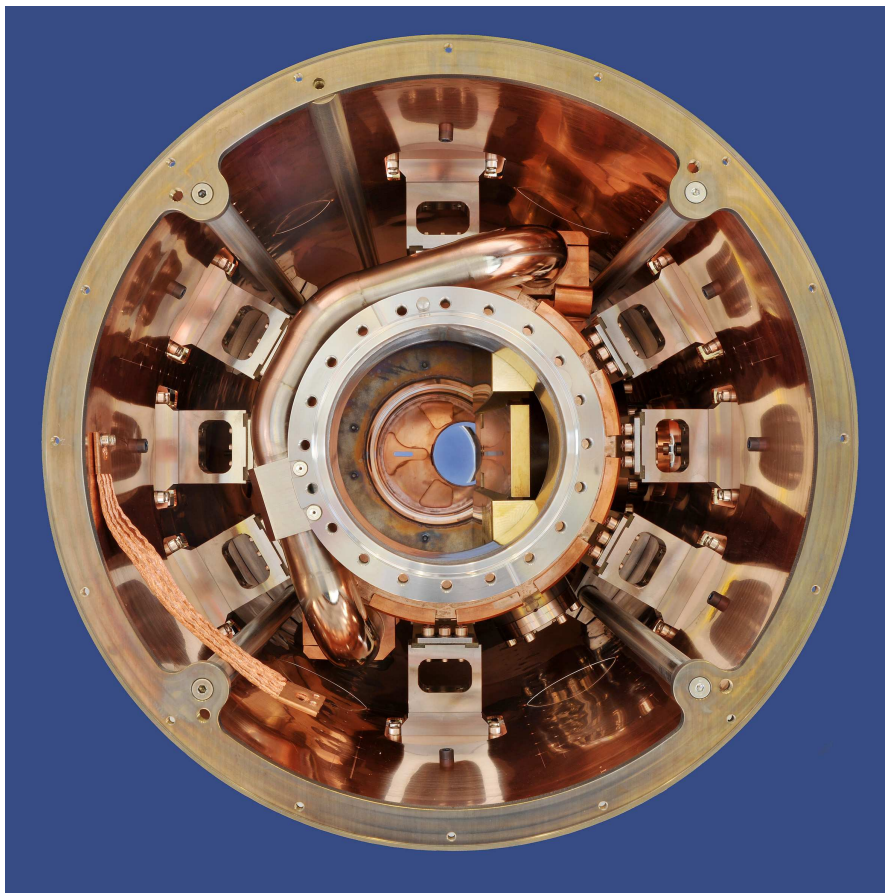




TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Technische Universität Darmstadt
Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Entwicklung und Test eines Kryokollimator-Prototypen zur Kontrolle des dynamischen Vakuums im SIS100



Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Lars Bozyk aus Frankfurt
Darmstadt 2012 – D17

In Zusammenarbeit mit dem
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
Darmstadt



Entwicklung und Test eines Kryokollimator-Prototypen zur Kontrolle des dynamischen Vakuums im SIS100

Development and test of a cryocatcher-prototype for the control of the dynamic vacuum in SIS100

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Lars Bozyk aus Frankfurt

Darmstadt 2012 – D17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Dr. Peter Spiller

Tag der Einreichung: 1.2.2012

Tag der Prüfung: 2.5.2012

Das Titelbild zeigt einen Blick in den fertig montierten, geöffneten Kryostaten des Kryokollimators. Innerhalb des thermischen Kupferschildes befinden sich die Halterungen der kryogenen Innenkammer, das Helium-Rohr und die geöffnete Vakuumkammer des goldbeschichteten Kryokollimators.

Foto von G. Otto (GSI)

Diese Arbeit wurde durch die EU gefördert, im Rahmen des FP7 Rahmenprogramms EuCARD, Arbeitspaket 8 COLMAT.

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-29684](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-29684)

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2968>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

Für Annika Solveig



Zusammenfassung

Im Rahmen des FAIR-Projektes (Facility for Antiproton and Ion Research) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung sollen im supraleitenden Synchrotron SIS100 hochintensive Schwerionenstrahlen erzeugt werden. Dazu werden mittlere, anstelle von hohen Ladungszuständen verwendet, was die Raumladungsgrenze zu höheren Teilchenzahlen verschiebt und gleichzeitig Strahlverluste durch Ionisation in Folien oder Gasstrahlen zur Erhöhung des Ladungszustandes vermeidet. Die größte Herausforderung beim Betrieb mit teilgeladenen Schwerionen ist die Minimierung von Strahlverlusten durch Umladung, welche in Kollision zwischen Strahlionen und Restgasteilchen stattfindet. Solche umgeladenen Strahlionen werden vom umlaufenden Strahl getrennt und gehen auf der Vakuumkammerwand verloren. Bei Auftreffen auf die Kammerwand werden durch ionenstimulierte Desorption große Mengen Gas losgelöst und ein lokaler Druckanstieg hervorgerufen. Dieser erhöht wiederum die Wahrscheinlichkeit für weitere Umladung des Strahls, was eine Selbstverstärkung bis zum völligen Strahlverlust auslöst. Eine der Maßnahmen zur Dämpfung dieses Effektes ist der Einsatz von Umladungskollimatoren. Diese garantieren an den Orten der Strahlverluste senkrechten Einfall auf spezielle, niedrig desorbierende Oberflächen.

Die Ionenoptik des SIS100 wurde für den Einsatz von Kollimatoren optimiert. Dadurch können nahezu 100% der Umladungsverluste kontrolliert eingefangen werden. In den Bögen des Synchrotrons befinden sich 60 dieser Kollimatoren zwischen den supraleitenden Quadrupolen in einer kryogenen Umgebung. Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung, die Konstruktion und der Test eines kryogenen Kollimator-Prototypen.

Das im existierenden Schwerionensynchrotron SIS18 erfolgreich installierte, warme Kollimatorsystem wird in dieser Arbeit mit dem des kryogenen SIS100 verglichen. Es werden verschiedene Messungen mit dem Kollimatorsystem vorgestellt. Ausgehend von den Anforderungen an das neue Kollimatorsystem wird die Auslegung des Kollimatorblocks mit Aufhängung und umgebender kryogener, kupferbeschichteten Vakuumkammer beschrieben. Die kalten Oberflächen der Vakuumkammer dienen als Kryopumpe, welche die desorbierten Gase schnell wieder adsorbiert. Dadurch werden die Verluste durch Umladung so gering wie möglich gehalten. Bei der Planung des Kryokollimators stand eine Minimierung des Druckes auf Strahlachse im Vordergrund.

Um den Kryokollimator-Prototypen unter realen Bedingungen zu testen, wurde ein eigener Teststand mit Kryostat entworfen, konstruiert und gebaut. Der Teststand wurde an einem existierenden Strahlzweig der GSI-Beschleunigeranlage installiert. Dort wurde der Kryokollimator-Prototyp mit flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium gekühlt und mit Schwerionenstrahlen vom SIS18 getestet. Beim Vermessen des durch Strahleinschlag induzierten Druckanstieges in der kalten Kammer wurde erstmalig ein Anstieg der Desorptionsausbeute mit steigender Strahlenergie beobachtet. Von Raumtemperaturmessungen ist ein Abfallen bekannt. Die Übergangstemperatur von 18 K, unterhalb welcher Wasserstoff adsorbiert wird, konnte während der Messungen mehrfach bestätigt werden. Dies ist für den zuverlässigen Betrieb des SIS100 von entscheidender Bedeutung.

Der Kryokollimator-Prototyp erfüllte alle Erwartungen und die Tests liefen sehr zufriedenstellend ab. Eine Serienfertigung für das SIS100 kann beauftragt werden.

Abstract

In the FAIR project (Facility for Antiproton and Ion Research) at the GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research GmbH, high intensity heavy ion beams will be provided by the superconducting synchrotron SIS100. Medium charge state ions will be used instead of high charge state ions. The medium charge state ions on the one hand shift the space charge limit towards higher intensities and, on the other hand, avoid intensity losses in stripper stages. The most demanding challenges in the operation with medium charge state heavy ions are beam losses due to charge exchange in collisions with residual gas molecules. Further ionized ions are separated from the circulating beam and get lost on the chamber wall, while releasing a big amount of gas via ion stimulated desorption. The local pressure rise increases the probability for further charge exchange of beam ions, and a self-amplification can evolve. This process may result in a complete beam loss. One way to damp this amplification is given by the installation of ion-catchers or collimators, which ensure perpendicular loss on special low desorbing surfaces at the positions of beam loss.

The ion optical lattice of the SIS100 of the FAIR accelerator complex has been optimized for the usage of collimators. Almost 100% of the ionization losses can be caught by the ion-catcher system. In the arcs of the synchrotron, a total of 60 ion-catchers is located between the superconducting quadrupoles in a cryogenic environment. This thesis addresses the development, the construction, and the test of a cryocatcher prototype.

In SIS18, an ion-catcher system has been installed successfully. In this work it is compared to the ion-catcher system of SIS100, and different measurements with the existing system are presented. Based on the requirements for the new system, the collimator block and its support structure, as well as the surrounding cryogenic, copper plated vacuum chamber is described. The cold surface of the vacuum chamber acts as a cryopump that quickly binds desorbed gas molecules in order to keep the charge exchange losses low. During the construction, particular care was given to the minimization of the pressure on the beam axis.

In order to test the cryocatcher-prototype under realistic conditions, a dedicated test-setup with cryostat was designed, constructed, and built. This test-setup was installed at an existing beamline of the GSI-accelerator-complex. The prototype was cooled with liquid nitrogen and liquid helium and then, subsequently, irradiated with heavy ion beams. During the measurement of the ion induced pressure rise in the cold chamber, a rise of the desorption yields with rising beam energy has been observed for the very first time. Measurements at room temperature showed the known decrease of the pressure rise in the investigated energy regime. A transition temperature of 18 K, underneath where hydrogen gets adsorbed, could be verified several times. This result is crucial for a reliable operation of the SIS100.

In summary, the cryocatcher-prototype fulfills all requirements and the tests were satisfactory. A series-production for SIS100 can be launched.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Dynamisches Vakuum in Ringbeschleunigern	3
2.1	Umladung am Restgas	4
2.2	Verlustverteilungen	6
2.3	Ionenstimulierte Desorption als druckerhöhender Prozess	7
2.4	Erzeugung von Vakuum	8
2.5	Maßnahmen gegen Vakuuminstabilitäten	12
2.6	Simulation mit StrahlSim	12
3	Die Beschleunigeranlage von GSI und FAIR	15
3.1	Die bestehende Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums	15
3.2	Die geplante FAIR-Beschleunigeranlage	17
4	Struktur und Betrieb der beiden Schwerionensynchrotrone	21
4.1	Schwerionensynchrotron SIS18	21
4.1.1	Lattice und Kollimation	21
4.1.2	Betrieb des SIS18	23
4.2	Schwerionensynchrotron SIS100	27
4.2.1	Lattice und Kollimation	27
4.2.2	Simulierter Betrieb des SIS100	31
5	Messung von Ionisationsverlusten	35
5.1	Messung von Ionisationsverlusten im SIS18	35
5.2	Kalibrierung von Kollimatorströmen mit der Methode der Akzeptanz- vermessung	38
5.3	Anwendung der Mess-Signale	42
6	Grundlagen der Kryophysik	43
6.1	Wärmeleitmechanismen	43
6.1.1	Konvektion	43
6.1.2	Wärmestrahlung	44
6.1.3	Wärmeleitung	45
6.2	Kühlen mit Flüssig-Gasen	46
7	Design des SIS100-Kryokollimators	51
7.1	Anforderungen an den SIS100-Kryokollimator	51

7.2	Kollimatorblock	52
7.3	Halterung des Kollimators	54
7.4	Kollimatorkammer	56
7.5	Kryokollimator im SIS100 Quadrupol-Kryostat	60
8	Beschreibung des Prototyp-Teststandes	63
8.1	Anforderungen an den Teststand	63
8.2	Aufbau des Kryostaten	64
8.3	Aufbau des UHV-Systems	67
8.4	Sensorik	69
8.4.1	Druckmessungen	69
8.4.2	Temperaturmessungen	73
8.4.3	Strahldiagnose	74
8.5	Kühlmittelversorgung	75
8.6	Datenerfassung und Kühlmittelsteuerung	76
8.7	Strahlplatz und Strahlführung	78
8.8	Unterschiede zum Serienkollimator	78
9	Durchführung der Messungen	83
9.1	Anpumpen und Ausheizen der Vakuum-Systeme	83
9.2	Kühlen mit flüssigem Stickstoff	84
9.3	Kühlen mit flüssigem Helium	86
9.4	Tests mit Schwerionenstrahl	89
9.4.1	Strahlzeit mit Gold	90
9.4.2	Strahlzeit mit Tantal	92
9.4.3	Warme Strahlzeit mit Tantal	94
9.4.4	Strahlzeit mit Bismuth	94
9.5	Aufwärmen des Testaufbaus	95
10	Ergebnisse der Messungen	97
10.1	Wärmelasten	97
10.2	Statische Ergebnisse	99
10.3	Schwerioneninduzierter Druckanstieg in der Kammer	104
10.4	Modelle zum Energieverhalten der Desorption	110
10.5	Gemessene elektrische Ströme auf dem Kollimator	115
10.6	Aktivierung	117
10.7	Implikationen für die Serienkollimatoren im SIS100	118
11	Zusammenfassung & Ausblick	121
A	Anhang	125
A.1	Fehlerbetrachtung der Desorptionsmessungen	125
A.2	Ergänzende Abbildungen und Tabellen	128

Abkürzungsverzeichnis	139
Literaturverzeichnis	141
Danksagung	151

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von Umladungsverlusten	4
2.2	Theoretisch berechnete Umladungs-Wirkungsquerschnitte für U^{28+}	5
2.3	Dampfdruckkurven ausgewählter Restgaskomponenten	11
3.1	Überblick über die GSI- und FAIR-Anlage	16
4.1	Schematische Ansicht des SIS18	21
4.2	Verlusttrajektorien und -verteilungen im SIS18	22
4.3	Kollimationseffizienz-Funktion des SIS18	23
4.4	Lebensdauermessungen während verschiedenen Ausbaustufen des SIS18	25
4.5	Extrahierte Teilchenzahl über injizierter Teilchenzahl im SIS18	26
4.6	Schematische Ansicht des SIS100	27
4.7	Verlusttrajektorien und -verteilungen im SIS100	28
4.8	Kollimationseffizienz-Funktion des SIS100	29
4.9	SIS100-Kollimationseffizienz als Funktion der longitudinalen und radialen Kollimatorposition	30
4.10	Langsame Extraktion im SIS100	31
4.11	Simulierte Zyklen im SIS100	33
4.12	Simulierte SIS100 Kollimatorströme	33
5.1	Modell der Serienkollimator-Pärchen im SIS18	35
5.2	Kollimatorströme im SIS18 mit U^{28+}	37
5.3	Akzeptanzvermessung zur Kalibrierung von Kollimatorströmen	38
5.4	Errechnete Verlustrate und geglätteter Kollimatorstrom	39
5.5	Gemessene Elektronen- und Verlustraten	40
5.6	Energieabhängige Kalibrierkurve für Kollimatorströme	41
6.1	Thermische Leitfähigkeit ausgewählter Materialien	46
6.2	Johnston-Kupplungen	49
7.1	Skizze des Kryokollimators	51
7.2	FLUKA-Rechnungen zu Länge und Material des Absorbers	53
7.3	Geometrie des Block-Kollimators	54
7.4	Modell und Prinzip-Skizze der Kollimator-Halterung	55
7.5	Thermische Berechnungen der Kollimator-Halterung	56
7.6	Prinzip des Sprengplattierens	57
7.7	SEM-Aufnahme der Bindungszone des sprengplattierten Musters	57

7.8	Thermische Berechnungen zur Temperaturverteilung der Kollimator-kammer	58
7.9	Schnitt-darstellung der Kollimator-kammer	59
7.10	Berechnete Druckprofile in der Kollimator-kammer	60
7.11	Schnittansichten des Quadrupol-Kryostaten mit Kollimator-kammer	61
8.1	Schnittansicht des Kryokollimator-Teststandes	64
8.2	Thermische Berechnungen zur Halterung von Schild und Kammer	65
8.3	Aufbau und Prinzip des Kalt-Warm-Übergangs	66
8.4	Foto vom Kalt-Warm-Übergang mit Kollimator-kammer während der Montage	67
8.5	Foto des geöffneten Kryokollimator-Prototypen	68
8.6	Druckmessung in der kalten Kollimator-kammer	70
8.7	Molflow-Rechnungen zur Position des Extraktorkopfes	71
8.8	Kalibrierung des Extraktor-Stroms	72
8.9	Positionen der verschiedenen Temperatursensoren	73
8.10	Strahlfleck auf Leuchttarget	74
8.11	Foto der vor dem CWT montierten Bleche	74
8.12	Strahlführung von SIS18 nach HHT	80
8.13	Foto des Kryokollimator-Teststandes	81
9.1	Abkühlvorgang mit flüssigem Stickstoff	85
9.2	Abkühlvorgang mit flüssigem Helium	87
9.3	Temperatur- und Druckverlauf Gold-Strahlzeit	91
9.4	Temperatur- und Druckverlauf Tantal-Strahlzeit	93
9.5	Aufwärmen des Teststandes	95
10.1	Temperaturmessungen rund um den Kollimator	102
10.2	Unterschreiten der 18 K Kammertemperatur	103
10.3	Durch den Strahleinschlag getriggerte schnelle Druckmessungen	104
10.4	Gemessene schwerioneninduzierte Druckanstiege	105
10.5	Normierter Druckanstieg in Abhängigkeit der Kollimatortemperatur für verschiedene Bi-Strahl Energien	106
10.6	Desorptionsraten des Kryokollimators	108
10.7	Ermittelte Saugvermögen	109
10.8	Gemessener und simulierter Temperaturverlauf auf dem Kollimator	111
10.9	Berechnete Temperaturverteilung auf dem Kollimator bei Strahleinschlag .	113
10.10	Berechneter Temperaturverlauf auf einem SIS100-Kollimator	115
10.11	Am Kryokollimator gemessene Sekundärelektronen-Ausbeuten	116
10.12	γ -Spektrum des Kollimatorblocks, Januar 2012	118
A.1	Desorptionsraten des Kryokollimators mit Fehlerbalken	127
A.2	Wärmekapazität von Kupfer und Edelstahl	128
A.3	Verlustverteilungen verschiedener Ionensorten und Umladungskanäle im SIS100	129
A.4	Berechnete Energiedeposition im Kryokollimator	130

A.5 Reichweiten von Gold, Tantal und Bismuth in Kupfer 130
A.6 Geometrie des Treppenkollimators 131
A.7 Unterschreiten der 18 K Kammertemperatur in linearer Darstellung 132
A.8 Verlauf der Kollimatortemperaturen während Strahleinschlägen 133
A.9 Druckverläufe während Strahleinschlägen 133
A.10 Kurzzeitiger Druckabfall während der Gold-Strahlzeit 134
A.11 Schneller Druckanstieg beim Aufwärmen 134
A.12 Temperatur- und Druckverlauf Bismuth-Strahlzeit 135
A.13 Simulierte Heizleistung auf den ersten drei Kollimatoren eines Bogens . . . 136
A.14 Kollimatortemperaturen als Funktion der Heizleistung 136

Tabellenverzeichnis

4.1	Kollimatorabstände im SIS18	24
6.1	Eigenschaften von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium	47
9.1	Emittanzen des Au ⁶⁵⁺ -Strahls	90
10.1	Erwartete Wärmelasten LN2	98
10.2	Erwartete Wärmelasten LHe	98
10.3	Statische Totaldrücke während verschiedener Betriebsphasen	100
10.4	Temperatur-Minima der verschiedenen Messstellen	101
10.5	Parameter zu den Rechnungen der zeitlichen Entwicklung der Kollimator- temperatur	112
10.6	Aktivierungsnuklide im Kollimatorblock	119
A.1	Fehler bei der Berechnung von Restgasdruck und Desorption	126
A.2	Ermittelte Saugvermögen nach Energien aufgeschlüsselt	131
A.3	Auf den Kollimatoren deponierte Intensitäten	137
A.4	Identifikation von Massen aus Restgasspektren	138
A.5	Wichtige Massen in Restgasspektren	138

1 Einleitung

Das Ziel der geplanten Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) sind Teilchenstrahlen mit bisher unerreichter Brillanz und Intensität [1, 2]. Um dieses Ziel mit Schwerionen zu erreichen müssen niedrigere Ladungszustände (beispielsweise U^{28+} anstelle von U^{73+}) als bisher verwendet werden. Dadurch wird die Raumladungsgrenze zu höheren Teilchenzahlen hin verschoben und Intensitätsverluste durch Stripping-Vorgänge¹ vermieden.

Teilgeladene Schwerionen können durch Stöße mit Restgasmolekülen ihren Ladungszustand ändern, beispielsweise ein Elektron verlieren. Da sich der Ladungszustand eines solchen Ions von dem des Referenzions unterscheidet, wird das umgeladene Ion in dispersiven Elementen (Dipolen) vom umlaufenden Strahl getrennt und trifft auf das Strahlrohr. An der Kammerwand gebundene Restgasteilchen werden durch das Auftreffen von Ionen losgelöst, was einen lokalen Druckanstieg zur Folge hat. Durch den erhöhten Restgasdruck steigt wiederum die Wahrscheinlichkeit für weitere Umladung von Strahlionen. Auf diese Weise können sich Ionisationsverluste selbst verstärken, bis hin zum kompletten Strahlverlust innerhalb kurzer Zeit. Da jegliche Art von Strahlverlust auf die Kammerwand ionenstimulierte Desorption und einen lokalen Druckanstieg zur Folge hat, folgt auf jede Art von Strahlverlusten eine erhöhte Umladungsrate. Die Selbstverstärkung kann durch verschiedene Maßnahmen gedämpft werden: Eine Erhöhung der Saugleistung bewirkt, dass desorbierte Gase schnell wieder entfernt werden; der Einsatz von Kollimatoren, welche am Ort des Einschlages eine Oberfläche mit niedriger Desorptionsrate (Verhältnis von losgelösten zu einfallenden Teilchen) bereit stellen, minimiert den entstehenden Druckstoß.

Ein Kollimatorsystem zum kontrollierten Einfang umgeladener Schwerionen wurde erfolgreich im SIS18 installiert und in Betrieb genommen. Ein vergleichbares System ist auch für das SIS100 geplant. Das ionenoptische Lattice² wurde hier speziell für den Einsatz von Kollimatoren optimiert. Im Unterschied zum SIS18 handelt es sich beim SIS100 jedoch um einen supraleitenden Beschleuniger, womit die Kollimatoren in einer kryogenen Umgebung installiert werden müssen.

¹Erhöhen des Ladungszustandes: Das Ion wird durch eine Folie oder einen Gasstrahl geschossen, wobei es Elektronen verliert. Da hierbei eine Verteilung von Ladungszuständen entsteht, geht im weiteren Verlauf ein Großteil der Intensität verloren.

²Anordnung der Magnete des Beschleunigers

Da es bisher wenige Kenntnisse über ionenstimulierte Desorption von kalten Oberflächen gibt, wurde beschlossen einen Prototypen mit Teststand eines solchen „Kryokollimators“ zu bauen. Design, Konstruktion, Bau und Tests des Kryokollimator-Prototypen sind Gegenstand dieser Arbeit.

Zunächst werden im Kapitel 2 die Grundlagen der Ionisationsverluste und des dynamischen Vakuums erläutert. Anschließend werden im Kapitel 3 die am GSI Helmholtzzentrum existierende und die für FAIR geplante Beschleunigeranlage vorgestellt, um zu vermitteln, wo der Kryokollimator eingesetzt werden wird und wo er getestet wurde. Im Kapitel 4 werden die Kollimatorsysteme des existierenden SIS18 und des geplanten SIS100 miteinander verglichen und Messungen bzw. Simulationen des Betriebs gezeigt. Kapitel 5 beschreibt den Betrieb des Kollimatorsystems im SIS18. Es werden Messungen von Ionisationsverlusten vorgestellt, wie sie auch für den Kryokollimator im SIS100 geplant sind. Die für das Verständnis des Kryokollimators nötigen kryophysikalischen Grundlagen werden im Kapitel 6 erläutert, bevor im Kapitel 7 das Design des SIS100 Kryokollimators auf Grundlage der Anforderungen dargestellt wird. Das Konzept des Kryokollimator-Prototypen sowie des umgebenden Kryostaten nebst Messapparatur wird im Kapitel 8 vorgestellt. Die durchgeführten Tests mit Schwerionenstrahlen werden im darauf folgenden Kapitel 9 beschrieben. Hierbei wurde erstmalig das Energieverhalten der ionenstimulierten Desorption bei kryogenen Temperaturen vermessen. Aus den Messungen gewonnene Ergebnisse und Erklärungen werden im Kapitel 10 diskutiert. Die Arbeit wird mit einer Zusammenfassung der gewonnen Erkenntnisse und einem Ausblick auf das SIS100-Kollimatorsystem abgeschlossen.

2 Dynamisches Vakuum in Ringbeschleunigern

Um Teilchen beschleunigen zu können, müssen diese elektrisch geladen sein. In einer Ionenquelle werden den zu beschleunigenden neutralen Atomen einige Elektronen entfernt, sodass sie aus dem Quellenbereich extrahiert und dem Teilchenbeschleuniger zugeführt werden können. Im Verlauf der Beschleuniger-Kette wird der Ladungszustand der Ionen in sogenannten Stripping-Vorgängen erhöht. Die Ionen werden durch eine Folie oder einen Gasstrahl geschossen, wodurch sie abhängig von ihrer Energie Elektronen verlieren. Da bei diesem stochastischen Prozess eine Verteilung von Ladungszuständen entsteht, geht den nachfolgenden Beschleunigerabschnitten ein Großteil der Intensität, nämlich alle Ionen mit dem falschen Ladungszustand, verloren.

Durch den Verzicht auf einen Stripping-Vorgang und die Verwendung eines niedrigeren Ladungszustandes können die beschleunigten Teilchenströme gesteigert werden. Dadurch werden Intensitätsverluste beim Stripping-Vorgang vermieden und die Raumladungsgrenze wird aufgrund der niedrigeren Ladung der Strahlionen zu höheren Teilchenzahlen verschoben. Mit niedrigeren Ladungszuständen steigen jedoch die Wirkungsquerschnitte für Umladung bei Stößen von Strahlionen mit Restgasteilchen. Erste Versuche teilgeladene Uran-Ionen zu beschleunigen, führten im Jahr 2001 zu hohen, intensitätsabhängigen Verlusten [3].

Die teilgeladenen Ionen können durch Kollisionen mit Restgasteilchen ihren Ladungszustand ändern, wodurch sie in Dipolen (ionenoptische Elemente, welche Dispersion aufbauen) vom umlaufenden Strahl getrennt werden und auf der Vakuumkammerwand verloren gehen. Durch den Einschlag wird eine große Menge dort adsorbierter Moleküle losgelöst, wodurch es einen lokalen Druckanstieg und damit einhergehend einen Anstieg der Wahrscheinlichkeit für weitere Umladung gibt, siehe auch Abbildung 2.1. Ionenstimulierte Desorption wird durch jede Art von Teilchenverlusten ausgelöst. Auf diese Weise kann es zu sogenannten Vakuum-Instabilitäten kommen, welche sich über die Umladung von Strahlionen selbst verstärken. Die daraus resultierende hohe Rate von Umladungsverlusten kann bis zum nahezu vollständigen Strahlverlust andauern. Aus diesem Grund muss jede Art von Verlusten minimiert werden.

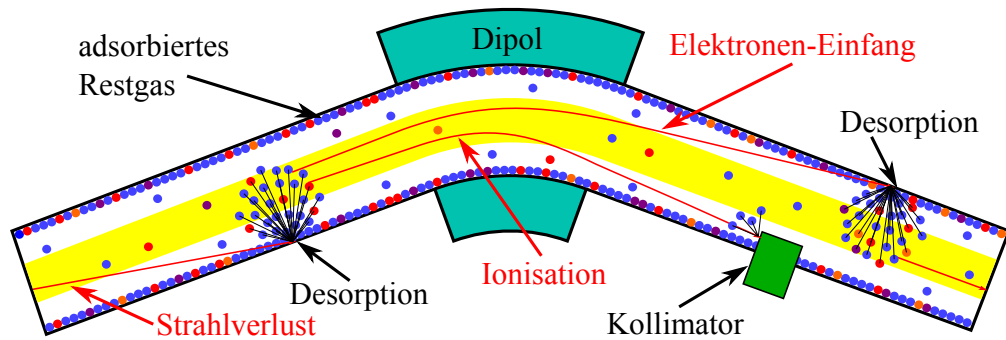


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von Strahlverlusten durch Umladung: Ionen des umlaufenden Strahls (gelb) können durch Stöße mit dem Restgas ihren Ladungszustand ändern, wodurch sie in Dipolen vom umlaufenden Strahl getrennt werden und an der Vakuumkammerwand verloren gehen. Dabei werden dort adsorbierte Restgasteilchen desorbiert, was zu einem lokalen Druckanstieg und damit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für weitere Umladung führt.

Der Mechanismus des dynamischen Vakuums durch Umladung und ionenstimulierte Desorption wird im Folgenden detailliert erläutert.

