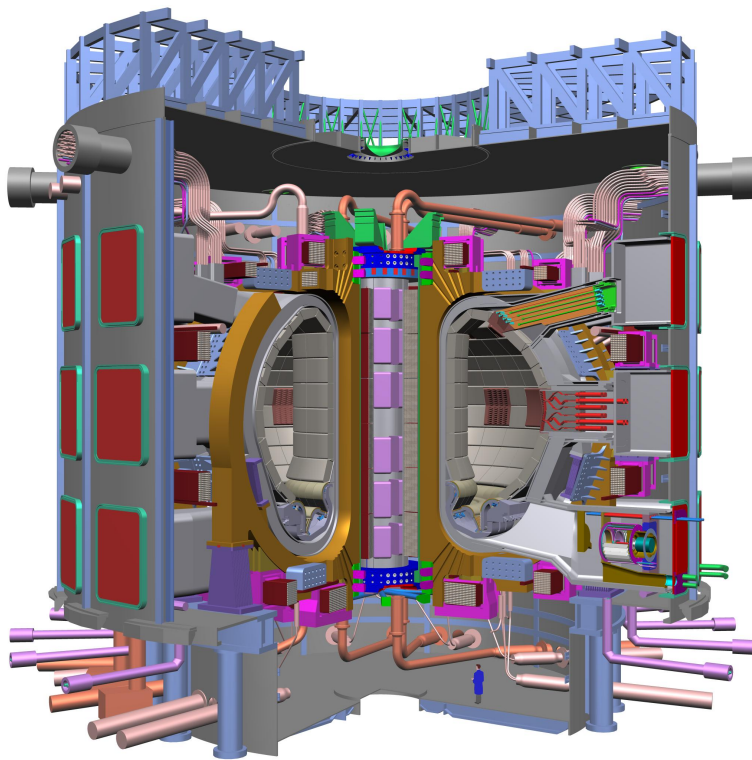


Abbildung 1.1: Schnittansicht von *ITER*; aus [2]

## 1.2 Plasma-Wand-Wechselwirkung

Trotz des magnetischen Einschlusses kommt es zum Kontakt zwischen Teilen des Plasmas und den Wänden des Reaktorgefäßes und dadurch zu einer Vielzahl von Reaktionen und Prozessen, die Auswirkung auf das ganze Plasma haben können. In diesem Abschnitt soll kurz die Bildung der Randschicht (engl. *sheath*) erläutert und der Zusammenhang mit ioneninduzierter Elektronenemission aus Festkörperoberflächen hergestellt werden. Die folgenden Ausführungen lehnen sich stark an [3] an.

### Bildung der Randschicht (*sheath*)

Ausgangspunkt sei folgende Situation: Plasma-Ionen und Elektronen bewegen sich entlang der magnetischen Feldlinien und treffen auf die Wand. Falls das so anströmende Plasma „*collisional*“ (stoßdominant) ist, haben Ionen und Elektronen annähernd dieselbe Temperatur, mit dem Ergebnis, dass die thermische Geschwindigkeit der viel leichteren Elektronen viel größer als die der Ionen ist. ( $v_{the} \gg v_{thi}$ )

Da wegen  $j = n \cdot v$  der Fluss der Elektronen auf die Wand wesentlich größer als der der Ionen ist, baut sich dort ein negatives Potential gegen-

über dem Plasma auf. Dieses elektrostatische Potential  $\Phi$  nimmt solange zu bis sich die Flüsse der auftreffenden Ionen und Elektronen angeglichen haben, indem die Ionen beschleunigt und die Elektronen abgebremst werden. Dieses Feld ist in einer dünnen, meist ein paar Debye-Längen  $\lambda_D$  dicken Schicht, der *sheath* am Rand der Wand lokalisiert. Tiefer ins Plasma hinein erstreckt sich ein kleineres Feld in der sogenannten *pre-sheath*-Region des Plasmas (dargestellt in Abb.1.2). Das Elektrostatische Potential genügt der Poissongleichung

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_i) \quad (1.3)$$

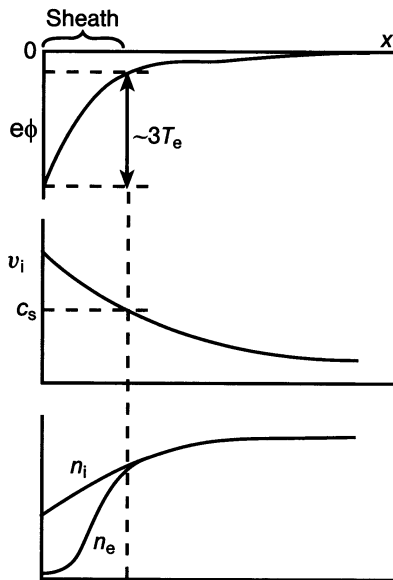


Abbildung 1.2: Räumliche Variation des Elektrostatischen Potentials  $\Phi$ , der Ionengeschwindigkeit  $v_i$  und der Ionen- und Elektronendichte über die Randschicht (*sheath*) von der Wand (ganz links) bis zum *pre-sheath* (ganz rechts); aus [3]

Dieses „Sheath-Potential“ sei an der Randschicht-Grenze (gestrichelte vertikale Linie) Null.  $n_0$  sei die gemittelte Elektronen-/Ionendichte am Übergang *pre-sheath* — *sheath* (gestrichelte vertikale Linie in Abb. 1.2) und die Elektronendichte  $n_e$  sei durch eine Boltzmannverteilung

$$n_e = n_0 \exp \left\{ \frac{e\Phi}{T_e} \right\} \quad (1.4)$$

beschrieben. Mit  $v_0$  als Geschwindigkeit mit der Ionen vom *pre-sheath* ins *sheath* gelangen, ergibt sich mit Hilfe der Energieerhaltung ein Ausdruck

für die Geschwindigkeit der Ionen der *sheath*

$$\frac{1}{2}m_i v_i^2 = \frac{1}{2}m_i v_0^2 - e\Phi \quad (1.5)$$

Mit der Bedingung dass in der *sheath* keine Ionen-Quellen bzw. Senken<sup>1</sup> existieren, muss das Produkt  $n_i v_i$  konstant sein, was einen Ausdruck für die Ionendichte im *sheath* liefert

$$n_i = n_0 \cdot \left( \frac{\frac{1}{2}m_i v_0^2}{\frac{1}{2}m_i v_0^2 - e\Phi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

Faßt man diese Ausdrücke zusammen, ergibt sich für das elektrostatische Potential in der *sheath*

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{n_0 e}{\epsilon_0} \left[ \exp\left\{\frac{e\Phi}{T_e}\right\} - \left( \frac{\frac{1}{2}m_i v_0^2}{\frac{1}{2}m_i v_0^2 - e\Phi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.7)$$

Die Ionengeschwindigkeit im *pre-sheath* wird durch die Anschlussbedingung der Lösung von Gl.1.7 festgelegt; das Potential am sheath-Rand muss gleich dem kleinen und langsam variierenden Potential des pre-sheath sein. Für kleine  $\Phi$  wird aus Gl.1.7

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \left( 1 - \frac{T_e/m_i}{v_0^2} \right) \frac{\Phi}{\lambda_D^2} \quad (1.8)$$

$\lambda_D$ ...Debyelänge. Eine langsam variierende Lösung von Gl.1.8 verlangt

$$v_0 \simeq (T_e/m_i)^{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

Die Verallgemeinerung dieser Entwicklung unter Berücksichtigung von Ionen-Temperatur-Effekten führt zu

$$v_0 = [(T_e + T_i)/m_i]^{\frac{1}{2}} \simeq c_s \quad (1.10)$$

Das Plasma tritt also mit Schallgeschwindigkeit  $c_s$  in die *sheath*-Region ein.<sup>2</sup> Das an der Wand (Abb.1.2 ganz links) anliegende Potential  $\Phi_0$  ist durch die Bedingung gegeben, dass der Strom auf die Wand in Summe Null sein muss. Die Ionenstromdichte  $j_i$  durch das *sheath* auf die Wand ist

$$j_i = n_0 e c_s \quad (1.11)$$

---

<sup>1</sup> beinhaltet hier auch Vernachlässigung von Ionisations oder Neutralisationsmechanismen

<sup>2</sup> Gl.1.10 wird auch als *Bohm'sches Sheath-Kriterium* bezeichnet

Der Elektronen-Fluss auf die Wand ist  $n_e \bar{c}_e / 4$  mit der mittleren Elektrogengeschwindigkeit  $\bar{c}_e = \sqrt{8T_e / \pi m_e}$  für eine Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Mit Hilfe von Gl.1.4 wird die Elektronenstromdichte auf die Wand zu

$$j_e = -\frac{1}{4} n_0 e \bar{c}_e \exp \left\{ \frac{e\phi}{T_e} \right\} \quad (1.12)$$

Die Bedingung  $j_i + j_e = 0$  führt dann zu

$$-\frac{e\phi}{T_e} = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{m_i/m_e}{2\pi(1 + T_i/T_e)} \right] \quad (1.13)$$

Für ein Deuteriumplasma mit  $T_i = T_e$  gilt  $-e\Phi_0/T_e = 2,8$ . Durch Auftreffen von Ionen und Elektronen auf die Oberfläche werden Sekundärelektronen erzeugt.  $\gamma_{tot}$  ist dabei die totale Ionen- und Elektronen-induzierte (Sekundär-)Elektronenemissionsausbeute. Die so erzeugten Sekundärelektronen werden aus der *sheath* hinaus in die *pre-sheath* beschleunigt. Die Berücksichtigung dieses Effekts in Gl.1.13 führt zu

$$-\frac{e\phi}{T_e} = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{(1 - \gamma_{tot})^2 m_i/m_e}{2\pi(1 + T_i/T_e)} \right] \quad (1.14)$$

Plasmaionen treten in die *sheath*-Region mit ihrer thermischen Geschwindigkeit ein und werden durch das elektrische Feld beschleunigt, im Gegensatz zu den Elektronen, die abgebremst werden. Die Geschwindigkeitsverteilungen in der *sheath* können näherungsweise als Maxwell-Boltzmann'sche betrachtet werden, nur sind die Temperaturen für die Ionen höher bzw. für die Elektronen niedriger als in der *pre-sheath*. Nur die höherenergetischen Elektronen aus der *pre-sheath* können die Abbremsung überstehen und an die Wand auftreffen. Die an die Wand abgegebene Energie für Ionen und Elektronen die einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung unterliegen ist  $2T$  pro Teilchen. Mit Einbeziehung der Ionenbeschleunigung in der *sheath* ist die Leistungsflussdichte  $P$  auf die Wand

$$\begin{aligned} P &= n_e c_s T_e \left( \frac{2T_i}{T_e} + \frac{2}{1 - \gamma_{tot}} + \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{(1 - \gamma_{tot}^2 m_i/m_e)}{2\pi(1 + T_i/T_e)} \right] \right) \\ &\equiv t_{sheath} \cdot \Gamma \cdot T_e \end{aligned} \quad (1.15)$$

mit  $\Gamma$  als Ionenflussdichte und  $t_{sheath} \approx 7-8$  als effektiver *sheath*-Leistungs-transmissionskoeffizient. [3]

In Gl.1.14 und Gl.1.15 wird der Einfluss von Sekundärelektronenemission bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung ersichtlicht. In dem vorgestellten einfachen Modell wird nur ein globaler Emissionskoeffizient betrachtet,

der sämtliche Ionen- und elektroneninduzierte Emissionen zusammenfasst. Ein genaueres Modell, das auch Abhängigkeiten des Elektronenemissionsverhaltens von der Energie des auf die Wand auftreffenden Primärteilchens berücksichtigt wird in [6] präsentiert. Eine eingehenderer Beschreibung der Plasma-Rand-Wechselwirkung findet sich in [7].

### 1.2.1 Kennwerte bei ITER-ähnlichen Bedingungen

Für ITER sind angestrebt:

Plasmadichte in der Mitte des Torus	$n_0(\text{Center}) \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$
zentrale Temperatur	$T_{i,e}(\text{Center}) \sim 10 \text{ keV}$
Tempertur der Randschicht	$T_{i,e}(\text{Rand}) \sim 10 - 100 \text{ eV}$ [8]
Typ. Schichtpotential	$\Phi \approx 30 - 300 \text{ V}$
Typ. Auftreffenergien der Ionen auf die Wand	$E_{kin} \approx (30 - 300) \cdot q \text{ eV}$ ( $q$ ...Ionenladungszustand)

Tabelle 1.2: Plasmabedingungen für ITER

Als Wandmaterialien für ITER sind vorgesehen (siehe Abb.1.3): Beryllium (*first wall*, Limiter), Wolfram (*baffle*, *dome* = weite Bereiche im Divertor), CFC = Kohlefaserverstärkter Kohlenstoff (*strike points* = Prallplatten, also die Teile der stärksten Plasma-Wand-Wechselwirkung) [9].

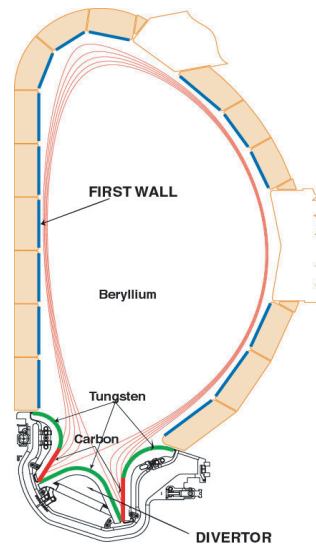


Abbildung 1.3: Wandmaterialien in ITER: Beryllium (blau), Wolfram (grün), CFC (rot); aus [9]

## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen: Kurze Beschreibung der IIEE aus Festkörperoberflächen

Eine Vielzahl von Prozessen sind bei der Emission von Elektronen aus (metallischen) Festkörpern unter Ionenbeschuss involviert. Grundsätzlich unterscheidet man zwei Hauptmechanismen der ioneninduzierten Elektronenemission (IIEE) :

1. kinetische Elektronenemission (KE)
2. potentielle Elektronenemission (PE)

Bei der kinetischen Elektronenemission kommt es durch die kinetische Energie des in den Festkörper eindringenden Ions zur Aussendung von Elektronen. Bei der potentiellen Elektronenemission ist hingegen die potentielle Energie des sich annähernden bzw. eindringenden Ions Ursache für die Emission. Beide Prozesse finden überlagert statt. Welcher der beiden Prozesse dominierend ist, hängt unter anderem von der Ionengeschwindigkeit, dem Ladungszustand des Ions, dem Auftreffwinkel auf die Festkörperoberfläche und der Kombination Targetoberfläche — Ionenspezies ab.

Die hier vorgelegte Arbeit stellt experimentelle Messungen der ioneninduzierten Elektronenemissionsausbeute vor, in diesem Abschnitt werden deshalb nur kurz die wesentlichen Aspekte der theoretischen Beschreibung der ioneninduzierten Elektronenemission angesprochen. Für eine umfangreiche, vollständigere Behandlung des Themas wird auf die im Folgenden zitierte Literatur verwiesen.

Im Mittelpunkt der Betrachtungen steht die ioneninduzierte Elektronenausbeute (englisch *electron yield*)  $\gamma$  als die mittlere Anzahl emittierter Elektronen pro auf die Oberfläche auftreffendem Ion, falls nicht anders angegeben, immer bei senkrechtem Auftreffwinkel der Ionen und total über alle möglichen Emissionswinkel  $2\pi$  in den vor der Targetoberfläche liegenden



Halbraum und über die Energieverteilungen der emittierten Elektronen aufintegriert.

## 2.1 Kinetische Emission

Bei der kinetischen Emission werden die emittierten Elektronen durch direkte Kollision der Projektionen mit Elektronen des Leitungsbandes oder mit den gebundenen Elektronen der Gitteratome ausgelöst. Der hierbei ausschlaggebendste Parameter ist die Projektilgeschwindigkeit. Für die KE existieren zwei etablierte Beschreibungsmechanismen.

Beim ersten, als „elektronische“ KE (eKE) bezeichnet, werden „quasi-freie“ Leitungsband-Elektronen durch binäre Stöße des Projektils, das sich im, als ideal angenommenen, Fermigas des Festkörpers bewegt, angeregt und dadurch ins Vakuum emittiert. Für den Prozess existiert ein Schwellwert (*threshold*)-Geschwindigkeit  $v_{th,e}$  unter der keine Emission möglich sein sollte [10]:

$$v_{th,e} = \frac{1}{2}v_F \left[ \sqrt{1 + \frac{W}{E_F}} - 1 \right] \quad (2.1)$$

$W$ ...Austrittsarbeit,  $E_F$ ,  $v_F$ ... Fermi-Energie bzw. -Geschwindigkeit. Bei Projektilgeschwindigkeiten unterhalb dieses Schwellwertes wird aber auch Elektronenemission beobachtet. Für diese *sub-threshold*-KE wird ein *promotion*-Modell (pKE) zur Erklärung verwendet. Binäre Kollisionen zwischen Projektil und den Atomen des Festkörpers erzeugen kurzzeitig Quasi-Moleküle in denen einige Elektronenniveaus ausreichend stark zu höheren Energien angehoben werden können (=promotion). Danach einsetzende Abregungsprozesse führen dann zu Elektronenemission. [10, 11, 12]

### KE und *linear stopping power*

Für Ionen, die in einen Festkörper eindringen, kann die daraus resultierende Abbremsung mit Hilfe der *linear stopping power*  $\frac{dE}{dx}$  (auf deutsch etwa als „lineares Abbremsvermögen“ zu bezeichnen) charakterisiert werden. Aus semiempirischen und theoretischen Modellen gilt dass Elektronenemissionsausbeute (kinetischer Anteil)  $\gamma$  und *linear stopping power*  $\frac{dE}{dx}$  in etwa proportional sind [10]:

$$\gamma \propto \frac{dE}{dx} \quad (2.2)$$

## 2.2 Potentielle Elektronenemission

Bei der potentiellen Elektronenemission (PE) ist die innere (potentielle) Energie des sich annähernden Projektil-Ions Ursache der Emission. Der PE-Beitrag ist besonders dann von Bedeutung, wenn die potentielle Energie die

kinetische Energie des Ions übersteigt, wie bei langsamen (Auftreffgeschwindigkeit  $< 1 \text{ a.u.} \hat{=} 25 \text{keV/amu}$ ) und höhergeladenen Ionen. Der Prozess ist oberflächenabhängig; Ein sich annäherndes Ion kann schon vor Eindringen in den Festkörper durch sein elektrisches Feld zur Elektronenemission führen. Erstmals beschrieben wurde PE von Hagstrum [13, 14]. PE ist ein Auger-artiger Prozess, durch Überlagerung der Potentiale des Festkörperatoms und des Potentials des sich annähernden/eindringenden Ions werden Elektronen auf andere Energieniveaus befördert was zur Emission einzelner Elektronen führen kann. Anders als bei KE gibt es keine *threshold*-Geschwindigkeit, sondern eine minimale potentielle Energie des Ions damit PE stattfinden kann. Folgende Aufzählung (siehe auch Abb. 2.1) gibt die für potentielle Elektronenemission relevanten Elektronenübergänge wieder [15]

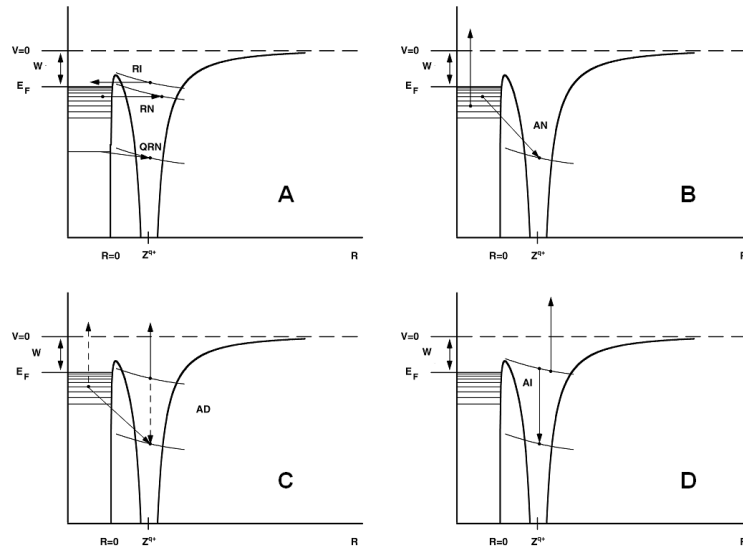


Abbildung 2.1: Mechanismen der potentiellen Elektronenemission: Die Energieniveaus zeigen resonante elektronische Übergänge (**A**) und den Auger-Neutralisations-Prozess (**B**) für Ionen vor der Metalloberfläche ( $R$ ... Distanz Projektil-Oberfläche). Die schraffierten Bereiche stellen die besetzten Teile des Leitungsbandes da. **C**, **D**: Elektronenenergieniveau-Diagramme für Auger-Abregung (**C**) und den Autoionisationsprozess (**D**) bei Projektilen vor der Oberfläche. Mit abnehmender Distanz zur Oberfläche werden die Niveaus aufgrund von Spiegelladungseffekten verschoben. [15]

- a) *Resonante Neutralisation* (RN, Abb.2.1A) transferiert ein Elektron von der Oberfläche in einen unbesetzten Zustand des sich annähernden Ions, der sich mit den besetzten Zuständen des Valenzbandes an der

Oberfläche des Festkörpers überlagert. RN selbst führt noch zu keiner Emission, fungiert aber als Vorgänger-Prozess für nachfolgende Elektronenemission (siehe nachfolgende Prozesse).

- b) *Resonante Ionisation* (RI, Abb.2.1A) ist der zu RN inverse Prozess und transferiert ein Elektron vom Projektil in einen unbesetzten Oberflächen/-zustand mit einer Bindungsenergie, die geringer als die Austrittsarbeit  $W$  ist.
- c) *Auger-Neutralisation* (AN, Abb.2.1B); manchmal auch Auger-Einfang genannt, kann Elektronen aus dem Oberflächen-Valenzband herauschleudern, wenn die zur Verfügung stehende potentielle Energie das Zweifache der Austrittsarbeit  $W$  übersteigt. Ein Oberflächen-Elektron wird eingefangen und ein anderes wird mit einer kinetischen Energie  $E_e \leq W'_i - 2W$  emittiert. Die Energieverteilung der emittierten Elektronen stellt eine Selbstfaltung der elektronischen Oberflächen-Zustandsdichteverteilung (*surface-density-of-states* — S-DOS) da.
- d) *Auger-Abregung* (*Auger de-excitation* AD, Abb.2.1C) des Projektils findet statt wenn dieses nach einem RN- oder AN-Übergang noch viel Anregungsenergie, verglichen mit der Austrittsarbeit  $W$ , hat. Das angeregte Projektilelektron wechselwirkt mit einem Oberflächenelektron, welches dann emittiert wird. Alternativ dazu wird ein anders Oberflächenelektron vom Projektil eingefangen und das ursprünglich angeregte Elektron wird emittiert. Im Gegensatz zu AN spiegelt die Energieverteilung der Emissionselektronen bei der AD die S-DOS direkt wieder. Hagstrum [13, 14, 16] betrachtete die Übergänge (A)-(D) in einem adiabatischen Modell, in dem keine Kopplung zwischen der Elektronen- und Kernbewegung stattfindet. Die Zielsetzung dieses Ansatzes war es, einen Ausdruck für die totale Elektronenausbeute  $\gamma$  für langsame Ionen zu erhalten. Die entsprechenden Übergangsraten nehmen exponentiell mit abnehmendem Abstand Ion-Oberfläche zu; Die Ursache liegt im Überlapp zwischen S-DOS und der Projektil- Elektronenwellenfunktionen. Als Konsequenz finden diese Übergänge an der Fermi-Kante der S-DOS statt. Nimmt man an, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten unabhängig von der Ionengeschwindigkeit sind, ist die Neutralisation eines einfach geladenen Ions am wahrscheinlichsten in einer Distanz von ein paar Angströms ( $1\text{\AA}=10^{-10}\text{m}$ ) von der Oberfläche. Für ein mehrfachgeladenes Ion (*multiply charged ion* – MCI) kann Neutralisation noch, abhängig vom Ladungszustand, bei viel größeren Distanzen stattfinden. Durch Verallgemeinerung dieses Schemas, schlugen Arifov et al. [17] vor, dass ein MCI (resonant) eine Anzahl Elektronen von der Oberfläche innerhalb relativ kurzer Zeit einfangen kann. Das führt zu:
- e) *Autoionisation* (AI, Abb.2.1 D) des dabei erzeugten mehrfach angereg-

ten Teilchens. AI findet bei Auger-Abregung der zwischenzeitlich doppelt oder mehrfach angeregten Projektile statt. Dabei werden ein oder mehr Elektronen ins Vakuum emittiert während andere Elektronen im Ion niederenergetischere Zustände besetzen. AI im Projektil wurde zuerst bei der Abregung von zweifach angeregten Ionen wie bei  $\text{He}^{2+}$  oder metastabilem  $\text{He}^+$  beobachtet [18]. Die aus AI resultierenden Energieverteilungen spiegeln daher die S-DOS der Target-Oberfläche nicht direkt wieder.

- f) *Quasi-Resonante Neutralisation* (QRN 2.1 A) ist ein fast-resonanter elektronischer Übergang zwischen inneren Target- und Projektil- Zuständen, der nur bei Kollisionen mit einem ausreichenden Überlapp der beteiligten elektronischen Zustände stattfinden kann. QNR ist vor allem in der letzten Phase der Wechselwirkung von MCI an der Oberfläche oder im Festkörper von Bedeutung.
- g) *Radiative Abregung* (RD) der angeregten Projektile nach RN oder AN ist für einfach geladene Projektile weniger wahrscheinlich als Auger-Abregung. Die entsprechende Übergangsrate ist ungefähr sechs Größenordnungen kleiner als für Auger-Übergänge. Die Übergangsrate ist aber proportional zu  $Z^4$ , im Gegensatz zu Auger-Prozessen die kaum Abhängigkeit vom Kern-Potential zeigen [19]. Bei der Abregung von mehrfachgeladenen Ionen hat das die Emission weicher Röntgenstrahlung zur Folge, die durch Inner-Schalen-Übergänge in der Endphase des Abregungsprozesses erzeugt werden.

## Kapitel 3

# Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden beschrieben, die zur Messung der ioneninduzierten Elektronenausbeute verwendet wurden. Die Ionenstrahlerzeugung soll kurz erläutert werden. Aufbau, Funktion und Betrieb des im Rahmen dieser Arbeit gebauten Instruments<sup>1</sup> *EYE* (für **E**lectron **Y**ield **E**xperiment) stehen im Mittelpunkt der folgenden Ausführungen.

### 3.1 Ionenstrahlerzeugung

Vorraussetzung für Untersuchungen zur ioneninduzierten Elektronenemission ist die Erzeugung eines Ionenstrahls. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierfür die vorhandene Infrastruktur im AUGUSTIN-Labor (Stand 2007) der Arbeitsgruppe Atom und Plasmaphysik am Institut für Allgemeine Physik der TU Wien verwendet.