2.1 Umladung am Restgas

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ion bei einem Stoß mit einem Restgasteilchen seinen Ladungszustand ändert, wird durch Umladungs-Wirkungsquerschnitte beschrieben. Man unterscheidet hier zwischen Elektronen-Einfang und Elektronen-Verlust bzw. Ionisation. Beide Mechanismen hängen sowohl von der Energie des Projektils, als auch von dessen Kernladungszahl und Ladungszustand, sowie von der Kernladungszahl des Targets (Restgas) ab. Es existieren verschiedene theoretische Modelle zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte, welche beispielsweise in [4, 5, 6, 7] näher erläutert werden. Beispielsweise sind in Abbildung 2.2 die berechneten Umladungs-Wirkungsquerschnitte für U^{28+} in Stößen mit verschiedenen Restgaskomponenten dargestellt. Bei Energien unterhalb einiger MeV/u dominiert der Elektronen-Einfang, während er bei größeren Energien vernachlässigbar gegenüber der Ionisation¹ wird. Bereits bei der Injektion in das SIS18 bei 11,4 MeV/u spielt der Elektronen-Einfang eine untergeordnete Rolle. Spätestens jedoch mit einsetzender Beschleunigung kann er gegenüber der Ionisation vollständig vernachlässigt werden.

Die Ionisation eines geladenen Teilchens im Stoß mit einem neutralen Target kann durch zwei verschiedene Prozesse geschehen. Im ersten Prozess „taucht“ das Projektil in

¹Verlust von Elektronen

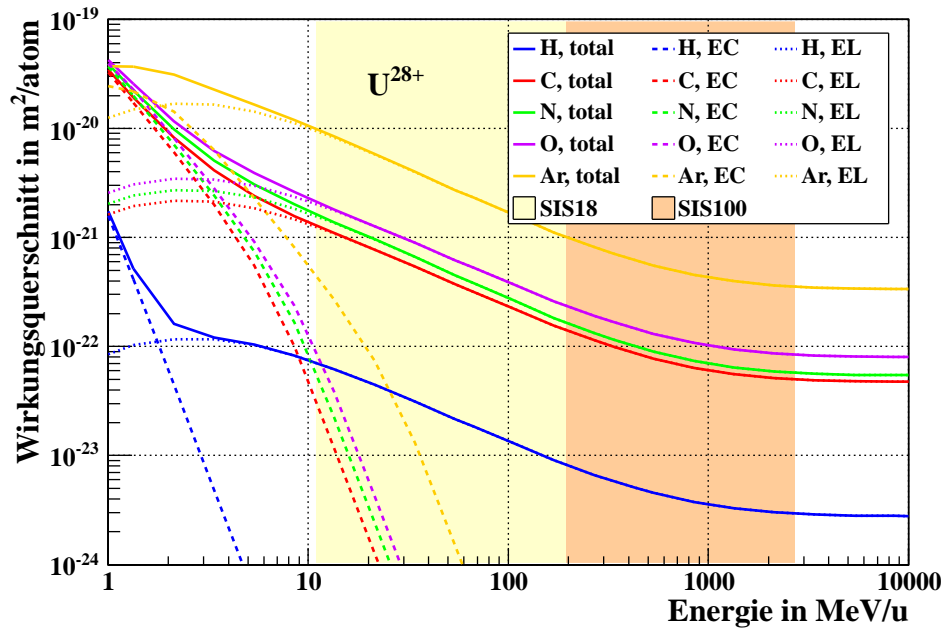


Abbildung 2.2: Theoretisch berechnete Umladungs-Wirkungsquerschnitte für U^{28+} auf verschiedene Restgaskomponenten als Funktion der Projektil-Energie. Die Energiebereiche von SIS18 und SIS100 sind farbig markiert. Nachdem die Beschleunigung im SIS18 begonnen hat, kann Elektronen-Einfang (EC) vernachlässigt werden. Lediglich Ionisation (EL) trägt noch zum totalen Umladungs-Wirkungsquerschnitt bei. (Daten aus [4, 5, 6, 7, 8])

die elektronische Hülle des Targets ein. Dabei spürt es ein vom Stoßparameter abhängiges, effektives Kernpotential, da dieses nicht mehr vollständig von der Elektronenhülle abgeschirmt wird. Man spricht von der (n, e) -Wechselwirkung, da das Projektilektron durch den Targetkern ionisiert wird. Bei hinreichend hoher Energie kann das Projektil aber auch in einem Stoß mit einem Targetelektron ionisiert werden. Aus Sicht des Projektils findet eine Elektronenstoß-Ionisation statt, welche man als (e, e) -Wechselwirkung bezeichnet. Im hier betrachteten Energiebereich ist diese Wechselwirkung dominant [9, 10].

Die Ionisations-Wirkungsquerschnitte steigen daher mit der Kernladungszahl des Targets und mit der Anzahl der an das Target gebundenen Elektronen. Aus diesem Grund sind schwere Restgaskomponenten mit vielen Elektronen, wie Argon, beim Betrieb mit niedrig geladenen Schwerionen auf jeden Fall zu vermeiden. Je nach Restgaszusammensetzung und Energie ergibt sich ein effektiver Umladungs-Wirkungsquerschnitt für den Strahl, welcher sich aus der Summe der atomaren Wirkungsquerschnitte, gewichtet mit der Anzahl der jeweiligen Targetatome im Restgasmolekül, zusammensetzt.

Eine ausführliche Beschreibung der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Projektile befindet sich in [8]. Vergleiche zwischen theoretischen Voraussagen und Messungen werden in [11] durchgeführt.

2.2 Verlustverteilungen

Da der Ladungszustand eines umgeladenen Strahlions von dem des Referenz-Ions abweicht, wird es in ionenoptischen Elementen mit Dispersion (Dipole) vom umlaufenden Strahl getrennt und geht an der Strahlrohr-Innenwand verloren. Die Verlustverteilung umgeladener Ionen ist von besonderem Interesse bei der Auslegung eines Kollimatorsystems. Deshalb wird im Folgenden die für die Verteilung zugrunde liegende Variable q/q' eingeführt, mit der Ladung q des Referenz-Ions und der Ladung q' des umgeladenen Ions.

Aus der Gleichheit von Zentripetal-Kraft F_Z und Lorentz-Kraft F_L , der Bewegung eines geladenen Teilchens mit der Masse m , der Geschwindigkeit v , dem Impuls p und der Ladung q im Dipol-Feld, ergibt sich die magnetische Steifigkeit [12]:

$$F_L = \frac{p \cdot q}{m} \cdot B \quad (2.1)$$

$$F_Z = \frac{m v^2}{r} = \frac{p^2}{m r} \quad (2.2)$$

$$F_L = F_Z \Rightarrow \boxed{B r = \frac{p}{q}} \quad (2.3)$$

Hierbei ist B das Magnetfeld und r der Ablenkradius. Gleichung (2.3) wird als magnetische Steifigkeit bezeichnet.

Aus dem Ablenkwinkel im Magnetfeld

$$\varphi = \frac{L}{r}$$

mit der Bogenlänge L und dem Radius r folgt mit der magnetischen Steifigkeit (2.3):

$$\varphi = L B \frac{q}{p}$$

Ein Ion, welches durch einen Stoß mit dem Restgas umgeladen wurde, trägt nun die Ladung q' , der Impuls p und das Magnetfeld B bleiben jedoch unverändert. Die Länge L des Magnetfeldes bleibt ebenfalls gleich. Daraus ergibt sich ein neuer Ablenkwinkel für

das umgeladene Ion nach dem Durchlaufen eines Dipols:

$$\varphi' = L B \frac{q'}{p}$$

Die relative Änderung des Ablenkwinkels ergibt sich zu

$$\frac{\varphi}{\varphi'} = \frac{L B q/p}{L B q'/p} = \frac{q}{q'} \quad . \quad (2.4)$$

Die relative Änderung des Ablenkwinkels wird also durch die relative Ladungsänderung q/q' bestimmt.

Durch die unterschiedliche Ablenkung des umgeladenen Ions vom Referenz-Ion ändert sich der Ablenkwinkel im Dipolfeld. Das umgeladene Ion wird vom umlaufenden Strahl getrennt und trifft auf die Kammerwand. Die Abweichung vom Referenz-Ablenkwinkel bestimmt den Auftreffort. Diese Abweichung ist unabhängig vom Magnetfeld B und dem Impuls p des Teilchens. Die Umladungs-Verlustverteilung ist also eine Eigenschaft des ionenoptischen Lattices und der verwendeten Optik, bzw. des eingestellten Tunes und unabhängig von der Projektil-Energie.

Nach Gleichung (2.4) kann eine relative Änderung des Ablenkwinkels aber auch durch eine Impulsabweichung p/p' hervorgerufen werden, beziehungsweise als eine Impulsabweichung interpretiert werden. Umgeladene Ionen können daher als Teilchen mit großer Impulsabweichung aufgefasst werden. Die Impulsabweichung von Teilchen, welche im Synchrotron nicht von der Beschleunigungsspannung eingefangen wurden, wächst mit einsetzender Beschleunigung. Dies kann als Sinken von q/q' angesehen werden. Umgekehrt kann eine gegebene Impulsabweichung auch durch eine Umladung realisiert werden, auch wenn hier, um realistische Impulsabweichungen wiedergeben zu können, in der Natur nicht vorkommende Ladungszustandsänderungen verwendet werden müssen².

2.3 Ionenstimulierte Desorption als druckerhöhender Prozess

An den Wänden eines Rezipienten (Vakuumbehälter) lagern sich Restgasteilchen an. Sie werden von zwischenmolekularen Van-der-Waals-Kräften mit einer Bindungsenergie von wenigen meV gebunden. Der Einschlag eines Strahlions führt dazu, dass um die Einschlagstelle adsorbierte Restgasteilchen losgelöst werden.

Nach dem Thermal-Spike-Modell in [13] führt der Ioneneinschlag zu einer Energiedeposition an der Oberfläche, welche den Festkörper lokal aufheizt. Die Energie wird auf die adsorbierten Restgasteilchen übertragen, wodurch ihre Bindungsenergie überwunden

²Für eine Impulsabweichung $\Delta p/p = 5\%$ kann man beispielsweise ein $q/q' = 1000/1005$ ansetzen.

wird und sie in das Vakuum freigesetzt werden. Mit Hilfe dieses Modells lassen sich die vergleichsweise großen Desorptionsausbeuten von mehr als 20.000 losgelösten Restgasteilchen pro einfallendem Ion erklären. Der Energieübertrag an den Festkörper geschieht im hier betrachteten Energiebereich fast ausschließlich auf das elektronische System. Messungen [14] haben gezeigt, dass die Desorptionsausbeute mit dem elektronischen Energieverlust an der Oberfläche skaliert, oberhalb des Bragg-Peaks mit zunehmender Energie des einschlagenden Ions also sinkt. Die Energie wird in diesem Fall weiter in der Tiefe des Festkörpers deponiert und gelangt nicht lokalisiert an die Oberfläche.

Die Desorptionsausbeute kann also minimiert werden, wenn die aufgewärmte Oberfläche um die Einschlagstelle minimiert wird. Durch senkrechten Einfall wird die Projektil-Energie im Inneren des Festkörper deponiert. Bei streifendem Einfall werden hingegen große Bereiche der Oberfläche entlang der Trajektorie erwärmt. Die Verwendung eines Materials mit hoher Wärmeleitfähigkeit führt dazu, dass die an der Oberfläche deponierte Wärme schneller in die Tiefe abgeführt werden kann. Umgekehrt weisen Materialien mit einer schlechten thermischen Leitfähigkeit, beispielsweise Isolatoren oder auch organisches Material, eine hohe Desorptionsausbeute auf.

Zur Desorption bei kryogenen Temperaturen existiert wenig Literatur. Bisher durchgeführte Messungen decken nur niedrige Energien ab [15]. Der im Rahmen dieser Arbeit vermessene Energiebereich war bisher unbekannt.

2.4 Erzeugung von Vakuum

Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung von Vakua werden je nach Umgebung und benötigtem Zieldruck verschiedene Arten von Pumpen eingesetzt. Dabei unterscheidet man zwischen fördernden Pumpen, welche die Gasteilchen aus dem System entfernen und absorbierenden Pumpen, welche die Gasteilchen binden. Letztere lassen sich weiter unterteilen in lokale und ausgedehnte Pumpen.

Zum Erzeugen von Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) in Raumtemperatur-Umgebungen werden die Rezipienten auf 200-350 °C ausgeheizt. Dadurch wird den Restgasteilchen einseitig zusätzliche Energie zugeführt, was deren thermische Geschwindigkeit und damit die Wahrscheinlichkeit, in eine Pumpe zu gelangen erhöht. Andererseits wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf den Kammerwänden reduziert, wodurch dort niedergeschlagene Kondensate losgelöst und aus dem Rezipienten entfernt werden können. Weiterhin wird das Ausgasen der Vakuumkammerwände erhöht, wodurch der „Gasvorrat“ der Wand³ schneller abnimmt. Je höher die Ausheiztemperatur gewählt wird, desto schneller tritt eine Reduktion des Ausgasens ein. Gleichzeitig werden die Oberflächen gereinigt. Dadurch

³Im Wesentlichen Wasserstoff

wird beim Abkühlen Platz zum Anlagern von Restgasteilchen geschaffen. Der erreichte Enddruck stellt ein Gleichgewicht zwischen Ausgasen der Oberflächen und Saugvermögen der Pumpen dar [16, 17, 18].

In dieser Arbeit wird die in der Vakuum-Technik gebräuchliche Einheit mbar verwendet. Die Umrechnung in die SI-Einheit Pa lautet:

$$1 \text{ mbar} = 100 \text{ Pa} \quad (2.5)$$

Im Folgenden werden einige im Bereich des UHVs eingesetzte Pumpentypen kurz vorgestellt. In dieser Druckumgebung spricht man von molekularer Strömung, das heißt die mittlere freie Weglänge der Teilchen ist deutlich größer als die Abmessungen des Rezipienten⁴. Die Restgasteilchen stoßen nur noch mit den Wänden und wechselwirken nicht mehr untereinander.

Vorpumpe Drehschieber-, Hubkolben, Schrauben-, o.ä. Pumpe, welche benötigt wird, um den Rezipienten von Atmosphärendruck auf bis zu 10^{-3} mbar zu evakuieren. Es handelt sich um eine fördernde Pumpe, welche als Vorstufe zur Turbomolekularpumpe verwendet wird.

Turbomolekularpumpe (TMP) Bei der Turbomolekularpumpe handelt es sich um eine fördernde Pumpe. Sie besteht aus einer Anordnung von festen und sich mit hoher Drehzahl (10.000 - 100.000 U/min) drehenden Turbinenschaufeln, welche einfallenden Restgasteilchen einen Impuls zufügen, sodass diese den Rezipienten verlassen und der Vorpumpe zugeführt werden können. Die Saugleistung ist abhängig von der Drehzahl und dem Teilchengewicht, bzw. der Teilchengeschwindigkeit: Langsame, schwere Restgasteilchen werden besser gepumpt als leichte, schnelle. Unterhalb eines gewissen Drucks beginnen die leichten Restgasteilchen durch die schnell rotierenden Flügel der Pumpe zurück zu strömen, was den erreichbaren Enddruck bestimmt.

Ionenzerstäuber-Pumpe (IZP) Bei der Ionenzerstäuber- oder Ionengetter-Pumpe handelt es sich um eine absorbierende Pumpe. Restgasteilchen werden durch Elektronenstoß ionisiert und durch ein elektrisches Feld auf eine Titan-Oberfläche beschleunigt. Hier werden sie entweder implantiert oder chemisch gebunden. Beim Auftreffen wird Titan aus der Kathode herausgeschlagen, was sich an den umliegenden Flächen als Getter-Material anlagert und chemisch reaktive Gase bindet oder Edelgase „begräbt“. Auf diese Weise erhält sie immerhin eine schwache Saugleistung für Edelgase. Diese Art von Pumpe kann Drücke bis 10^{-11} mbar erreichen.

⁴Vakuumbehälter

Titan-Sublimations-Pumpe (TSP) Bei der Titan-Sublimations-Pumpe handelt es sich ebenfalls um eine absorbierende Pumpe. Durch Anlegen eines Stroms wird Material von einer Titan-Wendel sublimiert, welches sich als chemisch reaktiver Getter auf den umliegenden Oberflächen niederschlägt. Je nach Druck im Rezipienten bleibt die Oberfläche mehrere Wochen bis Monate chemisch reaktiv, bevor sie sättigt und neues Titan sublimiert werden muss. Edelgase und Edelgas-artige Moleküle können hier nicht gepumpt werden, da sie chemisch inert sind.

NEG-Flächen NEG steht für Non-Evaporable-Getter. Hierbei handelt es sich um eine spezielle metallische Beschichtung der Oberfläche, beispielsweise Titan-Zirkon-Vanadium, welche Restgasteilchen chemisch bindet. Je nach Art des Auftragens können entweder kleine Bereiche, sogenannte NEG-Kartuschen mit großer Oberfläche oder ganze Strahlrohr-Abschnitte beschichtet werden. Durch letzteres lässt sich eine ausgedehnte Pumpe realisieren. Gleichzeitig wird das Ausgasen der Behälterwände nahezu eliminiert. Die chemische Reaktivität der Oberfläche wird durch einen dedizierten Ausheizzyklus bei Temperaturen von einigen 100 °C aktiviert. Edelgase bzw. Edelgas-artige Moleküle können auch hier nicht gebunden werden. Nachdem die Oberflächen gesättigt sind, müssen sie durch Ausheizen neu aktiviert werden, was bis zu ca. 40-50 Mal möglich ist [19, 20]. Die warmen Abschnitte des SIS100 werden mit NEG beschichtet [21].

Kryo-Pumpen Als Kryo-Pumpen werden kryogene Oberflächen (Temperaturen typischerweise unterhalb von 30 K) bezeichnet. Sie können entweder mit Hilfe von Kalt-Köpfen⁵ realisiert werden, wodurch sich eine lokalisierte Pumpe ergibt, oder indem die ganze Behälterwand auf kryogene Temperaturen gekühlt wird. Hierdurch entsteht eine ausgedehnte Pumpe. Letzteres wird in den kryogenen Abschnitten des SIS100 gemacht. Für die pumpenden Eigenschaften kryogener Oberflächen gibt es zwei verschiedene zugrunde liegende Effekte:

Kryo-Kondensation Bei der Kryo-Kondensation werden Restgaskomponenten entsprechend ihrer Dampfdruckkurven (siehe Abbildung 2.3) kondensiert. Diese besagen, dass sich beispielsweise bei einer Temperatur von 20 K ein Stickstoff-Partialdruck von 10^{-11} mbar einstellt. Bei der Kondensation entsteht ein sortenreines Kondensat. Es können beliebige Schichtdicken aufwachsen [23].

Kryo-Adsorption Bei der Kryo-Adsorption handelt es sich vereinfacht gesagt um eine erhöhte mittlere Verweildauer der Restgasteilchen auf der Oberfläche. Dadurch ergibt sich eine Netto-Saugleistung. Kryo-Adsorption tritt oberhalb

⁵Gerät, welches eine kryogene Fläche erzeugt und an eine Vakuumkammer angeflanscht werden kann, siehe z.B. [23].

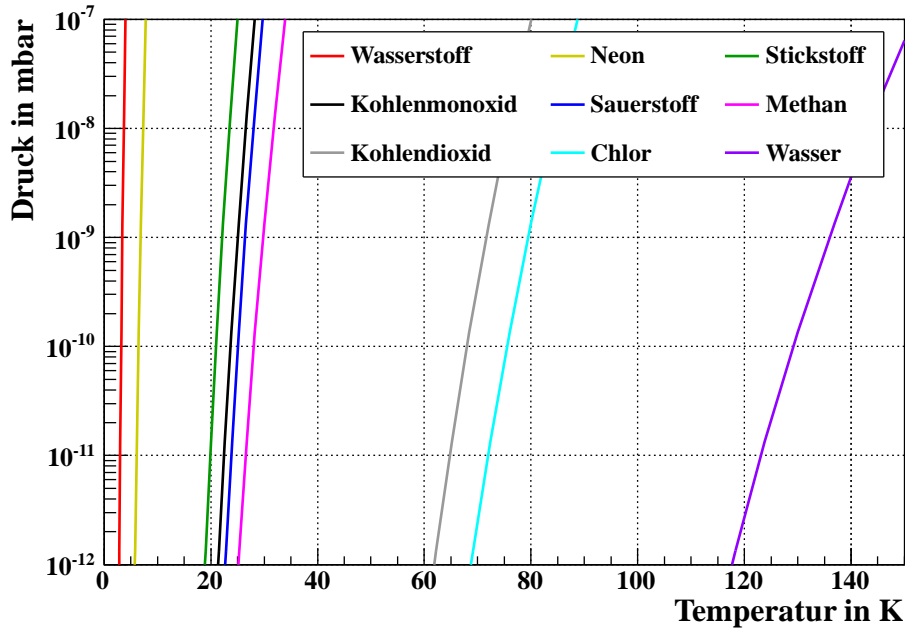


Abbildung 2.3: Dampfdruckkurven ausgewählter Restgaskomponenten [22].

der Kondensations-Temperatur auf, jedoch nur, solange sich auf den Oberflächen wenige Monolagen der jeweiligen Gassorte befinden [23, 24]. Durch Kryo-Adsorption kann bereits bei Temperaturen knapp unter 18 K Wasserstoff gebunden werden, obwohl dies nach der Dampfdruckkurve erst bei wesentlich niedrigeren Temperaturen möglich ist. Sind die Oberflächen gesättigt, lässt die Saugleistung jedoch schnell nach. Beim Überschreiten der kritischen Temperatur werden alle ab dieser Temperatur gebundenen Restgasteilchen schlagartig in das Vakuum freigesetzt, was einen Druckanstieg um 6 Größenordnungen zur Folge haben kann [25].

Die Temperatur, ab welcher Gase kryo-adsorbiert werden, hängt von der Beschaffenheit des Untergrundes ab. Durch eine geeignete Oberflächenbeschichtung, beispielsweise mit Aktivkohle, kann bei Temperaturen von flüssigem Helium auch ein Saugvermögen für Helium⁶ geschaffen werden [26].

⁶Die Dampfdruckkurve von Helium liegt im Bereich von 200-400 mK für den in Abbildung 2.3 gezeigten Druckbereich.

2.5 Maßnahmen gegen Vakuuminstabilitäten

Vakuuminstabilitäten können sich über Umladung von Strahlionen in Stößen mit dem Restgas selbst verstärken. Da dieser Effekt durch jegliche Art von Teilchenverlusten ausgelöst wird, müssen alle Arten von Verlusten vermieden werden. Verluste zu Beginn des Beschleunigungszyklus sind jedoch besonders schwerwiegend. Hier sind aufgrund der niedrigen Energie sowohl die Desorptionsausbeuten, als auch die Umladungs-Wirkungsquerschnitte hoch. Unter Anfangsverlusten „leidet“ dadurch der gesamte Beschleunigungszyklus. Aus diesem Grund ist es wichtig diese Verluste zu minimieren oder aus dem Synchrotron heraus zu verlagern, siehe hierzu auch [27].

Eine Erniedrigung des statischen Restgasdruckes reduziert die initiale Umladung. Erreicht wird dies durch eine Erhöhung der Saugleistung, insbesondere durch die Installation von ausgedehnten Pumpflächen, sodass der mittlere, vom Strahl sichtbare Restgasdruck möglichst niedrig ist. Eine Erhöhung der Saugleistung am Ort der Desorption dämpft den Effekt der Selbstverstärkung, da desorbierte Gase schnell aus dem System entfernt werden, bevor es zu massiver Umladung kommt.

Die Installation niedrig desorbierender Oberflächen an den Verlustpositionen, sogenannte Kollimatoren oder Ion-Catcher, ist eine weitere, wichtige Maßnahme zum Dämpfen der Selbstverstärkung. Auf diese Weise wird die beim Auftreffen der verlorenen Ionen freigesetzte Menge an Gasteilchen minimiert.

2.6 Simulation mit StrahlSim

Zum besseren Verständnis des dynamischen Vakuums ist eine Simulation desselben unerlässlich. Im Rahmen von [28, 8] wurde das Simulationsprogramm StrahlSim geschaffen, welches neben einem realistischen Beschleunigungs-Zyklus alle bisher beschriebenen Beiträge zum dynamischen Vakuum berücksichtigt [29].

Zunächst können umgeladene Teilchen durch ein ionenoptisches Lattice verfolgt werden, um die Verlustverteilung und ggf. eine Kollimationseffizienz⁷ zu ermitteln. Im sogenannten Kesselmodell wird das Beschleuniger-Vakuum durch einem mittleren Druck, beziehungsweise Teilchendichte und eine mittlere Saugleistung beschrieben. Anhand dieses Druckes wird abhängig von der sich ändernden Restgaszusammensetzung und der Strahlenergie die Anzahl der pro Zeitschritt umgeladenen Ionen ausgerechnet. Diese rufen wiederum über einen vorgegebenen Desorptionskoeffizienten einen Druckanstieg im System hervor. Dem Anteil der umgeladenen Ionen, welche auf Kollimatoren treffen, werden niedrigere Desorptionsausbeuten zugeordnet. Auf diese Weise findet eine Rückkopplung zwischen mittlerem Restgasdruck und Strahlintensität in Abhängigkeit von der

⁷Verhältnis zwischen der Anzahl verlorener Strahlionen auf den Kollimatoren und auf den Wänden.

Strahlenergie statt. Die Simulationsergebnisse weisen eine gute Übereinstimmung mit gemessenen Intensitätsverläufen auf.

Das Kesselmodell liefert jedoch nur Informationen über die Transmission unter der Annahme eines mittleren Restgasdruckes. Zur Verfeinerung wurde StrahlSim im Rahmen von [30] um das sogenannte Ringmodell erweitert. Hier wird das Vakuumsystem des Beschleunigers in kleine Elemente eingeteilt, welchen individuelle Saugleistungen, Ausgasraten und Leitwerte zu benachbarten Elementen zugeordnet werden. Anhand dieser Information wird ein statisches Druckprofil der Anlage berechnet. In diesem Druckprofil werden nun in Abhängigkeit von der longitudinalen Position Strahlteilchen umgeladen. Anhand einer durch Tracking ermittelten Zuordnung werden die in jedem Quell-Element umgeladenen Ionen auf Ziel-Elemente verteilt, wo kurzzeitig ein erhöhtes Ausgasen eingestellt wird. Auf diese Weise wird die zeitliche Entwicklung des longitudinalen Druckprofils entlang des Beschleunigers simuliert. Durch die Berücksichtigung lokaler Effekte, wie beispielsweise den Injektionsverlusten zu Beginn des Zyklus, können die durch Umladung hervorgerufenen Druckanstiege in den Sektionen strahlabwärts beobachtet werden. Dieses Verhalten wurde auch in Messungen des Restgasdruckes während Maschinenexperimenten beobachtet [31, 32]. Weiterhin ist es möglich die individuellen Verlustraten auf den Kollimatoren zu simulieren, welche ebenfalls gute Übereinstimmung mit Messungen zeigen.

Für die Simulation des kryogenen SIS100 wurden verschiedene Modelle für die pumpenden Eigenschaften kalter Oberflächen implementiert. In Abhängigkeit vom gewählten Kühlkonzept der Vakuumkammern ergeben sich unterschiedliche Temperaturen für die Wände und damit unterschiedliche Saugleistungen bzw. Beweglichkeiten für die Restgasmoleküle.

Anhand von StrahlSim-Simulationen wurden die zu erwartenden Strahllasten auf das Kollimatorsystem abgeschätzt [33].

3 Die Beschleunigeranlage von GSI und FAIR

Im Folgenden werden die bei GSI bestehende Beschleuniger-Anlage, sowie die im Rahmen des FAIR-Projekts geplanten Anlagen kurz beschrieben. Dabei wird der Schwerpunkt auf die beiden Schwerionensynchrotrone gelegt.

Abbildung 3.1 bietet einen Überblick über die am GSI Helmholtzzentrum bestehende Beschleunigeranlage und Experimentierplätze sowie den im Rahmen des FAIR-Projektes geplanten Beschleunigerkomplex mit Experimenten.

3.1 Die bestehende Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums

Das Kernstück der bestehenden Beschleuniger-Anlage des GSI Helmholtzzentrums ist der Linearbeschleuniger UNILAC¹. Hier können alle Ionensorten vom Proton bis hin zum Uran aus bis zu drei Quellen simultan beschleunigt werden. Dabei werden mittlere Ladungszustände verwendet, beispielsweise U^{28+} , welche durch einen Gas-Stripper vor dem Einschuss in den Hauptbeschleuniger des Typs Alvarez erzeugt werden. Am Ende des UNILAC besitzen die Ionen eine Energie von bis zu 11,4 MeV/u.

Dieser Strahl kann gleichzeitig für Experimente und zum Einschuss in das Synchrotron SIS18² verwendet werden. Im Transfer-Kanal zum SIS18 kann der Ladungszustand durch eine Folie weiter erhöht werden (bspw. auf U^{73+}). Das Synchrotron erlaubt eine Beschleunigung aller Ionensorten bis zu einer magnetischen Steifigkeit von 18 Tm [34]. Injiziert wird mit der sogenannten Multi-Turn-Injektion (MTI). Bei diesem Verfahren wird eine lokale Orbitbeule erzeugt, in welche der Strahl durch das elektrostatische Injektionsseptum³ eingeschossen wird. Die Orbitbeule wird innerhalb einiger Umläufe auf den Referenzorbit zurückgefahren. Typischerweise dauert dieser Vorgang $60 \mu\text{s}$ für 12 Umläufe. Auf diese Weise wird die transversale Akzeptanz des Beschleunigers ge-

¹UNIversal Linear ACelerator

²Schwer-Ionen-Synchrotron, maximale magnetische Steifigkeit 18 Tm

³Elektrisches Feld, welches durch Drähte vom umlaufenden Strahl getrennt wird und den injizierten Strahl um die letzten mrad ablenkt.

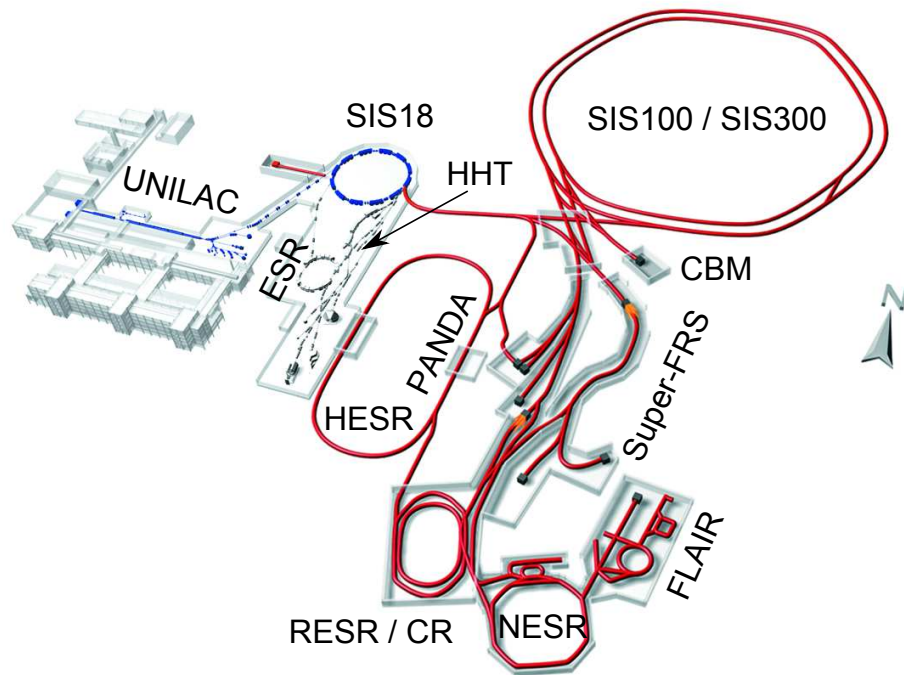


Abbildung 3.1: Die am GSI Helmholtzzentrum existierende Beschleunigeranlage (blau) wird als Injektor für den im Rahmen des FAIR-Projektes geplanten Beschleunigerkomplex (rot) dienen. Der Experimentierplatz HHT, an welchem die Tests am Kryokollimator-Prototypen durchgeführt wurden, ist an der existierenden GSI-Anlage (grau) markiert.

füllt, der Strahl wird im Synchrotron „aufgefädelt“. Zur Erhöhung der Intensität kann die Emittanz des injizierten Strahls mit dem Elektronenkühler reduziert werden. Dadurch entsteht im Phasenraum Platz für eine weitere Injektion. Dieser Vorgang wird als Multi-Multiturn-Injektion (MMI) bezeichnet und kann mehrfach wiederholt werden. Er nimmt jedoch einige Zeit in Anspruch, deshalb kann hierdurch nur die Puls-Intensität gesteigert werden, nicht jedoch die mittlere Intensität.

Die Beschleunigung geschieht mittels zweier Kavitäten, welche eine maximale Beschleunigungsspannung von 28 kV bei einer Harmonischenzahl von $h = 4$ ermöglichen. In der finalen Ausbaustufe für FAIR kann mit bis zu 10 T/s gerampt werden.

Der Strahl kann auf zwei verschiedene Arten extrahiert werden: Bei der schnellen Extraktion werden einige oder alle Bunche⁴ mit schnellen Kicker-Magneten in das magnetische Extraktionsseptum⁵ gekickt. Durch sogenannte Bunch-Rotation kann ein einzelner ca. 90 ns kurzer Puls erzeugt und schnell extrahiert werden. Bei der langsamen Extrak-

⁴Teilchenpakete

⁵Dipolfeld, welches sich zur Extraktion neben dem umlaufenden Strahl befindet.

tion wird der Strahl angeregt, sodass er sich „aufbläht“ und die resonanten Teilchen in das elektrostatische Extraktionsseptum⁶ gelangen. Hier erfahren sie eine kleine Ablenkung, welche sie im weiteren Verlauf in das magnetische Septum zur Extraktion leitet. Auf diese Weise kann ein bis zu 10 s andauernder, quasi-kontinuierlicher Strahl (Spill) erzeugt werden.

Das Vakuumsystem wird mit Vorpumpen und Turbomolekularpumpen angepumpt. Diese werden nach dem Ausheizen mit Schieberventilen abgetrennt, sodass sie für die Titan-Sublimationspumpen und die Ionen-Zerstäuberpumpen bei einem mittleren Restgasdruck von ca. $2 \cdot 10^{-11}$ mbar keine Gaslast darstellen.

Im Rahmen des Upgrade-Programms [35] für FAIR wurden zusätzlich zu den konventionellen Pumpen alle Dipol- und alle Quadrupol-Kammern mit NEG (Non-Evaporable-Getter, siehe Abschnitt 2.4) beschichtet. Diese Beschichtung hält den mittleren Restgasdruck auch in den langen Vakuumkammern ohne Pumpstützen niedrig. Weiterhin wurde ein Kollimatorsystem installiert, welches in [8] ausgelegt worden ist und in Abschnitt 4.1 näher erläutert wird.

Nach Einbau aller Kollimatoren und NEG-beschichteten Vakuumkammern konnte im Rahmen von Maschinenexperimenten eine maximale Intensität von $2 \cdot 10^{10}$ U^{28+} -Teilchen beschleunigt werden, was derzeit Weltrekord ist [36].

Mit dem Strahl des Synchrotrons gibt es zahlreiche Möglichkeiten für Experimente. Beispielsweise können am Fragmentseparator an einem Produktionstarget seltene radioaktive Kerne erzeugt werden, die im Speicherring ESR⁷ gespeichert werden. Anhand der Änderung der Umlauffrequenz einzelner Kerne kann die Halbwertszeit dieser Isotope bestimmt werden. Auch viele Experimente der Atomphysik sind im ESR möglich. In den beiden großen Experimenten HADES und FoPi wird die Produktion von Elementarteilchen untersucht. Es gibt Bestrahlungsplätze der Biophysik und der Materialforschung, einen Bestrahlungsplatz zur Tumor-Therapie, sowie der Plasmaphysik.

Das Kontrollsystem ermöglicht es, verschiedene Ionensorten bei unterschiedlichen Energien Puls für Puls abwechselnd in sogenannten „Virtuellen Beschleunigern“ zu beschleunigen. Auf diese Weise ist ein Parallelbetrieb von mehreren Experimenten mit unterschiedlichen Ionen und Energien möglich. Parallel zu einem Hauptexperiment kann ein parasitäres Experiment von Zeit zu Zeit mit einem oder mehreren Pulsen versorgt werden.

3.2 Die geplante FAIR-Beschleunigeranlage

Im Rahmen des FAIR-Projektes (Facility for Antiproton and Ion Research) sind mehrere neue Beschleuniger- und Speicherringe geplant. Da eine detaillierte Darstellung aller

⁶Elektrisches Feld, welches durch Drähte vom umlaufenden Strahl getrennt wird.

⁷Experimentier-Speicher-Ring

geplanten Maschinen den Rahmen sprengen würde und keinen wesentlichen Beitrag zur vorliegenden Arbeit leistet, liegt der Schwerpunkt im Folgenden auf dem SIS100. Eine genauere Beschreibung von FAIR befindet sich in [1, 2, 37].

Das Schwerionensynchrotron SIS100 bildet das Kernstück der neuen FAIR-Anlage. Der Schwerionenstrahl wird mit einer magnetischen Steifigkeit von 18 Tm vom bestehenden SIS18 in das SIS100 injiziert und beschleunigt, bis eine magnetische Steifigkeit von 100 Tm erreicht ist. Das ionenoptische Lattice weist eine sechsfache Symmetrie auf. Die Dipol-Magnete zur Ablenkung bilden die Bögen. Die Geraden sind für verschiedene Einbauten wie Injektion und Extraktion sowie Beschleunigungs-Kavitäten vorgesehen. In der Strahlführung kommen eisendominierte, supraleitende Magnete zum Einsatz, das heißt, dass hier das Magnetfeld durch einen Eisenkern geformt wird, die Spulen jedoch aus supraleitenden Leitern bestehen. Auf diese Weise erhält man kalte Vakuumkammern, welche eine große pumpende Fläche darstellen (siehe auch Abschnitt 2.4). Die Bögen werden komplett von Kryostaten umgeben sein, also auf tiefen Temperaturen gehalten werden. Die warmen Geraden werden durch kurze kalte Abschnitte mit Quadrupol-Dupletts unterbrochen.

Im Schwerionenbetrieb sind vier Bunch-to-Bucket-Injektionen vom SIS18 geplant, bis die Beschleunigung mit einer Ramprate von 4 T/s beginnt. Als Extraktionsarten sind, wie im SIS18, schnelle und langsame Extraktion mit bis zu 10 s Extraktionsdauer möglich. Im Modus der schnellen Extraktion ist eine Zyklusdauer von ca. 1,8 s vorgesehen. Das Design des SIS100 zeichnet sich, wie auch das des SIS18, durch seine Vielseitigkeit aus, siehe auch [21].

Wie im SIS18 ist auch im SIS100 ein Kollimatorsystem zur Stabilisierung des Restgasdruckes im Schwerionenbetrieb vorgesehen. Anders als im SIS18 wurde hier jedoch das Lattice für den Einsatz von Kollimatoren optimiert, wodurch sich eine Kollimationseffizienz jenseits der 99% ergibt (siehe auch Abschnitt 4.2.1). Die Kollimatoren befinden sich zwischen den Quadrupolen in den Kryostaten. Aus diesem Grund ist die Entwicklung eines speziellen *Kryokollimators* nötig.

Die Magnete und Teile des Strahlrohrs werden mit flüssigem Helium gekühlt. Die Versorgung der Magnete mit Kühlmittel erfolgt von unterhalb des Beschleunigers. Hier wird auch das Helium-Gas zur Kryo-Anlage zurück geführt. Die kalten Abschnitte befinden sich innerhalb eines Kryostaten mit thermischem Schild, welcher mit Helium-Gas gekühlt wird. Dieser fängt die Wärmestrahlung der warmen Außenwände des Kryostaten ab. Im Kryostaten wird ein Isolationsvakuum aufrecht erhalten, welches den Wärmetransport über Konvektion verhindert.

Das Strahl-Vakuum des SIS100 wird in den kalten Abschnitten durch die kalten Kammerwände aufrecht erhalten. Zusätzliche sind Kryo-Adsorptionspanele mit Aktivkohle-Beschichtung geplant (siehe auch Abschnitt 2.4). Diese stellen ein Saugvermögen für

Helium und Wasserstoff zur Verfügung [26]. Bevor die Magnete und das Strahlrohr gekühlt werden, wird das Strahlrohr auf ein Vor-Vakuum evakuiert, um die Menge an ausgefrorenem Gas auf den Kammerwänden so gering wie möglich zu halten. Die hierfür nötigen Turbomolekular-Pumpen werden über spezielle Anpump-Kalt-Warm-Übergänge verbunden und nach dem Anpumpen abgetrennt.

Das Schwerionensynchrotron SIS300 wird in der finalen Ausbaustufe von FAIR im gleichen Tunnel wie das SIS100 installiert werden. Hierbei handelt es sich ebenfalls um eine supraleitende Maschine, jedoch mit $\cos\Theta$ -Magneten. Das Magnetfeld wird hier durch die Anordnung der Spulen geformt. Es weist gezwungenermaßen die gleiche Symmetrie wie das SIS100 auf, hat jedoch ein FODO-Lattice⁸. Der Strahl kann hier beschleunigt werden bis er eine magnetische Steifigkeit von 300 Tm erreicht. Der vom SIS100 transferierte Strahl kann im sogenannten „Stretcher-Mode“ langsam extrahiert werden. Dadurch wird für Experimente ein nahezu kontinuierlicher, hochenergetischer und hochintensiver Schwerionenstrahl zur Verfügung gestellt, welcher nur durch kurze Pausen für den Transfer zwischen SIS100 und SIS300 unterbrochen wird.

Die geplanten Experimente decken ein breites Forschungsspektrum ab. In den großen Experimenten $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ⁹ und CBM¹⁰ werden Untersuchungen zu den Eigenschaften der starken Wechselwirkung durch Kollisionen von Antiprotonen mit Nukleonen und Kernen und das QCD-Phasendiagramm mit Hilfe von Kernkollisionen durchgeführt. Weiterhin gibt es Kollaborationen im Bereich der Nuklearstruktur und Astrophysik, Atomphysik, Plasmaphysik, Biophysik und Materialforschung. Geplant sind Experimente mit radioaktiven Strahlen, welche im Super-FRS¹¹ erzeugt und separiert und für Messungen in den zahlreichen Speicherringen akkumuliert und gekühlt werden. Auf diese Art werden exotische Strahlen mit bisher nicht erreichter Qualität für Präzisionsexperimente zur Verfügung stehen.

⁸Anordnung der Magnete: Fokussierender Quadrupol, Dipol, Defokussierender Quadrupol, Dipol, ...

⁹Anti-Proton **A**Nnihilations at **D**Armstadt

¹⁰**C**ompressed **B**aryonic **M**atter

¹¹**F**Ragment-**S**eparator

4 Struktur und Betrieb der beiden Schwerionensynchrotrone

Im folgenden Kapitel werden die Struktur und der (simulierte) Betrieb der beiden Schwerionensynchrotrone SIS18 und SIS100 beschrieben. Dabei sollen insbesondere die Unterschiede im ionenoptischen Lattice und die daraus resultierende Kollimationseffizienz und Leistung der beiden Synchrotrone gegenüber gestellt werden.

4.1 Schwerionensynchrotron SIS18

Da das existierende SIS18 ein Kollimatorsystem besitzt, können hier nicht nur Simulationen, sondern auch Messungen durchgeführt und gezeigt werden. Zunächst wird das Kollimatorsystem charakterisiert, anschließend werden Messungen mit diesem System und daraus resultierende Beobachtungen mit Simulationen verglichen und Schlussfolgerungen gezogen.

4.1.1 Lattice und Kollimation

Das SIS18 hat eine Länge von 216,8 m und besitzt eine Triplett-Struktur zur Fokussierung. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Ansicht des Synchrotrons mit Dipolen (hellblau), Quadrupolen (fokussierend blau, defokussierend rot) und Kollimatoren (grün). Während der Beschleunigung wird die Optik auf eine Dublett-Struktur geändert. In Abbildung 4.2 sind Trajektorien von durch Elektronenverlust zu U^{29+} umgeladener Ionen, sowie die daraus resultierende Verlustverteilung zu finden. Diese ist keine Gleichverteilung über den Ring, sondern zu einem gewissen Grad lokalisiert, was die Voraussetzung für ein effizientes Kollimatorsystem ist.

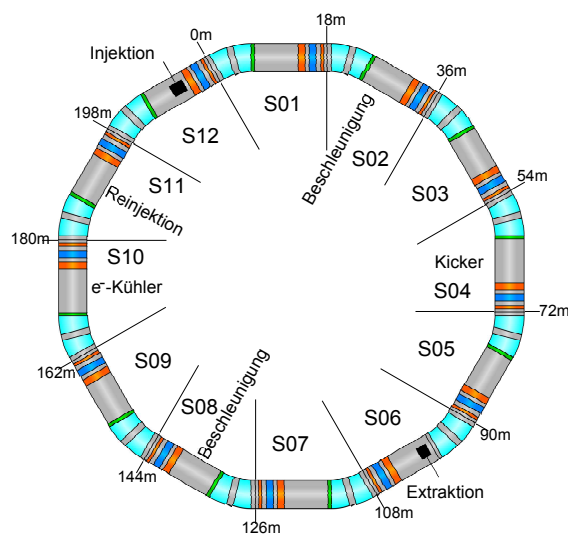


Abbildung 4.1: Schematische Ansicht des SIS18 [30].

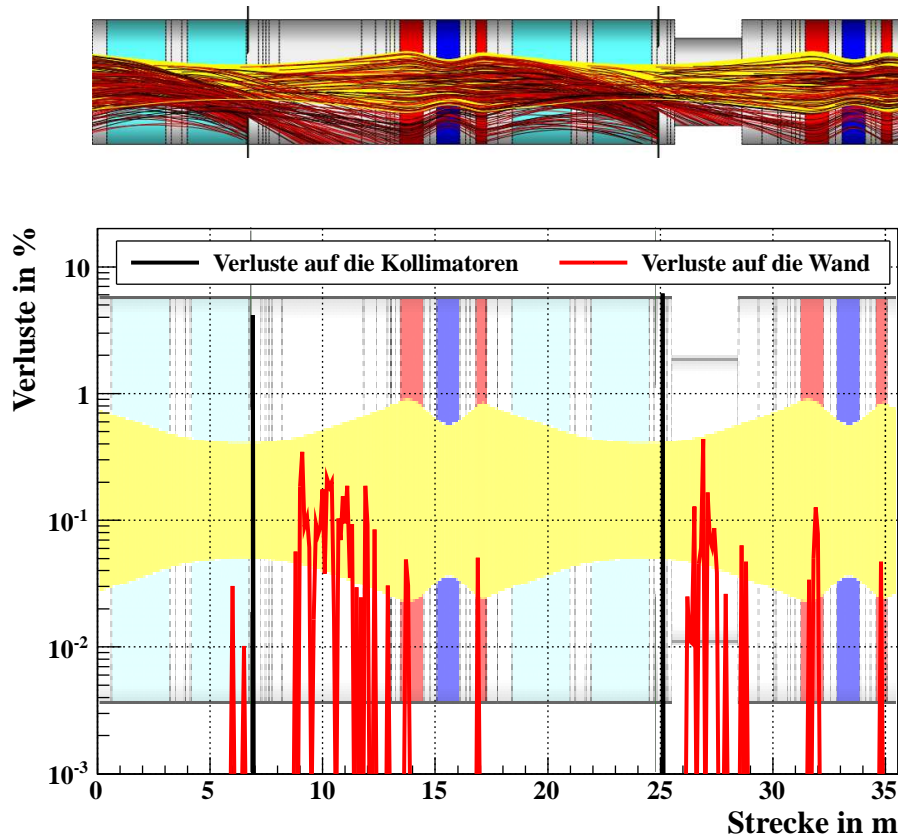


Abbildung 4.2: Mit StrahlSim berechnete Trajektorien (oben) und Verlustverteilung (unten) des Umladungskanals $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ für zwei Sektoren des SIS18. Die Enveloppe des umlaufenden Strahls ist gelb dargestellt, Dipole hellblau, defokussierende Quadropole dunkelblau und fokussierende Quadropole rot. Die Verlustverteilung ist auf die gesamten Verluste über den Ring normiert.

Anhand dieser Verlustverteilungen wurde der Platz hinter den Dipol-Gruppen für Kollimatoren ausgewählt. Für den Umladungskanal $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ kann so eine Kollimationseffizienz von 65% erreicht werden. Die Auslegung und der Test verschiedener Prototypen ist in [8] beschrieben.

Um das Kollimatorsystem auch für andere Umladungskanäle zu charakterisieren wird auf die im Abschnitt 2.2 eingeführt Variable q/q' zurückgegriffen, also die relative Änderung der Ladung, des Impulses oder allgemein der magnetischen Steifigkeit. In Abbildung 4.3 ist die Kollimationseffizienz des SIS18 als Funktion der relativen Ladungsänderung aufgetragen. Da auf beiden Seiten des Rings Kollimatoren installiert sind, gibt es auch eine Kollimationseffizienz für $q/q' > 1$. Der Umladungskanal $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ besitzt ein q/q' von 0,9655, liegt also nahe am ersten Maximum. Die maximale Kollimationseffi-

	S01	S02	S03	S04	S05	S06	S07	S08	S09	S10	S11	S12
I	55,5	45,5	55,5	65,5	45,5	–	50,5	45,5	45,5	50,5	45,5	45,5
A	45,5	55,5	45,5	45,5	45,5	–	45,5	50,5	55,5	45,5	55,5	55,5

Tabelle 4.1: Abstände der Umladungskollimatoren in den verschiedenen Sektionen des SIS18 von der Strahlachse auf der Innenseite (**I**) und der Außenseite (**A**) in mm [8, 38].

gen dafür, dass hohe Umladungsquerschnitte schnell überwunden werden. Aber auch der statische Restgasdruck ist durch die NEG-Beschichtung aller Dipol- und Quadrupolkammern drastisch gesenkt worden.

Ein Maß für die Qualität des statischen Vakuums ist die Lebensdauer des Strahls. Hierzu wird ein Schwerionenstrahl entweder direkt bei Injektionsenergie gespeichert oder auf eine beliebige Energie beschleunigt und dann gespeichert und die Abnahme der Intensität aufgezeichnet. In den Intensitätsverlauf $I(t)$ wird eine Lebensdauerfunktion nach

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-t/\tau(I_0)} \quad (4.1)$$

angepasst, um die Lebensdauer τ des Strahls zu bestimmen. Eine lineare Abhängigkeit der Lebensdauer τ von der Anfangsintensität I_0 wurde experimentell herausgefunden und durch Simulationen verifiziert [39]. Um eine von der Intensität unabhängige Lebensdauer zu erhalten wird also die Lebensdauer für jede Energie bei verschiedenen Intensitäten vermessen. In die Auftragung Lebensdauer über Anfangsintensität wird eine lineare Funktion angepasst, aus welcher der Y-Achsenabschnitt extrahiert wird. Dieser wird als „Einzelteilchenlebensdauer“ bezeichnet, also die statistische Lebensdauer, welche ein einzelnes Teilchen im Beschleuniger haben würde. Sie gibt eine von der Intensität des Strahls unabhängige Lebensdauer an. Messungen bei verschiedenen Energien, welche durch Fluktuationen des Quellenpulses zwangsläufig bei verschiedenen Intensitäten stattfinden, werden dadurch miteinander vergleichbar. Die Intensitätsabhängigkeit kommt dadurch zustande, dass sich ein Gleichgewichts-Druck zwischen durch Strahlverluste induzierter Desorption und Saugleistung einstellt.

In Abbildung 4.4 sind verschiedene Lebensdauerermessungen zu den verschiedenen Ausbaustufen des SIS18 zu sehen. Die Messung von 2003 repräsentiert den ursprünglichen Zustand vor den Upgrade-Maßnahmen. 2010 sind die Upgrade-Maßnahmen weitestgehend abgeschlossen. Die NEG-Beschichtung der Dipol- und Quadrupolkammern, sowie die Installation des Kollimatorsystems ist erfolgt, wodurch die Lebensdauer um etwa einen Faktor 10 gesteigert wurde. 2011 wurde im Injektionstank, dem Ort mit dem höchsten Druck im Ring, zusätzliche Saugleistung in Form von NEG-Panels installiert, was eine weitere Steigerung der Lebensdauer um den Faktor 3-4 bewirkt.

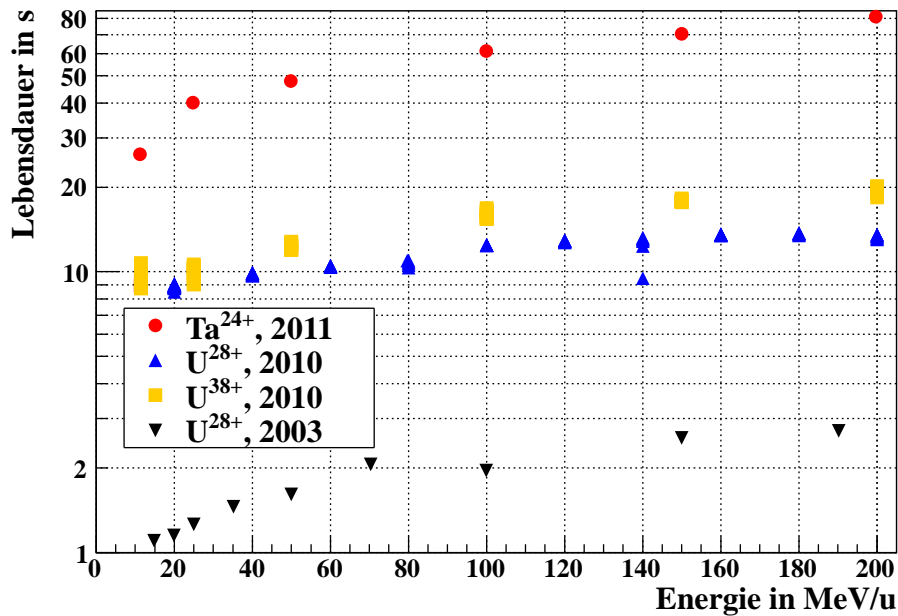


Abbildung 4.4: Lebensdauermessungen zu verschiedenen Ausbaustufen des SIS18: 2003 repräsentiert den ursprünglichen Zustand vor den Upgrade-Maßnahmen; 2010 sind alle Dipol- und Quadrupolkammern NEG-beschichtet, sowie das Kollimatorsystem installiert; 2011 wurde im Injektionstank, dem Ort des höchsten Druckes, zusätzliche Saugleistung installiert.

Das dynamische Verhalten der verschiedenen Ausbaustufen zeigt Abbildung 4.5. Die Messungen von 2003 repräsentieren wieder den ursprünglichen Zustand [3]. Die Messungen von 2007 wurden nach der Anhebung der Injektionsenergie, aber vor der Installation des Kollimatorsystems durchgeführt [8]. Hier ist deutlich das Maximum der beschleunigbaren Teilchenzahl aufgrund der dynamischen Vakuum-Effekte sichtbar. 2010 wurde ein Rekord in der Anzahl beschleunigter Teilchen von $2 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Puls aufgestellt [36]. 2011 war die Intensität des Unilac limitiert, weshalb hier kein neuer Rekord erreicht werden konnte. Anhand der Simulation lässt sich jedoch zeigen, dass das Maximum beschleunigbarer Teilchen bei über $4,5 \cdot 10^{10}$ Teilchen liegt. Die Upgrade-Maßnahmen erfüllen also die Erwartungen.

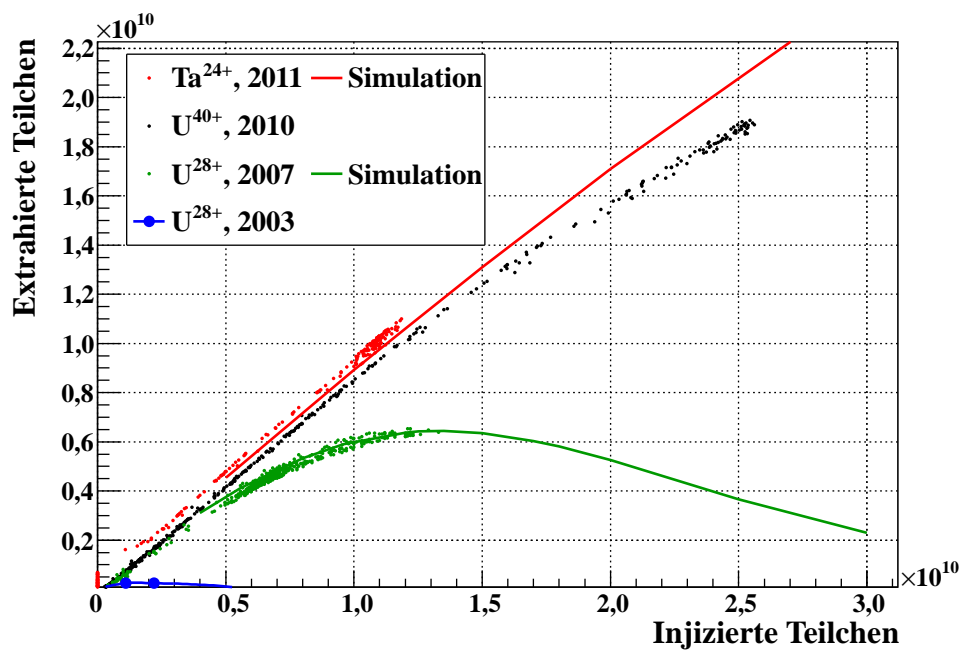


Abbildung 4.5: Extrahierte Teilchenzahl über injizierter Teilchenzahl im SIS18 für verschiedene Ausbaustufen: 2003 repräsentiert den ursprünglichen Zustand [3]; 2007 den Zustand vor der Installation des Kollimatorsystems und der NEG-Beschichtungen [8], welche 2010 vollständig installiert sind. 2011 wurde der Druck im Injektionstank gesenkt. Die durchgezogenen Linien zeigen Simulationen mit StrahlSim. Das Maximum der Simulation zu den Ta^{24+} -Daten von 2011 liegt bei über $4,5 \cdot 10^{10}$ extrahierten Teilchen.

4.2 Schwerionensynchrotron SIS100

Das SIS100 soll ein Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes erhalten [40]. Der Bau und Test eines Prototyps eines solchen Kollimators ist Gegenstand dieser Arbeit. In diesem Abschnitt wird das Kollimatorsystem charakterisiert und Rechnungen zum Betrieb des SIS100 gezeigt.

4.2.1 Lattice und Kollimation

Im Lattice des SIS100 wird der Strahl mit Duplett-Strukturen fokussiert. Es hat eine Länge von 1083,6m. Abbildung 4.6 zeigt eine schematische Ansicht des Synchrotrons mit Dipolen (hellblau), Quadrupolen (fokussierend blau, defokussierend rot) und Kollimatoren (grün). Die Anordnung

der Magnete wurde für den Einsatz von Kollimatoren optimiert, für den Umladungskanal $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ kann eine Kollimationseffizienz jenseits der 99% erreicht werden. Die Verlustverteilung ist stark lokalisiert, wie man in Abbildung 4.7 sehen kann. Dort sind Trajektorien von umgeladenen Ionen und die daraus resultierende Verlustverteilung für die ersten Zellen eines Bogens des SIS100 zu sehen. Die Kollimatoren befinden sich zwischen den Quadrupolen.