Als Ionenquelle diente die 14,5GHz Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS) *SOPHIE* [20, 21]. Das Funktionsprinzip der Ionenquelle soll hier nur kurz erklärt werden: Das gewünschte Arbeitsgas (Wasserstoff, Deuterium, Helium, Argon, etc. ) wird über ein elektrisch regelbares UHV-Dosierventil in den HV-evakuierten Rezipienten der Quelle eingelassen. In der Plasmakammer herrscht durch eine Konfiguration von Permanentmagneten ein starkes Magnetfeld ( $\sim 1$  T, Halbachkonfiguration) ähnlich dem in einer magnetischen Spiegelanordnung in Plasmaphysikexperimenten auch als „magnetische Flasche“ bekannt. In der Kammer haben freie Elektronen eine durch das am jeweiligen Ort vorherrschende Magnetfeld gegebene Elektron-Zyklotron-Resonanz Frequenz. Über einen Wellenleiter werden Mikrowellen in die Plasma-Kammer eingekoppelt, deren Frequenz der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Frequenz entspricht. Die Mikrowellenfrequenz ist dabei von 12,75 bis 14,5GHz durchstimmbar; Maximale Mikrowellenleistung ca. 200W. Im Resonanzbereich erfolgt ein maximaler Energieübertrag

---

<sup>1</sup>In diesem Kontext synonym verwendet: Instrument=Experiment=Messaufbau

von der Mikrowelle auf freie Elektronen in der Plasmakammer. Durch Stoßprozesse wird das Arbeitsgas (teilweise) ionisiert und ein Plasma bildet sich aus.

Die Plasmakammer liegt gegenüber Erde auf positiver Hochspannung („Extraktionsspannung“). Ein auf Erdpotential liegendes Extraktionssystem ragt in die Kammer hinein und zieht positive Ionen an. Auf diese Weise aus der Quelle extrahierte Ionen besitzen eine kinetische Energie die gleich ist der Extraktionsspannung (einige 100 V bis 6.5 kV) mal dem Ionenladungszustand plus einem Plasmapotential ( $\sim$ eV-Bereich), der von den Plasmabedingungen in der Kammer abhängt und aufgrund seiner im Vergleich zum Beitrag durch die Extraktionsspannung geringen Größe in 1. Näherung vernachlässigt wird.

Eine schematische Ansicht der Ionenquelle findet sich in Abb. 3.1.

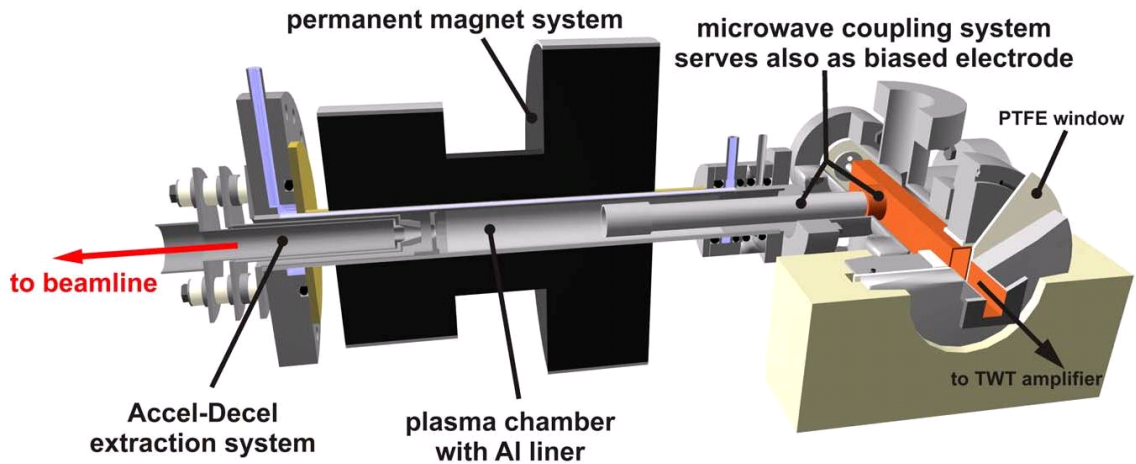


Abbildung 3.1: Ionenquelle (ECRIS) *SOPHIE*, Schematische Darstellung; Abbildung aus [20]

### 3.1.1 Strahlengang

Das Extraktionssystem gestattet allen Ionen, unabhängig ihres Ladungszustandes die Plasmakammer der Quelle zu verlassen. Die Querschnittsform des extrahierten Ionenstrahls ist dabei unbekannt. Nach dem Extraktionssystem passieren die Ionen eine magnetische Quadrupolanordnung zur Strahlformierung. Anschließend werden die Ionen über einen Sektormagneten entsprechend ihrem Masse-Ladungs-Verhältnis ( $\frac{m}{q}$ ) getrennt. Ein Ionenstrahl mit so definiertem Ladungszustand gelangt schließlich in die Beamline des Experiments.

Der Ionenstrahl passiert eine elektrostatische *Einzel*-Linse (siehe Abb.3.2) und gelangt über eine Eintrittsblende in die Kollisionskammer und trifft dort das Target, dessen ioneninduzierte Elektronenemission untersucht werden soll. Die Linse, zusammen mit den vor ihr und nach ihr<sup>2</sup>(in der Eingangsblende untergebrachten) Ablenkplattenpaaren, erlaubt eine gute Fokussierung und Ausrichtung des Strahls auf das Target.

Eine Kollimation des Ionenstrahls findet an diversen Blenden statt. Blenden befinden sich vor Eingang des Ionenstrahls in den Sektormagneten beziehungsweise danach („Massenseparationsblende“) und an der Eingangsblende vor der Kollisionskammer. Die Kollisionskammer zusammen mit der Eingangsblende kann mit einem HV-Netzgerät auf Hochspannung (hier eingebaut bis  $\pm 1,2\text{kV}$ ) gelegt werden. Dadurch wird der Ionenstrahl entweder nachbeschleunigt oder abgebremst und somit die Auftreffgeschwindigkeit der Ionen auf das Target variiert.

Detaillierte maßstäbliche Zeichnungen mit allen Abmessungen des gebauten Instruments sind im Abschnitt *Technische Dokumentation* im Anhang enthalten.

Eine schematische Darstellung des Strahlengangs der Ionen ist in Abb. 3.2 ersichtlich. Abb. 3.3 zeigt ein Foto des Labors, mit für das Instrument genutzter Beamline, ECR-Ionenquelle und Instrument.

---

<sup>2</sup>in Strahlrichtung gesehen

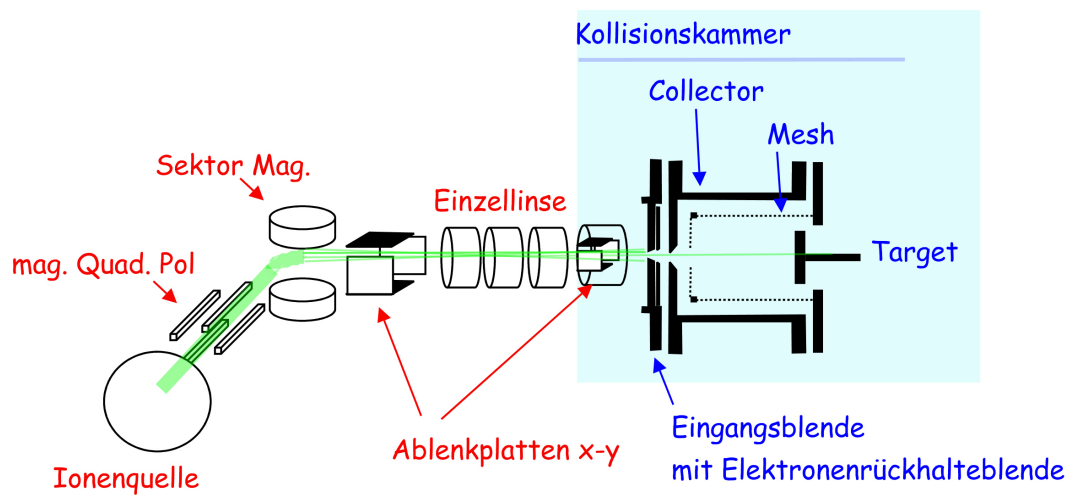


Abbildung 3.2: Strahlengang der Ionen (grün) von Ionenquelle bis zum Target; Kollisionskammer mit Eingangsblende und darin untergebrachten hinteren Ablenkplatten können auf Abbrems-/Nachbeschleunigungspotential gelegt werden (hellblau unterlegt).



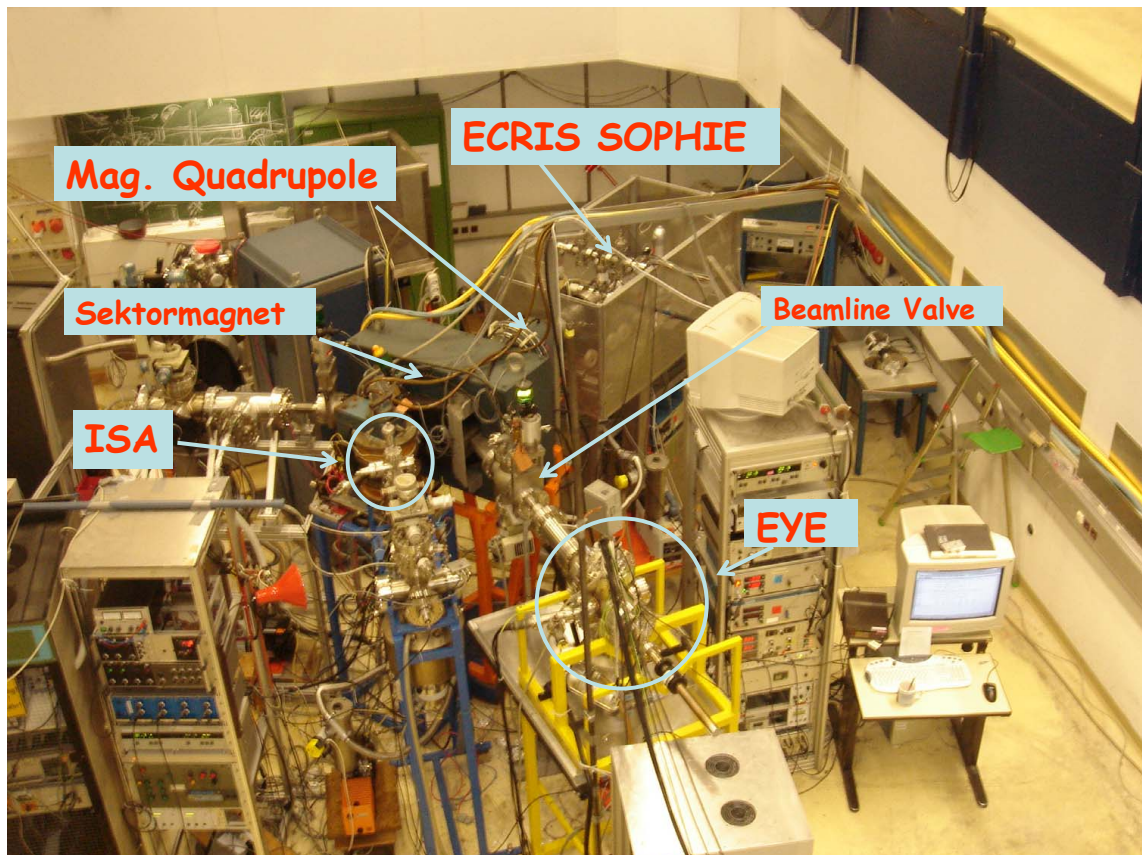


Abbildung 3.3: Gebautes Instrument *EYE* in Beamline der Ionenstrahlanlage *AUGUSTIN* am Institut für Allgemeine Physik, TU Wien im November 2007 (am Ende der Messungen): Vorgänger Experiment *ISA* [1] etwas links der Bildmitte; Das Beamline Valve ist geschlossen und trennt die Vakua von Ionenquelle und *EYE* wenn keine Experimente stattfinden

## 3.2 Versuchsaufbau

### 3.2.1 Meßprinzip

Der totale<sup>3</sup> ioneninduzierte Elektronenyield  $\gamma$ , wird mittels einer Strommessmethode bestimmt. Für diese Methode benötigt man ein elektrisch leitendes Target und zum Absaugen bzw. Auffangen der Elektronen ein transparentes Gitter, in der Folge als „Mesh“ bezeichnet, bzw. einen Collector. Alle diese Elektroden sind an Piccoamperemeter angeschlossen, Mesh und Col-

<sup>3</sup>total im Sinne von über alle Raumrichtungen (gesamter positiver Halbraum vor der Targetfläche= $2\pi$ ) und über alle Energien aufintegriert.

lector werden über steuerbare Spannungsquellen gegenüber dem Target auf positives oder negatives Potential gelegt.

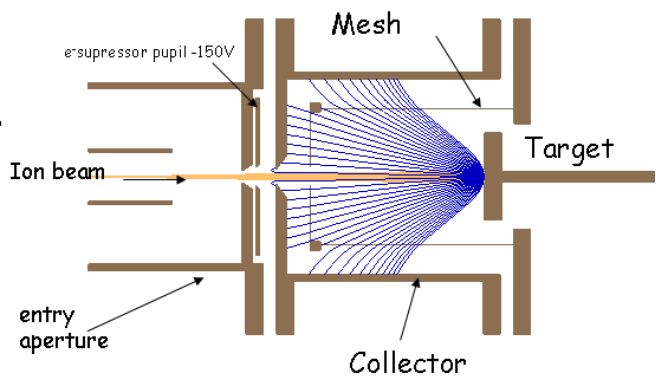
Im Schaltzustand „(+“ sind Mesh und Collector positiver als das Target. Vom Target emittierte Elektronen werden angezogen und gelangen durch das Mesh auf den Collector, der noch positiver als das Mesh geschaltet ist. Im Schaltzustand „(-“ liegen Mesh und Collector negativer als das Target. Emittierte Elektronen können das Target nicht verlassen oder schlagen wieder auf das Target auf, da sie durch das repulsive Feld keine anderen Elektroden erreichen können. (Abb.3.4)

### Bias voltages states

#### state “+”

nearly all electrons (blue) reach collector

Collector	+50V
Mesh	+20V
Target	0V



#### state “-”

electrons are not allowed to leave target

Collector	-30V
Mesh	-60V
Target	0V

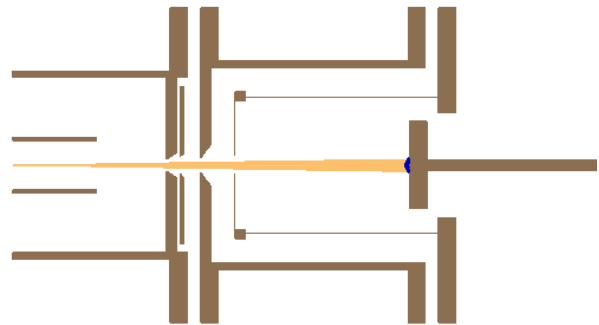


Abbildung 3.4: Meßprinzip: Elektroden in verschiedenen Schaltzuständen. Im Zustand „(+“ erreichen emittierte Elektronen (hier blau gezeichnet; Ionen lachsfarben) durch das Mesh den Collector im Zustand “(-“ nicht ; Die Bilder entstammen einer SIMION Simulation, mehr dazu in 3.2.3; in den nebenstehenden Tabellen (links) die dazu verwendeten typischen Potentiale.

Der Elektronenyield  $\gamma$  lässt sich so leicht aus den Strömen an Target, Collector und Mesh auf drei verschiedene, voneinander unabhängige Arten

$(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$  berechnen [1]:

$$\gamma_1 = q \left( \frac{I_T^{(+)}}{I_0} - 1 \right) \quad (3.1)$$

$$\gamma_2 = \frac{q I_C^{(+)} - I_C^{(-)}}{c I_0} \quad (3.2)$$

$$\gamma_3 = -\frac{q I_M^{(+)}}{1 - c I_0} \quad (3.3)$$

$$I_0 = I_T^{(-)} + I_C^{(-)} + I_M^{(-)} \quad (3.4)$$

$q \dots$  Ladungszustand der Ionen,  $I_T^{(+)/(-)}$  ... Targetstrom,  $I_C^{(+)/(-)}$  ... Collectorstrom,  $I_M^{(+)/(-)}$  ... Meshstrom im Schaltzustand „(+“ bzw. „(-“ und  $c \dots$  Mesh-Transparenz für die Elektronen die im Schaltzustand „(+“ vom Target durch das möglichst transparente Gitter  $c \approx 0,90$  an den Collector gelangen.

$c$  wird als annähernd konstant angenommen. Die Möglichkeit dass sich die Transparenz infolge einer Änderung des Energie- oder Winkel-Spektrums der emittierten Elektronen (z.B. verursacht durch eine andere Ionengeschwindigkeit) ändern kann, wird vernachlässigt. Berechnet wird die Transparenz  $c$  durch gleichsetzen von  $\gamma_1 = \gamma_2$  was zu

$$c = \frac{I_C^{(-)} - I_C^{(+)}}{I_T^{(+)} - I_0} \quad (3.5)$$

führt.

Die Strommessmethode eignet sich besonders gut für kleine Ausbeuten mit  $\gamma > 1 \frac{e^-}{\text{Ion}}$ .

Diese hier präsentierte Strommessmethode ist ein altes bekanntes Konzept und lange in Verwendung z.B.[22]. Die präsentierte Arbeit ist das jüngste Experiment am Institut für Allgemeine Physik der TU Wien das auf dieser Methode beruht. Vorgängerexperimente sind in [1], [23], [24] beschrieben. *EYE* ist das direkte Nachfolgeexperiment von *ISA* [1, 31] welches im Rahmen der Diplomarbeit von G. Kowarik realisiert wurde. Die Messtechnik (Elektronik und Datenerfassungs/Auswert-Computerprogramm in Lab-View) wurde dabei vollständig übernommen, die Elektrodenanordnung einem kompletten Re-Design unterzogen. Eine eingehendere Behandlung von Messprinzip und Messtechnik finden sich in den oben angegebenen Quellen. Eine breitere Behandlung dieser Themen wird deshalb hier vermieden, sondern mehr auf selbst erdachte Komponenten wie die neue Elektrodenanordnung (siehe nächster Abschnitt) eingegangen.

### 3.2.2 Versuchsanordnung *Elektronen-Yield-Experiment (EYE)*

Die Anordnung der Elektroden<sup>4</sup> gehorcht weitgehend einer Zylindersymmetrie. Bei perfekter Ausrichtung fallen Ionenstrahl und Zylindersymmetrieachse zusammen. Durch mechanisches Ausrichten des Vakuumrezipienten wird das näherungsweise erreicht.

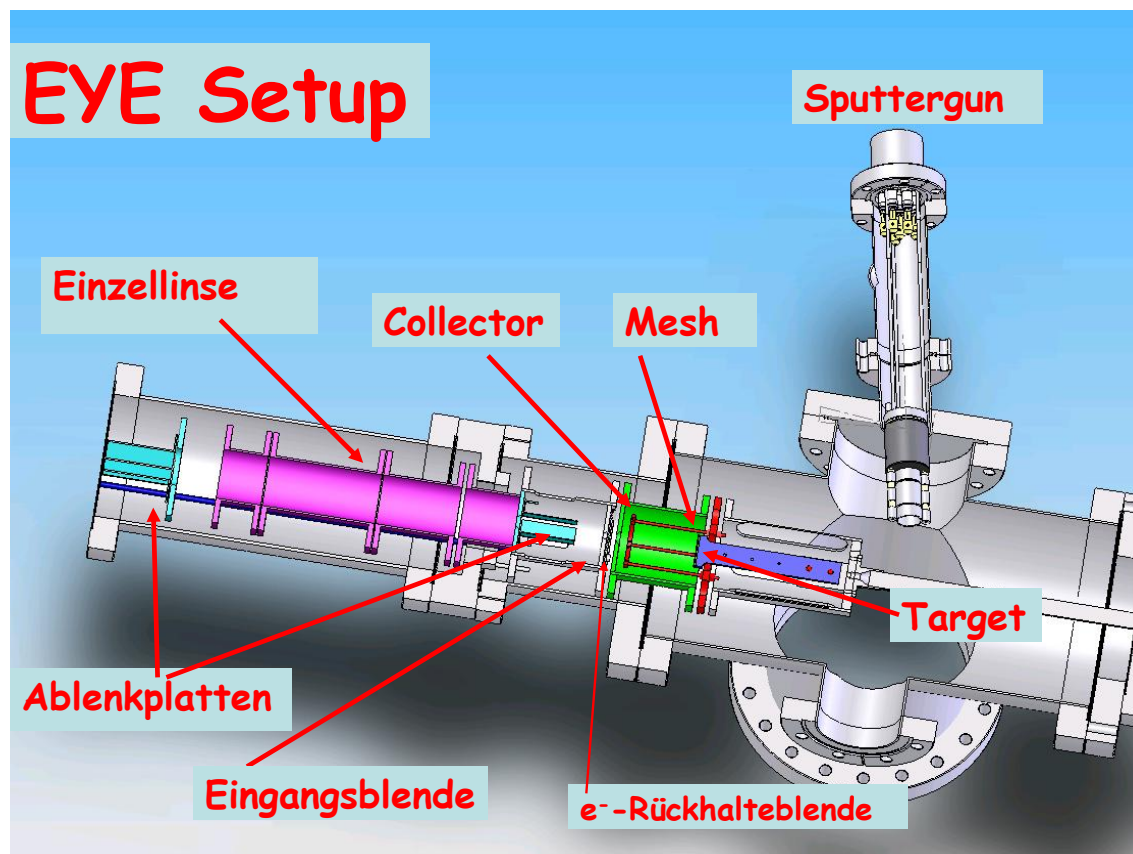


Abbildung 3.5: Realisierung des Experiments im Vakuumrezipienten

Abb. 3.5 zeigt eine Querschnittszeichnung von *EYE*. In der Zeichnung wurde der Vakuumrezipient horizontal, etwa auf Höhe der Symmetrieachse geschnitten; alle wesentlichen Elektroden sind erkennbar.

Maßstäbliche Zeichnungen mit Fotos und einer Charakterisierung aller Bauteile finden sich im Anhang. In diesem Abschnitt sollen nur die wesentlichen Merkmale beschrieben werden:

<sup>4</sup>Im Folgenden (wie auch im vorangegangenen Text) werden alle auf definierten elektrostatischen Potentialen liegenden Metallteile im Vakuumrezipientem des Experiments so bezeichnet

Die vorderen *Ablenkplattenpaare* (Länge ca. 50mm, Plattenabstand 20mm) und die hinteren Ablenkplatten (Länge 40mm, Plattenabstand 10mm) welche im Zylinder der *Eingangsblende* untergebracht sind dienen der optimalen Ausrichtung des Ionenstrahls auf das Target. Maximal anlegbare Spannung(vorgegeben durch das anspeisende Netzgerät) für vordere Ablenkplattenpaare:  $\pm 300\text{V}$ ,  $\pm 40\text{V}$  hintere Ablenkplattenpaare. Im Betrieb hat sich gezeigt, dass die vorderen Ablenkplatten den weitaus größten Effekt für die Targetstrommaximierung erzielen. Vordere und hintere Ablenkplattenpaare sind annähernd parallel ausgerichtet.

Die *Einzellinse* bildet mit den oben beschriebenen Ablenkplatten das zweite wesentliche Element zur Ausrichtung des Ionenstrahls. Die *Einzellinse* besteht aus 3 Zylindern; der mittlere Zylinder liegt auf Hochspannung, die beiden äußeren auf Erdpotential. Die Abstände zwischen den Zylindern betragen 1 mm. Die Strahlfokussierung wird durch den Feldgradienten im Raum zwischen den Zylindern erreicht. Siehe dazu z.B. [25]. Die Einzellinse wurde mit einem HV-Netzgerät gespeist, das bis zu maximal 6,5kV liefern kann. Allerdings konnte im Betrieb nur maximal ca. 2kV Fokussierspannung an die Linse gelegt werden, darüber ging das Netzgerät in die Strombegrenzung, (wahrscheinliche Ursache sind Überschläge). Im Rahmen dieser Arbeit reichten 2kV aus. Sollte für spätere Anwendungen höhere Spannungen notwendige sein (z.B. bei Ionen mit höherem  $m/q$ -Verhältnis wie  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Xe}^+$ , ... und hohen kinetischen Energien), wird empfohlen der Ursache für dieses Verhalten auf den Grund zu gehen. Konkret erscheinen 2 Ansatzpunkte als zielführend: 1.) Check der In-Vakuum Kontaktierung der Linse bis zur Vakuum-Durchführung; die an Luft liegende BNC-Leitung samt Stecker schienen bei einer Überprüfung nicht schuld zu sein. 2.) Erhöhung des Linsenspalts (bisher 1mm). Die Ionen aus dem primären Ionenstrahl treffen nicht nur das Target. Selbst bei bester Strahlfokussierung trafen noch immer mindestens ca. 30% der Ionen die Eingangsblende, was sich leicht durch Strommessungen (die Eingangsblenden wird zusätzlich zum Target an ein eigenes Piccoamperemeter angeschlossen) feststellen lässt. Wie am Target erfolgt auch hier ioneninduzierte Elektronenemission. Die so emittierten Elektronen können das positive Feld des Ionenstrahls „sehen“, dem Strahl durch das Eintrittsloch der Eingangsblende nachfolgen und auf diese Weise auf den Collector von außen aufschlagen. Das würde jedoch zu Verfälschung der Yieldmessung führen. Um so ausserhalb der Kollisionskammer erzeugte Elektronen abzuhalten liegt unmittelbar hinter der Eintrittsblende die negativ gepolte *Elektronenrückhalteblende* (-150V).

Der *Collector* bildet die äußere Begrenzung der Kollisionskammer. Er ist von zylindrischer Form (Innen- $\varnothing 56\text{mm}$ , Innenlänge 60mm). In der Mitte seiner oberen Deckfläche befindet sich das Eintrittsloch ( $\varnothing 4\text{mm}$ ) für den Ionenstrahl. Auf der anderen Seite, -von hier wird das Target in die Messposition eingeschoben-, ist er offen. Durch die Anordnung des Collectors im Rezipienten ist sichergestellt, dass keine gestreuten Ionen oder Elektronen

verursacht durch den Primärionenstrahl auf andere Weise auf den Collector von aussen aufschlagen. Deshalb und aus konstruktiven Gründen wurde auf eine den ganzen Collector umschließende Suppressor/Elektronenrückhalteblende wie in [1] verzichtet.

Das *Mesh* ist im Collector untergebracht. Prinzipiell würde man zur Bestimmung des totalen Elektronenields  $\gamma$  kein Mesh brauchen. Dennoch wurde es in *EYE* aus zwei Gründen eingebaut:

1. Die vorhandene weiterverwendete *ISA* Messelektronik/Software [1] ist für ein System mit Mesh ausgerichtet. Es ist hier das Einfachste wieder ein Mesh zu verwenden.
2. Ein Setup mit Mesh kann auch helfen Fehlstrombeiträge zu qualifizieren.

Die ursprüngliche Intention eines Systems mit Mesh lag darin, neben den Ausbeuten auch die Energieverteilung der emittierten Elektronen  $\frac{d\gamma}{dE}$  zu ermitteln (s.h. [1]). Um brauchbare Ergebnisse zu erhalten muss aber ein halbkugelförmiges Mesh und Collector (in [1] nicht der Fall) und eine teure weichmagnetische Schirmung verwendet werden. Die emittierten Elektronen neigen nämlich durch die vom Erdmagnetfeld hervorgerufene Lorentzkraft zu Spiralbahnen, was  $\frac{d\gamma}{dE}$  auch verfälscht. Eine genaue Beschreibung inklusive Berechnungen ist unter [26], [27] zu finden. Nachdem speziell ein hochtransparentes semisphärisches Gitter sehr schwer zu realisieren ist, wurde hier bereits in der Planungsphase darauf verzichtet. Die Messung von  $\gamma$  erfolgte mit einem leicht und kostengünstig zu fertigendem Mesh in Zylindergeometrie.

Das Mesh (Abb.3.6) besteht aus einer Grundplatte aus der 6 hexagonal angeordnete M2-Gewindestangen in den Collector ragen. Oben sind die Gewindestangen in einen dünnen Haltering aus Stahl geschraubt. Dieses Grundgerüst bildet annähernd (weil hexagonal) einen Zylinder. Seitlich, an der Mantelfläche, ist in ca. 2mm Abstand dünner Molybdän-Draht ( $\varnothing 0,1\text{mm}$ ) gewickelt. Am Haltering ist aus demselben Draht ein rechtwinkeliges Gitter angepunktet. Der Gitterabstand beträgt auch hier 2mm, in der Mitte allerdings 5mm, damit der Ionenstrahl hier nicht das Gitter streift. Durch diese Bauweise wird eine möglichst große Transparenz für Elektronen angestrebt. Diese resultierende „elektronische Transparenz“ ist aufgrund der Feldverteilung größer als die geometrische Transparenz (Raumwinkelanteil aller Meshteile/ $2\pi \approx 85\%$ ) und lag im Laufe der Messungen bei ca.  $90\pm 3\%$ .

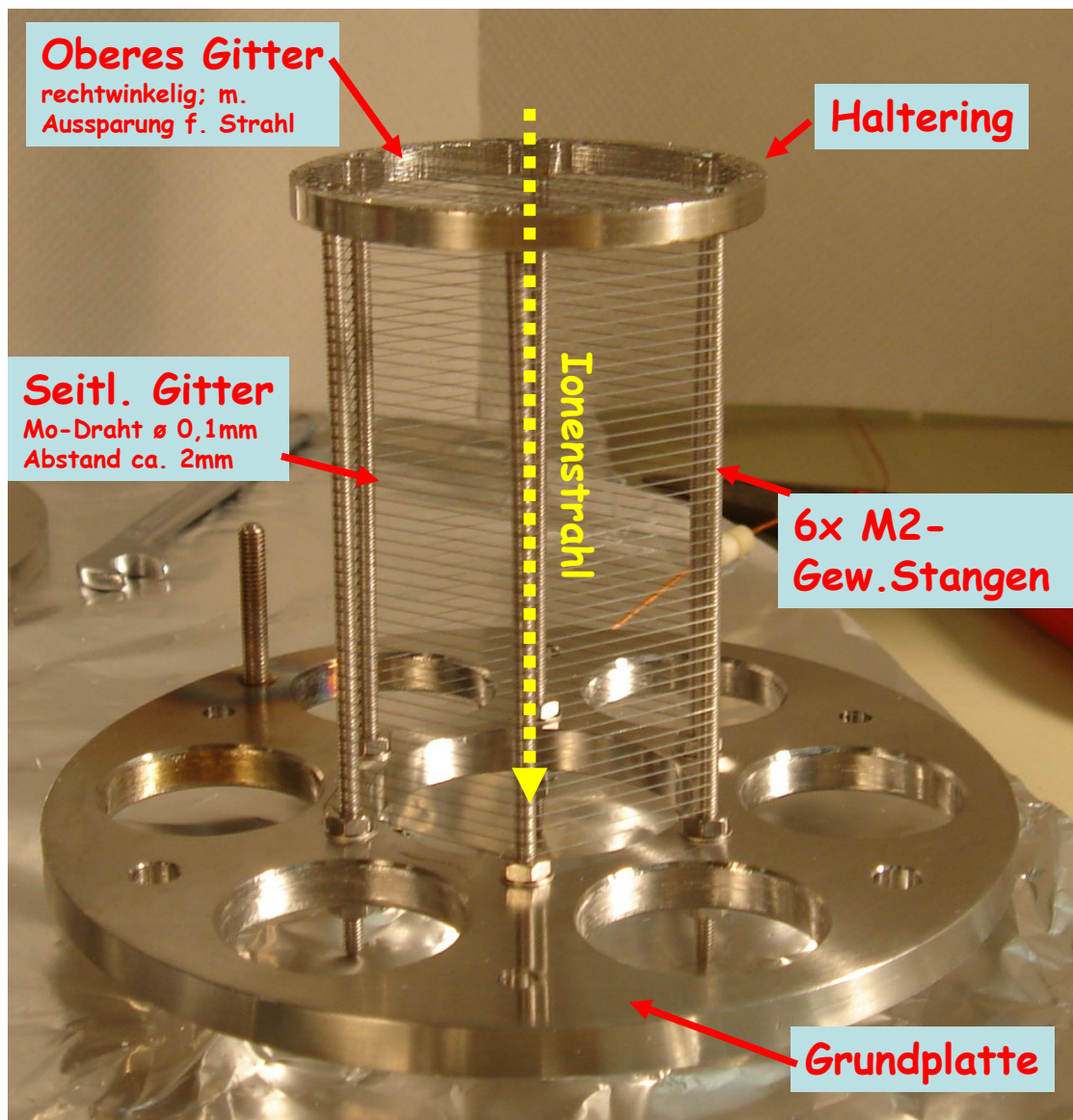


Abbildung 3.6: Foto Mesh

Das *Target* ragt ca. 5mm in diese Kollisionskammer hinein. Die runde Targetfläche ( $\varnothing$ 25mm) steht senkrecht auf die Symmetrieachse. Die zu untersuchenden Materialien werden als runde Plättchen vorne auf die Targetfläche am Rand der Fläche mit M2-Schrauben befestigt. Der als T-Stück ausgebildete Targethalter ist elektrisch isoliert auf einem magnetischen UHV-Manipulatorstab montiert (siehe Fotos im Anhang). Der UHV-Manipulatorstab (Huntigton VF-169/1695 Magnetic Transporters Linear-Rotary) kann ca. 50cm

linear bewegt und zusätzlich noch um die eigene Achse gedreht werden. Dies erlaubt das Target zur Yildmessung in die Kollisionskammer und zum Reinigen aus der Kollisionskammer in die Sputterposition zu bringen. Das Target kann über einen Wolframheizdraht, der in Keramikkapillaren steckt, beheizt werden und verfügt über ein Thermocouple<sup>5</sup> zur Temperaturüberwachung. Im Zuge dieser Arbeit wurden jedoch aus Zeitmangel keine Messungen mit geheiztem Target durchgeführt.

Aufgrund seiner Fertigung ist der Manipulatorstab nicht völlig gerade und weist eine gewisse Krümmung auf. Um das Target dennoch genau zentrisch in die Mitte der Kollisionskammer zu platzieren weist der Targethalter ein konisches Führungsstück auf, das in der Meßposition in die ebenfalls konische *Führungsöse* einfährt.

### **Mechanische Verbindungen, isolierte Aufhängungen, elektrische Kontaktierungen**

Das Linsensystem ist zentrisch an einen CF100 Durchgangsflansch verankert. An das Linsensystem sind Eingangsblende, Collector, Mesh und die Führungsöse elektrisch isoliert voneinander angeschraubt. Die Verbindung erfolgt über M3-Gewindestangen, die von Keramikröhren umhüllt sind und so eine Isolierung gewährleistet ist. Werden 2 Elektroden miteinander verbunden, stehen auf einer Seite die M3-Gewindestangen in elektischem Kontakt mit einer Elektrode. Dadurch wird vermieden dass die Gewindestange „floated“ und ebenfalls kontaktiert ist.

Um eine zentrische Ausrichtung zu gewährleisten sorgen jeweils 3 Keramikugeln ( $\varnothing 5\text{mm}$ ) für einen genau definierten Abstand zwischen Eingangsblende, Collector, Mesh und Führungsöse (3,7mm bei Kugeln mit 5mm $\varnothing$ , eingelegt in 3mm tiefe Löcher der Elektrode) . Details siehe Technische Dokumentation im Anhang

### **Meßtechnik**

Wie bereits vorher erwähnt, wurde die Meßelektronik von [1] übernommen. Sie wurde lediglich um ebenfalls auf Hochspannung hochlegbare Ablenkplatten und Elektronenrückhalteblende erweitert (Abb. 3.7).

---

<sup>5</sup>ad Thermocouple: Das Themocouple (K-Type) hat Zuleitungsdrähte, die Kaptonisoliert sind. Laut Verkäufer (Fa. Tectra) sind diese nur bis 200°C verwendbar, danach dampft das Kapton ab und zerstört durch seinen Dampfdruck das UHV.



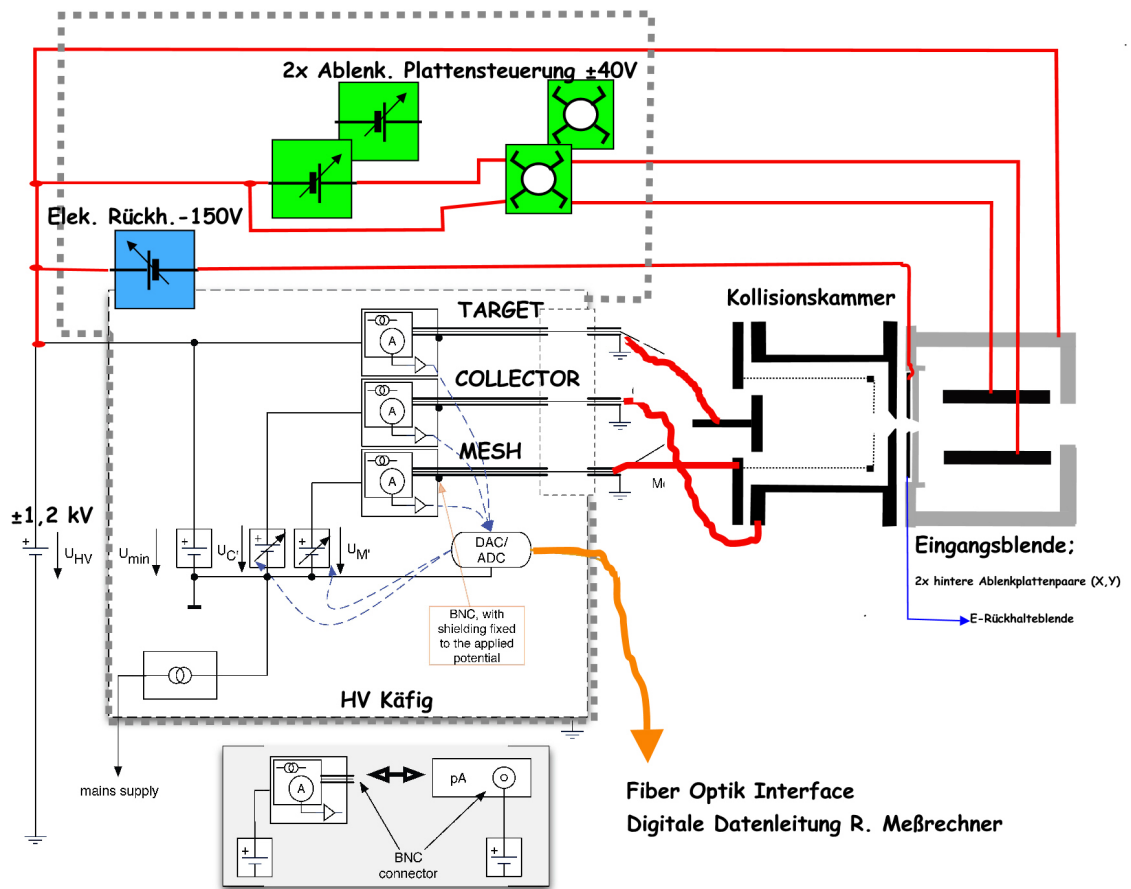


Abbildung 3.7: *EYE*-Meßtechnik und Elektrodenverschaltung; entwickelt für *ISA* [1] /leicht adaptiert für *EYE*:  $\pm 40\text{V}$  für hintere Ablenkplatten durch Spannungsversorgung mit Kreuzschaltern umpolbar,  $-150\text{V}$  Potential für Elektronenrückhalteblende in erweitertem HV-Käfig. Soll eine Targetheizung (hier nicht eingezeichnet) verwendet werden, wird empfohlen die Heizstromversorgung ebenfalls im HV-Käfig unterzubringen)

### 3.2.3 SIMION-Simulation der *EYE*-Elektrodengeometrie

Mit der Software SIMION besteht die Möglichkeit, die Flugbahnen von geladenen Teilchen für beliebige Elektroden-Anordnungen am PC zu simulieren. Die Trajektorien werden durch numerisches Lösen der Laplace-Gleichung berechnet. In einem Graphikinterface wird das experimentelle Setup dargestellt und Teilchentrajektorien können als Bahnen oder dynamisch als flie-

gende Punktteilchen visualisiert werden. Darüberhinaus stehen dem Anwender alle berechneten Informationen wie kinetische und potentielle Energie, Einschlagswinkel für alle Teilchenbahnen, ect. zur Verfügung. Verschiedene Symmetriebedingungen (planar oder zylindersymmetrisch) in 2D oder 3D für den Elektrodenaufbau erleichtern die Elektrodendefinition und optimieren Rechenzeit und Ausnutzung der maximal möglichen Raumgitterpunkte [28].

Im Zuge dieser Arbeit wurde die Elektrodengeometrie des *EYE* Experiments in zylindersymmetrischer Geometrie in SIMION Version 8.0 simuliert. Mit der Simulation können Fokussierung der Linse, Aufweitung des Ionenstrahls bei Strahlverzögerung, und Trajektorien der emittierten Elektronen in den verschiedenen Schaltzuständen gut nachvollzogen werden (Abb.3.8 u. Abb.3.9).

Eine Zylindersymmetrie wurde gewählt da dies annähernd dem experimentellem Aufbau entspricht und Trajektorien mit sehr genauer räumlicher Auflösung (0,1mm Simulationsgittergröße, angesichts von Blendendurchmesser von 3mm) bei geringer Rechenzeit auf modernen PCs (AMD Athlon64X2-3800+) simuliert werden können. Eine Text-hardcopy des .gem-Elektrodendefinitionsfiles findet sich im Anhang.

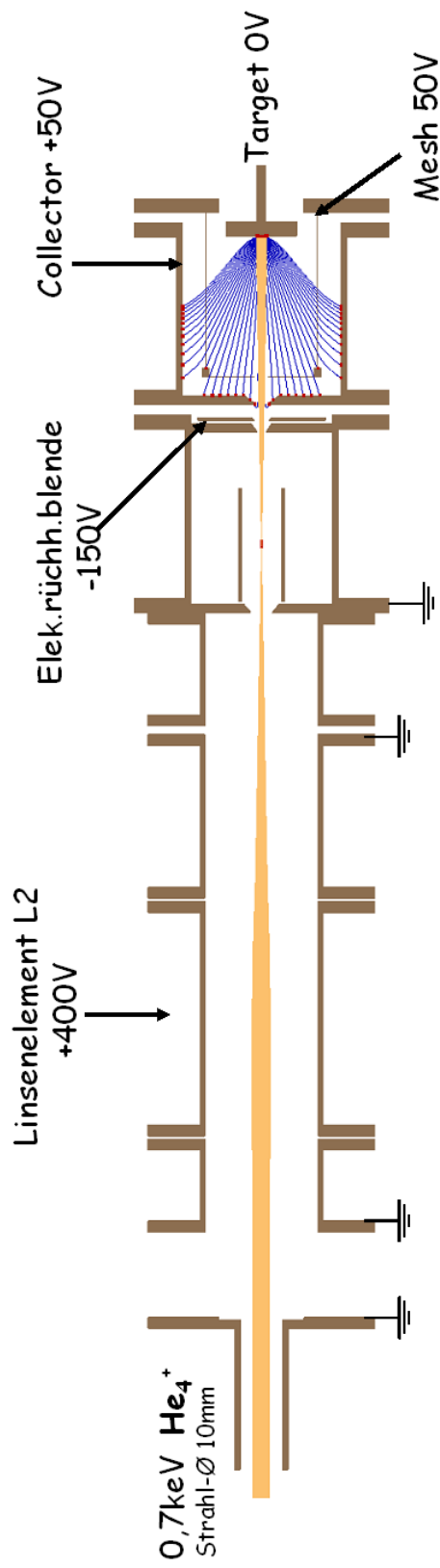


Abbildung 3.8: SIMION Simulation der *EYE* Elektrodenanordnung mit  ${}^4\text{He}^+$  Ionenstrahl. In der Abbildung sieht man die Funktionsweise der Linse: Der Strahl (beige), hier mit angenommenen 10mm Eingangsdurchmesser, wird fokussiert und durch die Blenden auf das Target abgebildet. Die Spannungswerte an den Elektroden sind ident mit während der Meszkampagne verwendeten Werten. Die Kollisionskammer befindet sich im Schaltzustand „(+“; Durch den Ionenstrahl am Target ausgelöste Elektronen sind blau gezeichnet. Die Ablenkplatten wurden als auf Erde liegende Zylinder angenähert.

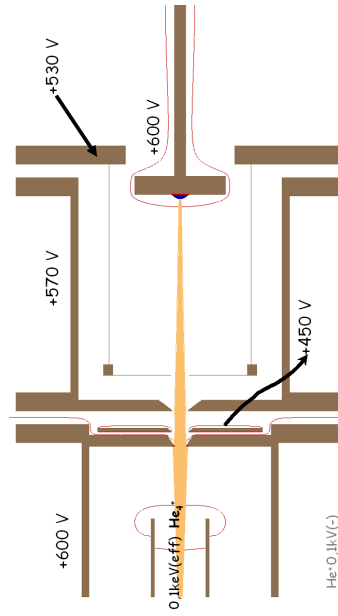
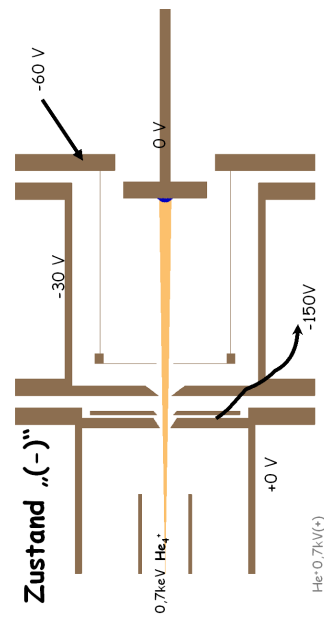
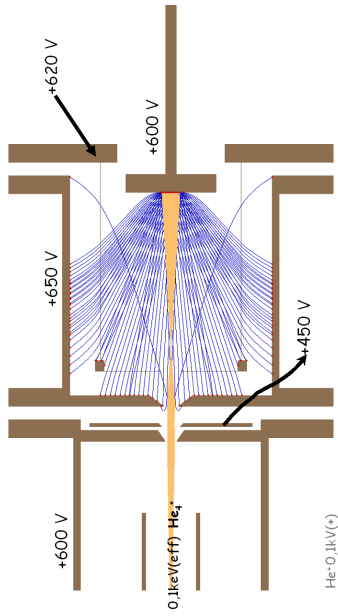
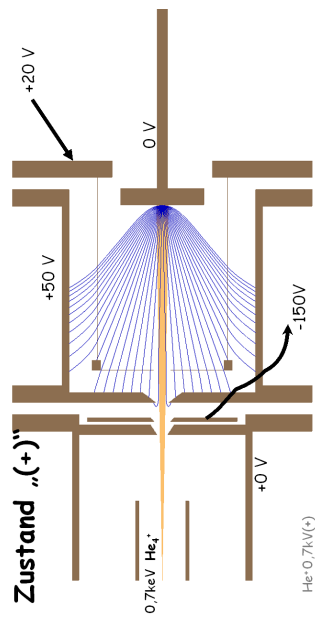


Abbildung 3.9: SIMION Simulation von *EYE*. Der Ausschnitt zeigt die Kollisionskammer. Schaltzustand „(+)" oben, Schaltzustand „(-)" unten; links:  ${}^4\text{He}^+$  Strahl 0,7keV; rechts: Durch Anlegen von 600V Verzögerungsspannung trifft der Strahl effektiv mit 0,1keV kinetischer Energie auf das Target. Für die emittierten Elektronen (blau gezeichnete Trajektorien) wurden 5 eV Anfangs  $E_{kin}$  angenommen und eine von 0 bis 88 Grad (gemessen zur Strahlachse) isotrope Winkelverteilung. Die Bilder sind Ausschnitte aus einer größeren Simulation, der Ionenstrahl tritt dabei als paralleles Strahlenbündel ins Linsensystem ein (hier nicht sichtbar), wird fokussiert mit Brennpunkt im Bereich Eingangsblende. Durch Anlegen des Verzögerungspotentials kommt es unvermeidbar zur Aufweitung des Ionenstrahls (rechts).

### 3.2.4 Vakuumerzeugung und Vakuumbedingungen

Alle Versuche wurden in Ultrahochvakuum (UHV),  $p \sim 10^{-10}$  mbar, durchgeführt. Zur Evakuierung des Vakuumrezipienten wurde ein zweistufiges Pumpsystem, bestehend aus Drehschieber-Vorvakuum- und Turbomolekularpumpe, verwendet. Bei dichtem Rezipienten ist das System innerhalb eines Tages Pumpzeit auf  $\sim 10^{-8}$  mbar gepumpt. Zur Verbesserung des UHV steht ein Titansublimator zur Verfügung.

Eine erhebliche Verbesserung des Vakuums wird durch Ausheizen der Anlage erreicht. Hierfür wurde eigens ein abnehmbarer Ausheizofen gebaut, der rund um den Vakuumrezipienten aufgebaut wird. Der Ofen gewährleistet eine gleichmäßige Erwärmung der Rezipiententeile und vermindert somit Kondensation von Restgas an kälteren Teilen im Rezipienten wie das bei Verwendung von Heizbändern zum Ausheizen des Rezipienten passieren kann.

Zur Druckmessung diente während der im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Versuche ein Quadrupol-Restgas-Massenspektrometer (Typ Balzers QMG64) mit Gesamtdruckanzeige. In der Pumpleitung zwischen Turbo- und Vorpumpe ist unmittelbar nach der Turbopumpe ein Kalkkathodenvorvakuummanometer (Typ Pfeiffer DualGauge) in einem T-Stück eingebaut. Das Vorvakuummanometer zeigt Drücke von Normaldruck ( $\sim 1000$  mbar) bis  $\sim 1 \cdot 10^{-3}$  mbar an. Es wird vor allem beim Anpumpen der Anlage benötigt.

Hauptrezipient des *EYE* Instruments ist ein Doppelkreuz bestehend aus einem CF-160 Kreuz und seitlich einem CF-100 und CF-60 Rohr. An das CF-100 Rohr ist die Sputtergun über einen Adapterflansch (mit schräger Aufnahme für das CF-35 T-Stück der Gun) angebracht. Das CF-60 Rohr endet mit einem Sichtfenster, was eine einfache Positionierung des Targets in Mess- und Sputterposition erlaubt. Alle Elektroden bis auf das Target sind an einem CF-100 Durchgangsflansch verankert. Dieser Durchgangsflansch ist mit dem Hauptrezipienten über ein CF-100 auf CF-160 Übergangsstück verbunden. In die andere Richtung ist der Durchgangsflansch mit einem CF-100 Rohr verschraubt. Dieses Rohr ist mit dem Beamline Valve von Beamline Nr.3 der Augustin-Ionenstrahlanlage über einen CF-35 Balg flexibel verbunden.

Der Manipulatorstab der das Target trägt bildet mit einem CF-100 auf CF-35 Durchgangsflansch und einem CF-35 Kreuz eine Einheit. Zum Targetwechsel wird diese Einheit vom Hauptrezipienten (von einem CF-160 auf CF-100 Übergangsflansch) abgeschraubt.

An der Unterseite des *EYE*-Doppelkreuzes ist das Baffle des Titansublimators (Typ *Blazers UPK150A*) angeschraubt, darunter befindet sich die Turbopumpe (Typ *Pfeiffer TPU240*).

Es wurde darauf geachtet UHV-verträgliche Materialien zu verwenden: rostfreier Stahl für Rezipiententeile, Aluminiumoxid-Keramik für die Isolatoren, CuBe-Legierung für elektrische Klemmstecker und Kapton isolierter Cu-Drähte. Die elektrischen Vakuumdurchführungen sind teils Keramik-isoliert (einpolige), teils Teflon-isoliert (11-polige Steckdurchführungen) und sollten

bis 200°C ausheizbar sein. Die Bauteile wurden zuerst mit Aceton (wegen seiner Fettlöslichkeit), anschließend mit Isopropanol und handelsüblicher Küchenrolle abgewischt. Wo möglich wurden danach Bauteile im Isopropanolbad Ultraschall-gereinigt. Das Targetblech (Gold und Wolfram) wurde nach der Ultraschallreinigung mit einer Hochdruck CO<sub>2</sub>-Pistole abgeblasen um allfällige noch anhaftende Verunreinigungen zu entfernen. Beim Hantieren wurden Pinzetten und puderfreie Latexhandschuhe verwendet.

## Vakuumbedingungen während der Yieldmessungen

Durch Auspumpen, ca. eintägigem Ausheizen mit dem Ofen und Titan-sublimieren wurde während der Messkampagne ein Enddruck im 10<sup>-10</sup>mbar Bereich erreicht.<sup>6</sup>

Dieser Druck herrscht im Rezipienten wenn das Beamline-Valve geschlossen ist. Wird zur Yieldmessung das Beamline-Valve geöffnet steigt der Druck an. Ohne Arbeitsgas, also außer Betrieb, herrscht in der Ionenquelle ein niedriger 10<sup>-7</sup>mbar Druck. In diesem Fall steigt der Druck im *EYE*- Rezipienten nicht gravierend an. Während der Messkampagne lag der typische Betriebsdruck in der Ionenquelle bei brennendem Plasma zwischen 1 und 3·10<sup>-5</sup>mbar.

Der Druck im *EYE*Instrument steigt dadurch, je nach Arbeitsgas, auf einen mittleren 10<sup>-9</sup> bis niedrigen 10<sup>-8</sup> mbar Druck, davon fast ausschließlich Partialdruck des Arbeitsgases (hier je nach Yieldmessung H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, He, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>)<sup>7</sup>

---

<sup>6</sup>Die absolute Genauigkeit der Totaldruckanzeige des verwendeten QMG64 muss kritisch betrachtet werden. Mangels freier Durchführungen war es nicht möglich unproblematisch und schnell eine zusätzliche Druckmesszelle und einen Quadrupolrestgasanalytator einzubauen. Ein dafür geeignetes Rezipiententeil (CF-160 Rohr mit seitlich 2x CF-35Stutzen wurde vorbereitet, aufgrund der knappen Meßzeit an der Ionenquelle aber nicht eingebaut. Es wird empfohlen das bei einer allfälligen Fortsetzung der Versuche nachzuholen. Die Druckanzeige des QMG64 lag im niedrigen 10<sup>-10</sup>mbar Bereich, was sehr niedrig erscheint. Bei Sputtern des Target wo der Rezipient mit Ar-Gas geflutet wird und bei geöffnetem BL-Valve während der Anpumpphase wo ein Vergleich mit dem angezeigten Druck der Beamline-Druckmesszelle gezogen werden kann, erscheint die Druckanzeige realistisch. Allerdings ist die Verlässlichkeit der BL-Messzelle auch zu hinterfragen und diese Penningzelle sollte bei es sich bietender Gelegenheit (etwa wenn andere Gründe eine Belüftung der Ionenquelle notwendig machen) einer Reinigung zugeführt werden. Aufgrund diese Erwägungen erscheint ein Druck im Rezipienten im 10<sup>-10</sup> mbar Bereich, wenn auch nicht im niedrigen, als glaubwürdig.