Um auch das Kollimatorsystem des SIS100 für andere Umladungskanäle zu charakterisieren wird in Abbildung 4.8 die Kollimationseffizienz als Funktion der relativen Ladungsänderung gezeigt. Anders als beim SIS18 gibt es auf der Außenseite keine Kollimatoren, weshalb es keine Kollimationseffizienz für $q/q' > 1$ vorhanden ist. Ebenfalls anders als beim SIS18 weist die Funktion keine lokalen Minima und Maxima auf. Stattdessen nimmt die Kollimationseffizienz mit geringer werdender relativer Ladungsänderung zu und geht bis auf 100%. Das bedeutet, dass HF-Einfang-Verluste zu Beginn der Magnetrampe vollständig vom Kollimatorsystem aufgefangen werden können. Die Kurve der Speichereffizienz ist breiter als für das SIS18, das SIS100 hat also eine größere Impulsakzeptanz. Ein Blick auf die Verlustverteilungen für die verschiedenen Ionensorten in Abbildung A.3 im Anhang zeigt, dass für kleiner werdende q/q' die anfangs stark lokalisierten Peaks in der Verlustverteilung breiter werden und nach vorne in Richtung der Dipole wandern. Aufgrund der größer werdenden relativen Abweichung der magnetischen Steifigkeit

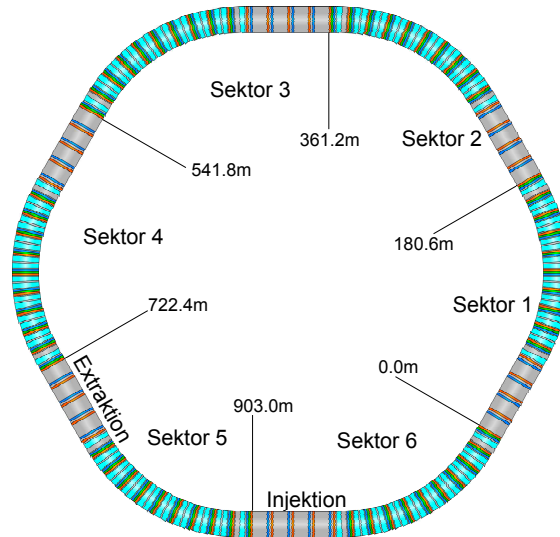


Abbildung 4.6: Schematische Ansicht des SIS100 [30].

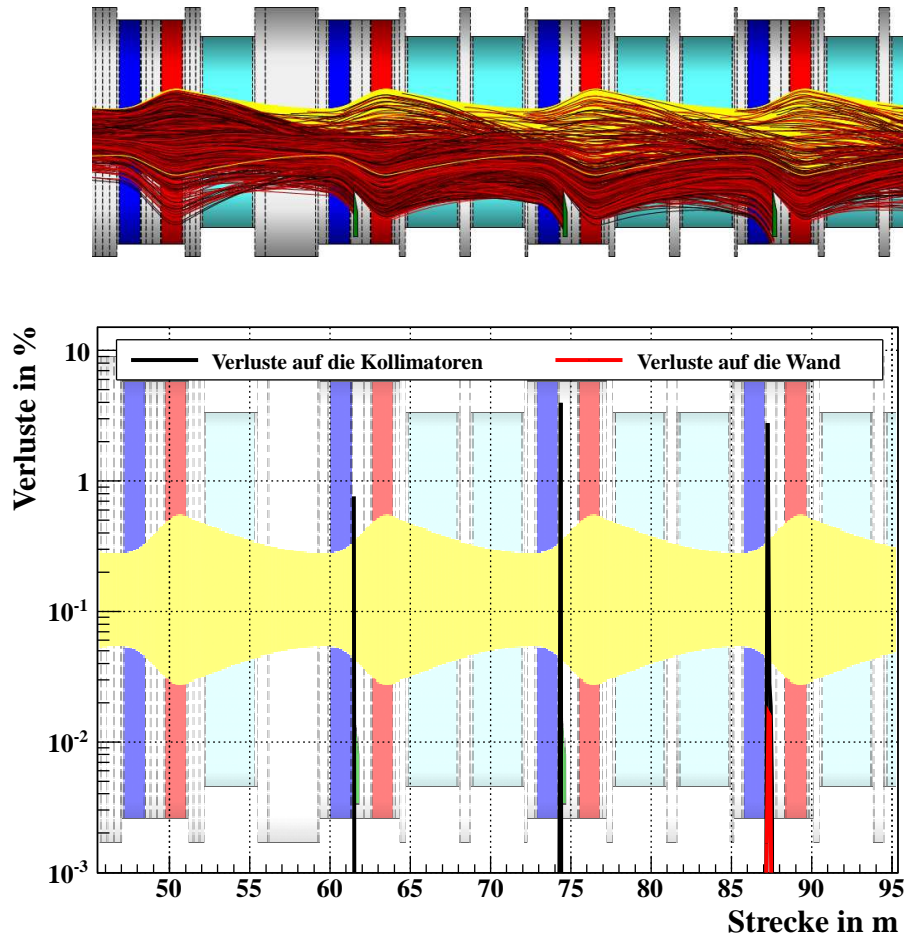


Abbildung 4.7: Mit StrahlSim berechnete Trajektorien (oben) und Verlustverteilung (unten) des Umladungskanals $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ für die ersten Zellen eines Bogens des SIS100. Die Enveloppe des umlaufenden Strahls ist gelb dargestellt, Dipole hellblau, defokussierende Quadropole dunkelblau und fokussierende Quadropole rot. Die Verlustverteilung ist auf die gesamten Verluste über den Ring normiert.

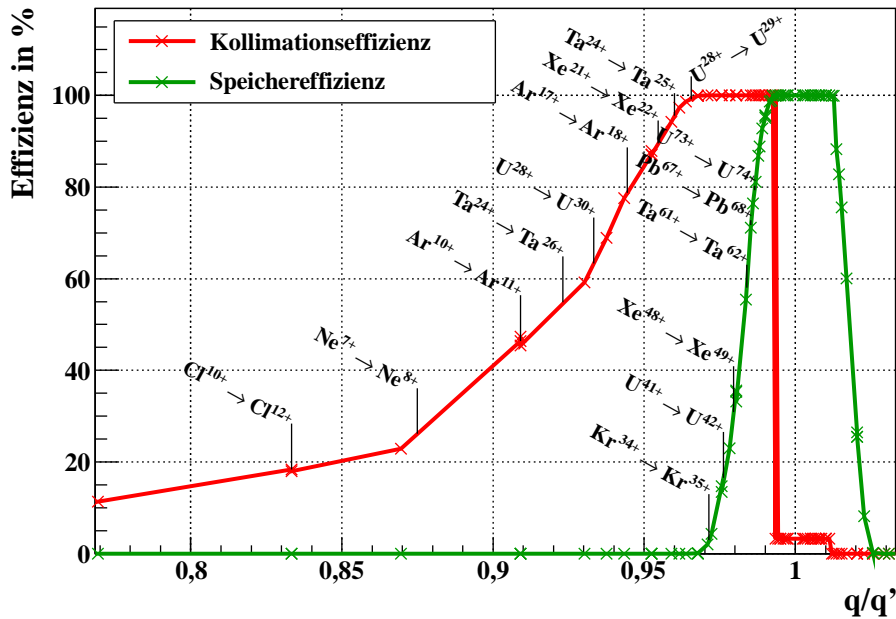


Abbildung 4.8: Mit StrahlSim berechnete Kollimationseffizienz-Funktion des SIS100.

der umgeladenen Ionen werden diese in Dipolen stärker vom umlaufenden Strahl separiert. Für $q/q' < 0,9$ wandern die unkontrollierten Verluste in den zweiten Dipol. In den Geraden umgeladene Ionen gehen in der Dipol-Lücke zu Beginn des Bogens verloren. $q/q' < 0,9$ können jedoch nur für leichte Ionen erreicht werden, bei welchen wiederum die Wirkungsquerschnitte für Umladung deutlich kleiner sind, als bei schweren Ionen.

Die Kollimationseffizienz hängt von der genauen Position des Kollimators innerhalb des für ihn vorgesehenen Lattice-Elements ab. Für die StrahlSim-Rechnung zur Kollimationseffizienz für $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ aus Abbildung 4.9 wurde die Position des Kollimators longitudinal und transversal variiert. Die longitudinale Position ist gemessen ab Anfang des Kollimator-Elements im Lattice. Es ist zu erkennen, dass die Kollimationseffizienz mit zunehmendem transversalen wie longitudinalen Abstand sinkt. Aus strahldynamischen Gründen wurde der Abstand zur Strahlachse auf 35 mm festgelegt. Die longitudinale Position ergibt sich durch Rechnungen zum Druckprofil in der Kollimator-kammer (siehe Abschnitt 7.4) und dem benötigten Bauraum zur Montage zu 150 mm. Beide Abstände werden durch den schwarzen Punkt in Abbildung 4.9 repräsentiert. Dieser entspricht einer theoretischen Kollimationseffizienz von 99,3%.

Bei allen Rechnungen zur Kollimationseffizienz werden umgeladene Ionen innerhalb der Strahlenveloppe erzeugt und bis zum Verlust durch das ionenoptische Lattice verfolgt.

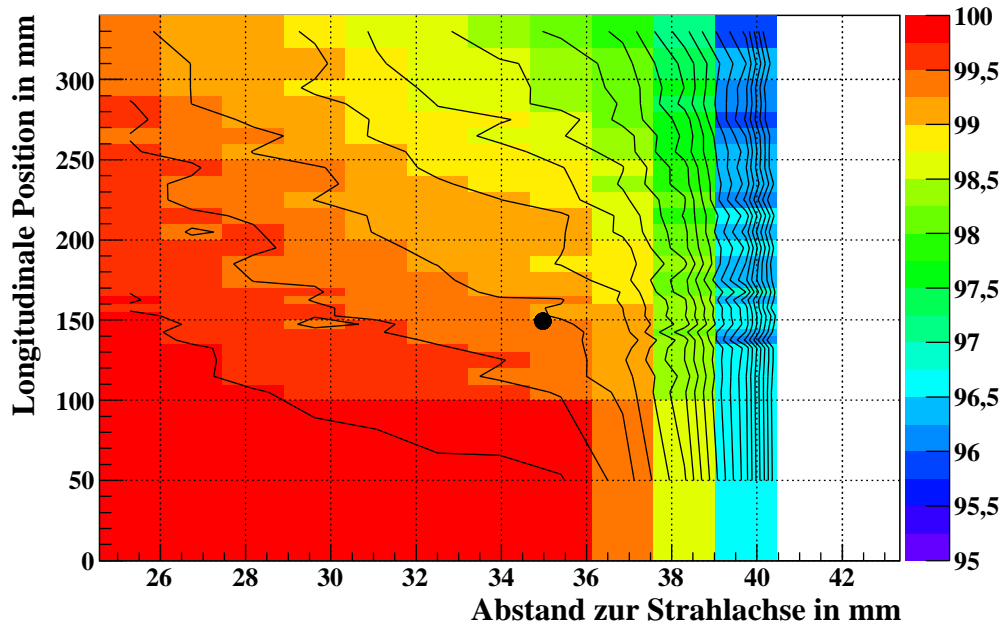


Abbildung 4.9: Berechnete Kollimationseffizienz in % im SIS100 als Funktion der horizontalen und longitudinalen Position des Kollimators für $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$. Die longitudinale Position ist gemessen ab Anfang des Kollimator-Elements im Lattice. Die Konturlinien zeigen 0,5% Schritte. Der schwarze Punkt markiert die gewählte Position des Kollimators.

Unberücksichtigt bleibt hier das Druckprofil entlang des Ringes. Es führt an Orten mit höherem Druck, beispielsweise in den warmen Geraden, zu einer erhöhten Erzeugungsrate umgeladener Ionen; als an Orten mit niedrigerem Druck, wie in den kryogenen Bögen. Unter Berücksichtigung des Druckprofils ist mit einer leichten Verbesserung der Kollimationseffizienz zu rechnen, da umgeladene Ionen aus den warmen Geraden auf dem zweiten und dritten Kollimator des kryogenen Bogens abgefangen werden und hier nur wenige Trajektorien die Kollimatoren verfehlen. Das fehlende Prozent der Kollimationseffizienz wird durch Wand-Treffer im hinteren Teil des Bogens verursacht.

In erster Näherung sind die Verlustverteilungen unabhängig von der Energie, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben. Mit einsetzender Beschleunigung sinkt jedoch die Emittanz des Strahls mit dem relativistischen $1/\beta\gamma$ [41]. Dadurch fliegen weniger Ionen auf weit außen liegenden Bahnen, welche die Kollimatoren verfehlen können. Das führt zu einer Steigerung der Kollimationseffizienz mit zunehmender Energie.

Für die langsame Extraktion wird der Strahl im SIS100 mit dedizierten Sextupolen resonant angeregt. Durch Aufblähen des Strahls mit einem KO-Exciter², gelangen die

²Knock-Out

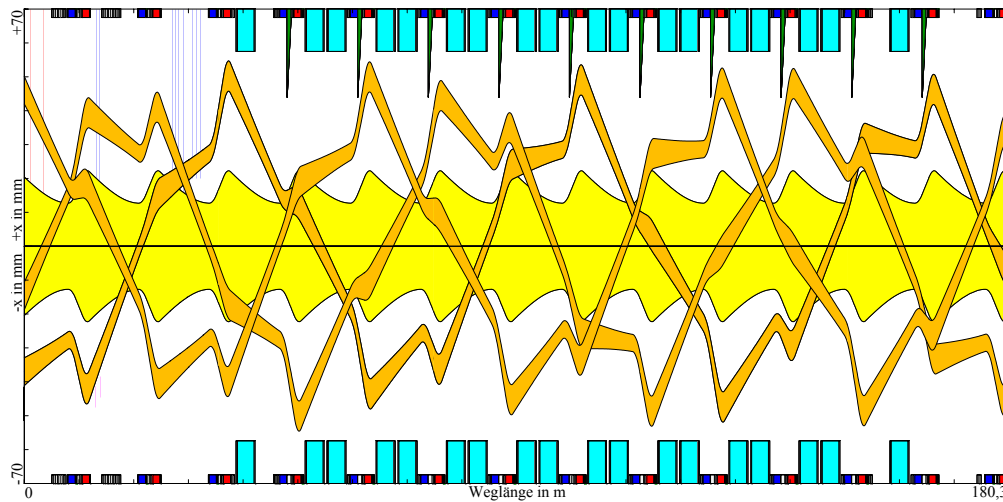


Abbildung 4.10: Trajektorien resonanter Teilchen (orange) auf ihren letzten drei Umläufen während der langsamen Extraktion in einem Sektor des SIS100. Die Aperturen der Quadrupole sind in blau und rot, die der Dipole in türkis und der umlaufende Strahl in gelb dargestellt. Die Innenseite des Rings befindet sich auf der oberen Hälfte der Abbildung, hier befinden sich die Kryokollimatoren (grün). [42]

Teilchen auf instabile Bahnen, sodass sie in das elektrostatische Septum gelangen und extrahiert werden. Resonante Teilchen befinden sich auf Bahnen mit größeren Amplituden, als der umlaufende Strahl. Abbildung 4.10 zeigt einen Sektor des SIS100 mit den Trajektorien der letzten drei Umläufe resonanter Teilchen vor der Extraktion [42]. Es sind keine Kollisionen mit den Kollimatoren zu erkennen, die auf der Innenseite des Rings (obere Hälfte der Abbildung) installiert werden.

4.2.2 Simulierter Betrieb des SIS100

Für den Betrieb des SIS100 können mit StrahlSim Simulationen durchgeführt werden. Abbildung 4.11 zeigt die Intensitätsverläufe einiger Zyklen mit U^{28+} und den dazugehörigen mittleren Totaldruck entlang des Rings. Innerhalb 1 s wird das SIS100 mit vier Injektionen zu je $1,25 \cdot 10^{11}$ Teilchen vom SIS18 gefüllt. Hierbei kommt ein sogenannter Bunch-to-Bucket-Transfer zur Verwendung, bei welchem die Teilchenpakete vom SIS18 direkt in die von der SIS100-HF bereitgestellten Buckets injiziert werden. Dieser Transfer wird für die Simulation als verlustfrei angenommen. Lediglich Verluste durch Umladung am Restgas werden in dieser Simulation berücksichtigt [30]. Aufgrund der Umladungsverluste, welche nahezu vollständig vom Kollimatorensystem aufgefangen werden, steigt der mittlere Totaldruck entlang des Rings an. Während der Beschleunigungsphase ab 1 s sind die Umladungsverluste deutlich an der Abnahme der Intensität zu erkennen. Nach

der Extraktion bei 1,43 s bekommt der Druck Gelegenheit zu relaxieren, während die Magnete wieder auf Injektionsenergie für den nächsten Zyklus hinunter gefahren werden. Nach einigen Zyklen stellt sich ein zeitlich, stabiler mittlerer Druck ein. Das ist die Voraussetzung für einen stabilen Betrieb.

Abbildung 4.12 zeigt die zur Simulation zugehörigen Teilchenströme auf allen Kollimatoren. Wie von der Verlustverteilung in Abbildung 4.7 erwartet, trägt der zweite Kollimator im Bogen die höchste Last. Hier und auf dem dritten Kollimator werden die meisten der umgeladenen Ionen aus den Geraden abgefangen. Die vier Injektionen sind auch an den Teilchenströmen auf den Kollimatoren zu sehen. Nach der vierten Injektion werden maximale Teilchenströme von $1,3 \cdot 10^8$ Ionen/s auf dem zweiten Kollimator eines jeden Bogens erreicht, welche einer maximalen Wärmelast von 10,3 W entsprechen. Im Mittel bleibt die Wärmelast jedoch unter 2 W [33]. Im Anhang in Abbildung A.13 ist der zeitliche Verlauf der Heizleistung auf den ersten drei Kollimatoren eines Bogens gezeigt.

Im Falle der langsamen Extraktion werden Strahlionen an den Drähten des Septums vollständig von ihren Elektronen befreit. Sie gehen dadurch in dem darauf folgenden, warmen Quadrupol-Doublett verloren. Der dabei entstehende Druckanstieg durch ionenstimulierte Desorption führt zu einem erhöhten Teilchenstrom auf den zweiten und dritten Kollimator des folgenden Bogens. In diesem Betriebsmodus werden dort im Mittel 17 W Heizleistung durch Strahlverluste eingebracht (maximaler kurzzeitiger Wärmeeintrag: 53 W) [33]. Alle diese Verlustleistungen werden durch das Kollimatorsystem abgeführt, ohne die supraleitenden Magnete der Gefahr eines Quenches auszusetzen.

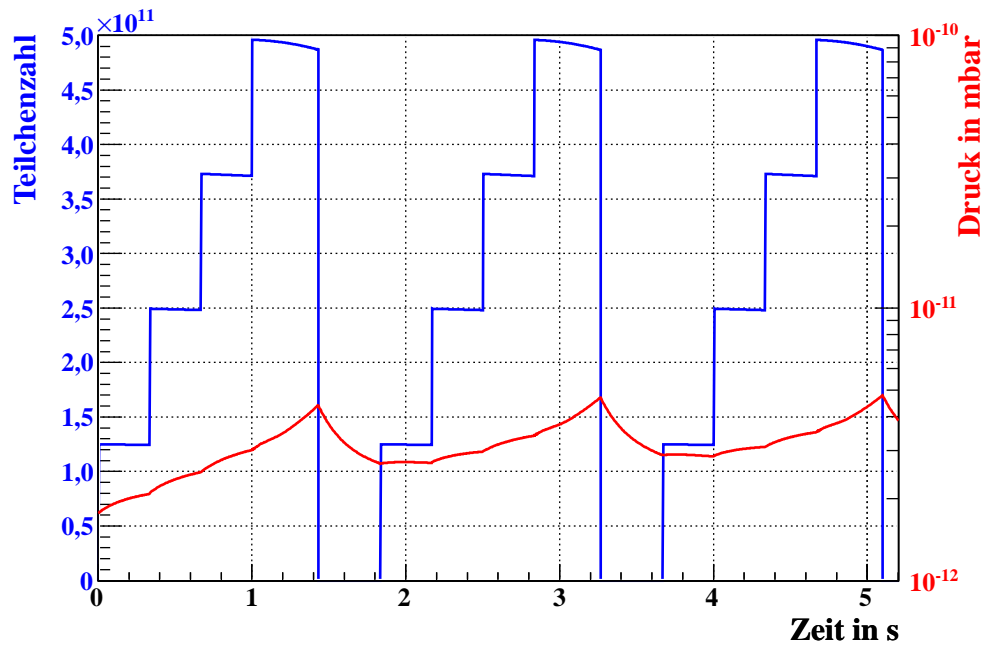


Abbildung 4.11: Simulierte Teilchenzahl und mittlerer Totaldruck im SIS100 für einige Zyklen mit U^{28+} . Es stellt sich ein stabiler Betrieb ein.

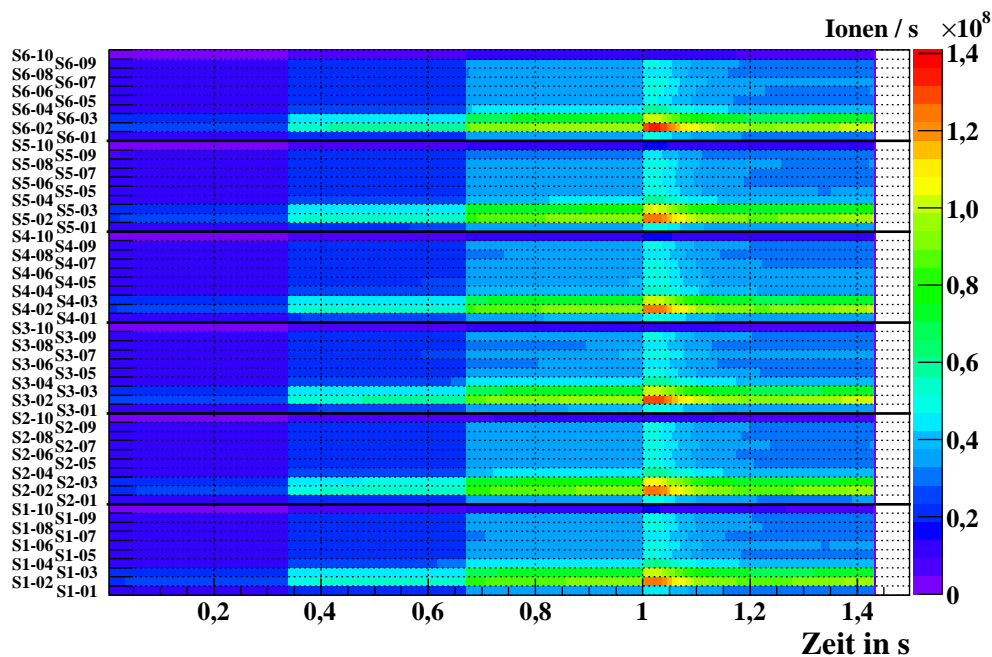


Abbildung 4.12: Simulierte Teilchenströme auf die SIS100-Kollimatoren für einen Zyklus mit U^{28+} . Die sechs Sektoren sind durch horizontale Linien unterteilt.

5 Messung von Ionisationsverlusten

Zur Messung der Ionisationsverluste wurden die Kollimatorblöcke elektrisch isoliert montiert. Durch das Neutralisieren auftreffender Ionen und Emittieren von Sekundärelektronen wird das Bauteil elektrisch geladen. Diese Ladung wird über ein empfindliches Messgerät zur Erde abgeführt.

Zunächst wird beschrieben, wie im SIS18 Ionisationsverluste gemessen werden und Messungen sowie deren Interpretation präsentiert. Aufgrund der Nützlichkeit der Messungen ist für das SIS100 ebenfalls vorgesehen, Ionisationsverluste detektieren zu können. Anschließend wird der Versuch einer Kalibrierung der Messsignale im SIS18 beschrieben.

5.1 Messung von Ionisationsverlusten im SIS18

Im Abschnitt 4.1 wurden Position und Effizienz der Kollimatoren im SIS18 beschrieben. Abbildung 5.1 zeigt ein Schnitt-Modell eines Kollimator-Pärchens mit Vakuumkammer. Der Strahl durchquert die Kammer von links unten nach rechts oben. Im Inneren der Vakuumkammer sind Sekundärkammerbleche installiert (rot), welche die am Kollimator desorbierten Gasteilchen daran hindern, die Strahlachse zu erreichen. Diese Bleche und die Vakuumkammer sind mit NEG beschichtet, auf dem oberen Flansch sitzt eine IZ-Pumpe. Die Kollimatoren sind gelb gezeigt. In die Halterung wurde eine Keramik (weiß) eingefügt, sodass die Kollimatoren elektrisch isoliert montiert sind. Zusätzlich zu den derzeit 10 Serienkollimator-Pärchen¹ gibt es in S12 und S03 verfahrbare Kollimatoren zum Schutz des elektrostatischen Injektions- und Extraktions-Septums. Seit dem Wintershutdown 2011/2012 gibt es in S11 einen weiteren verfahrbaren Kollimator zur Impuls-Kollimation. Diese Kollimatoren sind ebenfalls elektrisch isoliert montiert. Auf diese Weise können Verluste, welche auf Kollimatoren treffen, direkt mit ei-

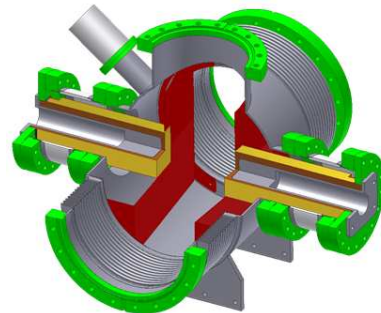


Abbildung 5.1: Modell der Serienkollimator-Pärchen im SIS18.

¹In S10 wird ein weiteres Pärchen nach Ausbau des Elektronenkühlers installiert; in S06 ist der Bauraum durch die Extraktion blockiert.

nem Strom-Frequenz-Wandler (IFC) [43] gemessen und im Kontrollsystem aufgezeichnet werden.

Die gemessenen Ströme aller Kollimatoren während eines Maschinenexperiments mit U^{28+} sind in Abbildung 5.2 in zwei verschiedenen Darstellungen zu sehen². Teilchenzahl- und Energieverlauf am oberen Rand dienen zur Orientierung. Die linke Seite zeigt die Kollimatorströme getrennt nach Innen- (oben) und Außenseite (unten). Auf der rechten Seite sind die Kollimatoren entlang des Rings sortiert, der gemessene Strom in A wird durch die Farbe dargestellt.

Die Kollimatorströme auf der Außenseite sinken mit Beginn der Rampe schnell. In diesem betrachteten Energiebereich nehmen die Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang ebenfalls schnell ab, weshalb der Verlauf der Kollimatorströme den Erwartungen entspricht (siehe auch Abschnitt 2.1 und Abbildung 2.2). Auf der Innenseite nehmen die Kollimatorströme mit zunehmendem Abstand von der Injektion in Sektion 12 ab. Dies bestätigt die Modell-Überlegungen, welche davon ausgehen, dass im Injektionsbereich der höchste Druck herrscht. Durch Umladung in Stößen mit Restgas und daraus folgende ionenstimulierte Desorption wird dieser Druckanstieg strahlabwärts weiter getragen. Der Strom in Sektion 8 weicht jedoch von diesem Schema ab, was auf einen vergleichsweise hohen Druck in Sektion 7 hinweist [44]. Tatsächlich konnte im Anschluss an die Messungen ein Leck in Sektion 7 gefunden werden [45]. Schnelle Änderungen von Kollimatorströmen deuten auf direkte Verluste auf den Kollimator hin. In Sektion 12 auf der Innenseite ist zu Beginn des Zyklus ein hoher Strom zu sehen, welcher schnell abnimmt. Dieser Beitrag wird vermutlich durch direkte Verluste durch den HF-Einfang verursacht. Solche Verluste auf einen Kollimator können nur durch einen schräg in der Maschine liegenden Strahl erklärt werden. Nach Abbildung 4.3 können diese Verluste nicht von Umladungskollimatoren aufgefangen werden.

Mit einem auf Injektionsenergie gespeicherten Strahl können sowohl auf der Innenseite als auch auf der Außenseite Ströme auf den Kollimatoren gemessen werden. Bildet man das Verhältnis der beiden Stromverläufe für jedes Kollimator-Pärchen, so kürzen sich in dieser Betrachtung die fehlende Kalibrierung, Abnahme der Strahlintensität und der im Beschleuniger herrschende Totaldruck heraus. Das Ergebnis hängt lediglich von der Restgaszusammensetzung ab. Auf diese Weise können Aussagen über die Veränderung der Restgaszusammensetzung getroffen werden und die berechneten Wirkungsquerschnitte können überprüft werden.

²Die Angaben links, rechts und oben beziehen sich auf die gedrehte Ansicht.