<sup>7</sup>Der Arbeitsgas-abhängige Druckanstieg liegt an der Molmassenabhängigkeit der Durchflußrate kinetischer Gasströmungen durch schmale Blenden. Siehe hierzu z.B. [29]. [29] erläutert ausserdem viele Fragen zum Thema Vakuum und es finden sich viele Hinweise zum korrekten Umgang mit UHV (etwa Titansublimieren, Ausheizen, Materialauswahl f. UHV, ...)

## Neutralgasstrom auf Oberfläche/ Oberflächenbedeckung

Bedingt durch Restgas bzw. aus der Ionenquelle stammendes Arbeitsgas ist eine Oberfläche im Vakuum einer Teilchenstromdichte  $j_{\text{neutr}} \left[ \frac{\text{Teilchen}}{\text{Flächeneinh.}^2 \cdot \text{s}} \right]$  neutraler Gasteilchen

$$j_{\text{neutr}} = \frac{n \cdot \bar{c}}{4} \quad (3.6)$$

ausgesetzt.  $n$  ... Teilchendichte,  $\bar{c}$  ... mittlere Teilchengeschwindigkeit der (Maxwell-Boltzmann)-Teilchenverteilungsfunktion  $\bar{c} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_M}}$  Bei einem Restgasdruck von  $\sim 5 \cdot 10^{-10}$  mbar ist  $j_{\text{neutr}} \approx 1,4 \cdot 10^9$  Teilchen  $\text{mm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Durch den Teilchenstrom erfolgt eine Bedeckung einer ursprünglich reinen Oberfläche mit adsorbierten Restgasatomen, wobei es materialspezifisch auch zur Bildung chemischer Verbindungen zwischen Oberfläche und Restgasbestandteilen (z.B. Wolframoxide bei Wolfram, Gold als Edelmetall ist weniger für derartige chemische Reaktionen empfindlich.) kommen kann. Die Geschwindigkeit dieser Bedeckung wird durch die „Mono-Zeit“  $t_{\text{mono}}$ , die Zeit in der eine Monolage an der Oberfläche adsorbiert charakterisiert. Für Luft als Restgas und Zimmertemperatur gilt unter Annahme eines 100% „Sticking-Koeffizienten“ [29]:

$$t_{\text{mono}} = \frac{3,6 \cdot 10^{-6}}{p} \quad (3.7)$$

$t_{\text{mono}}$  in s. Druck  $p$  in mbar. Für  $p = 5 \cdot 10^{-10}$  mbar ist  $t_{\text{mono}} \approx 120$  min. So adsorbiertes Restgas wird ebenso wie andere Oberflächenverunreinigungen durch Absputtern entfernt. (s.h.3.3)

Während der Yieldmessung steigt, bedingt durch den aus der Quelle stammenden Anstieg des Arbeitsgaspartialdrucks, der Neutralteilchenstrom auf die Oberfläche beträchtlich an und liegt in etwa in der Größenordnung des einfallenden Ionenstroms. (einfallender Ionenstrom  $I_{\text{Target}} \sim 100$  nA auf  $\sim 1$  mm<sup>2</sup> Fläche  $\rightarrow$  einfallende Ionenstromdichte  $j_{\text{ionen}} \approx 0,5 \cdot 10^{12}$  Ionen  $\text{mm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )

Diese Neutralteilchen können aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie (25 meV für Raumtemperatur), weit unterhalb der Austrittsarbeit (eV Bereich) keine Elektronen aus dem Target herausschlagen.

Es erscheint plausibel, dass nachdem annähernd Massengleichheit zwischen Neutralatomen und Ionen besteht, der einfallende Ionenstrahl gegebenenfalls adsorbierte Arbeitsgasteilchen wegspatzen wird. Eine Beeinflussung der Yieldmessung durch adsorbierte Arbeitsgasatome (H, He, D, C) erscheint daher unwahrscheinlich.

### 3.3 Sputtern

Zur Entfernung von Oberflächenverunreinigungen der Targetoberflächen ist eine 2keV Ar-Sputtergun eingebaut. Der von der Gun erzeugte Strahl hat eine große Strahldivergenz, sodass er die ganze Targetoberfläche mit Ar-Ionen bombardiert. Der Strahl trifft das Target unter ca  $10^\circ$  zur Oberfläche, dieser streifende Einfall erhöht die Effizienz des Absputters. Zum Absputtern wird das Target durch Rückziehen des Manipulatorstabs in Sputterposition bewegt. Die Sputterposition ergibt sich durch optisches Ausrichten durch das Glasfenster und Beobachtung des durch den  $\text{Ar}^+$ -Ionenbeschuss anfallenden Strom am Target; als optimale Position gilt wenn die Targetfläche durch das Fenster etwa eine Linie mit dem Zylinder der Fokussierlinse der Sputtergun bildet und durch Drehen des Targets keine große Änderung des gemessenen Stroms beobachtet wird. (Abb. 3.3)<sup>8</sup>

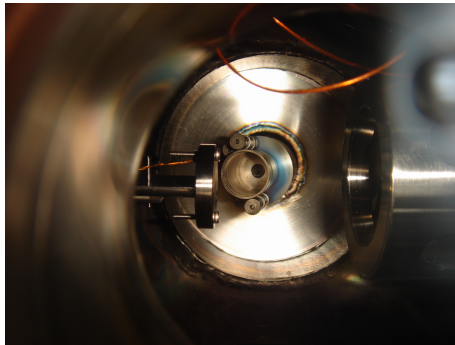


Abbildung 3.10: Target in Sputterposition; Foto durch Beobachtungsfenster des Rezipienten aufgenommen

Um an der Oberfläche adsorbierte Restgasmoleküle abzusputtern ist eine Oberflächen-Ionendosis (bei 2 keV  $\text{Ar}^+$ ) von zumindest  $d \sim 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2} = 10^{13} \frac{\text{Ionen}}{\text{mm}^2}$  notwendig [30]. Die Sputtergun liefert in Betrieb ca  $1\mu\text{A}$  Strom der am Target auftrifft. Nimmt man an dass nur die vordere Targetfläche getroffen wird liefert folgende Überschlagsrechnung Auskunft für die notwendige Sputterzeit:

$$\begin{aligned} \text{Targetfläche } A_T &= 2\pi \cdot 25^2 \approx 500\text{mm}^2 ; \text{ Strom } I \sim 1\mu\text{A} \hat{=} \frac{1 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx \\ &6 \cdot 10^{12} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}} ; \text{ Stromdichte } i = \frac{I}{A} \approx 1,2 \cdot 10^{10} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s} \cdot \text{mm}^2} ; \text{ notwendige Sputterzeit } \\ t &= \frac{d}{i} \approx 17\text{min} \end{aligned}$$

<sup>8</sup>Wieso Stromänderung beim Drehen?: Das ganze, das Targetblech tragende, T-Stück des Targetshalters ist nicht nur auf der Vorderseite, wo die Yieldmessung erfolgt, sondern als ganzes elektrisch leitend. Trifft der  $\text{Ar}^+$ -Strahl auch die hintere Seite, wird durch Drehen die Auftrefffläche geometrisch größer, der gemessene Strom steigt.



Um sicher zu gehen wurde während der Messkampagne bei  $\sim 1\mu A$  Sputterstromstärke immer mindestens 30min. gesputtert, nie aber länger als eine Stunde um größere Beschädigungen Targetoberfläche durch den Argonstrahl zu verhindern. Das Sputtern wurde am Beginn jedes Meßtages durchgeführt und nach ein paar Stunden gegebenenfalls wiederholt. Um ein gleichmäßiges Sputtern zu gewährleisten wurde der Targetstab alle paar Minuten gedreht.

Für den Betrieb der Sputtergun, muss der ganze Rezipient mit Argon geflutet werden. Dies geschieht durch Aufdrehen eines UHV Dosierventils, welches Ar-Gas über eine Gaszuleitung einströmen lässt. Eine Sputterstrom von  $\sim 1\mu A$  stellt sich bei einem Argonpartialdruck von  $\sim 10^{-6}$ mbar ein. Nach Schließen der Gaszuleitung ist der Rezipient innerhalb von ein paar Sekunden wieder praktisch auf dem niedrigen Ausgangsdruck. Bei der Zuleitung von Ar wurde darauf geachtet, möglichst keine Restgas-Verunreinigungen zusammen mit Ar in den Rezipienten einzulassen. Aus diesem Grund ist die Gaszuleitung mit einer Vorvakuumpumpe evakuierbar, vollständig aus Metall gefertigt und gasdicht aufgebaut.<sup>9</sup>

### 3.4 Kalibration des Instruments

Die Spannungen für die Schaltzustände während der Yieldmessung (siehe Tabelle 3.1) wurden aus [1] übernommen und sind für das Experiment *ISA* ermittelt und kalibriert worden. [1]

	(+)	(-)	(e)
Mesh	20V	-60V	-100V
Collector	50V	-30V	50V

Tabelle 3.1: Defaultschaltspannungen *ISAdaq*; Schaltzustand „(e)“ dient zum Aufspüren externer Störströme, vornehmlich von außen auf den Collector auftreffender Elektronen. Die Spannungswerte für „(e)“ mussten daher im Rahmen dieser Arbeit keiner neuen Überprüfung unterzogen werden.

Nachdem im neu aufgebauten Experiment *EYE* die Elektrodengeometrie verändert wurde, erschien eine Überprüfung dieser Werte als angebracht. Dies geschah im Rahmen einer Kalibrationsphase, vor Beginn der eigentlichen Yieldmesskampagne. Ziel war es sinnvolle Schaltspannungen für den neuen Aufbau zu ermitteln und eventuell auftretende Störströme zu identifizieren und auszuschalten. Als Ergebnis dieser Arbeiten wurde festgestellt,

<sup>9</sup>Das Argon strömt aus einer *Linde minican Ar 5.0*-Flasche in die Zuleitung. Zum Anschluß der Flasche wird empfohlen ein Ventil ohne Druckreduzierer zu verwenden. Wurde ein Druckreduzierer verwendet war der Restgasanteil im Rezipienten deutlich höher. Aufblasen von Helium mittels Lecksuch-Sprühpistole auf das Reduzierventil führt zu einem Anstieg des He-Partialdrucks im Vakuumrezipienten. Beides spricht dafür, dass über das Reduzierventil Luft in die Gasleitung eindiffundieren kann.

dass die in Tabelle 3.1 angegebenen, in *ISAdaq* defaultmässig eingestellten Werte auch für das neue Experiment übernommen werden können.

Die nachfolgenden Graphen sind Ergebnis der durchgeführten Kalibrationsarbeiten. (Abb. 3.11 und Abb. 3.12)

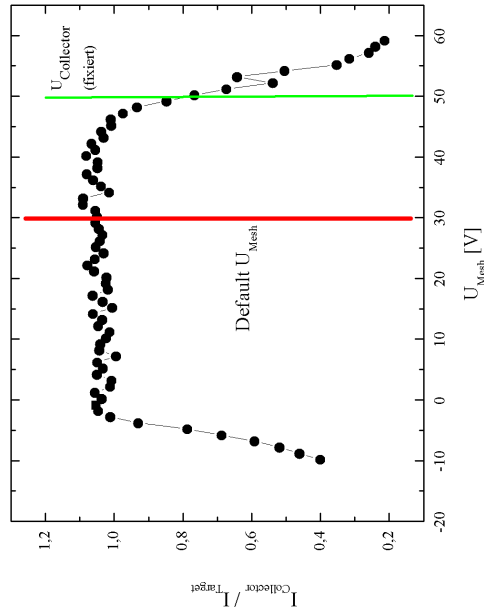
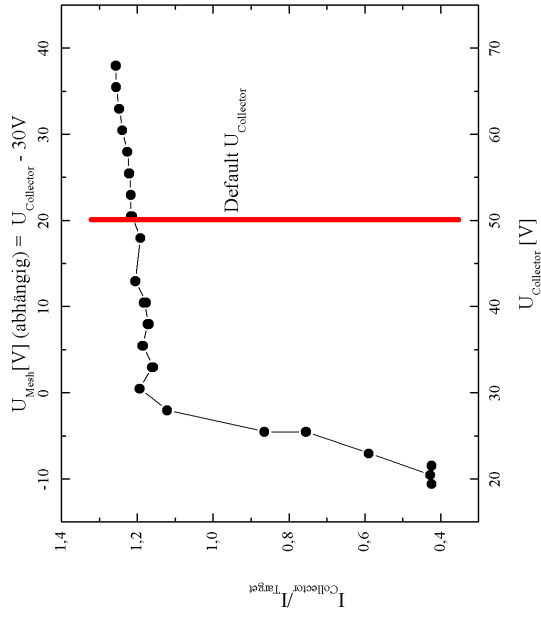


Abbildung 3.11: Kalibration Schaltzustand „(+):“: In den beiden Graphen wurde die angelegten Spannungen für den Schaltzustand (+) variiert: Linker Graph; Die Meshspannung  $U_{\text{Mesh}}$  wurde von -10 bis +60 V durchgeführt, die Collectorspannung  $U_{\text{Collector}}$  blieb konstant auf +50 V. Im rechten Graphen wurde  $U_{\text{Collector}}$  variiert, das Mesh wurde immer 30 V negativer als der Collector geschaltet. In beiden Graphen ist ein Plateau des am Collector auftreffenden Elektronenstroms ( $I_{\text{T}}$ , hier skaliert auf den Targetstrom  $I_{\text{T}}$ ) erkennbar sobald die angelegte Spannung nur einige Volt positiv wird. Die übernommenen  $ISA$ -Defaultwerte (rot eingezeichnet) können daher weiterverwendet werden. (Targetmaterial: polykristallines Gold, Ionen:  $6,5\text{keV H}^+$ , Zum Messen wurde die Energiespektrumfunktion des *ISAdaq*-Messprogramms etwas zweckentfremdet eingesetzt.)

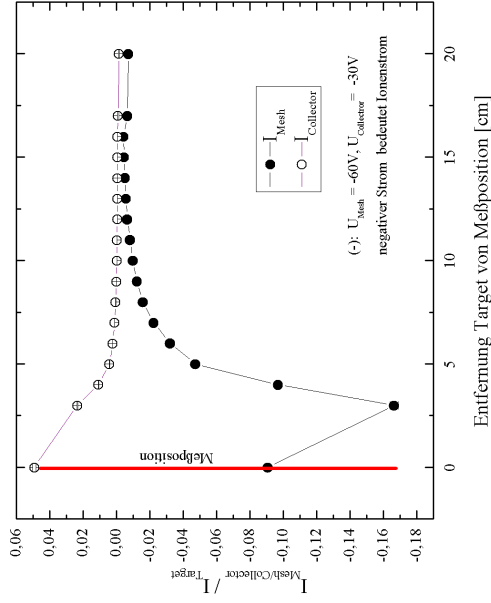
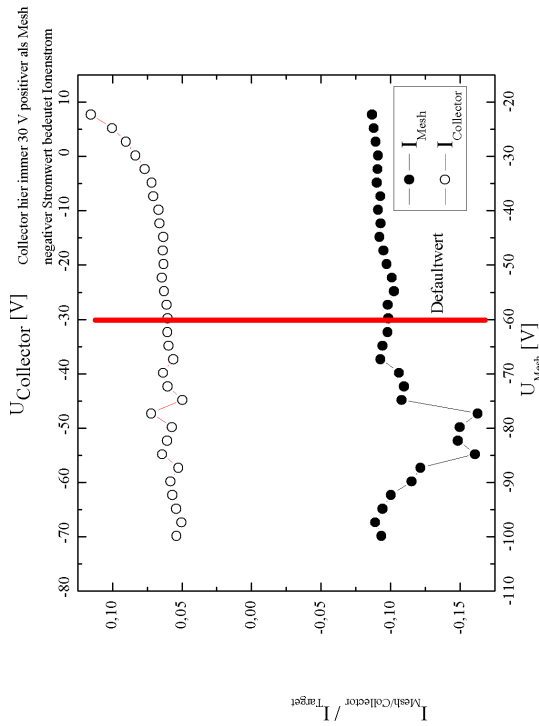


Abbildung 3.12: Kalibration Schaltzustand „(-)“ Linker Graph:  $U_{\text{Mesh}}$  wurde variiert,  $U_{\text{Collector}}$  immer 30V positiver als  $U_{\text{Mesh}}$ . Der vorgefundene Defaultwert scheint wieder gut gewählt zu sein. Im Graph fällt ein „negativer“ Mesh-Strom auf, d.h. ein Stromsignal das nicht von auftreffenden Elektronen herrührt, sondern sondern von auftreffenden positiven Ionen. Für die Herkunft dieser Ionen gibt es mehrere Möglichkeiten: 1.) Der Primärstrahl trifft direkt das Mesh, da er schlecht fokussiert und ausgerichtet ist. 2.) Reflektierte Ionen treffen auf das Mesh, der primäre Ionenstrahl trifft das Mesh aber nicht direkt. 3.) Vom Target reflektierte neutrale Projektile lösen am Mesh sekundäre Elektronen aus, die teilweise zum Target oder zum Collector gelangen können. Rechter Graph: Die dem unteren Graphen zugrunde liegende Messung wurde durchgeführt um eine dieser Möglichkeiten auszuschließen. Das Target wurde hierbei aus seiner Meßposition zurück Richtung Sputterposition gezogen. Handelt es sich bei den Signal um reflektierte Ionen, so muss der Strom beim Zurückziehen kleiner werden, da der Raumwinkelanteil der Mesh-Fläche immer weniger wird, je weiter das Target nach hinten gezogen wird. Die Messung spricht für Möglichkeiten 2 bis 3 – reflektierte Ionen/Neutrale als Ursache. Die beiden „Ausreißer“, sie zeigen einen Anstieg des „negativen“-Signals für den Mesh-Strom im Vergleich zur Meßposition, in 3 und 4 cm Entfernung vor der Meßposition, sind durch den Aufbau der Mesh-Elektrode erklärbar: In dieser Position ist der Raumwinkel des Mesh-Halteohrs besonders groß (in der Meßposition ist er dagegen nicht zu sehen), danach wird es aber von der Führungsöse abgeschirmt.

### 3.5 Experimentelle Limitierungen

Als systematische Fehler, die die Messung des Elektronenields beeinflussen, sind anzuführen: Schwankungen in der Intensität des Ionenstrahls, durch rückgestreute Projektile ausgelöste Fehlerströme, Oberflächenverunreinigungen/Modifikation der Oberfläche durch den Ionenbeschuss und elektronische Fehler der Meßelektronik. Sie limitieren die Genauigkeit mit der der ioneninduzierte Elektronenield experimentell bestimmt werden kann.

Die Ionenquelle wurde im Betrieb beobachtet und Betriebsparameter so gewählt um Schwankungen des extrahierten Ionenstrahls so gering wie möglich zu halten.

Das Design des Instruments erlaubt das Target aus der Meßposition weit zurückzuziehen und bietet daher die Chance nicht von der Elektronenemission herrührende Fehlerströme auszumachen und durch Änderung der Linsenspannung oder Ablenkplatteneinstellungen auszuschalten. An Mesh und Collector gemessene Störströme können im wesentlichen liefern: Elektronen die nicht am Target emittiert werden, Primärstahlionen die direkt Elektroden treffen oder reflektierte Ionen oder Neutralteilchen, die wiederum Sekundärelektronenemission verursachen. Durch die geometrische Anordnung und die Elektronenrückhalteblende werden Störströme weitgehend vermieden, einzig die Beiträge durch reflektierte Teilchen sind schwer zu unterdrücken. In Abb.3.13 sind alle Strombeiträge (Meß und Störströme) schematisch dargestellt.

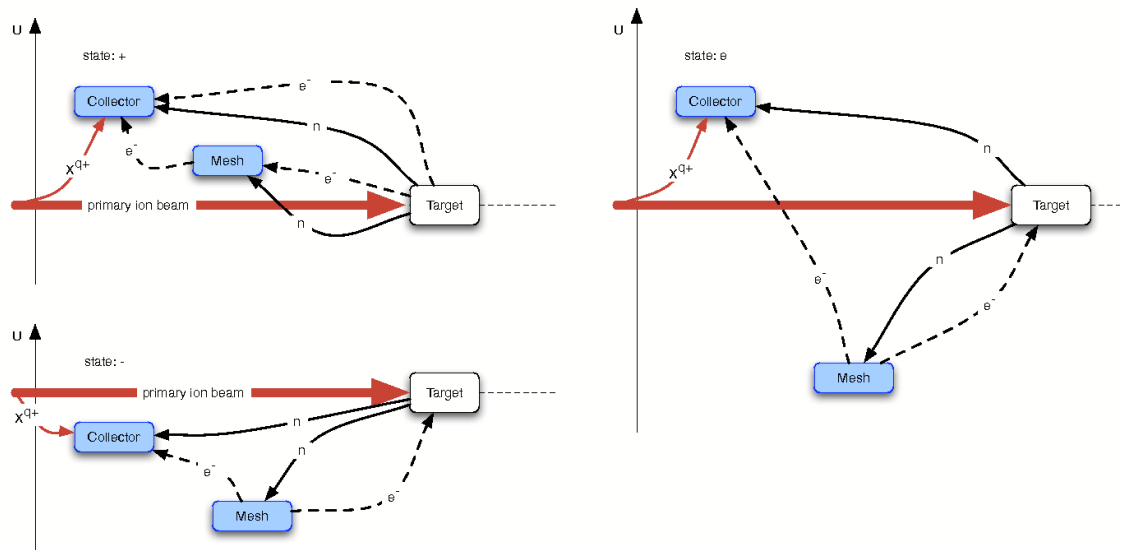


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Ströme auf die Elektroden in den unterschiedlichen Schaltzuständen auf unterschiedlichen Potentialen; aus [1]

Die Verwendung der Sputtergun erlaubt die Entfernung von Oberflächenverunreinigungen. In einer anfänglichen „Kennenlernphase“ der Messungen wurde auf Sputtern verzichtet. Die dabei gemessenen Yieldwerte waren schlecht reproduzierbar und  $\gamma$  war hierbei immer größer als bei gleichartigen früheren Arbeiten. ( $H^+$  auf Gold, [1], [23]). Nach dem Sputtern wurden die Messungen reproduzierbar und die gemessenen Yields waren etwas kleiner als bei [1], [23] [24]. (Eine Sputtergun wurde in diesen Arbeiten nicht oder nicht mit diesem Aufwand eingesetzt wie hier).

Die Angabe über elektronischer Fehler der Meßelektronik ist aus [1] übernommen: 1nA auftreffender Ionenstrom am Target werden als unteres Limit für sinnvolle Messungen angesehen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Targetströme  $I_T$  von einigen 10nA bis zu wenigen  $\mu A$  erzielt.

### 3.5.1 Fehlerabschätzung

Für Gold lag der relative statistische Fehler während einer Yieldmessung (herangezogen wurde wegen der geringeren Streuung  $\gamma_2$  s.h. Gl.3.2) zwischen 0,5 und 3%, mit Masse jedoch unter 1,5%. Bei verschiedenen, an anderen Tagen durchgeführten Messungen lag der Yield konstant  $0,003 \frac{e^-}{Ion}$  unter dem von vorher gemessenem Yield. Um Unstetigkeiten zu vermeiden wurde

der Yield für die fraglichen Meßwerte um genau diesen Betrag nach oben verschoben („geshifted“). Zusammen mit den Schwankungen während einer Messung lässt sich somit der gesamte relative statistischen Fehler auf  $\pm 5\%$  abschätzen. Bei Messungen auf Wolfram lag der relative statistische Fehler im selben Bereich, teilweise mussten die Meßdaten stärker im Vergleich zu Gold nach oben geshiftet werden. Für Wolfram lässt sich somit der gesamte relative statistische Fehler auf etwas mehr als  $\pm 5\%$  abschätzen.

Zusätzlich kommt noch ein systematischer Fehler in Folge Fehlströme durch rückgestreute Projektile von etwa  $\pm 5$  bis  $\pm 10\%$  hinzu. Der totale Fehler der Messungen dürfte also zwischen  $\pm 10$  bis  $\pm 15\%$  liegen.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

Dieser Abschnitt präsentiert die gemessenen Elektronenemissionsausbeuten  $\gamma$ . Die Ergebnisse werden in graphischer Form,  $\gamma$  gegen Ionengeschwindigkeit aufgetragen, dargestellt. Die Meßdaten sind in tabellarischer Form auf der, der Arbeit beigelegten, DVD gespeichert.

Die Projektionen wurden, durch Extraktions-, Abbrems- bzw. Nachbeschleunigungspotential, auf kinetische Energien zwischen 0,1 bis 7,5 keV x Ladungszustand  $q$  gebracht. Der Schwerpunkt lag naturgemäß auf den Messungen bei niedrigen Geschwindigkeiten. Die dabei erzielten Ionenströme auf dem Target lagen, abhängig von Ionenspezies und Ionengeschwindigkeit zwischen minimal  $\sim 10$  nA und maximal, in Einzelfällen, einigen  $\mu$ A.

Zur Aufzeichnung eines Messpunktes ist eine Messdauer von ca. 5 bis 15 Minuten erforderlich. Der dabei gewonnene Wert für  $\gamma$ , ist der Mittelwert von ca. 15 bis 45 im Laufe der Messdauer entstehenden Einzelwerten. Mit Hilfe der *ISAdaq*-Software kann die zeitliche Stabilität einer Einzelmessung überwacht werden [31]. Die Messwerte sind innerhalb des in Abschnitt 3.5 abgeschätzten Fehlers reproduzierbar.

### 4.1 Gold

Gold ist für die Kernfusion kein Material von Interesse. Dennoch wurden im Zuge dieser Arbeit ausgedehnte Messungen mit Gold als Targetmaterial durchgeführt. Dafür ausschlaggebend sind zwei Gründe:

1. Für Gold existieren bereits viele Messwerte von  $\gamma$ . Ein Vergleich mit ihnen ermöglicht in der ersten Phase der Messungen das gebaute Instrument auf seine Zuverlässigkeit zu prüfen (siehe Abb. 4.1 u. 4.2)
2. Neuere Untersuchungen [32] zur *stopping power*  $dE/dx$  von Gold bei Beschuss mit langsamen ( $v < 1$ a.u.)  $H^+$  zeigen ein bisher nicht beschriebenes Verhalten. Da die totale Elektronenemissionsausbeute  $\gamma$



proportional zu  $dE/dx$  ist (siehe Formel 2.2), ist ein ähnliches Verhalten für  $\gamma$  zu erwarten. Diese Vermutung wurde durch umfassende Messungen bestätigt (siehe ??).

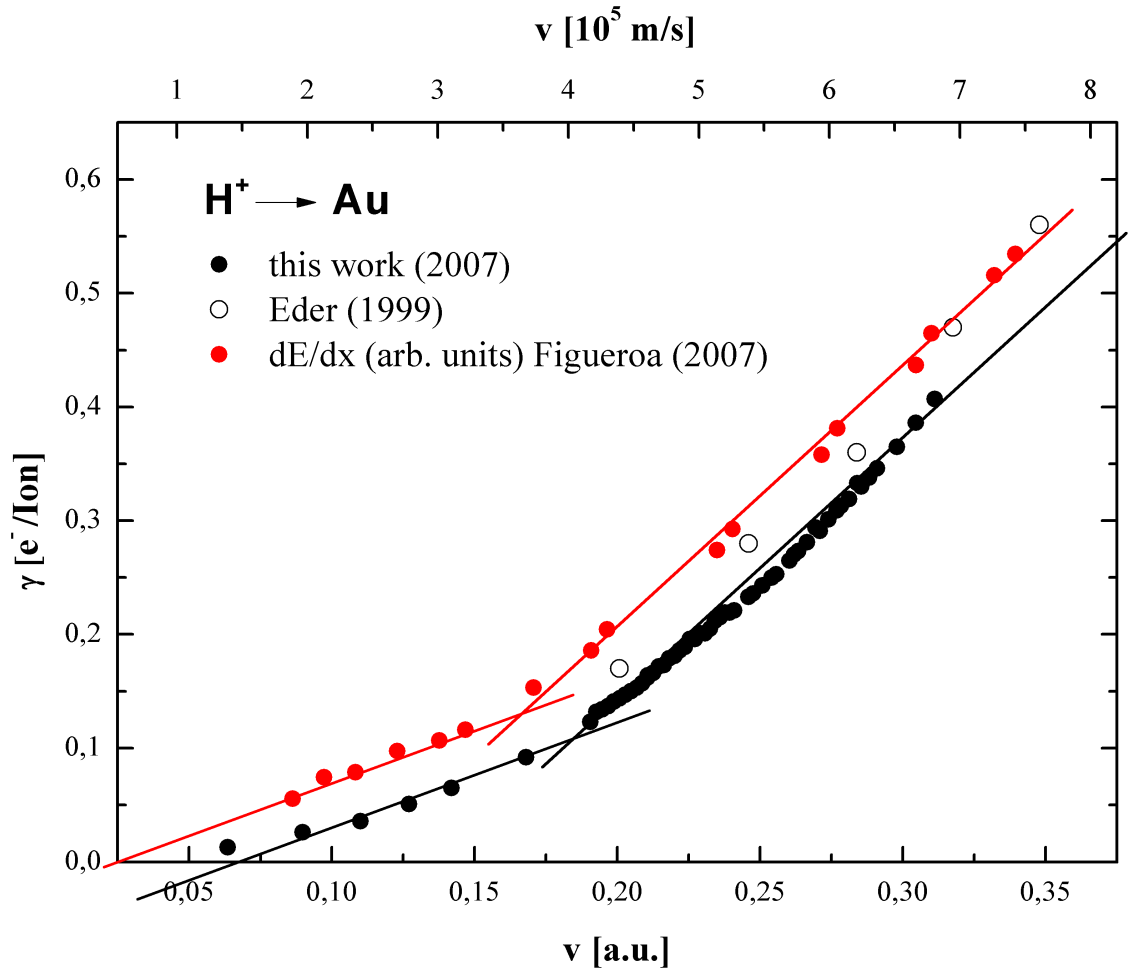


Abbildung 4.1: Totale Elektronenemissionsausbeute  $\gamma$  (schwarze Punkte) gegen Ionengeschwindigkeit  $v$  (in atomaren Einheiten bzw. in  $10^5$ m/s) von  $H^+$  auf reinem polykristallinem Gold.

Ziel der in Abb. 4.1 dargestellten Messung war es für den Yield  $\gamma(v)$  ebenso einen Knick im Emissionsverhalten nachzuweisen wie er kürzlich bei der *stopping power*  $dE/dx(v)$  (rote Punkte) gefunden wurde. Ursache dieses Knicks ist die Beteiligung unterschiedlich gebundener Elektronen bei verschiedenen Protonengeschwindigkeiten: Die Elektronenkonfiguration der äußersten Schale von Gold ist  $5d^{10}6s^1$ . Im Festkörper formen die Elektronen der äußersten Schale ein Leitungsband mit freien Elektronen von

durchmischten  $s$ - und  $p$ -Charakter und ein Quasi-Leitungsband aus fast freien, lokalisierten  $d$ -Orbital Elektronen. Letztere können erst mit Ionen, die eine gewisse Schwellwert- (engl. *threshold*) Geschwindigkeit überschreiten, wechselwirken, daher der Knick bei  $dE/dx(v)$  und  $\gamma(v)$ . [32]

Die gefundenen Werte stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit gut mit älteren Daten (Eder et al.(1999) [23], Kowarik (2007) [1]) überein, meisten liegen die Yieldwerte etwas unterhalb der älteren Daten, was durch das bessere Absputtern erklärbar ist.

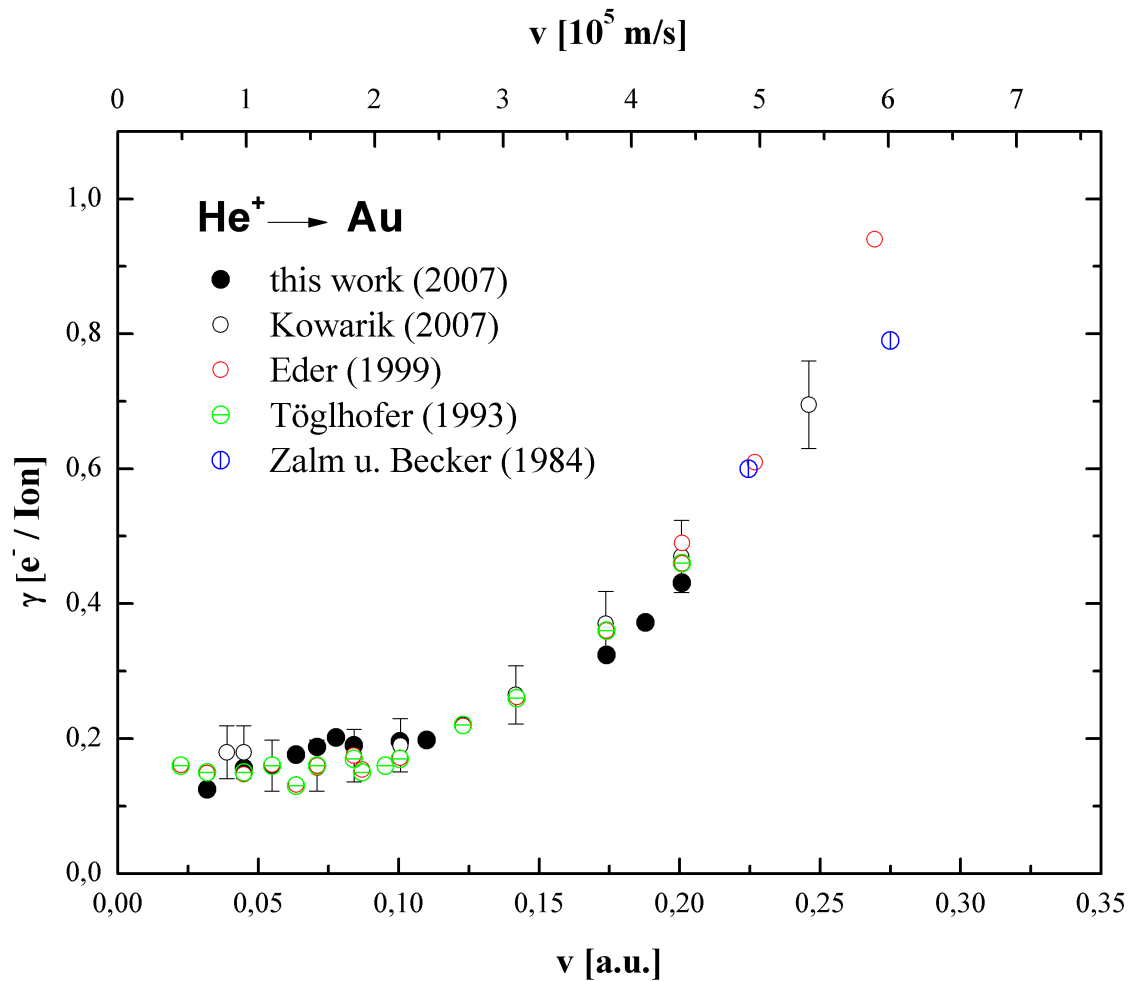


Abbildung 4.2: Totale Elektronenemissionsausbeute  $\gamma$  gegen Ionengeschwindigkeit  $v$  (in atomaren Einheiten bzw. in  $10^5\text{m/s}$ ) von  $\text{He}^+$  auf reinem polykristallinen Gold

Im Gegensatz zu  $\text{H}^+$  spielt bei  $\text{He}^+$  (siehe Abb. 4.2) potentielle Emission eine größere Rolle.  $\gamma$  ist bei niedrigen Geschwindigkeiten (bis ca. 0,1 a.u.) von Potentialemission dominiert und bleibt fast konstant bzw. sinkt

vorübergehend bei größer werdender Geschwindigkeit. Erst ab  $v > 0.15$  a.u. wird kinetische Emission der dominierende Prozess und sorgt für ein schnelleres Ansteigen der Emissionsausbeute  $\gamma$ . Die Messungen für  $\text{He}^+$  stimmen gut mit älteren Vergleichsdaten [1, 23, 33, 34] überein.

## 4.2 Wolfram

Wolfram ist ein Material von großem Interesse für die Kernfusion; Oberflächen, die einer starken Wechselwirkung mit dem Plasma ausgesetzt sind, werden in zukünftigen Fusionsexperimenten aus Wolfram gefertigt werden. (siehe Abschnitt 1.2.1)

Gemessen wurde die totale Elektronenemissionsausbeute  $\gamma$  bei Beschuss mit den fusionsrelevanten Ionen  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{D}^+$  sowie mit  $\text{C}^+$ ,  $\text{C}^{3+}$ . Kohlenstoff ist zwar kein Brennstoff für die Fusion, kommt aber im Randschichtplasma als Verunreinigung vor, da Teile des Divertors aus CFC (kohlenstofffaserverstärkter Kohlenstoff) gefertigt werden.

Das verwendete Targetblech besteht aus polykristallinem hochreinen Wolfram. Es wurde, nach mehrstündigem stufenweisen Schleifen mit feiner werdender Körnung (bis  $9\mu\text{m}$  Körnung) mit Polierpaste poliert.

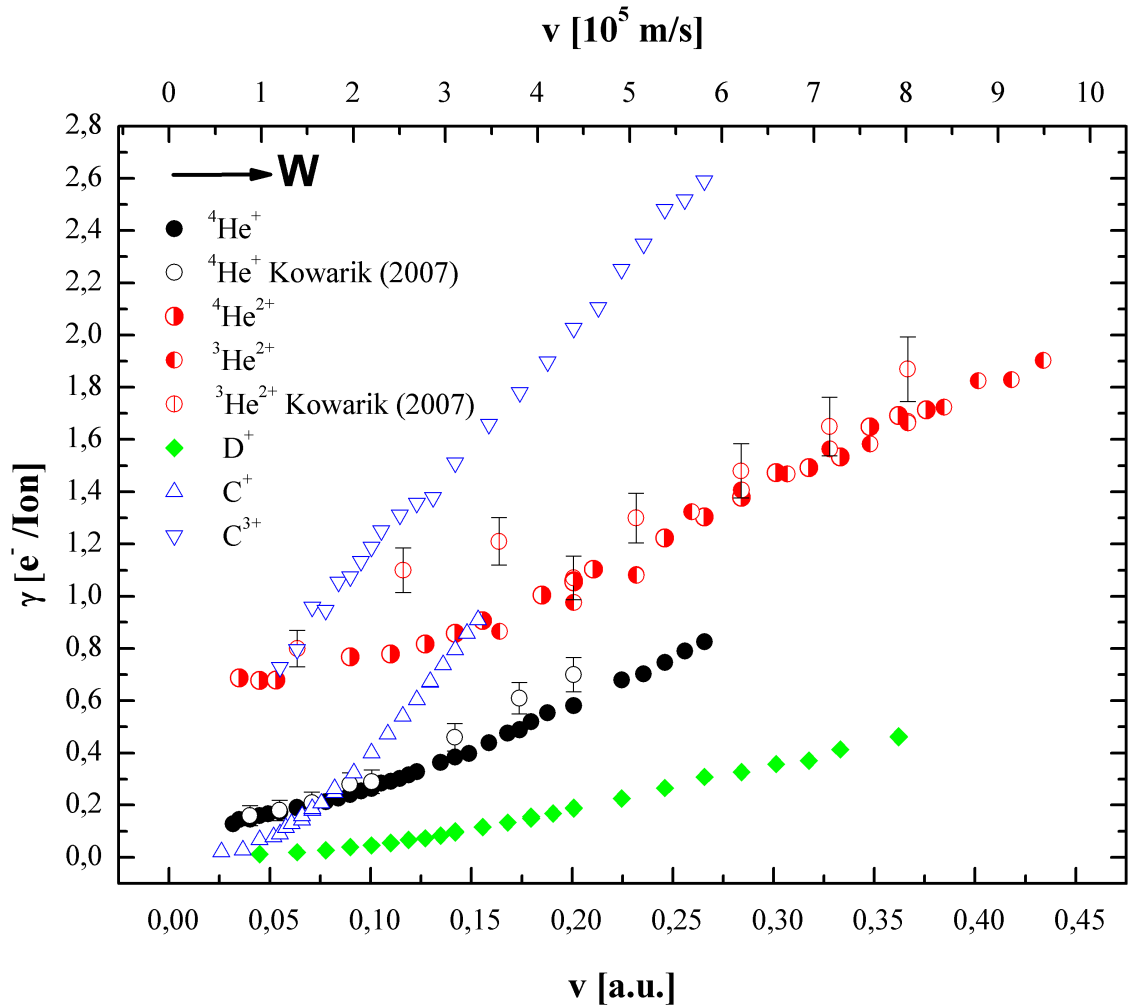


Abbildung 4.3: Totale Elektronenemissionsausbeute  $\gamma$  fusionsrelevanter Ionen auf reinem polykristallinen Wolfram gegen Ionengeschwindigkeit  $v$  (in atomaren Einheiten bzw. in  $10^5\text{m/s}$ )

Abb. 4.3 zeigt die gewonnenen Daten. Die geringsten Yields bei gleicher Geschwindigkeit zeigt das Deuteriumion  $\text{D}^+$ .

Den geringsten Anstieg bei niedriger Ionengeschwindigkeit zeigt  $\text{He}^{2+}$ , was auf einen großen Beitrag von potentieller Emission (PE) hindeutet.

Für  $\text{He}^{2+}$  wurden die beiden Isotope  $^4\text{He}$  und  $^3\text{He}$  verwendet.  $^3\text{He}$  hat gegenüber  $^4\text{He}^{2+}$  den Vorteil, dass es ein anderes Masse-zu-Ladungsverhältnis hat als das im Plasma der Ionenquelle möglicherweise auch vorkommende  $\text{H}_2$ -Molekül. Mit Hilfe des verwendeten Quadrupolrestgasanalysators und Analyse des Ionenspektrums bei brennendem  $^3\text{He}$ -Plasma wurde jedoch ein nichtmessbarer  $\text{H}_2^+$  Anteil festgestellt. Aus diesem Grund und aufgrund des

Umstandes dass  ${}^4\text{He}^{2+}$  besser aus der Ionenquelle extrahiert werden konnte, wurden mehr Messungen mit  ${}^4\text{He}^{2+}$  durchgeführt. Zwischen den Heliumisotopen im gleichen Ladungszustand sind Unterschiede im Elektronenyield nur im Rahmen der Messgenauigkeit festzustellen, sofern man die Ergebnisse auf gleiche Projektilgeschwindigkeit bezieht.

Für Helium sind zum Vergleich die Messungen von Kowarik [1] angeführt. Die Werte von [1] liegen global immer etwas höher als in dieser Arbeit. Dieser Umstand ist mit der, im *EYE*-Versuchsaufbau neu eingebauten, Sputtermöglichkeit für das Target gut in Einklang zu bringen. Gutes Absputtern entfernt Restgasanhaftungen und auch dünne Oxidschichten auf der Wolframoberfläche und führt zu einer reineren Oberfläche. Reine Oberflächen haben eine geringere Emission als gasbedeckte oder teilweise oxidierte Oberflächen.

Die größten Emissionsausbeuten zeigen sich bei Beschuss mit den Kohlenstoffionen  $\text{C}^+$  und  $\text{C}^{3+}$ .

# Zusammenfassung und Ausblick

Ein Experiment zur Messung der totalen ioneninduzierten Elektronenemissionsausbeute  $\gamma$  von elektrisch leitenden Oberflächen wurde gebaut. Der Schwerpunkt der Arbeit lag in Konstruktion eines experimentellen Aufbaus, der eine Reinigung der zu untersuchenden Oberflächen mittels Sputtern ermöglicht. Das Experiment ist für Ultrahochvakuum (UHV), bei Drücken von  $\sim 10^{-10}$  mbar, ausgelegt. Die Messelektronik und Datenerfassung wurde aus einem früheren Experiment [1] übernommen.

Im Rahmen einer Testphase wurde das Elektronenemissionsverhalten von Gold bei Beschuss mit  $H^+$  und  $He^+$  untersucht. Ein Vergleich mit vorhandenen Meßdaten bestätigte die Brauchbarkeit des experimentellen Aufbaus. Weiters zeigten die ausführliche Messungen beim Beschuss mit  $H^+$  vermutete Parallelen im Verhalten von  $\gamma$  und der *stopping power*  $dE/dx$  bei niedrigen Ionengeschwindigkeiten ( $v < 0,5$  a.u.)

Die Elektronenemission von Wolfram wurde bei Beschuss mit typisch in der Randschicht eines Fusionsplasmas vorkommenden Ionen untersucht.

Der errichtete experimentelle Aufbau wird für zukünftige weiterführende Untersuchungen erhalten bleiben. Das Experiment ist relativ einfach zu bedienen und kann nach kurzer Einarbeitungszeit selbstständig bedient werden. Eine Übersicht mit Vorschlägen zur Weiterentwicklung der Anlage ist in tabellarischer Form im Anhang aufgeführt.

# Literaturverzeichnis

- [1] G. Kowarik, *Investigations on ion induced electron emission from fusion-relevant surfaces*, Diplomarbeit TU Wien, 2007
- [2] [www.iter.org](http://www.iter.org)
- [3] W.M. Stacey *Fusion Plasma Physics*, Wiley-VCH Weinheim, 2005
- [4] W.H. Kegel, *Plasmaphysik – Eine Einführung*, Springer Berlin, Heidelberg, New York, 1998
- [5] A. Könies, M.Bessenrodt-Weberpals, Hugo de Blank, Ralf Schneider, *Basic Plasma Physics*, IPP Summer University for Plasma Physics – lecture notes, Greifswald, unveröffentlicht, 2007
- [6] N. Schupfer, D.D. Tskhakaya, R. Khanal, S. Kuhn, F. Aumayr, S. Figueira da Silva, HP. Winter *Effect of particle-induced electron emission (PIEE) on the plasma sheath voltage*, Plasma Phys. Control. Fusion 48(2006) S.1093
- [7] D.E. Post, R. Behrisch (editors) *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, NATO ASI Series Series B: Physics Vol. 131
- [8] K. Krieger, *Plasma Wall Interaction in Nuclear Fusion Devices*, IPP Summer University for Plasma Physics – lecture notes, Greifswald, unveröffentlicht, 2007
- [9] G. Federici, *The ITER Project – Overview of the European Contributions to the Design Procurement and R&D activities*, Vortrag IPP Summer University for Plasma Physic, Greifswald, unveröffentlicht, 2007
- [10] D. Hasselkamp, *Kinetic Electron Emission from Solid Surfaces Under Ion Bombardment*, Beitrag in *Particle Induced Electron Emission II*, Springer Tracts in Modern Physics 123, Springer Berlin, Heidelberg, New York, 1992
- [11] J. Lörincik, Z. Sroubek, H. Eder, F. Aumayr, HP. Winter, *Kinetic electron emission from clean polycrystalline gold induced by impact of slow  $C^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $Xe^+$ , and  $Au^+$  ions*, Phys. Rev. B 62(23) (2000) S.16116

- [12] H. Winter, *Kinetic Electron Emission for Grazing Scattering of Atoms and Ions from Surfaces*, Beitrag in HP. Winter, J. Burgdörfer (Eds.), *Slow Heavy-Particle Induced Electron Emission from Solid Surfaces*, Springer Tracts in Modern Physics 225, Springer Berlin, Heidelberg, New York, 2007
- [13] H. D. Hagstrum, *Auger Ejection of Electrons from Tungsten by Noble Gas Ions*, Phys. Rev. 96(1954) S.325
- [14] H. D. Hagstrum, *Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions*, Phys. Rev. 96(1954) S.336
- [15] F. Aumayr, HP. Winter, *Potential Electron Emission from Metal and Insulator Surfaces*, Beitrag in HP. Winter, J. Burgdörfer (Eds.), *Slow Heavy-Particle Induced Electron Emission from Solid Surfaces*, Springer Tracts in Modern Physics 225, Springer Berlin, Heidelberg, New York, 2007
- [16] H. D. Hagstrum, *Auger Ejection of Electrons from Molybdenum by Noble Gas Ions*, Phys. Rev. 104(1956) S.672
- [17] U. A. Arifov, E. S. Mukhamadiev, E.S. Parilis, A.S. Pasyuk, Sov Phys. Tech. Phys. 18(1973) S.240
- [18] H. D. Hagstrum, *Resonance, Auger, and Autoionization Processes Involving  $He^+(2s)$  and  $He^{++}$  near Solid Surfaces*, Phys. Rev. B 8(1973) S.104
- [19] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two Electron Systems*, Academic Press, New York, 1957
- [20] E. Galutschek, *Development of a 14.5 GHz All-Permanent Magnet Multicharged ECR Ion Source for Remote Operation*, Dissertation TU Wien, 2007
- [21] E. Galutschek, R. Trassl, E. Salzborn, F. Aumayr and HP. Winter, *Compact 14.5 GHz all-permanent magnet ECRIS for experiments with slow multicharged ions*, J. Phys.: Conference Series 58(2007) S.395
- [22] R.A. Baragiola, E.V. Alonso, A. Oliva Florio, *Electron emission from clean metal surfaces induced by low-energy light ions*, PhysRev B, Phys. Rev. B, 19(1978) S.121
- [23] H. Eder *On novel mechanisms of slow ion induced electron emission*, Dissertation TU Wien, 2000
- [24] H. Eder, M. Vana, F. Aumayr, HP. Winter, *Precise total electron yield measurements for impact of singly or multiply charged ions on clean solid surfaces*, Rev.Sci.Instrum. 68(1)(1997) S.165



- [25] E. Harting, F.H. Read, *Electrostatic Lenses*, Elsevier, Amsterdam, Oxford, NewYork, 1976
- [26] J.A. Simpson, *Design of Retarding Field Analyzers*, Rev. Sci. Instrum. 32(1960) S.1283
- [27] T. H. di Stefano, D. T. Pierce , *Energy Resolution of the Photoemission Analyzer*, Rev. Sci. Instrum. 41(1970) S.180
- [28] D.J. Manura, D.A. Dahl *SimIon Version 8.0 User Manual*, Bedienungsanleitung, Scientific Instruments Services, Inc., Document Revisions 2, Dez. 2006"
- [29] M. Wutz (Begr.) *Handbuch der Vakuumtechnik*, 6. Auflage, Vieweg-Verlag Braunschweig, 1997
- [30] F. Aumayr, *Private Korrespondenz*, 2007
- [31] G. Kowarik, *ISA Data Acquisiton System software description – user’s manual*, Projektarbeit TU Wien, unveröffentlicht, 2006
- [32] E. A. Figueroa, E. D. Cantero, J. C. Eckard, G. H. Lantschner, J. E. Valdés, N. R. Arista, *Threshold effect in the energy loss of slow protons and deuterons channelled in Au crystals*, Phys. Rev. A 75(2007) S.64902
- [33] K. Töglhofer, F. Aumayr, HP. Winter, *Ion-induced electron emission from metal surfaces – insights from the emission statistics*, Surface Science 281(1993) S.143
- [34] P.C. Zalm, L. J. Becker, *In quest oft the Spike: energy dependence of the sputtering yield of zinc bombarded with neon an xenon ions*, Philips Journal of Resarch, 39(1984) S. 165

# Danksagung

Diese Arbeit wurde aus Mitteln des Projekts P2 der Assoziation EURATOM-ÖAW gefördert.

**Vielen Dank an:**

**Prof. Friedrich Aumayr** für die Betreuung meiner Diplomarbeit.

**Gregor Kowarik** für seine umfassende Einweisung in die von ihm entwickelte Messelektronik, die ich weiternutzen durfte und die hoffentlich zusammen mit dem neuen Experiment auch in Zukunft weiter Verwendung finden wird.

**Veronika Doblhoff-Dier und Martin Sturn**, die im Rahmen von Projektarbeiten mit mir gemessen und gebaut haben.

**Muzaffar Qurbanov** aus Usbekistan, der im Rahmen eines Gastaufenthaltes mit mir gearbeitet hat. Seiner handwerklichen Geschicklichkeit ist die perfekte Wicklung des Molybdändrahtes am Mesh zu verdanken.

**Alle Mitarbeiter der AG Atom und Plasmaphysik**, besonders **Artur Golczewski** und **Katharina Igenbergs** für die Zusammenarbeit und das gute Arbeitsklima.

**Paul Berlinger**, dem Instituts-Elektroniker und wahrscheinlich dem wichtigsten Mitarbeiter des IAP, der immer alles was kaputt ging schnell und zuverlässig repariert hat. Ohne ihn wäre die ganze Elektronik schon lange kaputt und nichts hätte funktioniert.

**Wolfgang Beck, Rainer Gärtner und Herbert Schmidt**, dem Werkstatt-Team für die Fertigung aller Bestandteile meines Experiments. Die gute Zusammenarbeit mit ihnen war darüber hinaus sehr lehrreich.

**Agnieszka Bogus und Christian Peuker** für die elektronenmikroskopische Ansicht und Auger-Analyse des bestrahlten Targets, auch wenn dabei keine verwertbaren Ergebnisse erzielt werden konnten.

**Prof. Michi Schmid** für die vielen Fragen die er mir bezüglich Arbeitstechniken im UHV beantwortet hat und die He-Spritzflasche zur Lecksuche, die ich mir leider öfters ausborgen mußte.

**Prof. Helmuth Böck** vom Atominstitut für die Goldfolie, die als Target Verwendung fand.

**Sato Sasamori** von der AG Strahlenphysikalische Analytik und Radiochemie vom Atominstitut für die Röntgen-Fluoreszenz-Analyse eines, wie die Untersuchung ergab doch nicht UHV-tauglichen, Steckers. Durch dieses Wissen konnten die Vakuumbedingungen erheblich verbessert werden.

**Meinen Eltern und meiner Freundin** gebührt jedoch der meiste Dank. Ohne all ihre Unterstützung wäre ich nicht soweit gekommen.

Anhang A

Technische Dokumentation

## A.1 Fotos, Konstruktionszeichnungen

Nur die informativsten Fotos und Konstruktionszeichnungen sind hier abgebildet. Sämtliche Konstruktionszeichnungen und alle Fotos des Experiments sind auf der beigelegten DVD enthalten.