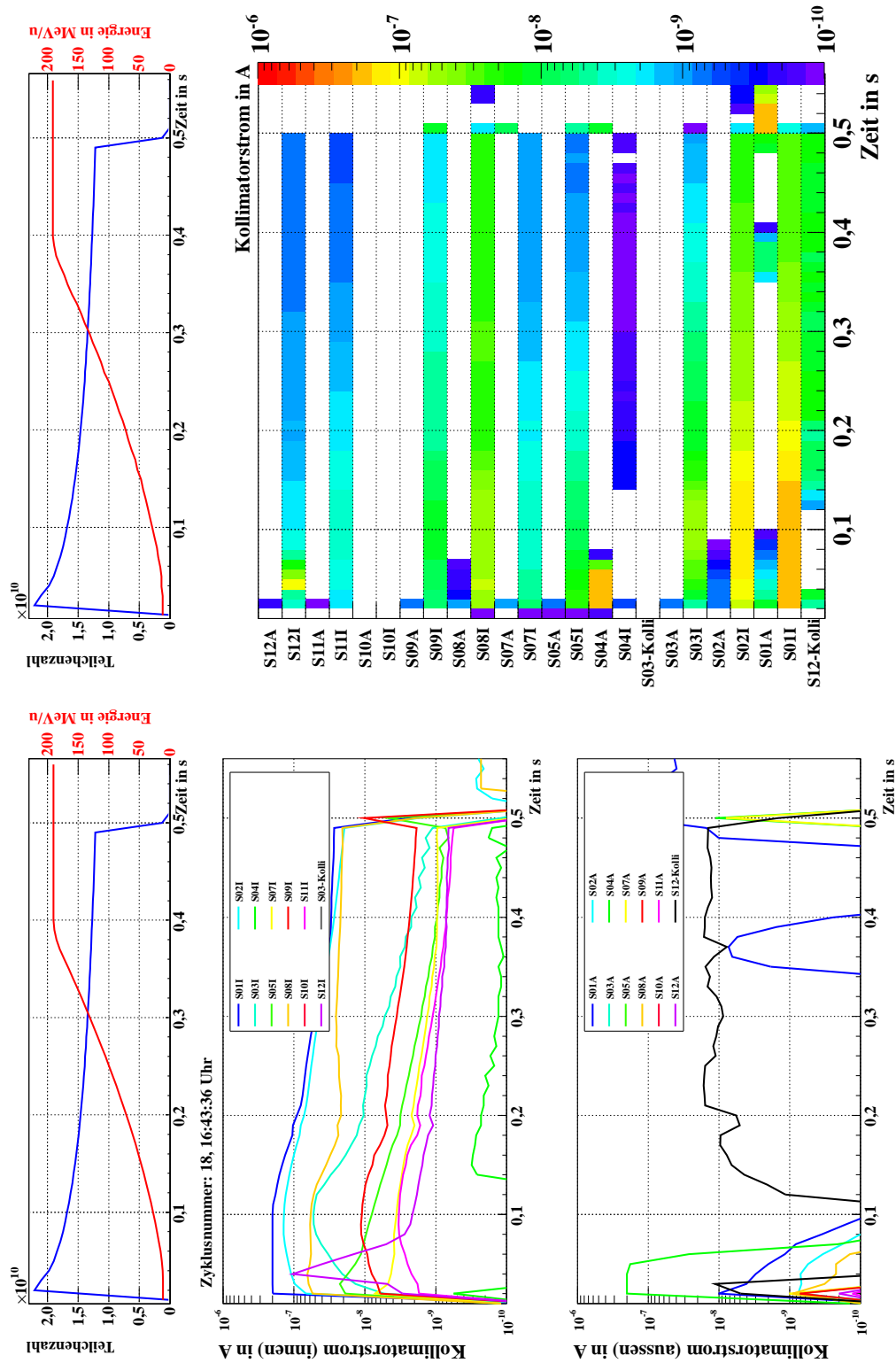


Abbildung 5.2: Auf den Kollimatoren des SIS18 gemessene Ströme eines beliebigen Zyklus während Maschinenexperimenten mit U^{28+} am 22.11.2010.

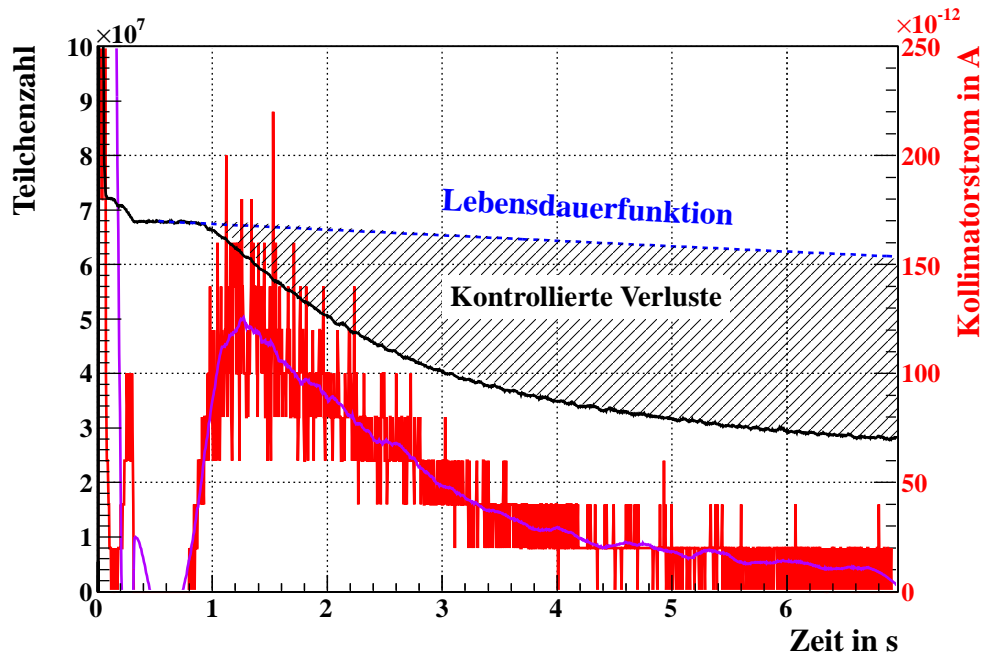


Abbildung 5.3: Kalibrierung von Kollimatorströmen mit der Methode der Akzeptanzvermessung: Der Strahl wird auf Extraktionsenergie gespeichert und aufgebläht. Ab Erreichen des Akzeptanz-limitierenden Kollimators treten Verluste auf. Die Verlustrate auf dem Kollimator kann aus einer Extrapolation des gespeicherten Strahls vor dem Erreichen der Akzeptanz und der aktuellen Teilchenzahl errechnet werden und mit dem gemessenen Kollimatorstrom korreliert werden.

5.2 Kalibrierung von Kollimatorströmen mit der Methode der Akzeptanzvermessung

Im Rahmen von Maschinenexperimenten am 3.6.2010 wurde ein Versuch unternommen, Kollimatorströme mit der Methode der Akzeptanzvermessung mit U^{73+} zu kalibrieren. Zum Vermessen der Maschinenakzeptanz wird der Strahl auf eine bestimmte Energie beschleunigt und anschließend durch Rauschanregung aufgebläht. Wenn die Akzeptanz erreicht wird, setzen Verluste ein, welche im Intensitätsverlauf als „Knick“ identifiziert werden können. Abbildung 5.3 zeigt einen typischen Intensitätsverlauf während einer Akzeptanzvermessung. Die Akzeptanz wird nach ca. 0,85 s erreicht. Bei dieser Messung wird die Akzeptanz mit Hilfe des verfahrenbaren Kollimators in Sektion 3 definiert. Ab Erreichen der Akzeptanz ist ein Strom-Signal auf dem Kollimator zu sehen. Die Verlustrate auf dem Kollimator kann abgeschätzt werden, indem der Intensitätsverlauf des gespeicherten Strahls vor Erreichen der Akzeptanz extrapoliert wird und die Differenz

zur aktuellen Teilchenzahl gebildet wird. Zur Extrapolation wird eine Lebensdauerfunktion nach Gleichung (4.1) verwendet, sodass andere Verlustprozesse, welche bereits vor dem Erreichen der Akzeptanz vorliegen, weiterhin angerechnet werden.

Aufgrund der geringen Strahlintensität ist auch die Verlustrate entsprechend klein und das Stromsignal nahe der unteren Nachweisgrenze des IFC. Da eine Korrelation zwischen Stromsignal und Verlustrate in diesem Fall von einer großen Unsicherheit behaftet ist, muss das Stromsignal des Kollimators vor der Weiterverarbeitung geglättet werden. Dazu kommt ein Verfahren zum Einsatz, welches bereits in [46] Erfolg zeigte: Um jeden Punkt wird ein Bereich von in diesem Fall ± 50 Punkten genommen und durch eine Parabel gefittet. Der Wert der Parabel am Ort des

zu glättenden Punktes wird für die geglättete Funktion verwendet. An den Rändern der Daten wird das Fit-Fenster dezentral um den zu glättenden Punkt angeordnet. Zur Stabilisierung und Beschleunigung des Fits werden die Punkte für die Fit-Routine um die Null zentriert. Auf diese Weise ist der Wert des geglätteten Punktes gleich dem ersten Parameter der Fit-Funktion. Ein Auswerten der erhaltenen Funktion entfällt. Für die Wahl der Größe des Fensters muss ein Kompromiss gefunden werden: Ein zu kleines Fenster verhindert die erfolgreiche Dämpfung des Rauschens, ein zu großes Fenster dämpft wichtige Strukturen des Signals. Die lilafarbene Linie in Abbildung 5.3 zeigt das geglättete Kollimatorstrom-Signal. Die berechnete und geglättete Verlustrate und das geglättete Kollimatorstrom-Signal in Abbildung 5.4 zeigen nicht nur eine Übereinstimmung im globalen Verlauf, auch Details spiegeln sich wieder.

Die so bearbeiteten Messwerte können nun miteinander korreliert werden. Dividiert man den gemessenen Kollimatorstrom durch die Elementarladung e , so erhält man eine Elektronenrate, welche angibt, wie viele Elektronen pro Sekunde den Kollimator verlassen. In Abbildung 5.5(a) ist diese Elektronenrate über der Verlustrate, also der den Kollimator treffenden Teilchenrate für die vier vermessenen Energien aufgetragen. Der Zusammenhang ist in erster Näherung linear, der gemessene Strom ist also erwartungsgemäß proportional zur Teilchenrate. Zur Kalibrierung des Kollimatorstroms muss die Proportionalitäts-Konstante dieses Zusammenhangs ermittelt werden. Abbildung 5.5(b) zeigt die Verteilungen der Quotienten für jedes Datenpärchen aus Abbildung 5.5(a). Bei 100 MeV werden also pro einschlagendem Ion ca. 43 Elektronen aus dem Kollimator entfernt.

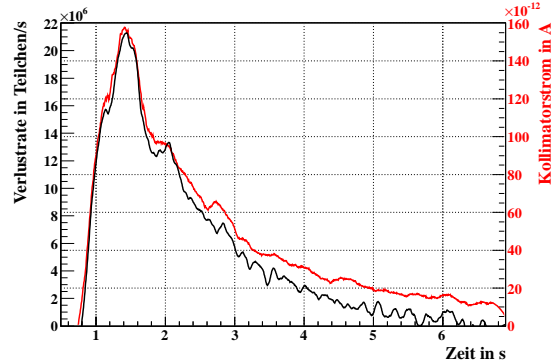


Abbildung 5.4: Errechnete Verlustrate und geglätteter Kollimatorstrom.

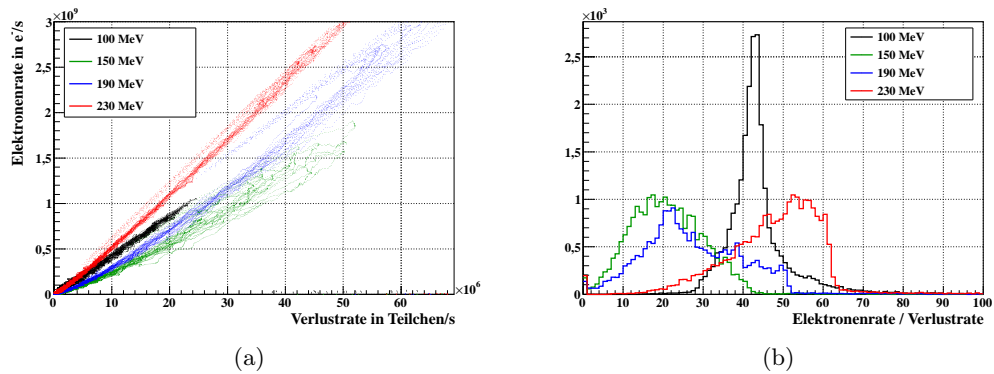


Abbildung 5.5: (a) Aus dem Kollimator austretende Elektronenrate (Kollimatorstrom / e) als Funktion der den Kollimator treffenden Verlustrate. (b) Verteilung der Quotienten zwischen Elektronenrate und Verlustrate für jedes Datenpärchen.

Um aus den Daten in Abbildung 5.5 einen energieabhängigen Umrechnungsfaktor zu erhalten gibt es verschiedene Ansätze, siehe Abbildung 5.6:

Peak-Search Aus den Verteilungen der Quotienten (Abbildung 5.5(b)) werden die Maxima der jeweiligen Verteilung gesucht. Dazu wird der Peak-Search-Algorithmus der ROOT-Klasse `TSpectrum` verwendet [47].

Daten-Fit Die in Abbildung 5.5(a) gezeigten Daten werden für jede Energie mit einer Geraden gefittet. Die Steigung der Funktion ist der Umrechnungsfaktor.

Robust-Fit Wie „Daten-Fit“, jedoch wird die sogenannte „robust-option“ aus ROOT verwendet. In diesem Fall werden nur 90% der Daten für den Fit verwendet, die Menge der Datenpunkte wird so gewählt, dass das χ^2 des Fits minimiert wird. Ausreißer werden so unterdrückt.

Histogramm-Mittelwerte Es werden die Mittelwerte der Quotienten-Verteilungen (Abbildung 5.5(b)) verwendet. Die Breite der Verteilung ergibt den Fehler. Leider fluktuiert der Mittelwert unter der Anwesenheit von Ausreißern.

Gauß-Fit Die Quotienten-Verteilungen werden mit einer Gauß-Funktion gefittet. Die erhaltenen Mittelwerte dienen als Umrechnungsfaktor. Der Fehler ist die Breite der Gauß-Kurve. Dieses Verfahren ist deutlich robuster gegen Ausreißer, als der einfache Mittelwert der Verteilung.

Aufgrund der großen Streuung für einige Energien liefern die verschiedenen Analyse-techniken bei 150 MeV und 190 MeV abweichende Ergebnisse. Im qualitativen Verlauf

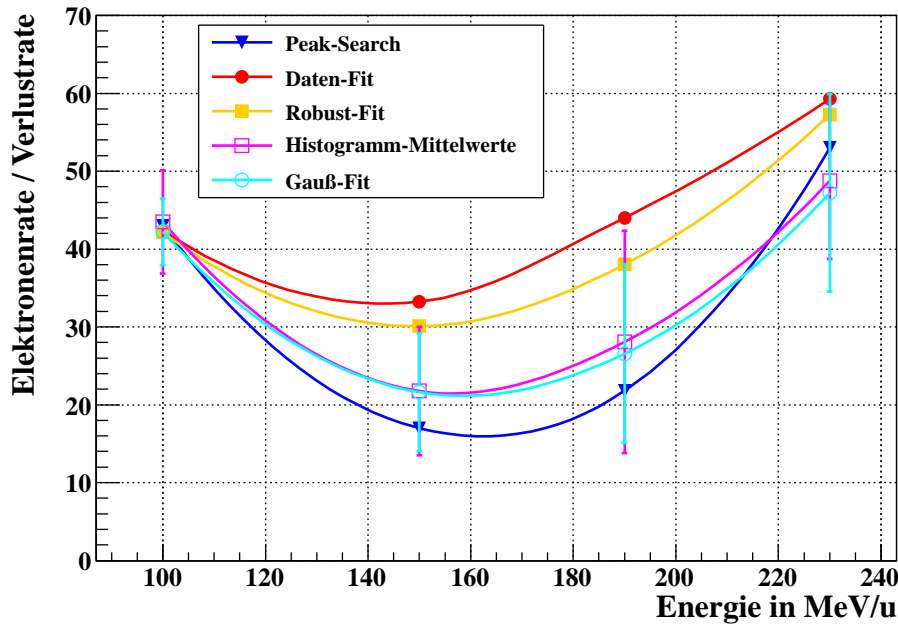


Abbildung 5.6: Anzahl aus dem Kollimator ausgetretene Elektronen pro Einfallendem U^{73+} -Ion für die vier gemessenen Energien mit verschiedenen Analyse-Techniken.

und der Größenordnung zeigt sich jedoch eine Übereinstimmung. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass offenbar für jedes einfallende U^{73+} -Ion deutlich weniger als die erwarteten 73 Elektronen zur Neutralisierung benötigt werden. Aus der in der Literatur zu findenden Sekundär-Elektronen-Ausbeute [48] und auch im Vergleich mit Abschnitt 10.5 erwartet man eine deutlich höhere Elektronenrate als zur Neutralisierung nötig.

Wie bereits beschrieben wird der Strahl langsam aufgebläht, sodass er sich dem Kollimator nur langsam nähert. Der Kollimator ist nach hinten abgewinkelt, sodass kein streifender Einfall auf der strahlzugewandten Seite möglich ist. Ionen des sich aufblähenden Strahls treffen also zuerst die vorderste Ecke. Diese durchschlagen sie möglicherweise, wobei sie Elektronen verlieren und gleichzeitig auch einige Elektronen aus dem Kollimator lösen. Auf jeden Fall besteht die Möglichkeit, dass sie nicht vollständig im Kollimator gestoppt und neutralisiert werden. Dies wirft Zweifel an dieser Methode zur Kalibrierung der Kollimatorströme auf.

Gleichzeitig gibt diese Methode jedoch auch den Hinweis darauf, dass Einfang-Verluste im SIS100, welche nach Abbildung 4.8 vom Kollimatorsystem aufgefangen werden sollten, ebenfalls zuerst auf der vorderen Ecke des Kollimators auftreffen. Dort werden sie möglicherweise nicht vollständig gestoppt, sondern lediglich einige Elektronen verlieren und weiter durch den Beschleuniger fliegen, bis sie verloren gehen.

5.3 Anwendung der Mess-Signale

Wie bereits im Abschnitt 5.1 angedeutet, haben die Messungen der Ionenströme auf den Kollimatoren zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten. Zunächst einmal sind sie ein direktes Maß für Strahlverluste, können also zum Optimieren der Maschineneinstellungen herangezogen werden. Hierbei kann leicht zwischen direkten Kollimator-Treffern und Ionisationsverlusten unterschieden werden und daraufhin Maßnahmen, wie eine Korrektur des Closed-Orbits durchgeführt werden. Im SIS100 ist geplant, die Kollimatorströme als Interlock-Quelle zum Schutz der Maschine vor hohen Ionisationsverlusten zu verwenden.

Mit dem Ionenstrahl und den Kollimatoren kann die Qualität des Vakuums charakterisiert werden. Anders als bei Lebensdauermessungen, für welche nur ein mittlerer Druck entlang des Rings relevant ist, kann man hier lokale Druckmaxima auf einen Sektor eingegrenzen. Unter Kenntnis der Strom-Kalibrierung und der Wirkungsquerschnitte kann mit Hilfe der gemessenen Umladungsströme ein Restgasdruck abgeschätzt werden. Dies wird insbesondere beim SIS100 von Nutzen sein, da in den kryogenen Abschnitten eine verlässliche Durchmessung mit kleinem Fehler nicht realisierbar ist. Ein Leck kann auf diese Weise lokalisiert werden.

Anhand des zeitlichen Verlaufs der Kollimatorströme können Vergleiche zwischen Simulationen und Messungen durchgeführt werden, was die Qualität der Simulationen verbessert. Außerdem ist eine experimentelle Überprüfung der theoretisch vorausgesagten Wirkungsquerschnitte durch den Vergleich von Elektroneneinfang und Elektronenverlust möglich.

Bei bekannten Vakuumbedingungen, Kalibrierungen und geometrischen Eigenschaften können die Kollimatorströme auch zum Abschätzen von Umladungswirkungsquerschnitten unbekannter Ionen und Ladungszuständen verwendet werden.

6 Grundlagen der Kryophysik

Im folgenden Kapitel werden die für das Verständnis dieser Arbeit nötigen kryogenen Grundlagen dargestellt. Hierzu werden zunächst die verschiedenen Mechanismen der Wärmeleitung erläutert und anschließend wird auf die Kühlung mit flüssigen Gasen eingegangen.

6.1 Wärmeleitmechanismen

Wärme kann auf drei verschiedene Arten von einem wärmeren Reservoir zu einem kälteren transportiert werden: Konvektion, Wärmestrahlung und Wärmeleitung. Zur Beschreibung des Systems kann ein thermisches Äquivalent-Schaltbild, ähnlich einem elektrischen Schaltbild, aufgestellt werden. Dabei werden die verschiedenen Wärmeleitmechanismen durch Widerstände repräsentiert, welche parallel oder in Serie geschaltet werden. Die Wärmeleitung durch ein Sandwich verschiedener Materialien würde man beispielsweise durch eine Serienschaltung verschiedener Widerstände beschreiben. Parallel dazu kann Wärme durch Konvektion und Strahlung übertragen werden. Das Analogon zur elektrischen Spannung ist die Temperatur, der Wärmestrom entspricht dem elektrischen Strom. Auf diese Weise kann aus der Verschaltung der Widerstände entweder ein Wärmestrom bei gegebenen Temperaturen oder bei gegebenem Wärmestrom eine Temperaturdifferenz berechnet werden.

Für ein gegebenes thermisches System muss also der gesamte Wärmewiderstand berechnet werden. Ist der betrachtete Temperatur-Bereich hinreichend klein, können die Koeffizienten der verschiedenen Wärmeleitmechanismen als konstant angenommen werden. Auf dem Weg zu kryogenen Temperaturen verändern sich die Materialeigenschaften jedoch erheblich, weshalb bei den Betrachtungen zum Kryokollimator der Wärmewiderstand generell als temperaturabhängig betrachtet werden muss. Die meisten Gleichungen lassen sich deshalb nur noch numerisch lösen. Trotzdem hilft das Modell der Widerstände beim grundlegenden Verständnis der notwendigen Betrachtungen.

6.1.1 Konvektion

Als Konvektion wird der Transport von Wärme durch Massebewegung bezeichnet. Voraussetzung für Konvektion sind frei bewegliche Teilchen. Im Festkörper oder im Vakuum kann keine Konvektion stattfinden.

Es wird unterschieden zwischen freier Konvektion und erzwungener Konvektion. Bei letzterer wird der Massetransport durch äußere Einwirkung aufrecht erhalten, beispielsweise durch eine Pumpe oder ein Gebläse, während die freie Konvektion ausschließlich durch Temperaturunterschiede und daraus resultierenden Dichteunterschieden entsteht, welche Masseströmungen hervorrufen.

Im täglichen Leben findet viel Wärmetransport über Konvektion statt. Wärmetauscher (Kühler) funktionieren nach diesem Prinzip.

In der Kryotechnik wird die durch Konvektion entstehende Wärmelast auf ein kryogenes System eliminiert, indem die kalten Teile im Vakuum platziert werden. Aus diesem Grund ist bei kryogenen Anwendungen fast immer ein Kryostat¹ nötig.

6.1.2 Wärmestrahlung

Wärme kann durch elektromagnetische Strahlung übertragen werden. Jeder Körper emittiert Wärmestrahlung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$\dot{Q} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (6.1)$$

mit der Strahlungsleistung \dot{Q} , dem Emissionsgrad ε , der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$, der Oberfläche A und der Temperatur T des Körpers. Der Emissionsgrad ist hierbei eine Zahl zwischen 0 und 1. Der genaue Wert hängt von der Beschaffenheit der Oberfläche und der Temperatur ab. Für poliertes Kupfer kann beispielsweise ein ε von weniger als 0,03 erreicht werden, während es für oxidiertes Kupfer auf über 0,8 ansteigt [49].

Wärmestrahlung findet auch im Vakuum statt. Die Energieübertragung von der Sonne zur Erde funktioniert beispielsweise ausschließlich durch Wärmestrahlung. Da jeder Körper entsprechend Gleichung (6.1) Wärmestrahlung emittiert, muss zur Berechnung des effektiven Wärmestroms auf einen Körper die Differenz der Ströme von und zur Umgebung betrachtet werden. Für die Wärmestrahlung auf einen Körper der Temperatur T_K in einer Umgebung der Temperatur T_{Umg} erhält man somit:

$$\dot{Q}_{\text{Umg} \rightarrow K} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_{\text{Umg}}^4 - T_K^4) \quad (6.2)$$

Da zwischen Oberflächen mit Raumtemperatur und kryogenen Oberflächen viel Wärme durch Strahlung auf das kryogene System übertragen werden kann, werden verschiedene Gegenmaßnahmen getroffen. Zum Einen kann durch das Einbringen vieler dünner Schichten mit hoher Reflexion der Wärmeübertrag durch Strahlung reduziert werden (Superisolation). Zum Anderen kann der kalte Teil von einem blickdichten, thermischen Schild

¹Vakuumbehälter, innerhalb welchem tiefe Temperaturen erzeugt werden.

umgeben werden. Dieser wird mit energieeffizienteren Kühlmitteln auf einer Zwischentemperatur gehalten. Hier trifft die von Raumtemperatur ausgehende Wärmestrahlung auf und wird abgeführt, während der kalte Innenteil nur Wärmestrahlung von dieser Zwischentemperatur sieht.

6.1.3 Wärmeleitung

Die Wärmeleitung durch einen Festkörper lässt sich durch eine Diffusionsgleichung beschreiben (siehe z.B. [50, 51, 52, 53]). Für homogene, isotrope Medien lautet die Wärmeleitungsgleichung:

$$\vec{\nabla} \left(\lambda \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \right) + \dot{q}(\vec{r}, t) = \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (6.3)$$

Hierbei bezeichnet $T(\vec{r}, t)$ die vom Ort \vec{r} und der Zeit t abhängige Temperatur des Mediums. Dieses wird durch die Wärmekapazität c , die Dichte ρ und die Wärmeleitfähigkeit λ charakterisiert. $\dot{q}(\vec{r}, t)$ ist der sogenannte „Quellterm“, welcher eine externe oder interne Wärmequelle oder -senke als Wärmestromdichte darstellt. Es gilt

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} \quad (6.4)$$

mit der Fläche A und der Wärmemenge Q . Der stationäre Fall wird durch das Fouriersche Grundgesetz des molekularen Wärmetransports beschrieben:

$$\dot{\vec{q}} = \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} = -\lambda \cdot \vec{\nabla} T(\vec{r}) \quad (6.5)$$

Die Differentialgleichungen (6.3) und (6.5) werden in FEM²-Programmen wie ANSYS [54] numerisch auf einem Rauggitter gelöst. Als Randbedingungen werden Temperaturen oder Wärmeströme auf Gitterpunkten vorgegeben. Für temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeiten und Wärmekapazitäten, wie sie in der Natur typischerweise vorkommen, können die Differentialgleichungen schnell sehr steif werden, wodurch sich die numerische Lösung bisweilen als kompliziert gestaltet und die Lösbarkeit stark vom gewählten Rauggitter abhängt.

Abbildung 6.1 zeigt die Wärmeleitfähigkeit einiger Materialien in dem für diese Arbeit relevanten Temperaturbereich. Man erkennt, dass sich die Wärmeleitfähigkeiten mit sinkender Temperatur stark ändern. Edelstahl wirkt bei kryogenen Temperaturen nahezu als thermischer Isolator, während Kupfer eine ausgezeichnete thermische Leitfähigkeit zeigt.

²Finite-Elemente-Methode

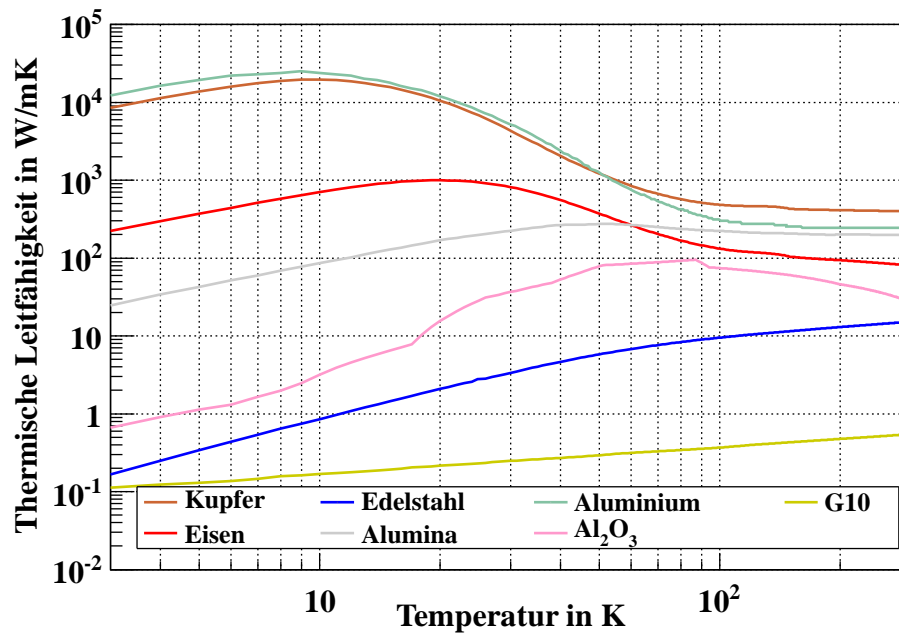


Abbildung 6.1: Thermische Leitfähigkeiten ausgewählter Materialien [55, 56, 57].

Bei der Wahl der Materialien für den Bau eines Kryostaten, für die Aufhängung von kalten Bauteilen und für die Anbindung an die Kühlung gilt es deren Wärmeleitfähigkeiten zu beachten.