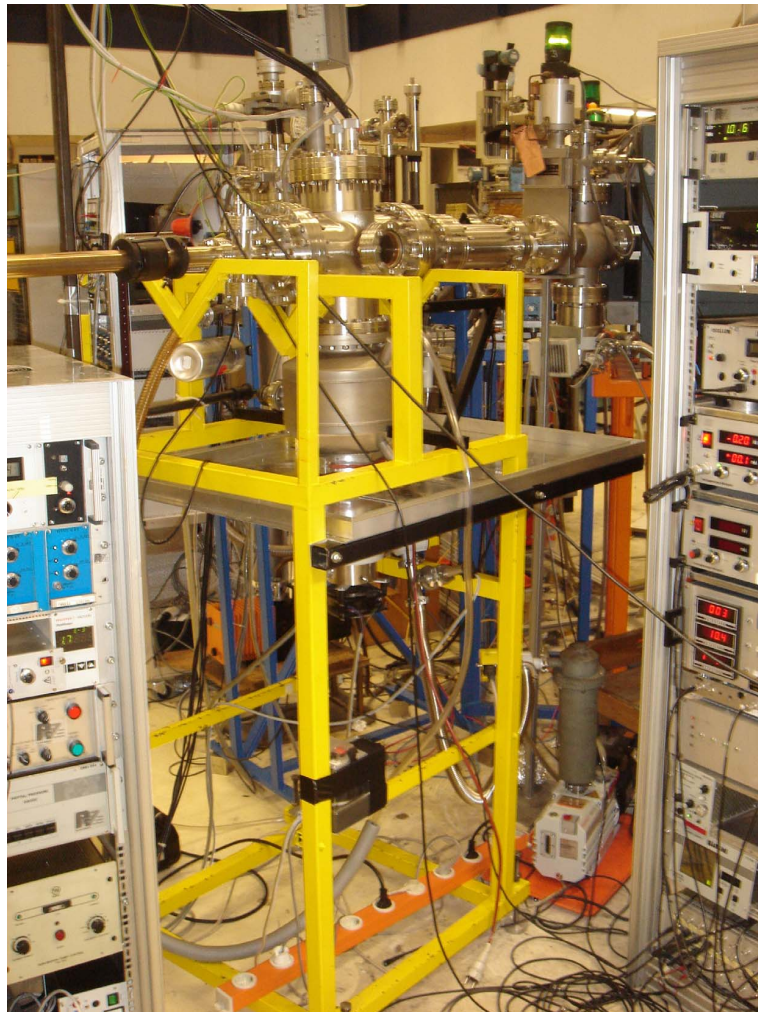


Abbildung A.1: Gebautes Instrument *EYE* im *Augustion*-Labor am Institut f. Allgemeine Physik im November 2007

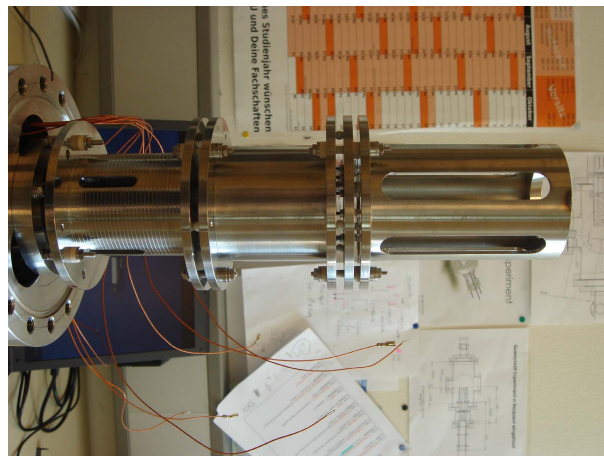
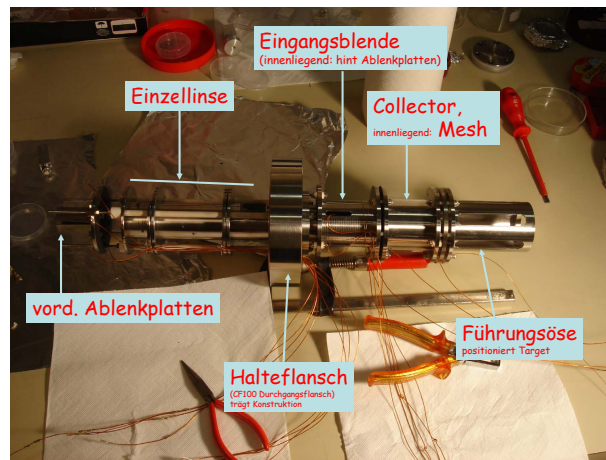


Abbildung A.2: *EYE* Zusammenbau: Alle Teile bis auf das Target (hier nicht gezeigt) sind miteinander verschraubt und hängen an einem Halteflansch (CF100 Durchgangsflansch)

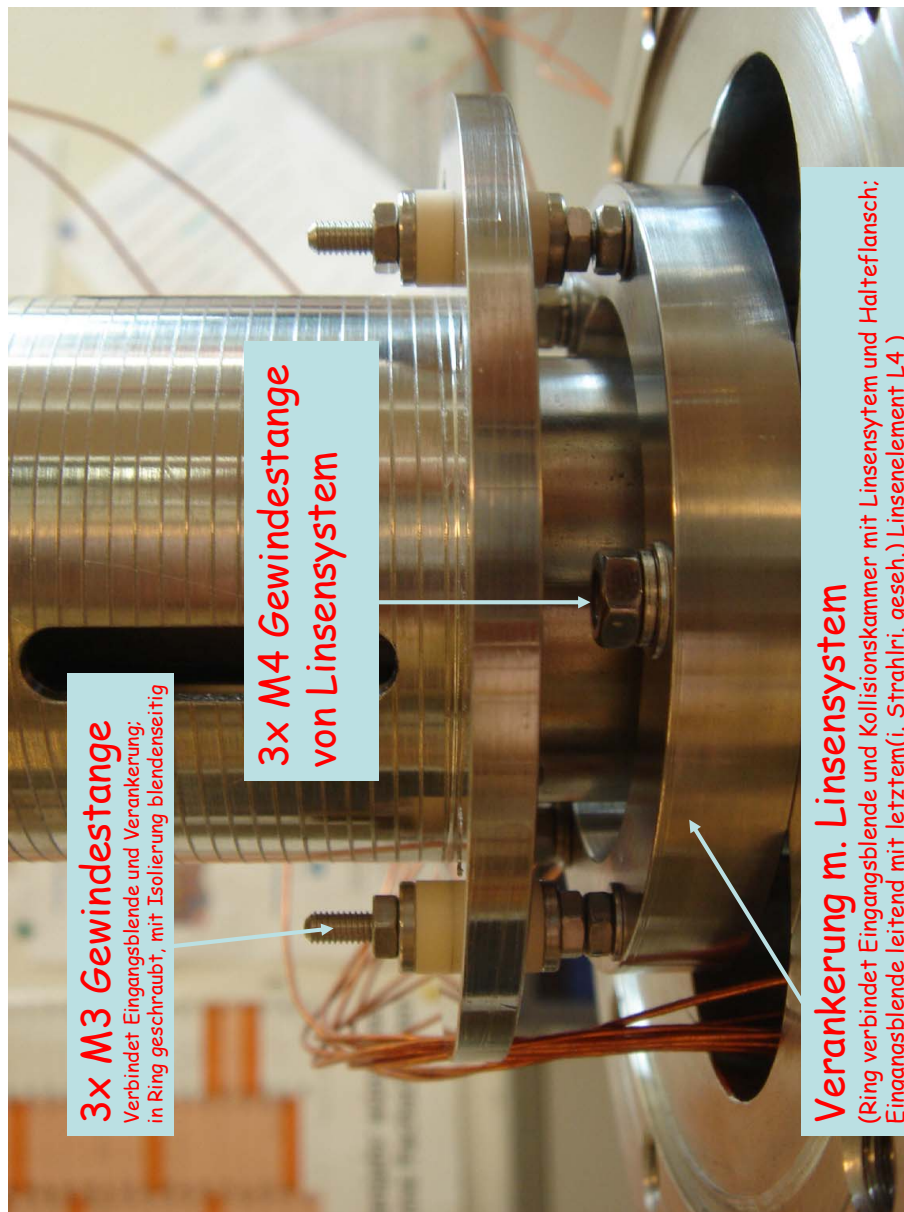


Abbildung A.3: Die neu gebauten Teile: Eingangsblende (oben) sowie Collector, Mesh und Führungsöse (hier nicht sichtbar) sind über die ringförmige *Verankerung mit Linsensystem* mit dem Halteflansch verbunden.

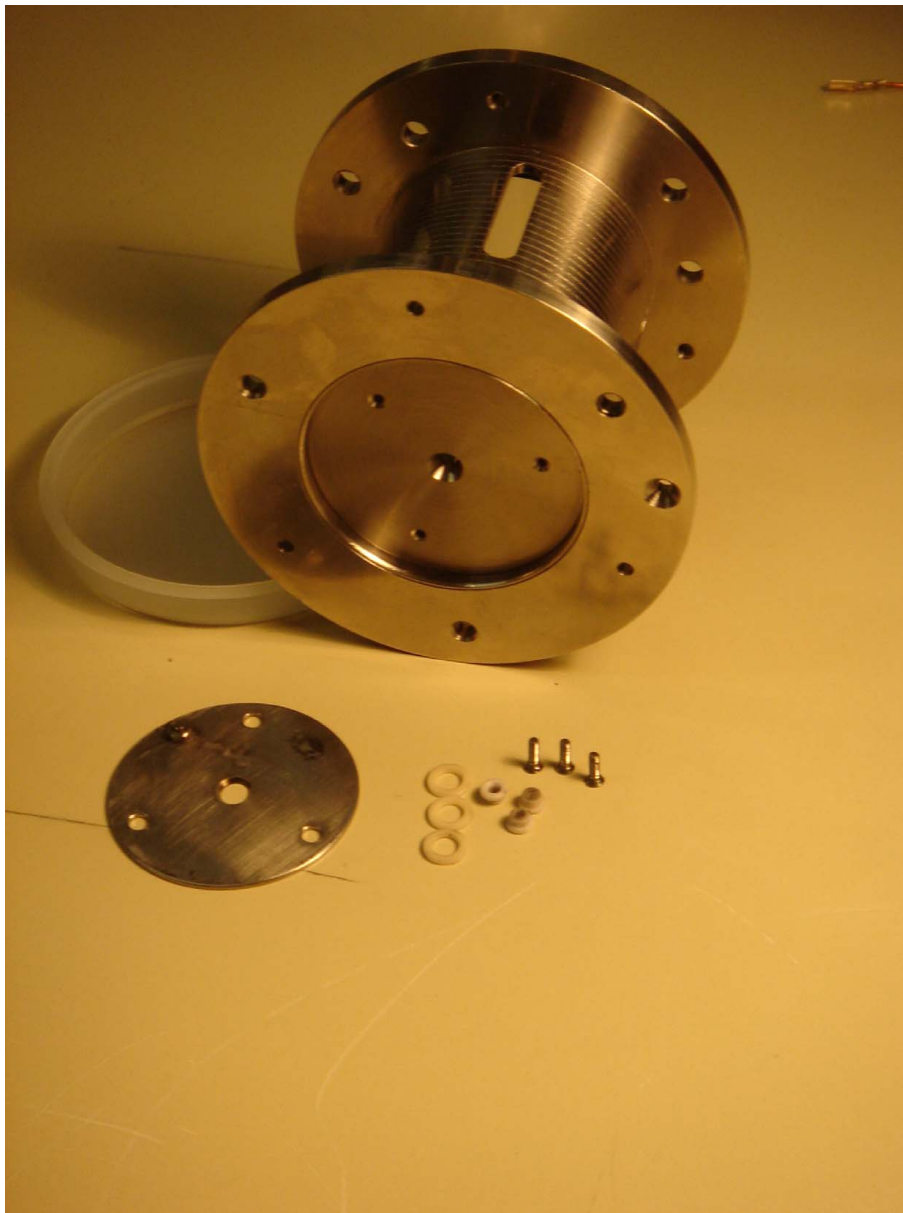


Abbildung A.4: Eingangsblende; im Vordergrund liegend die noch nicht eingebaute Elektronenrückhalteblende mit Montageschrauben/Isolatoren

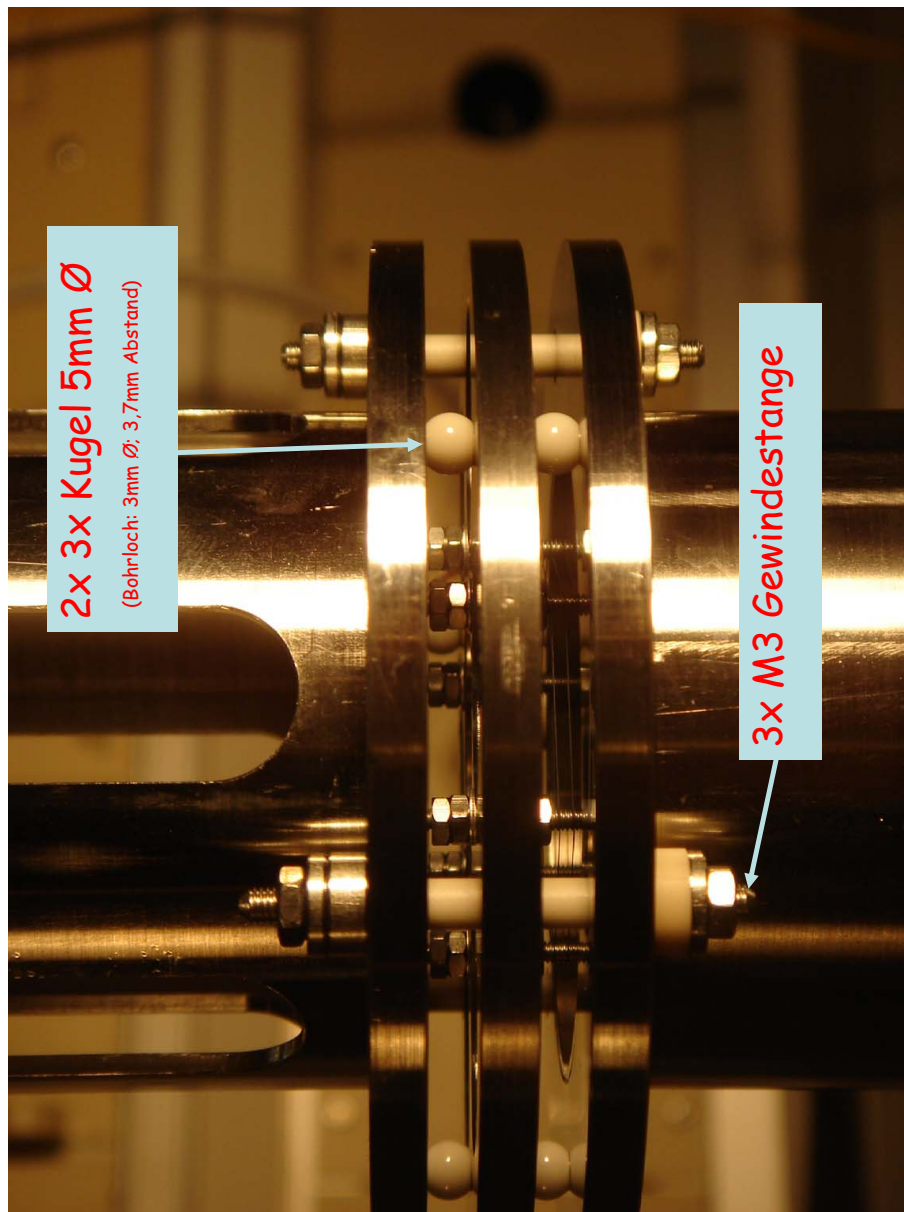


Abbildung A.5: Verschraubung zwischen Collector (u.), Mesh (m.) und Führungsöse (o.): Die Kugeln sorgen für die genaue Positionierung, die mit Keramikröhrchen isolierten M3 Gewindestangen für mechanisch feste Verbindungen für mechanisch feste Verbindungen. Die Verbindung von Eingangsblende und Collector (hier nicht gezeigt) erfolgt analog.



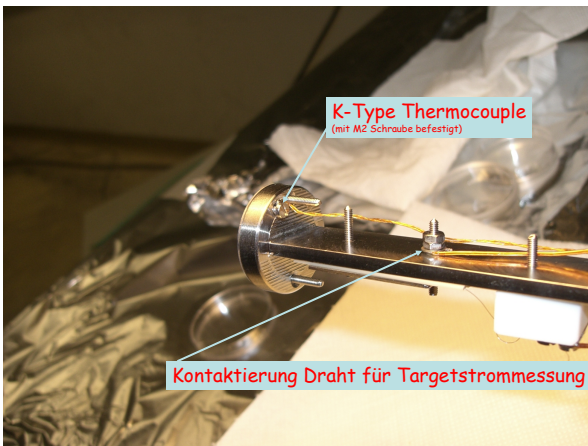
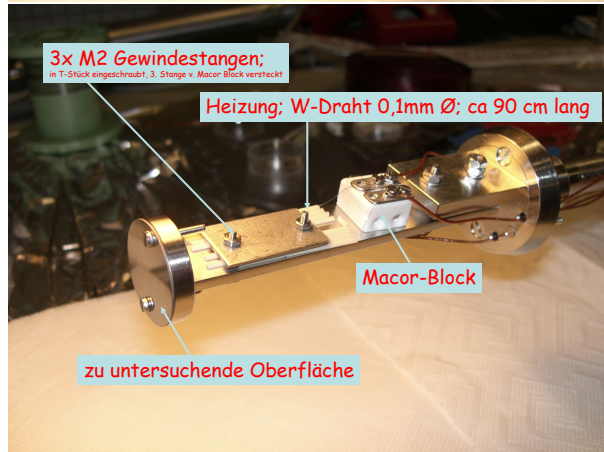
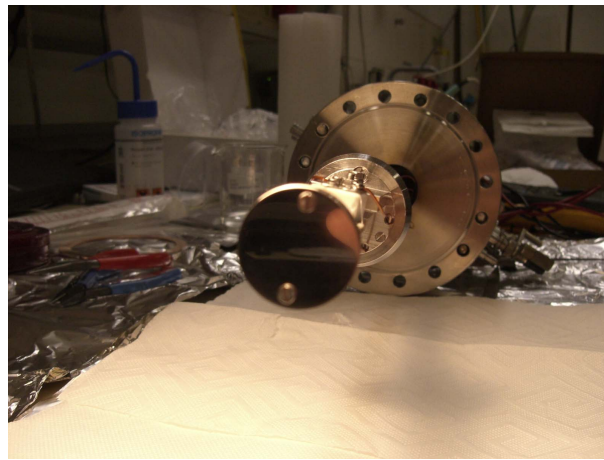


Abbildung A.6: Targethalter: Frontansicht (o.) im Vordergrund das polierte Wolframtarget; Seitenansichten (m., u.) mit Heizung und Thermocouple zur Temperaturmessung

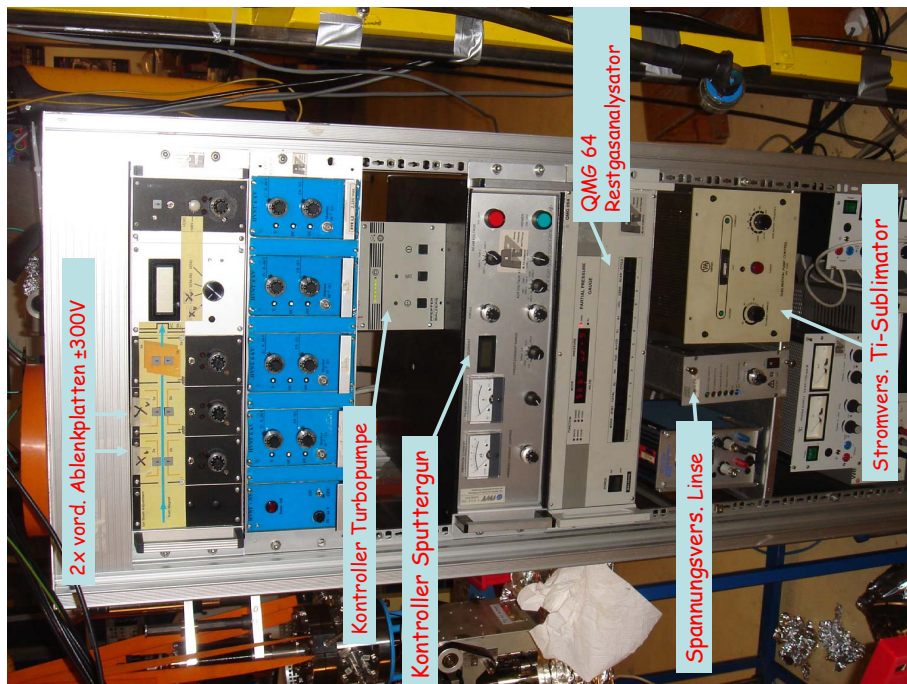
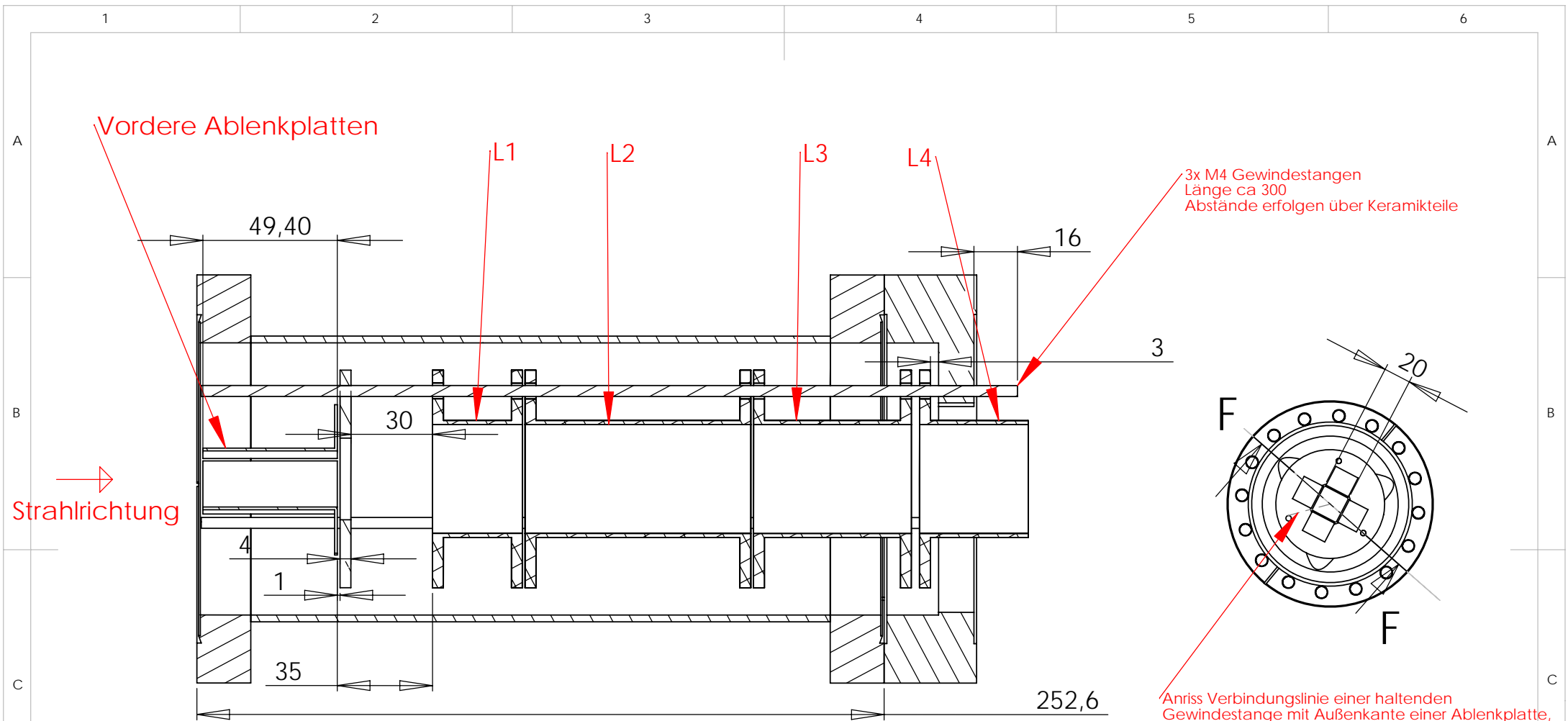
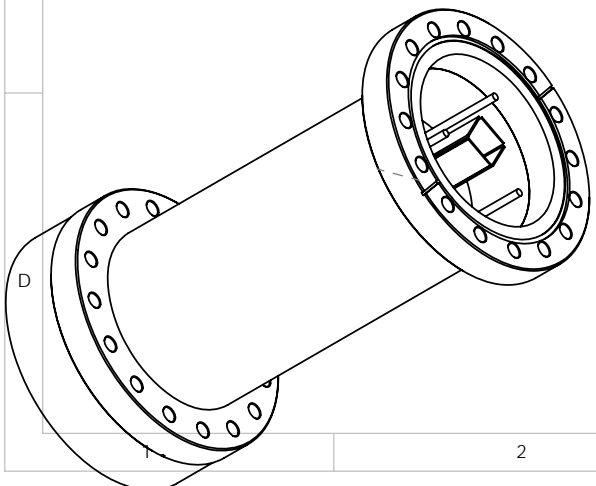


Abbildung A.7: Die beiden zum Betrieb des Experiments verwendeten Racks: Erweitertes *ISA*-Rack (o.); zweites Rack (u.)



SCHNITTDARSTELLUNG F-F

M 1:2



	NAME	
DRAWN	M. Brunmayr tel. 13433	
CHK'D	08. Mai 07	
APPV'D		
MFG		
Q.A		MATERIAL:
		WEIGHT:

TITLE:

# Linsensystem

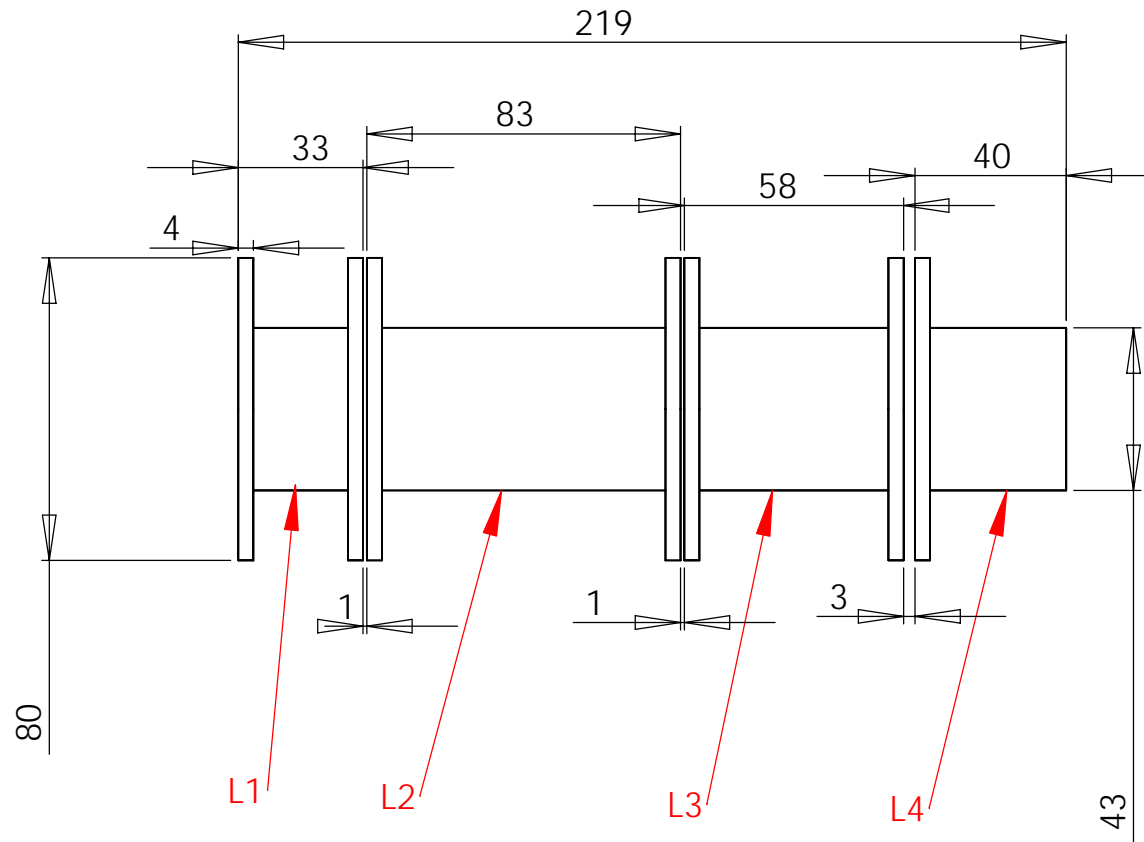
in Halteflansch u. mit vorderen Ablenkplatten

(linsensystem\_KOMPLETT)

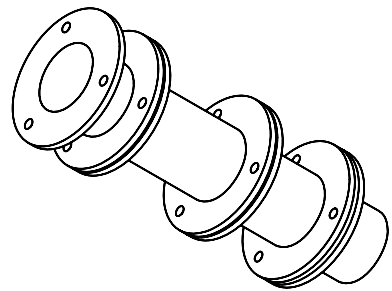
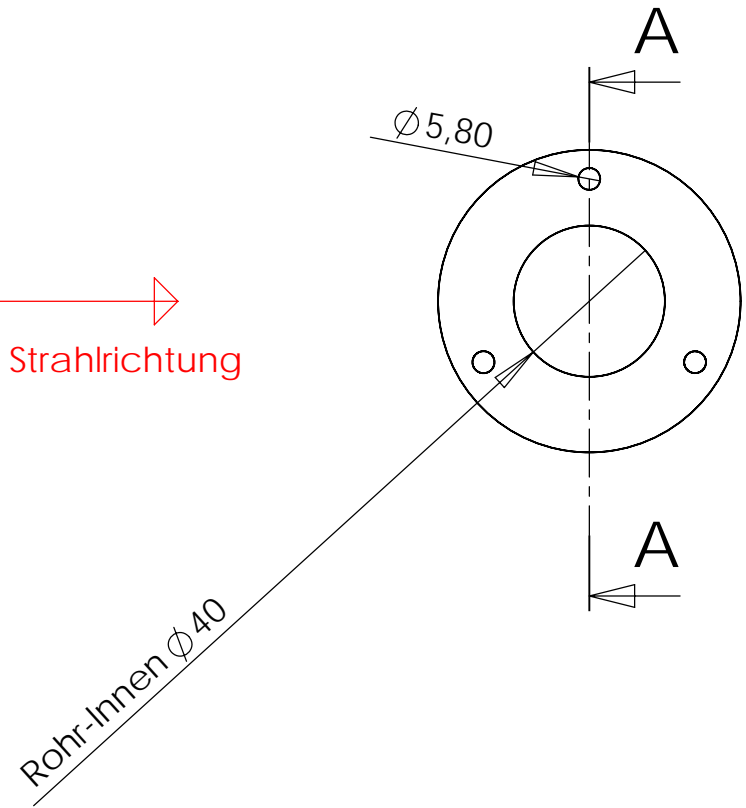
SCALE:1:2

SHEET 1 OF 1

# SCHNITTDARSTELLUNG A-A



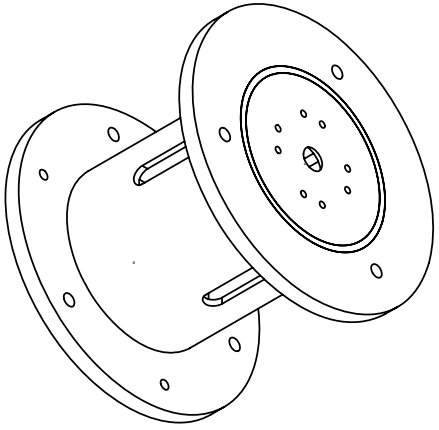
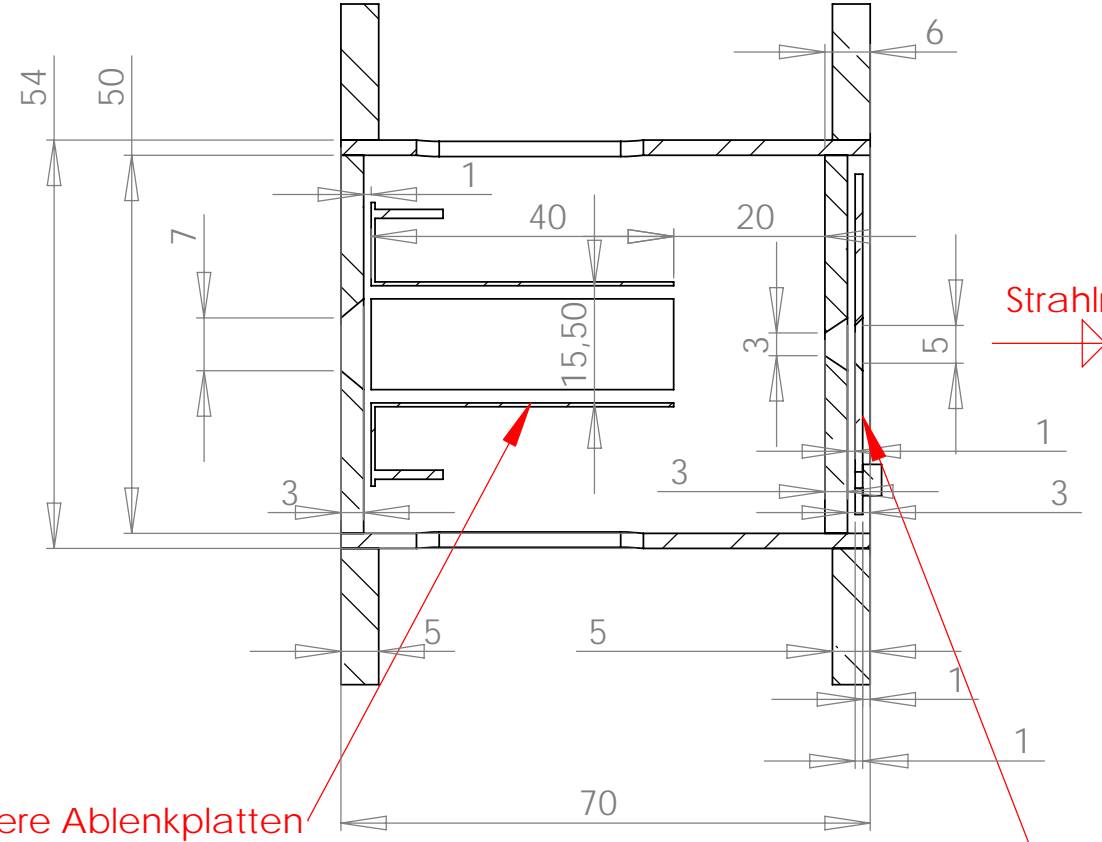
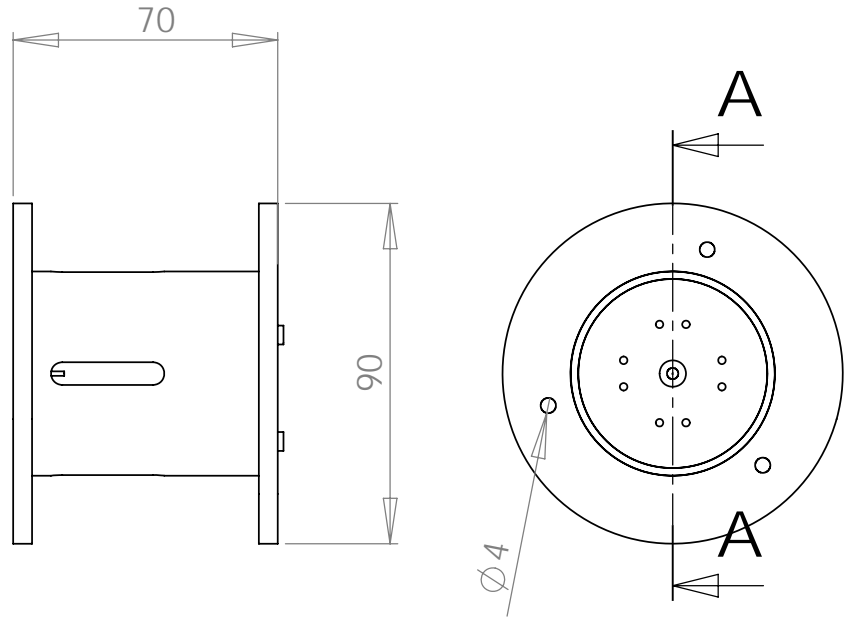
→  
Strahlrichtung



	NAME	
DRAWN	M. Brunmayr tel. 13433	
CHK'D	07.Mai 07	
APPV'D		
MFG		
Q.A		MATERIAL:
		WEIGHT:

TITLE:  
**Linsensystem**  
 schematische Ansicht  
 (Querschnitt-Linsensystem)  
 SCALE:1:2  
 SHEET 1 OF 1

SCHNITTDARSTELLUNG A-A  
 MAßSTAB 1 : 1



hintere Ablenkplatten

Elektronenrückhalteblende

Strahlrichtung →

	NAME	SIGNATURE	DATE
DRAWN	Michael Brunmayr tel. 13433		
CHK'D			06.Feb.07
APPV'D			
MFG			
Q.A			
			MATERIAL:
			WEIGHT:

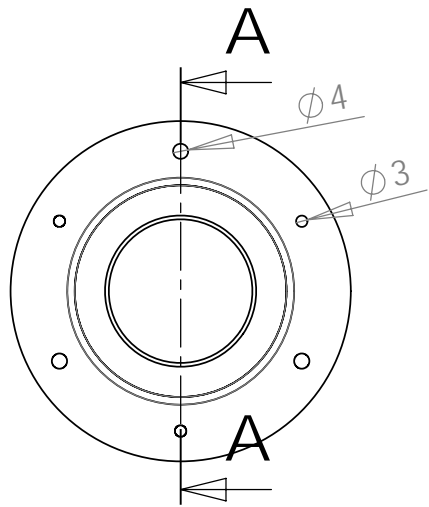
TITLE:  
**Eingangsblende**

SCALE:1:2

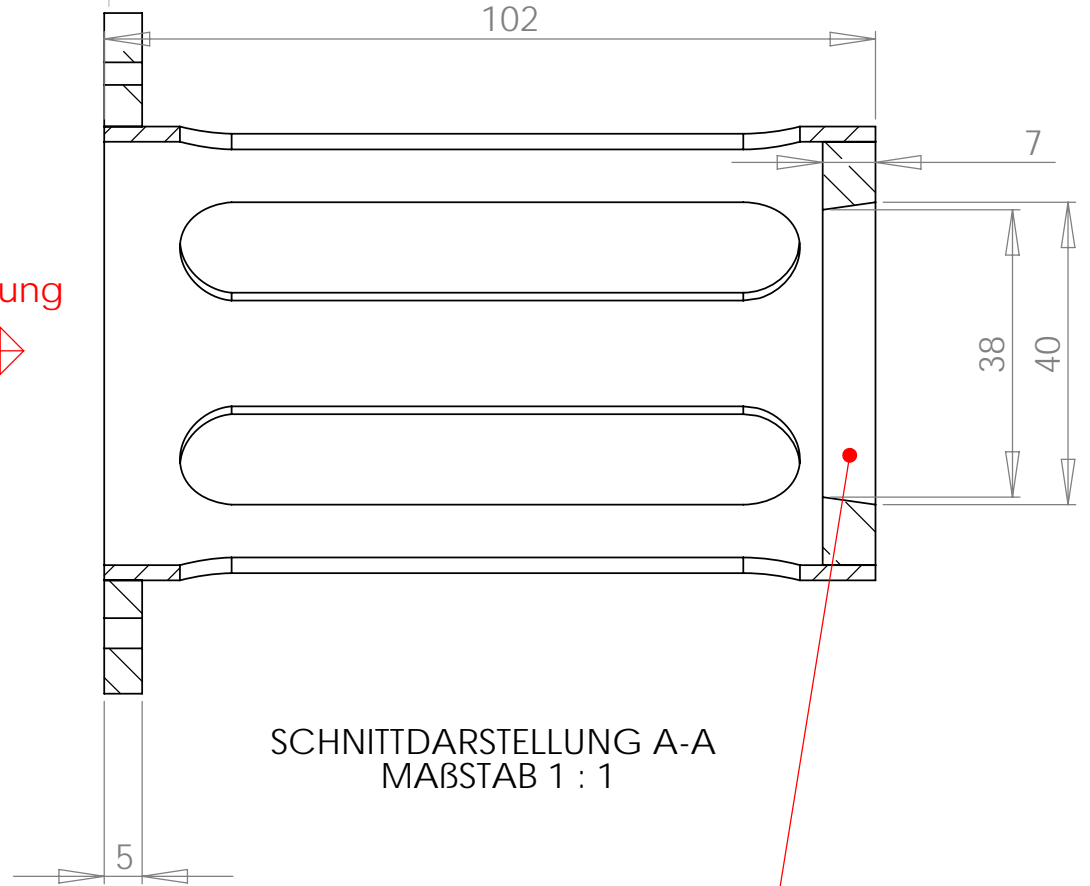
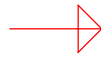
SHEET 1 OF 1





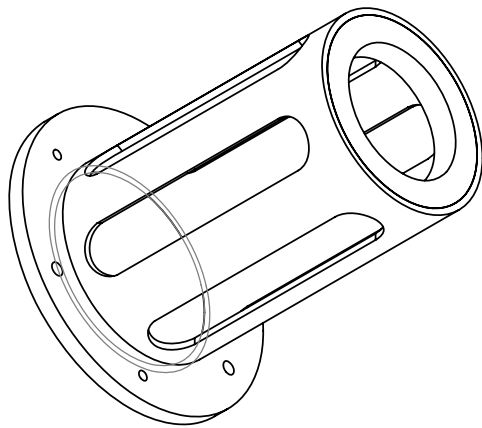


Strahlrichtung



SCHNITTDARSTELLUNG A-A  
MABSTAB 1 : 1

In die konische Ausnehmung  
wird das Einführstück des Targethalters  
eingeschoben und bringt so das Target  
in Position



	NAME	SIGNATURE	DATE	
DRAWN	Michael Brunmayr tel. 13433			
CHK'D	11.Feb.07			
APPV'D				
MFG				
Q.A				MATERIAL:
				WEIGHT:

TITLE:

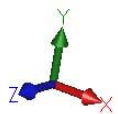
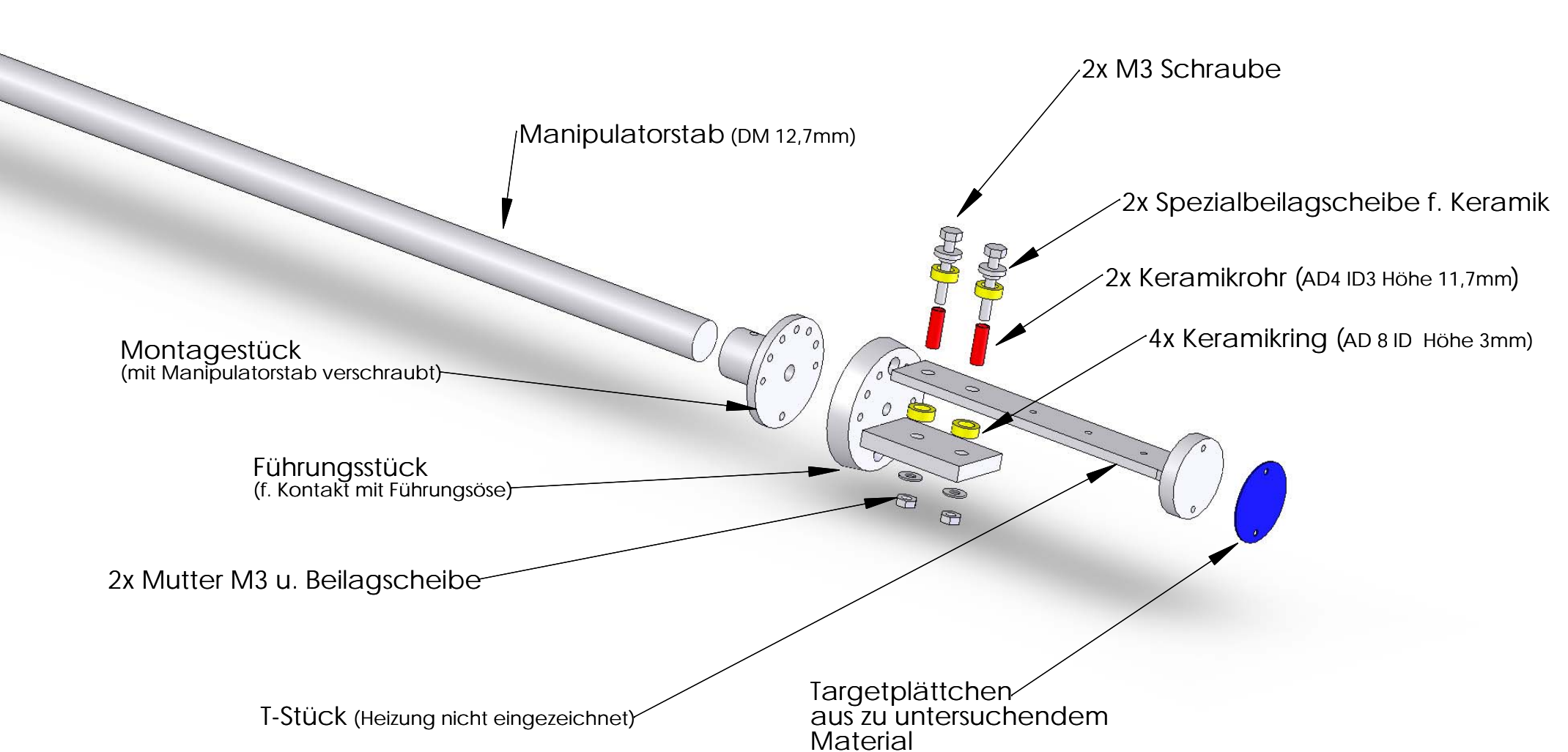
Führungsöse

SCALE:1:2

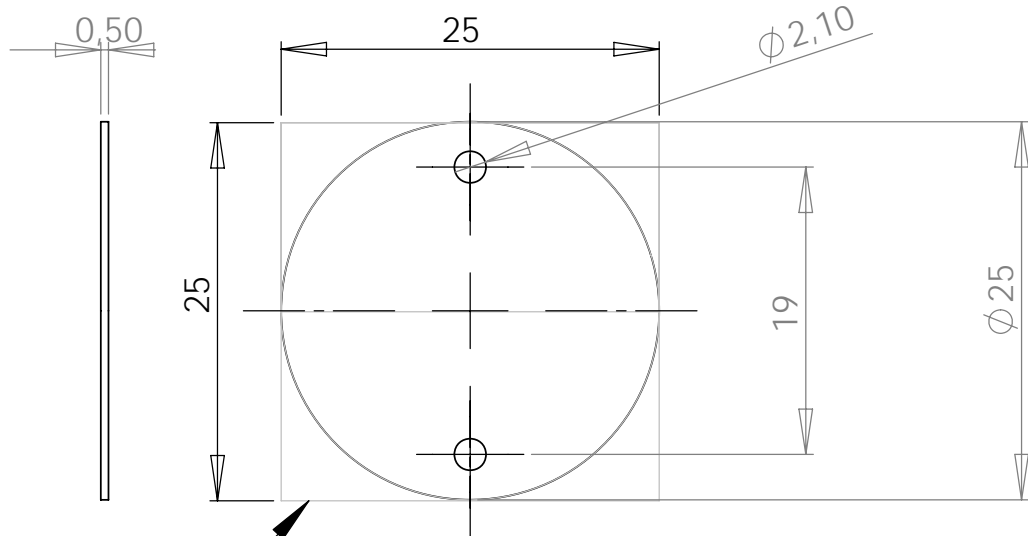
SHEET 1 OF 1



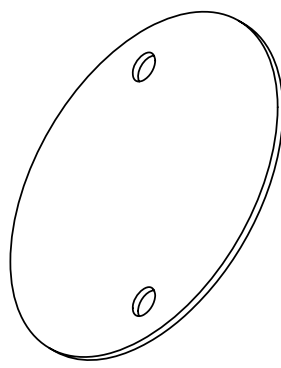
# Targethalter -- Explosionsansicht mit Bauteilerklärung







ursprüngliches Plättchen ist 25x25mm



# Targetplättchen Wolfram

Material: Wolfram  
 Oberfläche nach Möglichkeit polieren

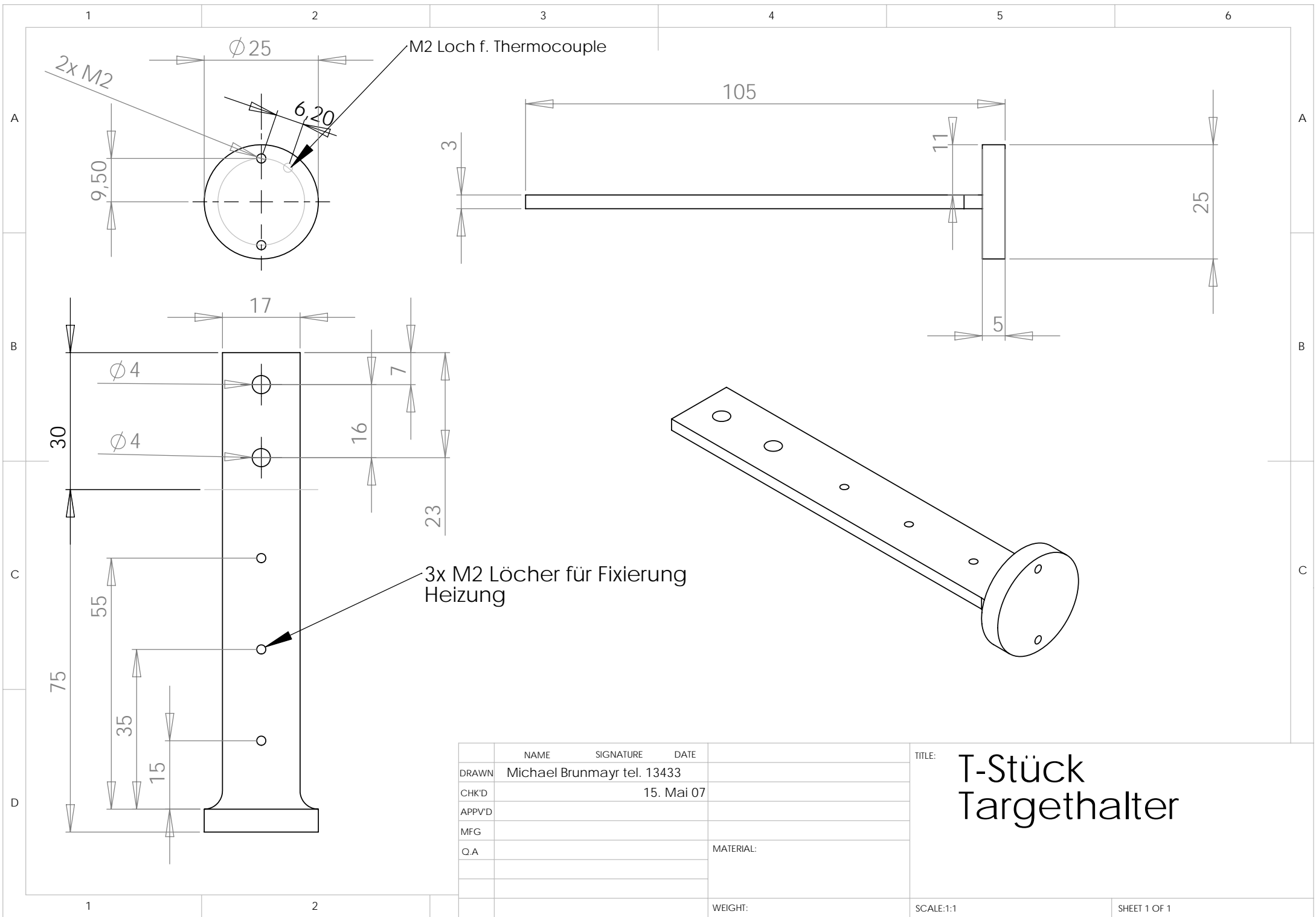
Wolfram durch Elektroerodieren bearbeitet

Ausgeführt von Firma:

Hans PAIGL GmbH  
 Missindorfstrasse 21/12  
 A-1140 WIEN  
 tel. +43 (0)1 789 02 19

	NAME	
DRAWN	M. Brunmayr tel. 13433	
CHK'D	19.Okt.07	
APPV'D		
MFG		
Q.A		MATERIAL:
		WEIGHT:

TITLE:  
**Targetplättchen  
 Wolfram**

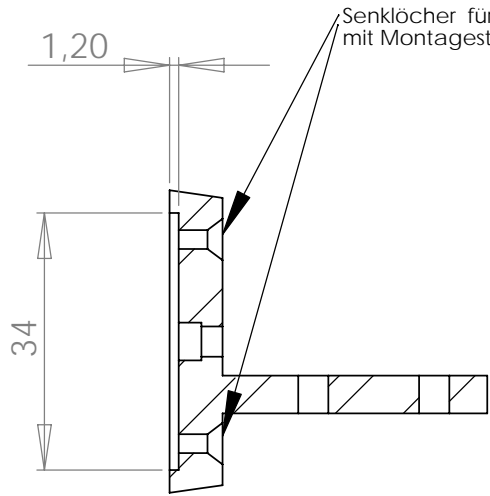


	NAME	SIGNATURE	DATE
DRAWN	Michael Brunmayr tel. 13433		
CHK'D	15. Mai 07		
APPV'D			
MFG			
Q.A			
	MATERIAL:		
	WEIGHT:		