6.2 Kühlen mit Flüssig-Gasen

Zur Kühlung des Testaufbaus werden in dieser Arbeit flüssiger Stickstoff (LN₂) und flüssiges Helium (LHe) verwendet. Zum Abschätzen des Kühlmittelverbrauchs nahe der Kondensationstemperatur kann man in guter Näherung davon ausgehen, dass die Kühlung durch Verdampfen des flüssigen Gases geschieht. Anhand der zur Kühlung relevanten Parameter von LN₂ und LHe in Tabelle 6.1 erkennt man, dass mit flüssigem Helium tiefere Temperaturen erreicht werden können, jedoch auch aufgrund der niedrigeren molaren Verdampfungswärme mehr Kühlmittel bei gleicher Wärmelast benötigt wird. Weiterhin ist flüssiger Stickstoff aufgrund des Einkaufspreises leichter verfügbar. Für die Kühlung der Komponenten auf Zwischentemperatur, wie dem thermischen Schild, wird deshalb beim Testaufbau des Kryokollimator-Prototypen flüssiger Stickstoff verwendet.

Wenn das verflüssigte Gas wieder in den gasförmigen Zustand übergeht, muss beachtet werden, dass die Dichte abnimmt. Es muss also ausreichend Volumen für den Fall

Gasart	Kondensations- temperatur	molare Verdampfungs- wärme	Verbrauch	Einkaufspreis pro Liter
Stickstoff	77 K	5,57 kJ/mol	0,022 l/Wh	0,13 €
Helium	4,2 K	0,083 kJ/mol	1,41 l/Wh	5,00 €

Tabelle 6.1: Kühl-Eigenschaften und Materialkosten von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium [58, 59, 60].

zur Verfügung stehen, dass der gesamte Vorrat des verflüssigten Gases unkontrolliert verdampft. Gegebenenfalls sind Überdruckventile oder Berstscheiben sowie eine Belüftung vorzusehen, um eine ausreichende Versorgung der Umgebung mit Atemluft sicher zu stellen. Flüssiges Helium dehnt sich auf das 749-fache Volumen beim Verdampfen aus, flüssiger Stickstoff um den Faktor 691 [61].

Zur Aufbewahrung der Kühlmittel werden doppelwandige sogenannte Dewar-Gefäße mit Isolationsvakuum verwendet. Die Anforderung an die Isolation von Helium-Dewars ist deutlich höher, als bei Stickstoff-Dewars. Die Entnahme geschieht typischerweise mit Hilfe eines Rohres, welches in die Flüssigkeit eintaucht und einem Überdruck über der Flüssigkeit. Dieser Überdruck kann entweder mit einer externen Gaszufuhr erzeugt werden oder durch Verdampfen des Flüssiggases.

Flüssiger Stickstoff kann aufgrund der hohen molaren Verdampfungswärme und des geringen Preises mit vergleichsweise einfachen Schläuchen transportiert werden. Im einfachsten Fall ist nicht einmal eine Isolation nötig, wenn ein Vereisen der Leitung in Kauf genommen werden kann. Der Aufwand für den Transport von flüssigem Helium ist deutlich höher. Hier sind spezielle Vakuum-isolierte Leitungen nötig. Diese minimieren zum Einen die Wärmelast, zum Anderen verhindern sie, dass Luftbestandteile kondensieren und herunter tropfen³. Die Verbindung zwischen Helium-Leitung und Vorrats-Dewar, bzw. dem Leitungssystem des Kryostaten, erfolgt über sogenannte Johnston-Kupplungen. Diese lösbare Verbindung besteht aus zwei konzentrischen Rohren mit Isolations-Ringen. Zur Isolation bildet sich ein Gaspolster zwischen den Rohren, siehe Abbildung 6.2. Bei einer Johnston-Kupplung mit Abgas-Rückführung wird das He-Gas durch die gleiche Kupplung aus dem Kryostaten hinaus geleitet, sodass beispielsweise die LHe-Leitung mit diesem Abgas eine aktiv gekühlte Schicht erhalten kann.

Bei der Wahl der Kühlmitteldurchflussgeschwindigkeit beim Kühlen muss mit großer Sorgfalt vorgegangen werden. Wird der Durchfluss zu hoch gewählt, kommt die Flüssig-

³Sauerstoff kondensiert bei 90,2 K und stellt in flüssiger Form ein Sicherheitsrisiko dar. An Flüssig-Stickstoff-Leitungen ist nicht mit Kondensation von Sauerstoff zu rechnen, da bereits durch die Leitung und eine eventuelle äußere Eisschicht ein hinreichend großer Temperaturgradient aufrecht gehalten wird.

keit auf der Abgas-Seite ungenutzt wieder heraus. Ein effizientes Einkühlen zeichnet sich dadurch aus, dass auch das abdampfende, kalte Gas zum Kühlen verwendet wird. Ein Hinweis dafür ist, dass unisolierte Abgasleitungen nur gering vereisen. Wird der Fluss jedoch zu gering gewählt, stellt sich nach einiger Zeit eine Gleichgewichtstemperatur ein, welche oberhalb der Ziel-Temperatur liegt. Im Idealfall wird der Fluss während des Einkühlvorgangs von Zeit zu Zeit nachgeregelt.

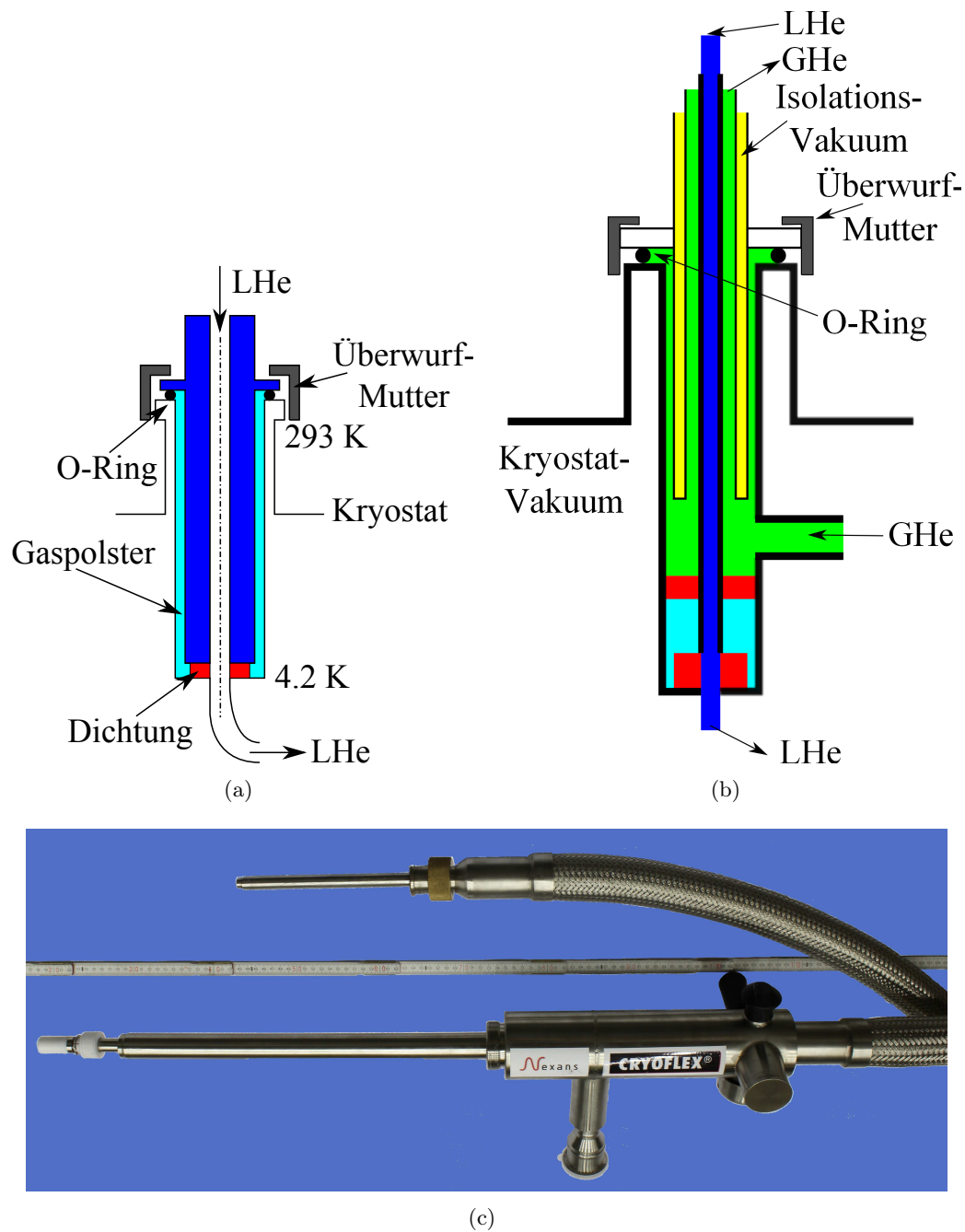


Abbildung 6.2: Prinzip-Skizzen einer Johnston-Kupplung: (a) Einfache Johnston-Kupplung am LHe-Dewar, (b) Johnston-Kupplung mit Abgas-Rückführung. (c) Foto der am Kryokollimator verwendeten Johnston-Kupplungen; oben: Einfache Johnston-Kupplung am LHe-Dewar mit Vakuumschicht und Helium-Leitung [62], unten: Zweistufige Johnston-Kupplung [61] am Kryostaten mit Abgas-Abgang (unterer Bildrand).

7 Design des SIS100-Kryokollimators

In diesem Kapitel wird das Design des Kryokollimators beschrieben. Dazu werden zunächst die Anforderungen dargestellt, aus welchen differenzierte Aspekte der Konstruktion resultieren.

Der SIS100-Kryokollimator besteht zunächst aus dem eigentlichen Kollimator. Es handelt sich um einen Kupferblock, welcher in der Nähe des umlaufenden Ionenstrahls innerhalb des Strahlrohres angebracht wird. Weiterhin wird eine Halterung des Blocks benötigt, sowie die umgebende Vakuumkammer, welche ein Teil des Strahlrohres ist. Abbildung 7.1 zeigt eine Skizze des Kryokollimators.

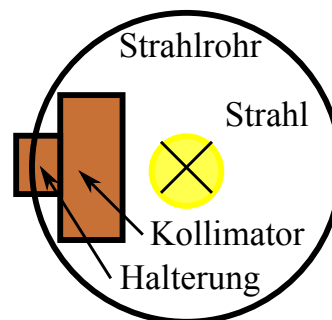


Abbildung 7.1: Skizze des Kryokollimators.

7.1 Anforderungen an den SIS100-Kryokollimator

Die Aufgabe des Kryokollimators ist es, ionisierte Strahlteilchen kontrolliert einzufangen. Zu diesem Zweck muss er zwischen den Quadrupolen in den kalten Bögen positioniert werden, weil dort, wie im Kapitel 4.2 beschrieben, die ionisierten Strahlionen verloren gehen. Um den Druckanstieg beim Auftreffen verlorener Strahlionen niedrig zu halten, ist eine minimale Desorptionsrate notwendig. Dies wird durch das Bereitstellen einer senkrechten Fläche für die Strahlverluste gewährleistet. Die Desorbate sollen daran gehindert werden, die Strahlachse zu erreichen und so schnell wie möglich wieder gebunden werden. Gleichzeitig muss die deponierte Energie der verlorenen Ionen abgeführt werden. Dabei soll die Wärmelast auf das flüssige Helium aus Kostengründen jedoch minimiert werden. Eine elektrische Messung der verlorenen Ionen hat sich beim SIS18 als hilfreiches Werkzeug zur Vakuumdiagnose herausgestellt, weshalb man diese Möglichkeit auch im SIS100 anstrebt. Die Energiedeposition in supraleitenden Magnetspulen soll niedrig bleiben, da ein Supraleiter bereits bei einem Energieeintrag von wenigen mJ/cm^3 quenchen¹ kann [63]. Gleichzeitig soll die Aktivierung der umgebenden Komponenten klein gehalten werden.

¹Plötzlicher Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand, wobei aufgrund des großen Stromflusses große Mengen Wärme entstehen, was den Supraleiter beschädigen kann.

Die umliegenden kalten Kammerwände bei Temperaturen unter 15 K agieren als Kryopumpe und können die desorbierten Gase schnell wieder binden. Es muss jedoch verhindert werden, dass auf dem Kollimator Gase ausfrieren, da sich diese unter Ionenbeschuss wieder los lösen, also die Desorptionsrate erhöhen. Aus diesem Grund soll der Kollimator auf einer höheren Temperatur als die umliegende Kammerwand bleiben. Anhand der Dampfdruck-Kurven für verschiedene typischerweise im Restgas vorhandener Komponenten in Abbildung 2.3, liegt die Zieltemperatur für den Kollimator oberhalb von 35 K.

Ein weiterer wichtiger Punkt, der selbstverständlich erscheint, jedoch viel Aufmerksamkeit benötigt hat ist, dass der Kollimator stabil befestigt werden muss und konstant auf einer Temperatur gehalten werden soll. Und nicht zuletzt ist der verfügbare Bauraum im Kryostaten begrenzt.

7.2 Kollimatorblock

Die Hauptaufgabe des Kollimators ist es, die umgeladenen Ionen einzufangen und dabei den Druckanstieg im Strahlrohr möglichst gering zu halten. Als Material hat sich hierbei bei Raumtemperatur-Messungen Kupfer als zweckdienlich erwiesen [13], da es eine niedrige Desorptionsrate aufweist. Eine oxidierte Kupferoberfläche hat jedoch eine deutlich höhere Desorptionsausbeute als eine reine Kupferoberfläche. Deshalb gilt es eine Oxidation der Oberfläche zu verhindern. Dies wird durch das galvanische Auftragen einer Gold-Schicht realisiert. Um zu verhindern, dass das Gold in das Kupfer hinein diffundiert, wird vor der Gold-Schicht eine Nickel-Schicht als Diffusionssperre aufgetragen. Die Schichten sind etwa $1\ \mu\text{m}$ dick².

Eine weitere Aufgabe des Kollimators ist es, die Aktivierung von umliegendem Material, insbesondere supraleitender Magnete zu minimieren. Aus diesem Grund wurden Rechnungen mit FLUKA [64, 65] zur Länge und zum Material angestellt. Dabei wurde davon ausgegangen, dass der vordere Teil des Kollimators als direkter Verlustort über die volle Eindringtiefe des Primärstrahls aus gold-beschichtetem Kupfer gefertigt wird. Der hintere Teil des Kollimators, welcher als Absorber bezeichnet wird, könnte jedoch auch aus einem anderen Material bestehen. Bei diesen Rechnungen wurde ein Uran-Strahl mit 2,7 GeV auf die Vorderseite des Kollimators geschossen. Es wurde die absorbierte Dosis in einem Testblock gemessen, welcher sich in einem festen Abstand hinter der Kollimator-Vorderseite befand, während die Länge und das Material des Absorbers variiert wurden. Das Primär-Ion wird auf den ersten 5 cm vollständig gestoppt. Sekundäre Fragmente und

²Einige 100 nm haben sich als hinreichend erwiesen. Solch dünne Schichten werden z.B. durch Magnetronputtern aufgetragen, was jedoch bei großen Bauteilen wie Kollimatoren sehr aufwändig ist. Es wurden galvanisch beschichtete Proben vermessen und organische Komponenten in der Schicht für hinreichend klein ermesssen. Die Beschichtungsdicken bei dieser Technik liegen in der Größenordnung von μm .

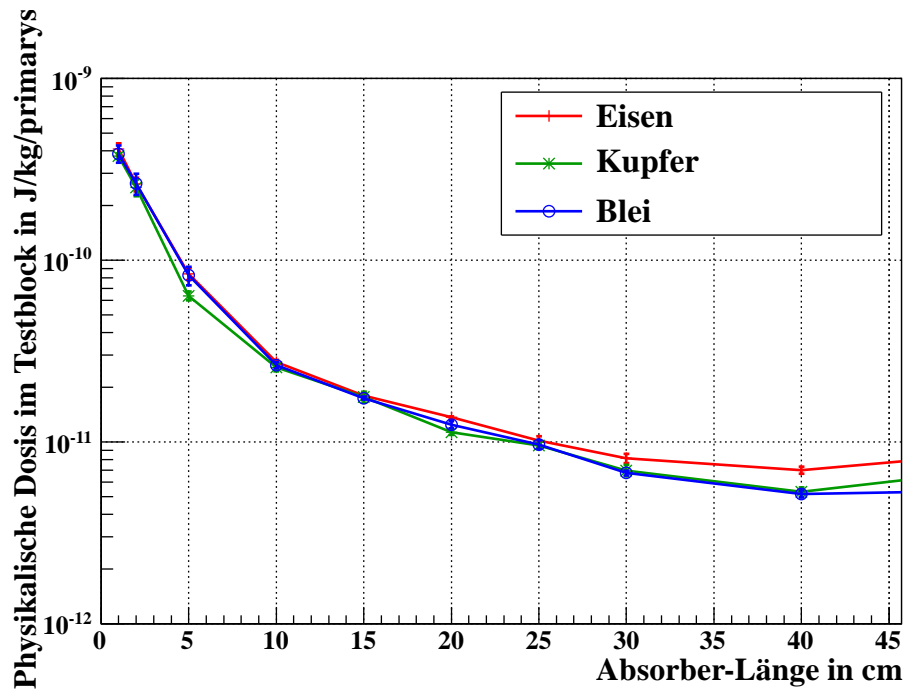


Abbildung 7.2: FLUKA-Rechnungen zur Länge und zum Material des Absorber-Teils des Kryokollimators.

Neutronen werden vom weiteren Kollimatormaterial absorbiert, bzw. gestreut. Die Ergebnisse in Abbildung 7.2 zeigen keine signifikante Abhängigkeit vom Material und dass ab einer Länge von 25 cm keine weitere nennenswerte Reduktion der deponierten Dosis eintritt. In vorangegangenen Rechnungen schloss der Testblock direkt an das Kollimator-Material an, das Ergebnis bzgl. der Länge ist jedoch das Gleiche [66]. Aus Gründen der Wärmeleitung wurde der Kollimator vollständig aus Kupfer gefertigt. Abbildung A.4 im Anhang zeigt anhand der Energiedeposition für den Einschlag eines 2,7 GeV Uran-Ions, dass die Länge des vorderen Teils entsprechend der Eindringtiefe gewählt wurde.

Um eine elektrische Messung der auftreffenden Ionen zu ermöglichen, ist der dem Strahl zugewandte Teil, welcher die Primärionen vollständig stoppt, elektrisch isoliert vom hinteren Teil, welcher der Moderation von Sekundärteilchen dient. Die Isolierung wird mit Hilfe einer Keramik-Platte zwischen den beiden Kupfer-Blöcken realisiert. Um gleichzeitig eine möglichst gute Wärmeleitung zu gewährleisten, wird zwischen Keramik und Kupfer jeweils eine Indium-Folie gelegt.

Die wichtigste Voraussetzung für eine niedrige Desorptionsrate ist senkrechter Einfall [67, 68]. Deshalb wurde, analog zu den Kollimatoren im SIS18, eine Blockgeometrie für den Kollimatorkopf gewählt. Diese leistet jedoch keine Abschirmung der Desorbate vom

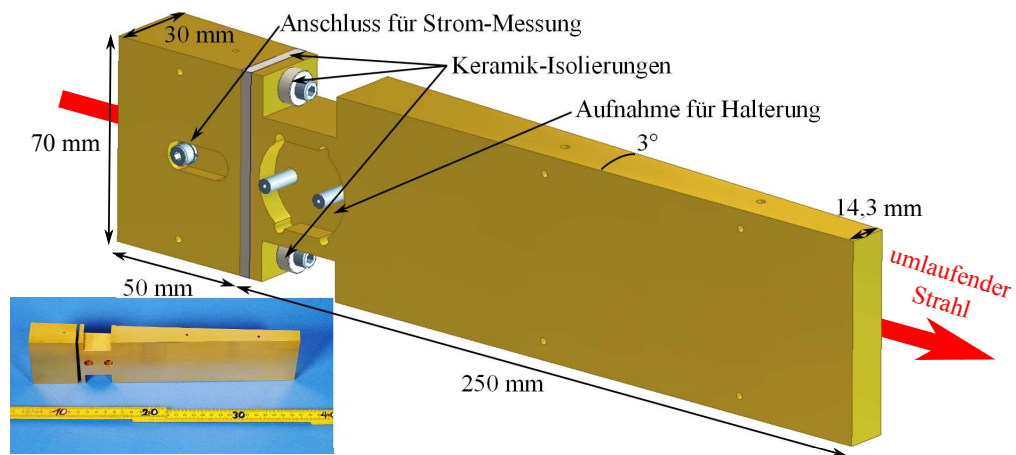


Abbildung 7.3: Geometrie des Block-Kollimators: Die Fotografie [69] zeigt die strahlzugewandte Seite, das Modell die strahlabgewandte Seite.

umlaufenden Strahl, wie eine Keil-Geometrie. Bei einer solchen Geometrie findet jedoch streifender Einfall statt, was hohe Desorptionsausbeuten zur Folge hat, da die gesamte Energie nahe der Oberfläche deponiert wird. Deshalb wurde als zweite Geometrie eine Treppen-Form gewählt, welche die Vorteile von Block und Keil kombinieren soll. Diese stellt senkrechte Einfall-Flächen und gleichzeitig eine Abschirmung der Desorbate vom umlaufenden Strahl zur Verfügung.

Die dem Strahl zugewandte Fläche ist um 3° gegenüber der Strahlachse geneigt. Die Form des Kollimators folgt der horizontalen lokalen Beta-Funktion, sodass hier auf keinen Fall streifender Einfall stattfinden kann.

Abbildung 7.3 zeigt ein Modell der Blockgeometrie mit Bemaßung. Die Treppengeometrie ist im Anhang in Abbildung A.6 zu finden.

7.3 Halterung des Kollimators

Wie bereits erwähnt, soll der Kollimator auf einer höheren Temperatur als die umgebende Vakuumkammer gehalten werden, um ein Ausfrieren von Gasen zu verhindern. Da der Kollimator mechanisch von der Vakuumkammer gehalten wird, muss die Halterung einen möglichst großen Wärmewiderstand bieten, um die Wärmelast auf die kalte Kammer so gering wie möglich zu halten. Gleichzeitig soll die Halterung es ermöglichen, von außerhalb des Strahlrohr-Vakuums thermisch in Kontakt mit dem Kollimator zu treten. Auf diese Weise kann der Kollimator mit dem thermischen Schild (50 K - 80 K im SIS100) verbunden werden. Das hält ihn auf einer höheren Temperatur als die Vakuumkammer

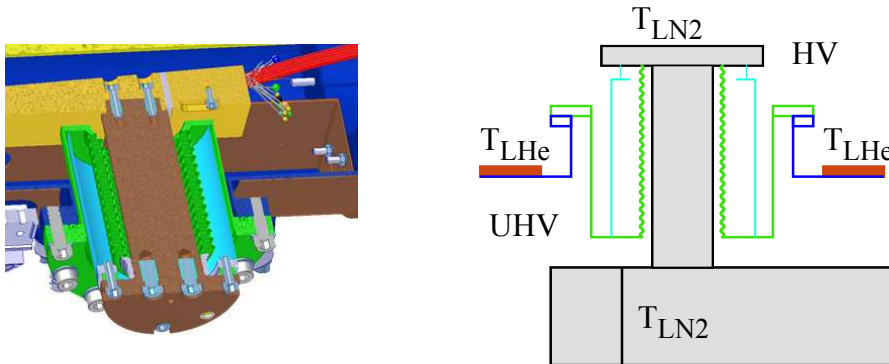


Abbildung 7.4: Modell (links) und Prinzip-Skizze (rechts) der Kollimator-Halterung, das Prinzip ist im Text erklärt. (T_{LHe} = Flüssig-Helium-Temperatur, T_{LN2} = Flüssig-Stickstoff-Temperatur)

und durch verlorene Ionen deponierte Energie muss nicht durch die Kammerkühlung, sondern durch die Schildkühlung entfernt werden. Dadurch bleibt die Kammertemperatur stabil.

Ein Querschnitt durch das Modell und eine Prinzip-Skizze der Halterung ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Die eigentliche Halterung besteht aus einem Kupfer-Block, welcher vakuumdicht in einen Flansch eingelötet ist und somit eine Wärmebrücke zwischen Strahl- und Isolationsvakuum darstellt. Der große Wärmewiderstand in Form eines langen Weges durch das Material wird durch einen Wellbalg aus Edelstahl hergestellt, welcher in einer Art Topf sitzt (grün). Um die nötige mechanische Stabilität und damit den gewünschten Abstand des Kollimators zur Strahlachse zu gewährleisten, wird der Wellbalg durch eine dünne Edelstahl-Hülse gestützt (türkis), welche zusätzlich noch mit Keramik-Unterlegscheiben gegen das Kupfer isoliert ist. Durch Variation der Dicke dieser Unterlegscheiben kann der Abstand des Kollimators zur Strahlachse leicht um einige Millimeter variiert werden. Der Wellbalg wird dann gestreckt oder gestaucht.

Abbildung 7.5 zeigt die mit ANSYS [54] berechnete Temperatur-Verteilung und Wärmestromdichte der Halterung. Blau entspricht der Temperatur von flüssigem Helium ($\sim 4,5\text{ K}$) und rot entspricht der Temperatur von flüssigem Stickstoff (77 K). Die Rechnungen zeigen, dass durch die Halterung eine statische thermische Last von 200 mW auf die $4,5\text{ K}$ entsteht. Der Großteil dieser Last fließt durch die Stabilisations-Hülse, deren Querschnitt aus mechanischen Gründen jedoch nicht weiter reduziert werden kann [70]. Bei dieser Rechnung wurden der Flansch und die Übergänge dort, der Stützen sowie der Kragen um den Stützen bis zur Kupfer-Beschichtung (siehe Abschnitt 7.4) nicht berücksichtigt. Alle diese Komponenten sind aus Edelstahl, bieten also noch einen zusätzlichen

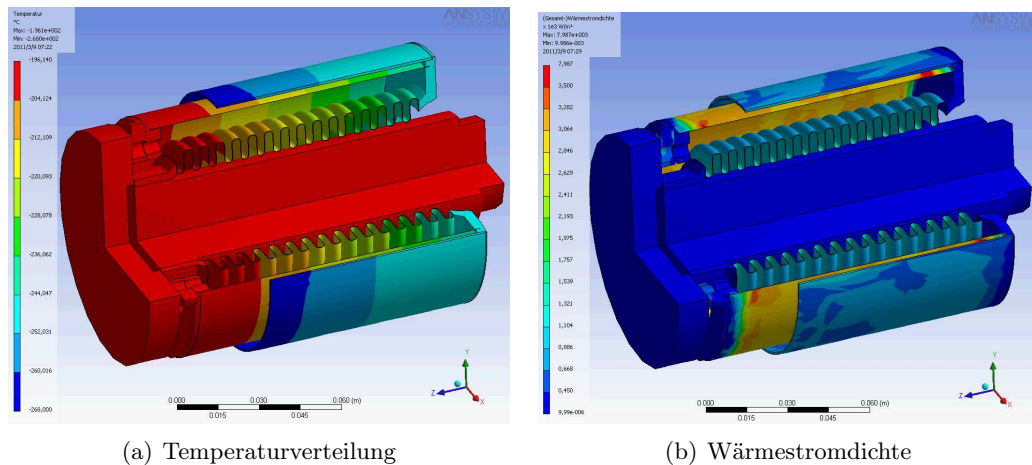


Abbildung 7.5: Thermische Berechnungen mit ANSYS [54] der Kollimator-Halterung (ohne Flansch und Stutzen an der kalten Kammer). Auf das LHe-System ergibt sich hier eine Last von 200 mW. Diese entsteht überwiegend durch die Stabilisations-Hülse.

thermischen Widerstand. Die tatsächliche Wärmelast auf den Flüssig-Helium-Kreislauf sollte dadurch niedriger als die berechneten 200 mW ausfallen, welche eine konservative Abschätzung darstellen.

7.4 Kollimatorkammer

Die Kollimatorkammer muss mehrere Aufgaben zugleich erfüllen. Zunächst einmal ist sie ein Stück Strahlrohr des SIS100 und muss an die angrenzenden Strahlrohre passen. Gleichzeitig steht im Kryostaten nur ein begrenzter Bauraum zur Verfügung (siehe hierzu auch Abschnitt 7.5). Weiterhin muss sie die nötige mechanische Festigkeit aufweisen, um das Vakuum aufrecht zu erhalten und um den Kollimator stabil auf Position zu halten. Als Kammermaterial wird aus diesem Grund typischerweise Edelstahl mit einer Wandstärke von 3 mm verwendet.

Wie eingangs erwähnt, soll die Kammer jedoch auch kalt sein, um als Kryopumpe fungieren zu können. Um eine möglichst gleichmäßige, niedrige Temperaturverteilung zu erhalten, müssen die Kammerwände aus einem Material mit hoher thermischer Leitfähigkeit gebaut sein, da die Kammer nicht komplett im Helium-Bad liegt, sondern nur an diskreten Punkten mit dem mit flüssigen Helium gefüllten Rohr verbunden wird. Edelstahl ist hierfür denkbar ungeeignet, eine bessere Wahl ist Kupfer, siehe Abbildung 6.1. Da Kupfer jedoch nicht die nötige Festigkeit bietet, um eine Vakuumkammer daraus zu

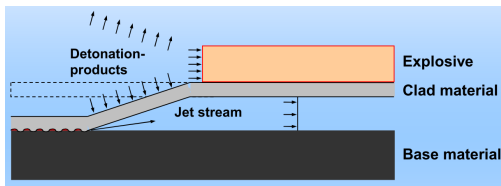


Abbildung 7.6: Prinzip des Sprengplattierens nach [71]: Das zu plattierende Material wird mit einem kleinen Abstand auf das Grundmaterial gelegt. Die sich ausbreitende Detonationsfront des Sprengstoffes beschleunigt die obere Platte auf die untere, wodurch beide kalt miteinander verschweißt werden. An der Bindungszone bildet sich eine Wellenstruktur aus.

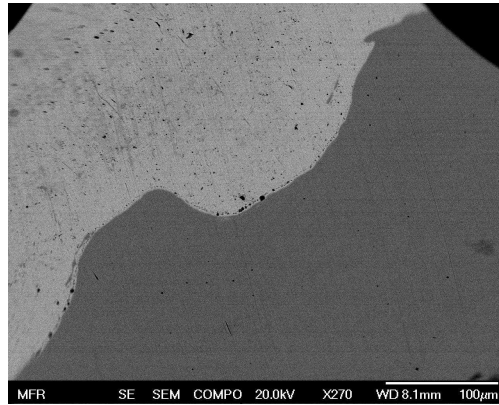


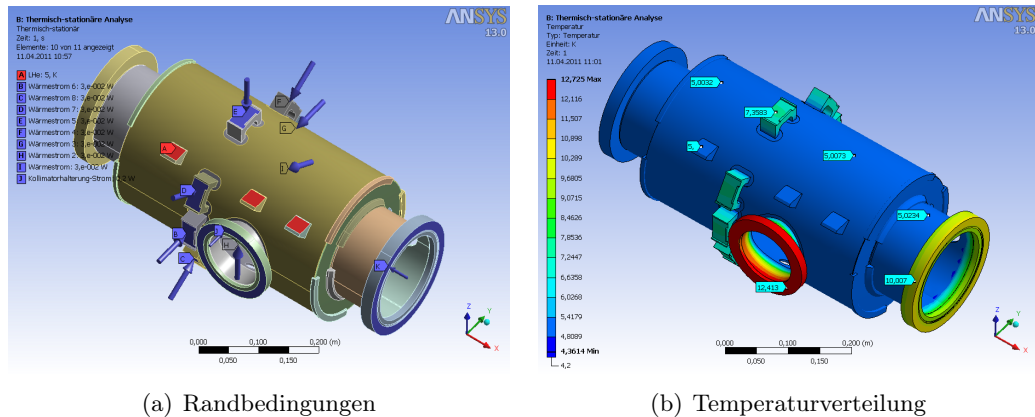
Abbildung 7.7: Aufnahme der Bindungszone eines sprengplattierten Materials mit einem Sekundärelektronenmikroskop [72].

fertigen, wurde eine Möglichkeit gesucht, Edelstahl mit Kupfer zu beschichten, um die Vorzüge beider Materialien zu kombinieren.

Thermische Rechnungen mit ANSYS haben gezeigt, dass eine Kupfer-Schichtdicke von mindestens 0,5 mm nötig ist, um die anfallenden Wärmelasten abzuführen und für eine hinreichend homogene Temperaturverteilung zu sorgen. Eine solche Schicht galvanisch auf die Kammer aufzubringen würde mehrere Tage in Anspruch nehmen. Für die Beschichtung während der Serienfertigung aller 60 Kammern wäre die Galvanik des GSI Helmholtzzentrums rund ein Jahr ausgelastet, was als zu zeitaufwändig erachtet wurde.

Stattdessen wird die Kupferschicht auf das Edelstahl-Grundmaterial sprengplattiert, bevor die Kammer gefertigt wird. Bei dieser Technik werden zwei beliebige Metallplatten mit kleinem Abstand übereinander gelegt. Eine Lage Sprengstoff auf der oberen Platte wird an einer Ecke gezündet, sodass sich eine Detonationsfront über die Fläche ausbreitet. Die Explosion führt dazu, dass die obere Platte auf die untere derart beschleunigt wird, dass beide Materialien miteinander kaltverschweißt werden (siehe Abbildung 7.6).

Um sicher zu gehen, dass diese Art der Beschichtung tieftemperatur-tauglich ist, wurde zunächst ein Muster durch die Firma Dynaplat [73] gesprengt. Aus diesem Muster wurden verschiedene kleine Proben geschnitten, welche mehreren thermischen Schock-Zyklen mit flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium unterworfen wurden. Vor und nach diesen Zyklen wurde die Bindungszone mit Ultraschall und Elektronenmikroskop untersucht. Abbildung 7.7 zeigt eine Aufnahme dieser Untersuchungen. Da keinerlei Beeinträchtigung festgestellt werden konnte, wurde diese Beschichtungstechnik als kryo-tauglich erachtet und für den Bau der Vakuumkammer um den Kollimator ausgewählt [74].



(a) Randbedingungen

(b) Temperaturverteilung

Abbildung 7.8: ANSYS-Rechnungen zur Temperaturverteilung der Kammer: Die Kühlungspunkte wurden auf 5 K gesetzt (rote quadratische Flächen), durch jede Halterung strömen 30 mW, die Kollimatorhalterung und der Kalt-Warm-Übergang verursachen je 200 mW. Wärmestrahlung wurde von 80 K mit $\varepsilon = 0.1$ angenommen. Durch die Kupfer-Beschichtung ergibt sich eine sehr homogene Temperaturverteilung.

Zum Schweißen während der Fertigung der Kammer ist es nötig, das Kupfer um die Scheißnähte abzufräsen. In Bereichen, wo eine gute thermische Leitfähigkeit über die Schweißnähte hinweg erwünscht ist, werden zum Abschluss Kupfer-Verbindungen von außen aufgelötet. Im gleichen Arbeitsgang werden Blöcke aufgelötet, über welche die thermische Anbindung mittels flexibler Kupferbänder an die Helium-Leitung stattfindet. Anhand von Rechnungen wurde verifiziert, dass die Dicke der aufgesprengten Kupfer-Platte von 1 mm, sowie die von außen aufgelöteten Kupfer-Verbindungen für eine hinreichend homogene Temperaturverteilung über die Kammer sorgen, siehe Abbildung 7.8.

Die Kammer besteht aus einem Rohr mit CF150-Flanschen an beiden Seiten. Um den Kollimator herum besitzt das Rohr einen größeren Durchmesser (240 mm). Dies bietet den nötigen Bauraum für die Installation des Kollimators. Gleichzeitig verringert das vergrößerte Volumen den Druckanstieg innerhalb der Kammer und es steht mehr kalte Oberfläche zum Binden der Desorbate zur Verfügung.

Um den Kollimator herum befinden sich sogenannte Sekundärkammerbleche oder Antikammerblech, welche den Bereich, wo Desorption stattfindet, von der Strahlachse abschirmen, also den Leitwert zur Strahlachse reduzieren. Gleichzeitig erhöhen die Bleche die zum Pumpen verfügbare kalte Fläche. Eine Schnittdarstellung der Kollimator-kammer mit Kollimator und Sekundärkammerblechen ist in Abbildung 7.9 zu sehen.

Die Position des Kollimators innerhalb der Sekundärkammer wurde durch Molflow-Simulationen [75, 76] optimiert, sodass der Druckanstieg auf Strahlachse minimiert wird. In dieses Programm können beliebige 3D-Geometrien von Vakuumkammern eingelesen

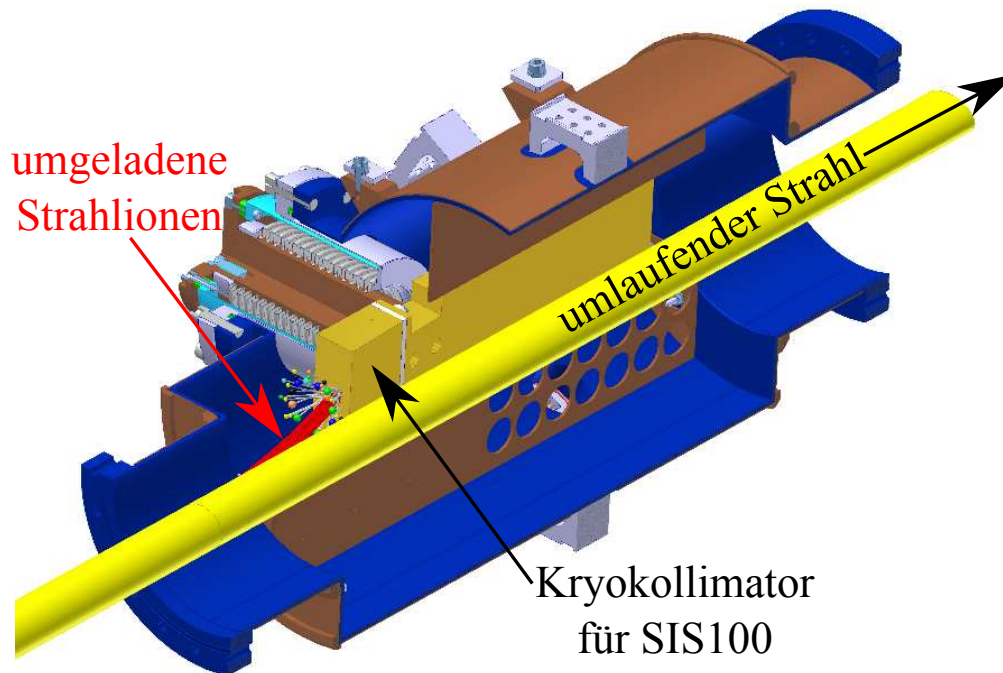


Abbildung 7.9: Schnittdarstellung der Kollimatorkammer (blau mit brauner Kupferbeschichtung) mit Kollimator (gold) und Sekundärkammerblechen (braun). Desorbierte Gasteilchen sind als farbige Kugeln dargestellt.

werden. Den Oberflächen können verschiedene Sticking-Koeffizienten³ und Ausgasraten zugewiesen werden. Von Flächen mit zugewiesener Desorption werden alsdann Testteilchen durch die Geometrie propagiert. Die hierbei entstehenden Teilchendichten innerhalb des Volumens können als Druckprofile ausgegeben werden. Diese Druckprofile wurden für verschiedene Abstände zwischen dem Kollimator und der Eingangs-Stirnfläche der Vakuumkammer, also der Position des Kollimators innerhalb der Sekundärkammer, verschiedene Restgaskomponenten und verschiedene Sticking-Koeffizienten berechnet, siehe Abbildung 7.10. Es stellte sich heraus, dass ab einem Freiraum von 70 mm vor dem Kollimator in der Sekundärkammer keine weitere Reduktion des mittleren Druckes in der Kollimatorkammer mehr eintritt. Diese Rechnung wurde für eine Molekülmasse von 28 u (Stickstoff) und einen Sticking-Koeffizienten von 0,1 durchgeführt. Für andere Parameterkombinationen wurde vergleichbares Verhalten ermittelt.

³Haftwahrscheinlichkeiten

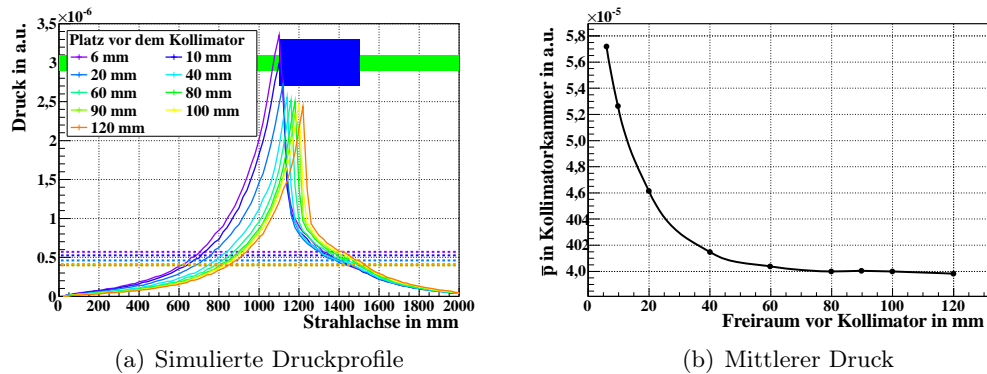


Abbildung 7.10: (a) Berechnete Druckprofile um den Kollimator für verschiedene Abstände vor dem Kollimator. Der grüne Balken (Strahlrohr) und der blaue Kasten (Kollimator-kammer) dienen zur Orientierung. Die gestrichelten Linien repräsentieren den mittleren Druck \bar{p} . (b) Mittlerer Druck \bar{p} in der Kollimator-kammer als Funktion des Abstandes vor dem Kollimator: 70 mm wurde als Abstand gewählt. Alle Rechnungen wurden für Teilchen der Masse 28 und einen Sticking-Koeffizienten von 0,1 durchgeführt.

7.5 Kryokollimator im SIS100 Quadrupol-Kryostat

Im SIS100 werden die Quadrupol-Magnete innerhalb des Kryostaten von zwei großen Trägern gehalten. Diese Träger definieren den horizontal verfügbaren Bauraum für die Kollimator-kammer. Daher muss die Halterung des Kollimators so kompakt wie möglich ausgeführt werden. Unterhalb des Strahls befindet sich die Helium-Versorgung. Hier werden flexible Kupferbänder mit hohem Querschnitt angeschlossen, welche für die Kühlung der Kollimator-kammer sorgen.

Bevor mit dem Herunterkühlen der Magnete und des Strahlrohrs begonnen wird, muss das Strahlvakuum auf $\sim 10^{-6}$ mbar vorevakuiert werden. Das Anpumpen der kalten Bögen des SIS100 geschieht über die Kollimator-kammern. Aus diesem Grund ist an der Kammer ein Anpump-Stutzen nötig, welcher über einen Kalt-Warm-Übergang nach außen geführt wird. Überlegungen zu diesem Kalt-Warm-Übergang wurden in [77] angestellt. Abbildung 7.11 zeigt zwei Schnittansichten des Quadrupol-Kryostaten mit Trägern und Anpumpstutzen. Aufgrund von Rechnungen zu erreichten Enddrücken und initialen Oberflächenbelegungen [78] wird nur jede zweite Kollimator-kammer zum Anpumpen verwendet werden, sodass sich fünf äquidistante Anpumpstellen in jedem Bogen ergeben.

Da sich die Versorgungswege im Beschleuniger-Tunnel auf der Innenseite des Rings befinden werden, muss der Anpump-Stutzen ebenfalls auf die Innenseite, also die gleiche Seite wie der Kollimator. Damit befindet sich die Öffnung zum Anpumpen jedoch

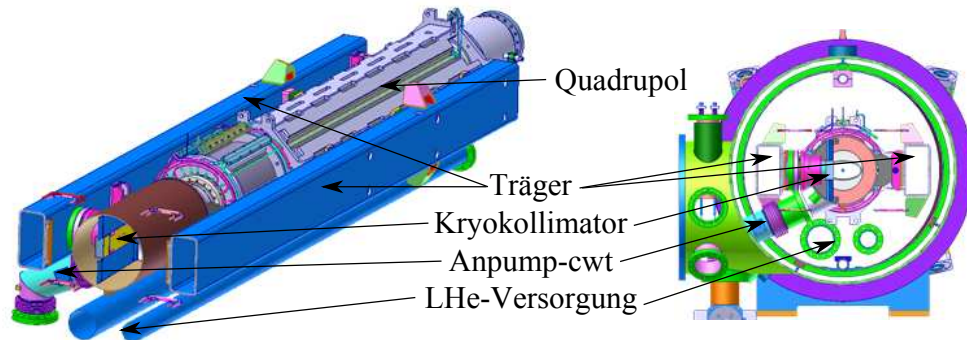


Abbildung 7.11: Schnittansichten des Quadrupol-Kryostaten in Strahlrichtung, welche die Träger und den Anpumpstutzen zeigen. Links: 3D-Ansicht ohne Außenhülle, Rechts: Querschnitt durch den gesamten Kryostaten an der Kollimatorokammer.

innerhalb der Sekundärkammer. Um einen hinreichenden Leitwert zum Anpumpen zu gewährleisten, muss das Sekundärkammerblech im Bereich der Anpump-Öffnung unterbrochen oder zumindest perforiert werden.

Wie im Abschnitt 4.2.1 und in Abbildung 4.9 bereits beschrieben, sinkt die Kollimationseffizienz mit wachsendem Abstand vom Quadrupol. Gleichzeitig soll aber ein Freiraum von 70 mm vor dem Kollimator eingehalten werden, um den Druckanstieg auf Strahlachse zu minimieren. Aus diesem Grund muss der Übergang von der Quadrupol-Kammer zur Kollimatorokammer so kompakt wie möglich gestaltet werden. Elemente zur Längenkomensation (Wellbälge) des Strahlrohrs beim Abkühlvorgang müssen strahlabwärts an der Kollimatorokammer angebracht werden.

8 Beschreibung des Prototyp-Teststandes

Im Kapitel 7 wurde der eigentliche Kollimator und seine Vakuumkammer beschrieben. Für die Tests am Prototypen wurde ein dedizierter Teststand mit Kryostaten gebaut, welcher in diesem Kapitel beschrieben wird. Der Aufbau wurde in einer Spezifikation [79] beschrieben, mit welcher eine Ausschreibung von Konstruktion und Bau des Prototyp-Teststandes durchgeführt wurde. Der Auftrag wurde im April 2010 an die Firma „Reuter-Technologie“ in Alzenau [80] übergeben. In diesem Kapitel werden zunächst die Anforderungen an den Teststand beschrieben und anschließend dessen Realisierung dargestellt.

8.1 Anforderungen an den Teststand

Der Teststand mit Prototyp sollte so seriennah wie möglich gebaut werden. Die Kühlung der Kammer soll deshalb, wie im SIS100, durch flüssiges Helium erfolgen. Um nachzuweisen, dass die verschiedenen in Kapitel 7 angestellten Überlegungen zielführend sind, war gewünscht, den Druckanstieg in der Kollimatkammer unter Schwerionenbeschuss des Kollimators zu vermessen. Da die Extraktionsenergie des SIS18 gleich der Injektionsenergie im SIS100 ist, welches sich aufgrund der vier Injektionen die meiste Zeit auf dem Injektionsplateau aufhält, können hinter dem SIS18 für SIS100 relevante Tests mit Schwerionenstrahlen durchgeführt werden.

In Abschnitt 7.3 wurde die Ankopplung des Kollimators an den thermischen Schild beschrieben. Da die Temperatur des thermischen Schildes im SIS100 voraussichtlich über den ganzen Bogen zwischen 50 K und 80 K variieren wird, muss die Temperatur des Kollimator-Prototypen variabel sein. Außerdem soll gezeigt werden, dass die durch den Strahl auf den Kollimator deponierte Energie über die Schildkühlung abgeführt werden kann.

Es sollte ebenfalls gezeigt werden, dass das Kühlkonzept der Kammer zu einem hinreichend niedrigen Druck um den Kollimator führt. Da jedoch die LHe-Versorgung über einen Dewar realisiert wird, steht nur eine begrenzte Menge Kühlmittel zur Verfügung. Deshalb muss die Wärmelast auf das LHe-System hinreichend klein gehalten werden. Dies

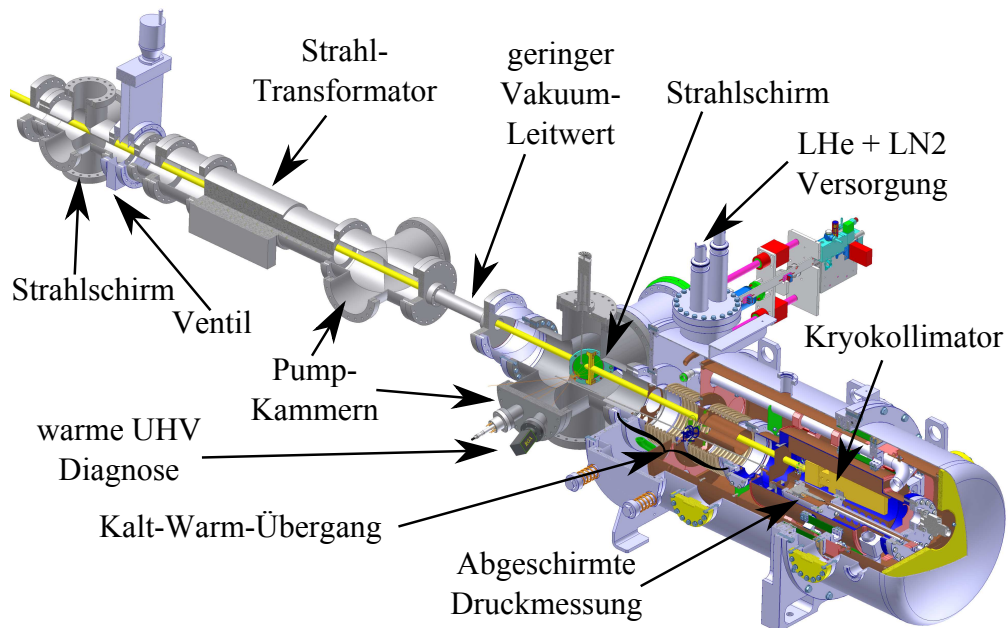


Abbildung 8.1: Schnittansicht des Kryokollimator-Teststandes: Der Schwerionenstrahl (gelb) gelangt von links oben in den Teststand. Die verschiedenen Elemente des Strahlrohres vor dem Kryokollimator werden im Laufe dieses Kapitels näher beschrieben.

setzt den Einsatz eines thermischen Schildes sowie eines Kalt-Warm-Übergangs (cold-warm-transition, cwt) zum Anschluss an die bei GSI vorhandene warme Strahlführung voraus.

Da durch Ionenbeschuss hervorgerufene Druckanstiege im niedrigen 10^{-11} mbar Bereich erwartet wurden, muss der statische Basisdruck hinreichend klein sein, um die Druckanstiege auflösen zu können.

Vorwegnehmend zeigt Abbildung 8.1 eine Schnittansicht des Aufbaus.

8.2 Aufbau des Kryostaten

Beim Bau eines Kryostaten gilt es die Wärmelasten auf das kryogene Bauteil zu minimieren um tiefe Temperaturen zu erreichen und auch zu halten. Dazu müssen die verschiedenen im Abschnitt 6.1 beschriebenen Wärmeleitmechanismen eliminiert oder zumindest minimiert werden.

Konvektion wird vollständig eliminiert, indem das kryogene Bauteil ins Vakuum platziert wird. Ein Wärmeaustausch durch den Transport von Luftmassen ist dann ausgeschlossen. Der Kryostat ist daher in erster Linie eine große Vakuumkammer. Ein Restgasdruck von 10^{-5} mbar ist für diesen Zweck ausreichend. Zum Erzeugen dieses Druckes

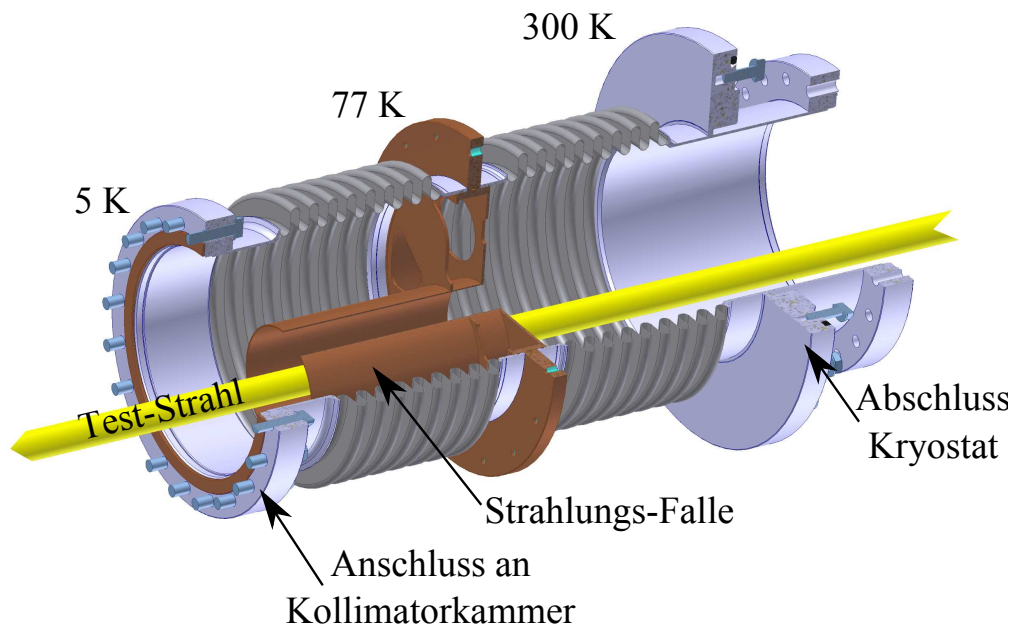


Abbildung 8.3: Aufbau und Prinzip des Kalt-Warm-Übergangs: Die Mitte zwischen den beiden Wellbälgen wird als thermischer Anker mit dem Schild verbunden (77 K), sodass kein direkter Wärmeaustausch zwischen Raumtemperatur und Kollimatorkammer stattfinden kann. Zur Reduktion der 300 K-Wärmeeinstrahlung ist der nicht für den Strahl benötigte Querschnitt des Rohrs optisch dicht. Die Öffnung für den Strahl ist von einem Rohr umgeben, welches den von Raumtemperatur sichtbaren kalten Bereich weiter reduziert (Strahlungsfalle).

auf den Helium-Kreislauf, insgesamt also ca. 240 mW. Bei dieser Rechnung unberücksichtigt sind die Edelstahl-Halterungen an der Innenkammer, welche noch einen weiteren Wärmewiderstand darstellen. Teile der Halterung sind in Abbildung 8.5 zu erkennen.

Die Verbindung der kalten Innenkammer mit dem warmen Strahlrohr wird über einen Kalt-Warm-Übergang (cold-warm-transition, CWT) hergestellt. Dieser besteht aus zwei Edelstahl-Wellbälgen mit hohem Wärmewiderstand und einem thermischen Anker in der Mitte, welcher mit dem Schild verbunden ist. Zur Reduktion der Wärmestrahlung von Raumtemperatur auf die kryogenen Bauteile, ist der nicht für den Strahl benötigte Querschnitt des Rohres optisch dicht, jedoch für Gase durchlässig. In der Öffnung für den Strahl steckt ein Rohr, welches den Raumwinkel des von Raumtemperatur aus sichtbaren kryogenen Bereichs klein hält. Auf der warmen Seite verbindet der CWT das Strahlrohr mit der Außenwand des Kryostaten. Abbildung 8.3 zeigt ein beschriftetes Modell des CWT. Ein Foto der Innenkammer mit angebautem CWT während der Montage des Teststandes ist in Abbildung 8.4 gezeigt.

Die Versorgung mit flüssigem Helium aus dem Vorrats-Dewar erfolgt durch eine mit

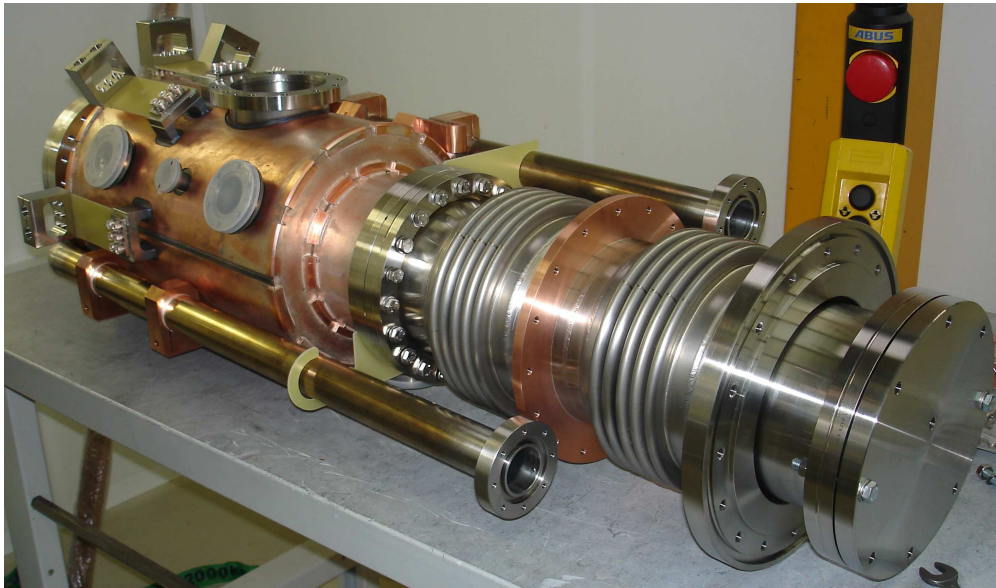


Abbildung 8.4: Foto des Kalt-Warm-Übergangs mit Kollimatorkammer, He-Rohr und teilweise montierter Halterung während des Zusammenbaus.

Isolationsvakuum und Superisolation umgebenen flexiblen Leitung (Typ Cryoflex[®] von Nexans [61]). Die Verbindung des Leitungssystems mit dem Kryostaten und dem Dewar erfolgt über eine sogenannte Johnston-Kupplung, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben. Für die Stickstoff-Zu- und Ableitung kann der Aufwand kleiner gehalten werden: Hier wird jeweils ein Stück des Kryostat-Vakuums in einen Stutzen verlängert, welcher mit einem KF²-Anschluss KF40 endet.

Abbildung 8.5 zeigt ein Foto des fertig montierten Kryostaten mit geöffneter Innenkammer. Es zeigt die acht Halterungs-Module der Innenkammer innerhalb des thermischen Kupfer-Schildes, das He-Rohr mit Kupfer-Verbindungen zur Innenkammer, sowie die Innenkammer selbst. Im Inneren erkennt man den vergoldeten Kollimator mit vergoldeten Sekundärkammerblechen und die Strahlungsfalle des CWT im Hintergrund.