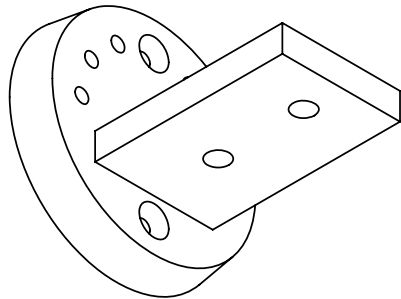
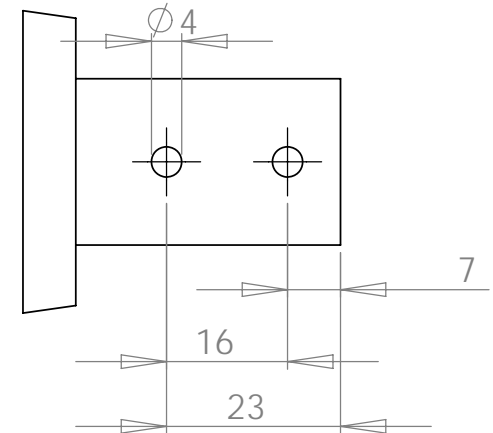
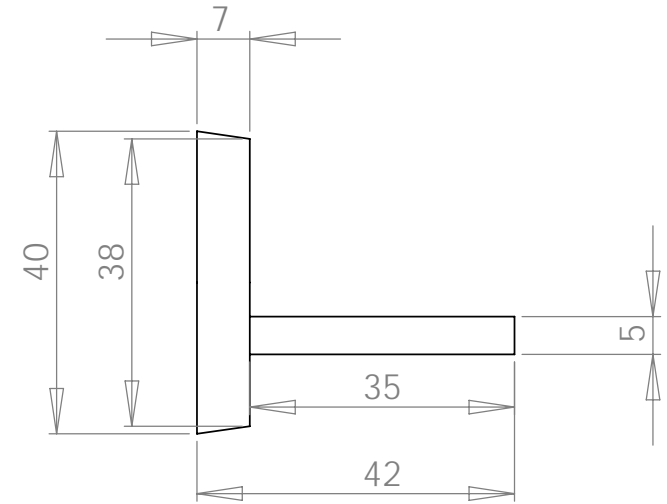
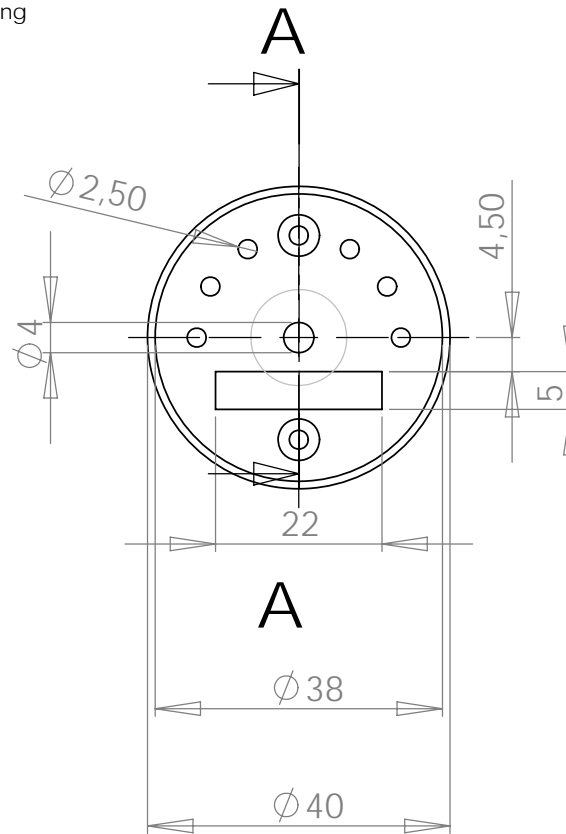
TITLE: T-Stück  
Targethalter

SCALE:1:1

SHEET 1 OF 1

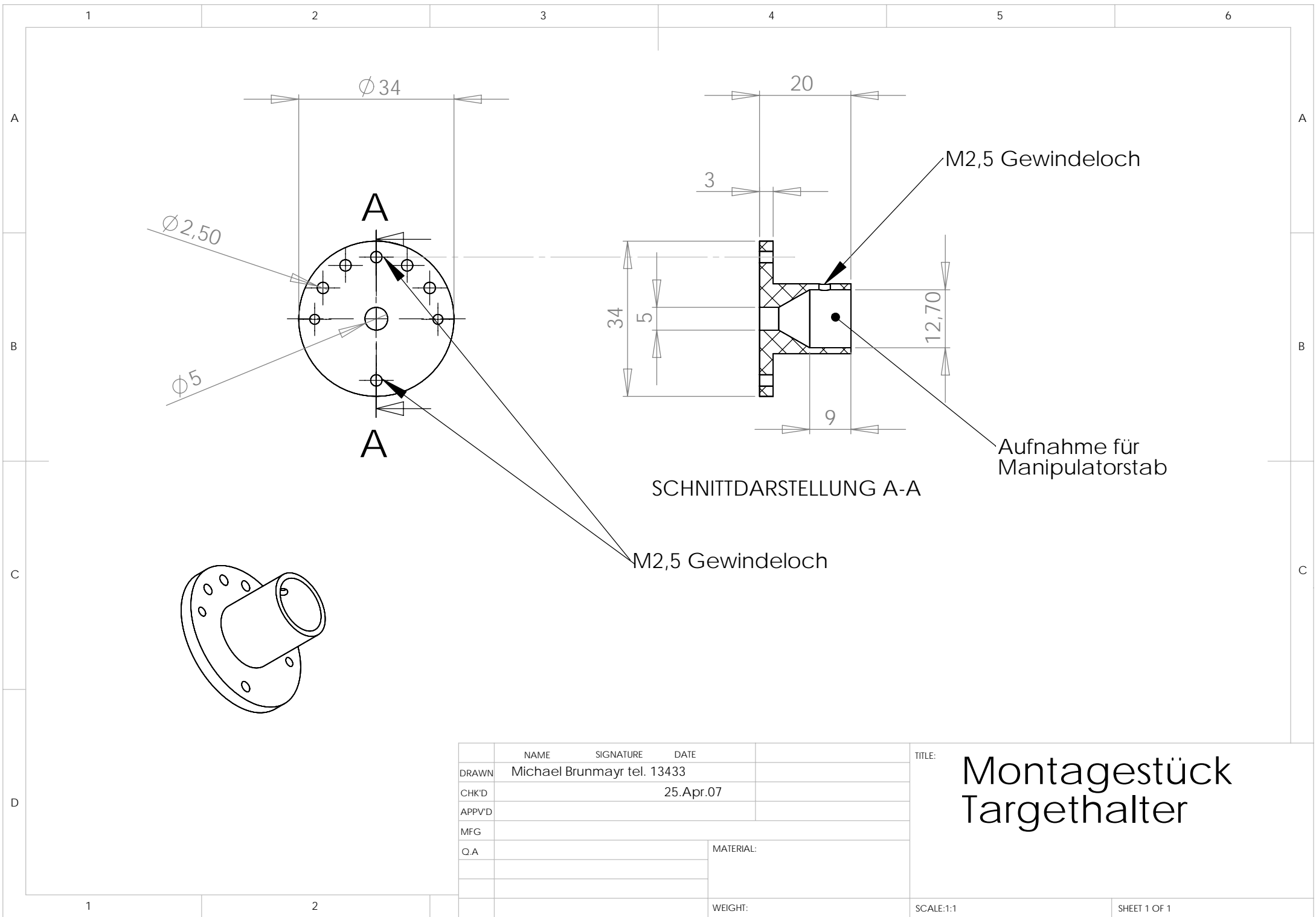


SCHNITTDARSTELLUNG A-A



	NAME	SIGNATURE	DATE
DRAWN	Michael Brunmayr	tel. 13433	
CHK'D			11.Feb.07
APPV'D			rev. 26.Apr.07
MFG			
Q.A			
			MATERIAL:
			WEIGHT:

TITLE: Führungsstück  
Targethalter



SCHNITTDARSTELLUNG A-A

M2,5 Gewindeloch

Aufnahme für Manipulatorstab

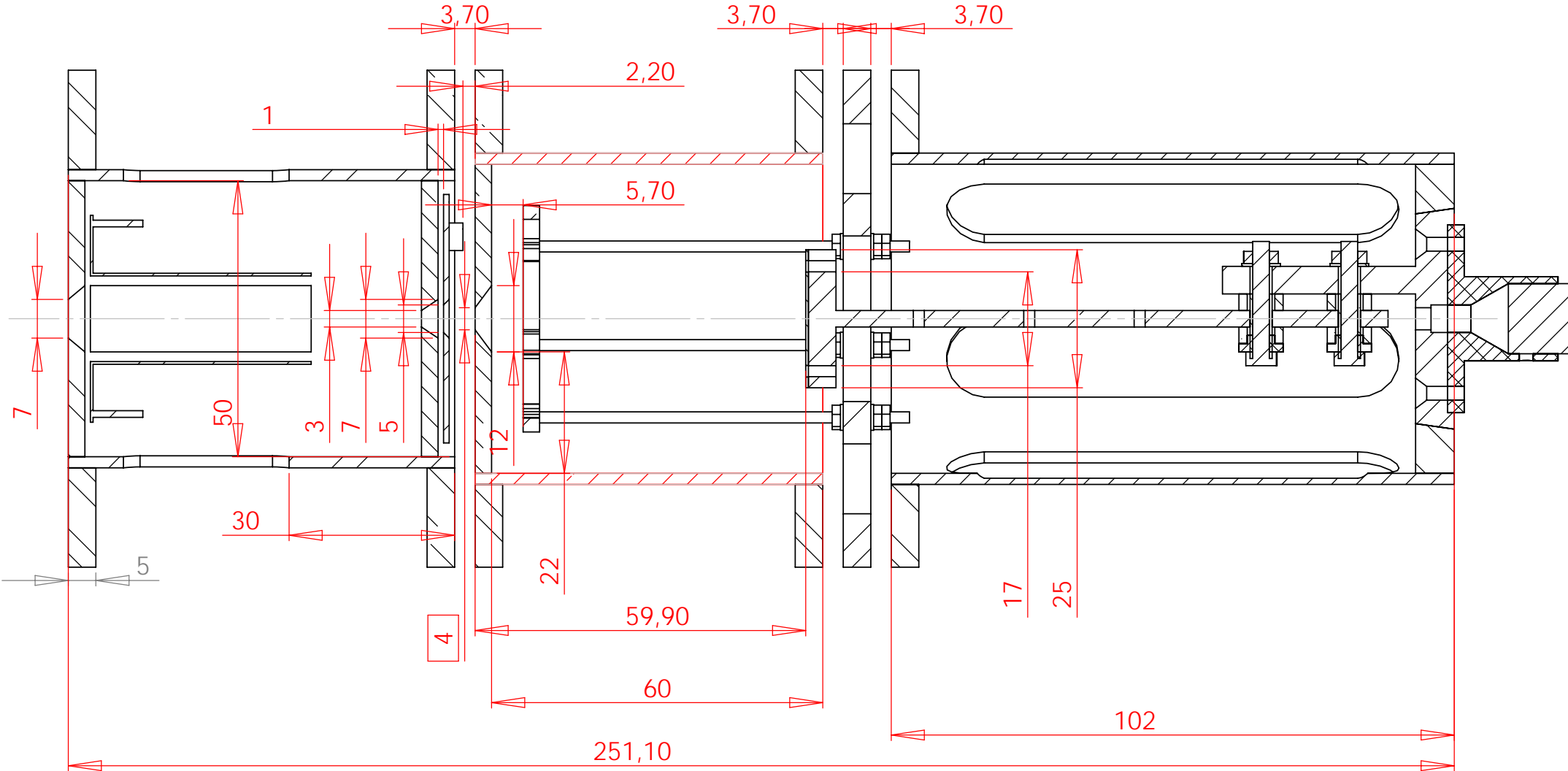
M2,5 Gewindeloch

	NAME	SIGNATURE	DATE
DRAWN	Michael Brunmayr tel. 13433		
CHK'D	25.Apr.07		
APPV'D			
MFG			
Q.A			
	MATERIAL:		
	WEIGHT:		

TITLE:  
**Montagestück  
Targethalter**

# Detailansicht Kollisionskammer mit Maßen

SCHNITTDARSTELLUNG C-C  
MAßSTAB 1 : 1



## A.2 Auflistung — Verwendete Geräte

Vakuumsystem:

- Turbomolekularpumpe: Pfeiffer TPU 240 mit TPC121 Controller
- Vorpumpe: Pfeiffer DUO10M
- Titansublimator: Balzers UPK 150A/150
- UHV-Dosierventil: Balzers UDV35

Vakuummessung:

- Pfeiffer DualGauge (f. Vorvakuum)
- Quadrupolrestgasanalysator: Balzers QMG64

Sputtergun: PerkinElmer 2kV Ar Sputtergun mit Steuerelektronik aus IAP-E-Labor Eigenfertigung

Elektronische Geräte:

- vordere Ablenkplatten: IAP Eigenbau 3x  $\pm 300\text{V}$ , 1x  $\pm 100\text{V}$  mit digitaler Spannungsanzeige
- hintere Ablenkplatten: Oltronix Power Supply B202; +40V, mit Kreuzschalter umpolbar.
- Linse: FUG HCN7E 6500; 0-6,5kV, manuel regelbar + programmierbar
- $e^-$ -Rückhalteblende: Elektroautomatik Power Supply EA-7150-004M; 0-150V
- Abbrems/Nachbeschl.-Potential: Heinzinger HN1200-02;  $\pm 1,2\text{kV}$
- Picoamperemeter: 3x Keithley Picoammeter; mit nachträglich eingebautem galvanisch getrenntem Analog-Output, x10-verstärkend, invertierbar
- Mesh/Collector-Steuerung: 1x Elektroautomatic Power Supply EA-7150-004M (fix auf -100V gestellt) ; 2x KEPCO Power Supply Programmer
- ADAMs-Meß/Steuerelektronik: 2x ADAM4024; 1x ADAM 4017 AD-Wandler, 2x ADAM 4540 RS-232 to fiber optic converter
- Keyspan: USB to Serial Converter
- eMac-Computer mit MacOS X, Labview Version 7.1



## Belegung Durchführung Linsen-Collision-Chamber (Modifikation 07.Aug.07)

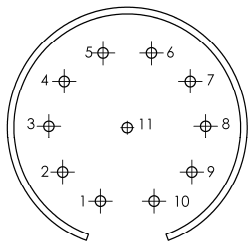
### Durchführung A (Elektroden, die nicht auf HV liegen)

Pin	Elektrode	Drahtmarkierung
8	Vord. Ablenkplatte x1	-
10	Vord. Ablenkplatte x2	-
7	Vord. Ablenkplatte y1	-
2	Vord. Ablenkplatte y2	-
L1(vorderstes Linsenelement) ist mit Gewindestangen der Linse direkt auf Erde gelegt; kein Pin!		
3	L3	-
1	Führungssäse	-

### Durchführung B (HV Elektroden)

Pin	Elektrode	Drahtmarkierung
9	Eingangsblende	1 P
1	Hint. Ablenkplatte x1 (Hx1)	1 K
2	Hint. Ablenkplatte x2 (Hx2)	2 K
3	Hint. Ablenkplatte y1 (Hy1)	3 K
4	Hint. Ablenkplatte y2 (Hy2)	4 K
5	e- Rückhalteblende	2 P
6	Collector	3 P
7	Mesh	4 P/- (Markierung fraglich)
8	L2	-

L4 ist mit der Eingangsblende durch Kontakt (Anpressung) leitende Verbunden



Draufsicht von Außenseite

#### Erklärung Drahtmarkierung

- P ... Isolierperlern
- K ... Knoten
- ...keine -> Ausmessen mit Multimeter

## Belegung Durchführung Linsen-Collision-Chamber (nach Pin Sortiert)

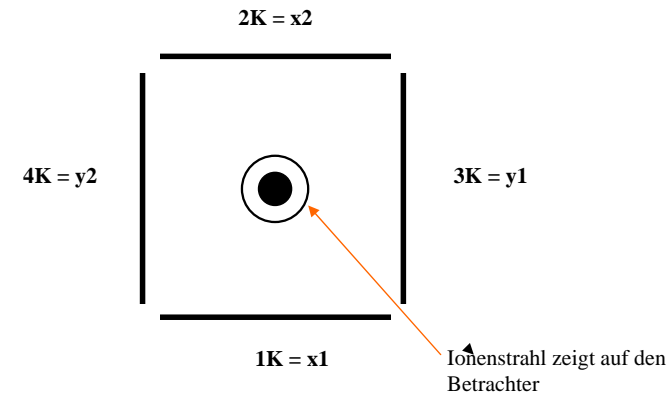
### Durchführung A (Elektroden, die nicht auf HV liegen)

Pin	Elektrode	Drahtmarkierung
L1(vorderstes Linsenelement) ist mit Gewindestangen der Linse direkt auf Erde gelegt; kein Pin!		
1	Führungssäse	
2	Vord. Ablenkplatte y2	
3	L3	-
7	Vord. Ablenkplatte y1	
8	Vord. Ablenkplatte x1	
10	Vord. Ablenkplatte x2	

### Durchführung B (HV Elektroden)

Pin	Elektrode	Drahtmarkierung
1	Hint. Ablenkplatte x1 (Hx1)	1 K
2	Hint. Ablenkplatte x2 (Hx2)	2 K
3	Hint. Ablenkplatte y1 (Hy1)	3 K
4	Hint. Ablenkplatte y2 (Hy2)	4 K
5	e- Rückhalteblende	2 P
6	Collector	3 P
7	Mesh	4 P (Markierung fraglich)
8	L2	-
9	Eingangsblende	1 P

## Bezeichnungsschema Ablenkplatten



1 K ... ein Knoten im Kabel bei der hintern Ablenkplatte

## Anhang B

# Ausbau und Verbessermöglichkeiten des Experiments

		Zeitaufwand	Kosten	Nutzen
1.)	Verwendung der Targetheizung	g	g	h
2.)	Einbau stärkerer Targetheizung	g	g	h
3.)	Modifikationen Temperaturmessung	m	m	h
4.)	Zusätzliche Druckmesszelle	g	g-m	h
5.)	Vergrößerung Abstand Linsenelemente	g	g	m-h
6.)	Faraday-Cup Target für Vermessung Sputterstrahl	h	h	h
7.)	liq. He gekühlte Sorbtionsbleche u. Blendenstrecke zwecks besserem Vakuum während d. Messung	h	h	h
8.)	Targethalter an $x$ -, $y$ -, $z$ -, $\varphi$ -Manipulator	h	h	h
9.)	Halbkugelförmiges Mesh und Collector	h	h	h

g ... gering, m ... mittel, h ... hoch

### ad 1.) *Verwendung der Targetheizung*

Dafür notwendig ist lediglich ein im Elektronikkäfig untergebrachtes Netzgerät. Die Schaltung sollte ebenfalls auf Verzögerung/Beschleunigungspotential liegen um Überschläge zu vermeiden. Der notwendige Heizstrom liegt bei wenigen 100mA bei ein paar Volt Spannung. Es ist darauf zu achten, dass bei höheren Temperaturen die Isolierung (max bis 200°C des Thermocouples nicht abdampft und das Vakuum verunreinigt.

ad 2.) *Einbau einer stärkerer Targetheizung*

Die vorhandene Heizung besteht aus einem in einer dünnen Keramikkapillare eingezogenen Wolframheizdraht (Durchmesser 0,1 mm). Für das Erreichen höherer Temperaturen ( $>200^{\circ}\text{C}$ ) kann diese unterdimensioniert sein. Hier der Vorschlag für eine potentiell leistungsfähigere Heizung: Der Wolframdraht wird zu einer Wendel (etwa durch Aufwickeln um einen dünnen Bohrer) gewickelt. Die Wendel wird in einem dünnen Keramikröhrchen (Innendurchmesser etwa 2 bis 3 mm) verstaut. An den Rohrenden wird die Wolframwendel mit Kontaktstücken aus Stahl verbunden (z. B. durch Punktschweißen). Die Kontaktstückchen sollten Gewindelöcher aufweisen. Dadurch kann der Zuleitungsdraht angeschraubt werden. Mehrere solcher Heizelemente können nebeneinander parallel geschaltet am Targethalter montiert werden.

ad 3.) *Modifikationen Temperaturmessung*

Für höhere Temperaturen ist gegebenenfalls ein anderes Thermocouple, das hitzebeständiger ist, einzubauen. Bei Temperaturen größer als  $500\text{-}600^{\circ}\text{C}$  ist vielleicht die Verwendung eines Pyrometers empfehlenswert.

ad 4.) *Zusätzliche Druckmesszelle*

Um Unsicherheiten bezüglich des Totaldrucks (siehe 3.2.4) auszuräumen, wird der Einbau einer Druckmesszelle empfohlen. Dafür ist bereits ein CF160-Rohr mit zwei seitlich angeschweißten CF35-Flanschen vorbereitet. Bei möglichst niedrigen Drücken im UHV-Bereich wird die Verwendung einer Bayard-Alpert Zelle empfohlen.

ad 5.) *Vergrößerung Abstand Linsenelemente*

Details siehe Abschnitt 3.2.2

ad 6.) *Faraday-Cup Target für Vermessung des Sputterstrahl*

Zur genauen Charakterisierung des Strahls der Sputtergun ist ein Targethalter, der mittig und eventuell auch links und rechts der Mitte, Faraday-Cups aufweist aufschlussreich.

ad 7.) *liq. He gekühlte Kryobleche mit Blendenstrecke Zwecks Verbesserung des Vakuums während Yieldmessung*

An den Blechen wird Arbeitsgas aus der ECR-Ionenquelle anfrieren und dadurch die Vakuumbedingungen in der Kollisionskammer verbessert. Flüssiges Helium ist zur Kühlung notwendig um auch Wasserstoff oder Deuteriumrestgas zu binden. Eine lange Blendenstrecke verschlechtert die Diffusion von Restgas aus der Ionenquelle in den Experimenterezipienten. Allerdings hat eine Blendenstrecke auch negative Auswirkungen auf den Ionenstrahl (Fokussierung, Intensitätsverlust, Erzeugung von Sekundärelektronen, etc.)

ad 8.) *x-, y-, z-,  $\varphi$ -Manipulator*

Mit einem Target, das an einem derartigen Manipulator angebracht ist, können mehr Informationen gewonnen werden als mit der vorhandenen kos-

tengünstigen Lösung. Ein System das Targetmaterial und einen Faradaycup kombiniert (wie im MISSY-Experiment von A. Golczewski), ermöglicht eine genaue Charakterisierung des Ionenstrahls. Mit dem x-, y-, z-,  $\phi$ -Manipulator sind auch winkelabhängige Messungen der Elektronenemissionsausbeute möglich.

ad 9.) *Halbkugelförmiges Mesh und Collector*

Bietet die Chance energieabhängige Ausbeuten  $d\gamma(E)/dE$  zu messen. Zur Unterdrückung von störenden Magnetfeldern (Erdmagnetfeld, Sektormagnet, . . .) sind eine weichmagnetische Abschirmung oder Helmholtzspulen notwendig.

# Anhang C

## SIMION .gem-File *EYE*

```
1 ; Geometry-File für Simion Simulation des EYE Experiments
2 ;
3 ; alle Elektroden sind in Spagetticode angeführt
4 ; ;;;; nach einem Strichpunkt ist der Rest der Zeile Kommentar
5 ;
6 pa_define(8000,500,1,cylindrical,y,)
7
8 locate(1200,,) ;plazier alles 120mm vom rand weg
9 {
10 ;linsensystem
11 locate(,,10) ;skaliere alles um faktor 10
12
13 {
14 e(1) ;Linsenelement L1, ind der Folge nur noch Lx genannt x... nummer des
    linsenelements
15 {
16 fill
17 {
18 within{corner_box(0,20,33,1.5)}
19 within{corner_box(0,20,4,20)}
20 within{corner_box(29,20,4,20)}
21 }
22 }
23
24 locate(34,,)
25 {
26 e(2) ;L2
27 {
28 fill
29 {
30 within{corner_box(0,20,83,1.5)}
31 within{corner_box(0,20,4,20)}
32 within{corner_box(79,20,4,20)}
33 }
34 }
35 }
36
37 locate(118,,)
38 {
39 e(3) ;L3
40 {
41 fill
42 {
43 within{corner_box(0,20,58,1.5)}
44 within{corner_box(0,20,4,20)}
45 within{corner_box(54,20,4,20)}
46 }
47 }
48 }
49
50 locate(179,,)
51 {
52 e(4) ;L4
53 {
54 fill
55 {
56 within{corner_box(0,20,40,1.5)}
57 within{corner_box(0,20,4,20)}
```

```

58     within{corner_box(36,20,4,20)}
59   }
60 }
61 }
62
63 ;e(x) ;Lx
64 ;{
65 ; fill
66 ; {
67 ;   within{corner_box(0,20,länge,1.5)}
68 ;   within{corner_box(0,20,4,20)}
69 ;   within{corner_box(länge-4,20,4,20)}
70 ; }
71 ;}
72
73 locate(219)
74 {
75 e(5) ;Eingangsblende
76 {
77   fill
78   {
79     within{corner_box(0,25,70,2)}
80     within{corner_box(0,0,3,25)}
81     within{corner_box(0,25,5,20)}
82     within{corner_box(65,25,5,20)}
83     within{corner_box(64,0,3,25)}
84     notin{polyline(0,0,0,3.5,3,6,3,0,0,0)}
85     notin{polyline(64,0,64,1.5,67,3.5,67,0,64,0)}
86   }
87 }
88 }
89
90 locate(287)
91 {
92 e(6) ;Elektronenrückhalteblende
93 {
94   fill
95   {
96     within{polyline(0,2.5,0,22.5,1,22.5,1,3.5,0,2.5)}
97   }
98 }
99 };ende locate(287)
100
101 locate(292.7) ; position ergibt sich aus position
                    ;eingangsblende+70(=länge eingangsblende+3.7(=abstand
                    ;EB-collector)
102 {
103 e(7) ;Collector
104 {
105   fill
106   {
107     within{corner_box(0,28,63,2)}
108     within{corner_box(0,28,5,17)}
109     within{corner_box(59,28,5,17)}
110     within{polyline(0,2,0,28,3,28,3,6,0,2)}
111   }
112 }
113
114 locate(67.7) ;positionierung des Meshs relativ zum collector
115 {
116 e(8) ;Mesh
117 {
118   fill{within{box(0,15,5,45)}}
119   locate(,,180,)
120   {
121     fill{within{corner_box(55,18.5,3,2.5)}} ;Ring nahe der Eintrittsöffnung
122     edge_fill{within{polyline(0,19.5,58,19.5,58,2.5,58,19.5,0,19.5)}}
123   }
124 }
125 };ende locate Mesh
126
127 ;Target auch relativ zum Collector platziert
128 locate(64.4,,180,)
129 {
130 e(9) ;Target (eigentlich nur das T-Stück)
131 {
132   fill
133   {
134     within{corner_box(0,0,5,12.5)} ;Berich wo das Targetmaterial liegt
135     within{corner_box(-60,0,60,1.5)} ; Hinterer Teil des T-Stück als runder Stab
                    angedeutet; in Wahrheit ist es ja flach
136   }
137 }
138 }

```

```

139
140 };ende locate Collector
141
142 ;Vordere Eingangsplatten:
143 ;Da die darstellung der 2 plattenpaare in dieser zylindersymetrie
144 ;nicht möglich ist; erstezte ich hier die 2 Ablenkplattenpaare mit
145 ;jeweils einem plattenabstand von 2cm durch einen Zylinder mit
146 ;15mm durchmesser
147 ;positionierung relativ zum beginn des ersten Linsenelements
148
149 locate(-30,,,180,)
150 {
151   e(10) ;vordere Ablenkplatten
152   {
153     fill
154     {
155       within{box(0,15,4,40)}
156       within{box(4,7.5,1,30)}
157       within{corner_box(4,7.5,50,2)}
158     }
159   }
160 }
161 }
162
163 ;Hintere Ablenkplatten
164 ;ersetze die zwei ablenkplattenpaare mit abstand von 15mm durch
165 ;einen zylinder mit 14 mm durchmesser
166 locate(223)
167 {
168   e(11) ;hinter Ablenkplatten
169   {
170     fill{within{corner_box(0,7,40,1) }}
171   }
172 }
173
174
175 } ;ende Skalierung faktor 10
176 } ;ende plazierung 1mm weg vom Rand

```