8.3 Aufbau des UHV-Systems

Der Kalt-Warm-Übergang vor der Kollimatorkammer wird nicht direkt mit dem Endstück einer vorhandenen Strahlführung verbunden, siehe Abbildung 8.1. Vor dem CWT befindet sich ein Doppelkreuz. Dieses beinhaltet, neben Sensorik, welche im Abschnitt 8.4 detailliert dargestellt wird, eine Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 700 l/s

²Kleinflansch

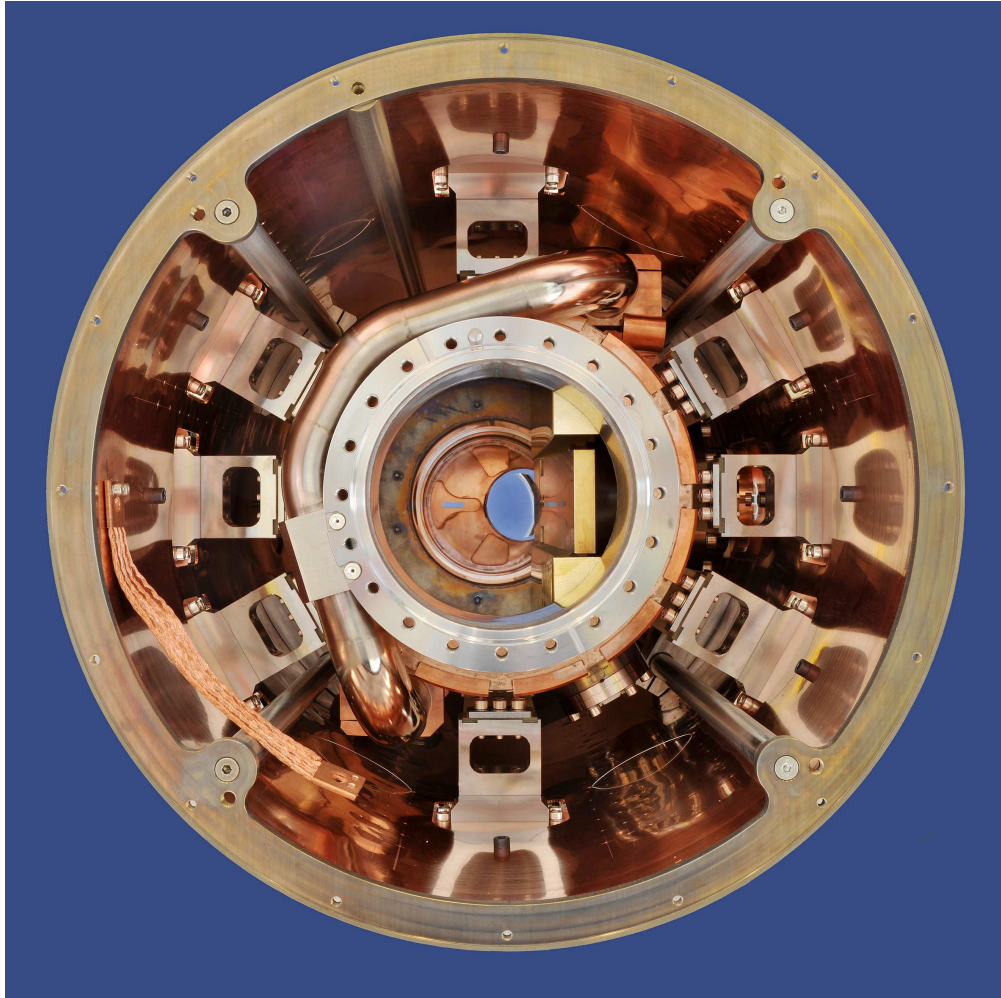


Abbildung 8.5: Blick in den fertig montierten, geöffneten Kryokollimator-Kryostaten: Innerhalb des thermischen Schildes ist die Halterung der Innenkammer, das He-Rohr und die Innenkammer selbst zu sehen. In der Kollimatorkammer befindet sich auf der rechten Seite der gold-beschichtete Kollimator mit Sekundärkammerblechen. Hinten ist die Strahlungsfalle des Kalt-Warm-Übergangs zu sehen. [83]

vom Typ Pfeiffer HiPace [84]. Mit dieser Pumpe wird neben dem Doppelkreuz auch die Kollimatorkammer über den CWT evakuiert, bevor sie gekühlt wird. Weiterhin befindet sich in diesem Doppelkreuz noch ein Pressluft-Antrieb mit einem Leuchttarget, um die Position des Strahles vor Eintritt in die kalte Kammer zu überprüfen.

Vor dem Doppelkreuz befindet sich ein Versatz-Stück. Dieses sorgt dafür, dass der Strahl vom Synchrotron, welcher zentriert im Strahlrohr liegt, um 45 mm von der Mittelachse verschoben wird, um direkt auf den Kollimator treffen zu können.

Weiter strahlaufrwärts besteht das Strahlrohr aus einem 28 cm langen Stück mit einem Durchmesser von nur 40 mm, wodurch es einen geringen Vakuumleitwert hat. Daran schließt ein weiteres Kreuz mit einer Turbomolekularpumpe vom Typ Varian TV301 NAV [85] an. Die Kombination aus Pumpen und Rohr mit geringem Vakuumleitwert wird als differentielle Pumpstrecke bezeichnet. Sie trennt den Bereich des Teststandes mit einem Restgasdruck von 10^{-10} mbar vom Vakuumsystem der Strahlführung, wo ein Restgasdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar herrscht.

Vor dem Kreuz befindet sich ein Strahltransformator, welcher ebenfalls einen niedrigen Vakuum-Leitwert aufweist. Das Vakuum-System des Teststandes wird vor dem Strahltransformator durch ein Ganzmetallschieber-Ventil vom Vakuumsystem der Strahlführung der Beschleuniger-Anlage abgetrennt. Vor der Vakuumkammer des letzten fokussierenden Quadrupol-Magneten befindet sich noch ein weiteres Doppelkreuz mit einer Turbomolekularpumpe vom Typ Pfeiffer TMU261P. Ebenfalls in diesem Doppelkreuz befindet sich ein weiterer Pressluft-Antrieb mit Leuchttarget.

Das gesamte UHV-System des Testaufbaus bis zum Ventil ist mit Heizmanschetten versehen. Die Vakuumkammern wurden bis zu 36 Stunden auf 150°C ausgeheizt, bevor mit Einkühlen und den Desorptionmessungen begonnen wurde. Der Vorgang des Anpumpens, Ausheizens und Abkühlens der beiden Vakuumsysteme wird im Abschnitt 9.1 näher beschrieben.

8.4 Sensorik

Der gesamte Testaufbau ist mit umfangreicher Sensorik ausgestattet, welche für die eigentlichen Messungen, aber auch zur Kontrolle des UHV-Systems und zum Steuern der Kühlung benötigt wird. Es werden zunächst die Druckmessungen, anschließend die Temperaturmessungen und abschließend die Strahldiagnose beschrieben.

8.4.1 Druckmessungen

Im Kreuz vor dem Vakuum-Leitwert befindet sich die erste Druckmessröhre vom Typ PBR 260 der Firma Pfeiffer. Zur Messung des Totaldrucks im Doppelkreuz befindet sich

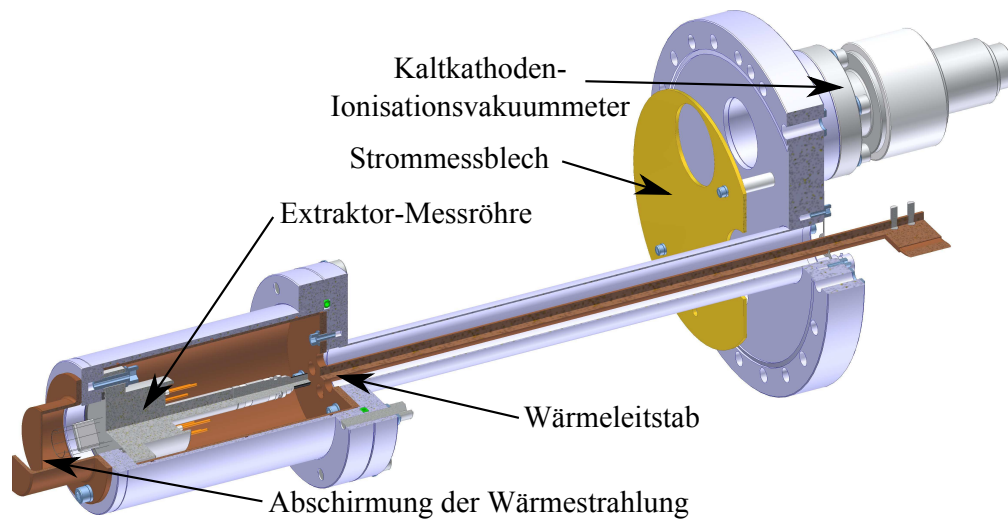


Abbildung 8.6: Druckmessung an der kalten Kollimator-kammer: Am Deckel auf der Rückseite der Kammer befindet sich ein Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter. Des Weiteren ist ein Rohr angeschweißt, welches eine Extraktor-Messröhre neben den Kollimator platziert. Zur Ableitung der sich im Betrieb entwickelnden Wärme ist der Kopf mit Kupfer ausgekleidet und über einen Kupferstab mit dem thermischen Schild verbunden. Die Wärmestrahlung des glühenden Filaments wird durch eine Kupfer-Haube von der kryogenen Umgebung abgeschirmt.

hier eine Extraktor-Röhre vom Typ IE514 mit dem Controller IM540, beide von der Firma Leybold [86]. Zur Messung der Partialdrücke befindet sich am Doppelkreuz ein Restgasspektrometer vom Typ DYCOR LC-D der Firma Ametek[®] [87].

Die kalte Kollimator-kammer ist mit zwei verschiedenen Druckmessröhren ausgestattet: Am Deckel auf der Rückseite der Kollimator-kammer befindet sich eine Penning-Kaltkathodenmessröhre³ der Firma MKS mit dem Controller 937B. An diesen Deckel ist ein Rohr angeschweißt, an dessen Ende sich eine weitere Extraktor-Messröhre befindet, siehe Abbildung 8.6. Auf diese Weise ist der Extraktor direkt neben der Vorderseite des Kollimators positioniert, sodass er einen größtmöglichen Anteil der desorbierten Gase detektieren kann. Zur optimalen Positionierung wurden Molflow-Rechnungen [75, 76] durchgeführt, siehe Abbildung 8.7

Ein Extraktor zeichnet sich durch ein heiß glühendes Filament zur Emission von Elektronen aus, welche Restgasmoleküle ionisieren, die anschließend in einem elektrischen Feld extrahiert und gemessen werden. Da jedoch das Filament bei ca. 1900 °C in einer kryogenen Umgebung glüht, muss die Wärmestrahlung durch eine Kupfer-Haube abgeschirmt werden. Die Haube hat eine dem Kollimator zugewandte Öffnung, sodass Restgasmolekü-

³Inverted-Magnetron-Sensor, Typ 104220006

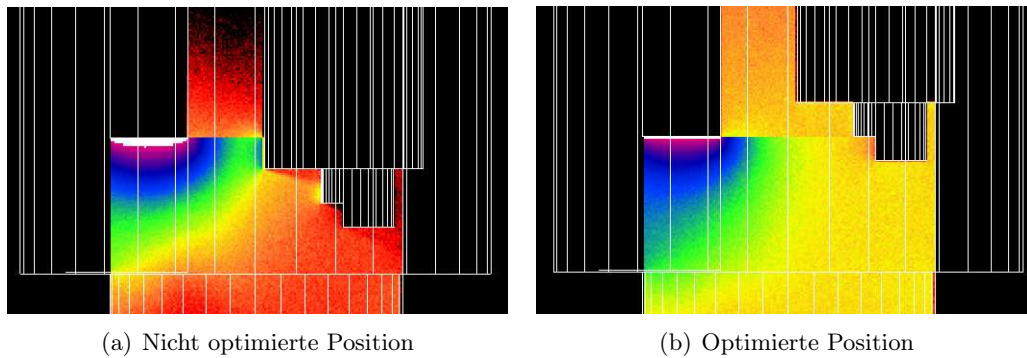


Abbildung 8.7: Molflow-Rechnungen zur Position des Extraktorkopfes: (a) Bei nicht-optimierter Position werden die Desorbate abgeschirmt, bevor sie die Öffnung der Abschirmung erreichen können. (b) Bei optimierter Position kann ein größtmöglicher Anteil der Desorbate die Öffnung der Extraktor-Abschirmung erreichen.

le zum Extraktor gelangen können. Um die Wärme, die sich beim Betrieb des Extraktors entwickelt, abzuleiten, ist der Kopf auf dem Rohr, in welchem sich der Extraktor befindet, von innen mit Kupfer ausgekleidet und über einen Wärmeleitstab aus Kupfer mit dem thermischen Schild verbunden. Der ganze „Extraktorkopf“ kann somit gekühlt werden und stellt nur eine geringe Strahlungsquelle in der kalten Kollimatorkammer dar. Da das Rohr aus Edelstahl gefertigt ist, wird auch über Wärmeleitung nur ein geringer Anteil an Wärme auf das Helium-System übertragen

Der Controller zur Versorgung des Extraktors in der Kollimatorkammer ist vom Typ MG14 der Firma Prevac. Der Restgas-Ionenstrom wird nicht von diesem Controller gemessen, sondern wird einem Femto-Amperemeter vom Typ 6517A der Firma Keithley [88] zugeführt. Es bietet die Möglichkeit einer getriggerten, schnellen Strommessung im fA-Bereich. Vor dem Zusammenbau des Extraktorkopfes wurde der Extraktor mit Controller und fA-Meter im Kalibrierstand des UHV-Labors kalibriert. Als Referenz wurde ein von der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt kalibrierter Extraktor verwendet. Abbildung 8.8 zeigt die Messung. Für die Umrechnung vom gemessenen Strom I in A in einen Druck p in mbar ergab sich

$$p = \frac{I}{4,265 \cdot 10^{-3} \pm 3,3 \cdot 10^{-7}} \frac{\text{mbar}}{\text{A}} \quad . \quad (8.1)$$

Bei Druckmessungen wird genau genommen die Restgasteilchendichte gemessen. Die Umrechnung in einen Restgasdruck findet im Controller statt, unter der Annahme das Gas habe Raumtemperatur. In kryogenen Umgebungen ist diese Annahme jedoch nicht

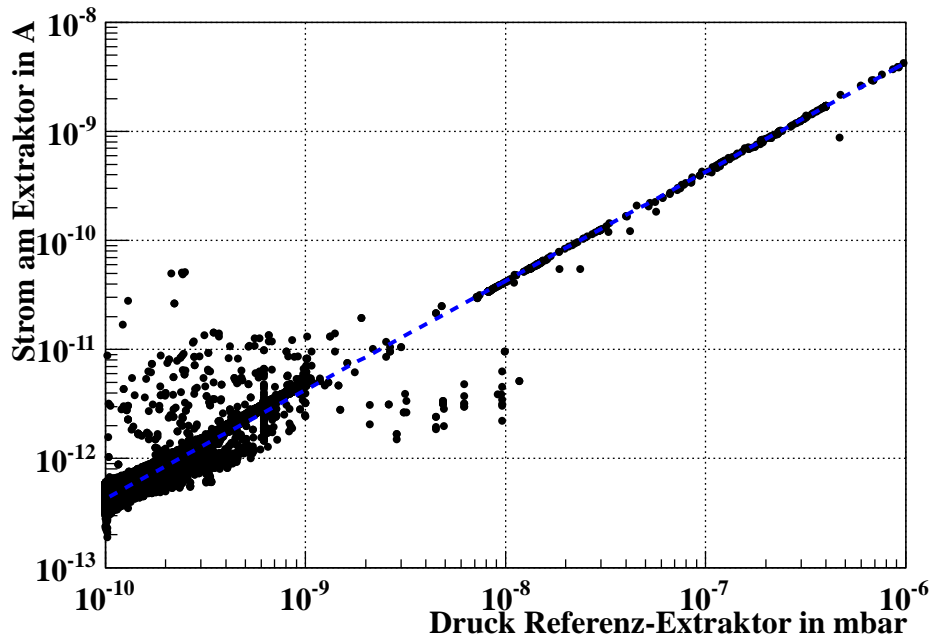


Abbildung 8.8: Kalibrierung des mit dem fA-Meter gemessenen Stroms auf den gemessenen Druck eines von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt kalibrierten Extraktors. Die an die Daten angepasste Gerade findet sich in Gleichung (8.1) wieder.

mehr gerechtfertigt, deshalb wird beim Kryokollimator-Prototypen die Temperatur an den Messröhren gemessen und als lokale Gastemperatur angenommen, um den gemessenen Druck zu korrigieren:

$$p_{\text{real}} = p_{\text{gemessen}} \cdot \frac{T_{\text{Sensor}}}{293 \text{ K}} \quad (8.2)$$

Bei kryogenen Temperaturen ist der wahre Druck also niedriger als der vom Controller angezeigte.

Da bei der Konstruktion des Prototypen Unklarheit über den zu erwartenden Druckanstieg bestand, wurde eine Möglichkeit vorgesehen, ein Material mit hoher Desorptionsausbeute vor den Kollimator zu platzieren. Im Eingangsbereich der Kollimator-kammer befindet sich eine drehbar gelagerte Welle mit einem angeschraubten Blech, welches anstelle des Kollimators vom Strahl getroffen werden kann. Mittels Hebel und einem langen, dünnen Rohr, welches durch den Kalt-Warm-Übergang reicht, kann über eine Drehdurchführung am Doppelkreuz vor dem Kryostaten das Blech in den Strahlengang bewegt und auch wieder entfernt werden. Diese Einrichtung wird als „Desorptionsklappe“ bezeichnet.

8.4.2 Temperaturmessungen

Zur Temperaturmessung bei kryogenen Temperaturen wurden Sensoren verwendet, deren elektrischer Widerstand sich mit der Temperatur ändert. Über eine Konstantstromquelle werden sie von einem konstanten Strom durchflossen. Gleichzeitig wird der Spannungsabfall über den Sensor vermessen. Aus Strom und Spannung wird der temperaturabhängige Widerstand berechnet. Damit die Messung unabhängig vom Leitungswiderstand ist, welcher aufgrund des geringen Leitungsquerschnittes zur Reduktion der Wärmeleitung eine vergleichbare Größe wie der eigentliche Messwert hat, werden die Sensoren mit vieradrigen Kabeln angeschlossen [57].

Am thermischen Schild wurden vier Temperatursensoren vom Typ CLTS-2B der Firma Vishay angebracht [89]; zwei oben und zwei unten, jeweils links und rechts. Sie wurden mit einer von M. Wengenroth gebauten Konstantstromquelle versorgt und der Spannungsabfall direkt mit dem 0 V-1 V-Eingang eines ADCs (siehe Abschnitt 8.6) verbunden. Da diese Messung nur zur Regelung der Stickstoff-Zufuhr benötigt wird, spielt die absolute Genauigkeit eine untergeordnete Rolle.

An der Innenkammer wurden 8 Temperatursensoren vom Typ Cernox Cx-1050-SD-4L der Firma Lakeshore [57], wie in Abbildung 8.9 zu sehen, angebracht:

1. Oben auf dem Kollimatorkopf
2. Oben auf dem hinteren Teil des Kollimators
3. Am unteren Sekundärkammerblech
4. Am He-Rohr auf halber Höhe
5. Oben auf dem Kupfer der Kollimator-kammer
6. An der Isolationsvakuum-Seite der Kollimator-Halterung
7. An der Kaltkathode
8. Im Extraktorkopf an der Messröhre

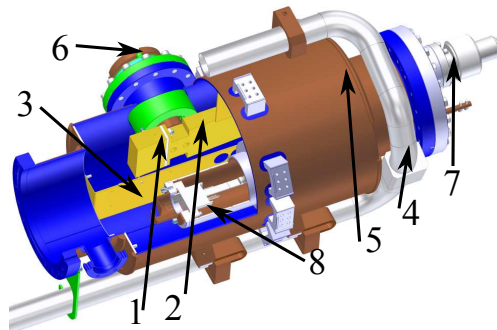


Abbildung 8.9: Positionen der verschiedenen Temperatursensoren.

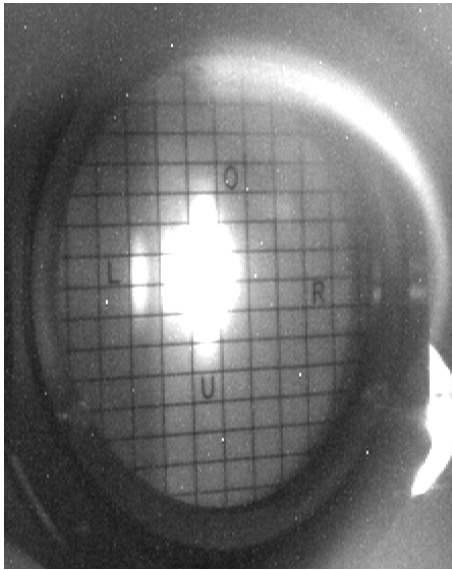


Abbildung 8.10: Strahlfleck auf dem zweiten Leuchttarget.



Abbildung 8.11: Foto der vor dem CWT montierten, elektrisch isolierten Bleche.

(Die ersten drei Sensoren befinden sich im UHV-System.) Diese Sensoren wurden über den 8-Kanal Temperatur-Monitor 218 der Firma Lakeshore [57] ausgelesen.

Auf dem Kollimatorkopf befindet sich zusätzlich noch ein Heizelement, welches eine Variation der Temperatur des Kollimators ermöglicht.

8.4.3 Strahldiagnose

Im Abschnitt 8.3 wurde bereits erwähnt, dass sich direkt hinter dem letzten Quadrupol der Strahlführung und kurz vor dem Kalt-Warm-Übergang in die Kollimator-kammer jeweils ein Leuchttarget befindet. Diese destruktiven Strahldiagnose-Elemente können über Pressluft-Antriebe in den Strahl gehalten werden. Sie bestehen aus einem szintillierenden Material, welches unter Ionenbeschuss leuchtet. Zum Justieren des Strahls beobachtet man den Leucht-Fleck mit einer Kamera. Abbildung 8.10 zeigt beispielhaft den Fleck eines 650 MeV Tantal-Strahls auf dem zweiten Leuchtschirm. Wenn der Strahl auf beiden Leuchtschirmen zentriert ist, kann davon ausgegangen werden, dass der Strahl auf der Strahlachse liegt und senkrecht auf den Kollimator trifft, ohne vorangehende streifende Verluste.

Weiterhin wurde im Abschnitt 8.3 der Strahltransformator im Strahlrohr vor dem Kryokollimator erwähnt. Da die vom Synchrotron extrahierte Teilchenzahl von Schuss zu Schuss variiert, ist eine Messung der tatsächlich auf dem Kryokollimator deponierten Teilchenzahl unerlässlich. Der elektrische Strom des Strahls induziert in Sekundärwick-

lungen des Strahltrafos einen Strom. Unter Kenntnis des Ladungszustandes kann aus dem gemessenen Strom die Teilchenzahl ausgerechnet werden.

Im Abschnitt 7.2 wurde beschrieben, dass der dem Strahl zugewandte Teil des Kollimators elektrisch isoliert montiert ist, um den Strom der auftreffenden Teilchen messen zu können. Am hinteren Deckel der Kollimatorkammer ist ebenfalls ein elektrisch isoliertes Blech angebracht, welches in Abbildung 8.6 als Strommessblech bezeichnet wird. Hat der Strahl eine horizontale Ablage, so trifft er auf dieses Blech und wird detektiert. Für den Fall einer vertikalen Ablage befindet sich vor dem Kalt-Warm-Übergang ein horizontal segmentiertes Blech, siehe Abbildung 8.11. Der Strahl kann also nur auf elektrisch isoliert aufgehängte Bauteile treffen. Alle Bleche sind aus Kupfer gefertigt und besitzen die gleiche Nickel-Gold-Beschichtung wie der Kollimator.

8.5 Kühlmittelversorgung

Eingangs wurde erwähnt, dass die Kühlmittelversorgung durch Dewars stattfindet. Für die Kühlung des Stickstoff-Kreislaufs stand ein 240l großer Dewar zur Verfügung. Über ein rechnergesteuertes Magnetventil und einer einfach isolierten Leitung wird der flüssige Stickstoff dem Kryostaten zugeführt. Das dabei entstehende Gas wird über eine lange Leitung ins Freie geführt. Um den Gegendruck dieser Leitung für den flüssigen Stickstoff zu reduzieren, ist sie mit einer Pumpe bestückt.

Zum Vorkühlen des Helium-Kreislaufs stand ein Stickstoff-Dewar mit einem Fassungsvermögen von 100l zur Verfügung. Die Kühlmittelzufuhr wurde ebenfalls rechnergestützt über ein Magnetventil geregelt. Um sicher gehen zu können, dass sich beim Einkühlen mit flüssigem Helium kein flüssiger Stickstoff mehr im Leitungssystem befindet, ist die Helium-Leitung im Kryostaten auf der Unterseite mit einer Heizung ausgerüstet. Wenn die Zufuhr von Wärme am Helium-Rohr zu einer Temperaturerhöhung desselben führt, kann davon ausgegangen werden, dass sich kein flüssiger Stickstoff mehr in der Leitung befindet, welcher verdampft werden muss. Beim Einkühlen mit flüssigem Helium muss großer Wert auf die Reinheit der Leitungen gelegt werden, da sie ansonsten durch festen Stickstoff verstopft werden können.

Für das Kühlen mit flüssigem Helium stand ein 250l Dewar zur Verfügung. Zur Entnahme wird mit einer He-Gasflasche ein Überdruck im Inneren aufgebaut. Über ein empfindliches Handrad wird der LHe-Fluss in den Kryostaten geregelt. In der Abgasleitung befindet sich ein Durchflussmessgerät vom Typ „red-y smart“ der Firma Vögtlin [90]. Das Abgas wird in einem großen Ballon in der Targethalle gesammelt, von wo es der Kryo-Anlage des FoPi-Experiments zur Wiederverflüssigung zugeführt werden kann.

Die Abkühlvorgänge der verschiedenen Bauteile werden im Kapitel 9 näher beschrieben.

8.6 Datenerfassung und Kühlmittelsteuerung

Für die Tests mit dem Kryokollimator-Prototypen wurde eine auf seine Bedürfnisse angepasste Software zur langsamen und schnellen Datenerfassung geschrieben.

Alle relevanten Messwerte der verschiedenen Geräte werden im Rahmen der langsamen Datenerfassung kontinuierlich mitgeschrieben. Die meisten Geräte werden über ihre serielle Schnittstelle ausgelesen. Jedes serielle Gerät wird als Objekt innerhalb der Software repräsentiert, welches die Kommunikation mit dem Gerät regelt. Alle diese Objekte besitzen einen Timer, welcher mit einer gegebenen Wiederholrate eine Abfrage der Messwerte des zugehörigen Geräts startet. Diese Messung wird im Objekt gespeichert, sodass zu jedem Zeitpunkt ein Messwert zur Abfrage zur Verfügung steht. Geräte ohne serielle Schnittstelle werden über 0 V-10 V- bzw. 0 V-1 V-Eingänge einer ADC-Karte (Meilhaus ME-4660, 16 bit [91]) ausgelesen. Der ermittelte Analogwert wird in einen realen Messwert umgerechnet. Bei stark rauschenden Geräten kann eine gleitende Mittelung der Messwerte verwendet werden: Als aktueller Messwert wird der Mittelwert eines kontinuierlich aktualisierten Ring-Puffers verwendet. Die Größe des Puffers darf jedoch nicht zu groß gewählt werden, da sonst mögliche schnelle Änderungen „weg-geglättet“ werden.

Ein durch einen weiteren Timer gesteuerter, übergeordneter Programmteil fragt die in den Objekten gespeicherten Messwerte ab, um sie zum Einen online grafisch darzustellen und zum Anderen einem weiteren Programmteil zur Sicherung zu übergeben. Da diese Programmteile unabhängig von der seriellen Kommunikation mit den Geräten sind, werden auf diese Weise die Messwerte in gleich bleibenden Intervallen erfasst und gespeichert. Gleichzeitig wird bei jeder Abfrage das „Alter“ der Daten ermittelt und gespeichert. Für den Fall einer Kommunikationsstörung steigt das Datenalter kontinuierlich an, was auch offline erkannt werden kann.

Die Software bietet verschiedene Online-Anzeigen mit Ansichten zusammengehörender Messwerte. Bei der Anzeige des Druckes der verschiedenen Messröhren findet sich beispielsweise auch eine Anzeige der Temperatursensoren, sodass Korrelationen zwischen den verschiedenen Messgrößen online erkannt werden können. Über ein System von automatisiert laufenden Jobs auf verschiedenen Rechner-Systemen wurden im Abstand von wenigen Minuten verschiedene Plots aus den geschriebenen Daten erzeugt und für einen Webserver zugänglich abgespeichert. Über eine kleine Webseite konnte so der Zustand des Experiments jederzeit auch von außerhalb der GSI überwacht werden.

Änderungen in den Einstellungen der Software werden ebenfalls mit protokolliert. Für spätere offline-Analysen werden die Messwerte ins ROOT-Format in eine sogenannten Tree-Datenbank [47] konvertiert.

Für die Steuerung der Magnetventile der Stickstoff-Zufuhr (siehe Abschnitt 8.5) existieren, neben manuellem Ein- und Ausschalten verschiedene Modi:

Zeitlich gesteuert: Es wird eine Zeit festgelegt, während der das Magnetventil geöffnet ist und eine Zeit, während der das Magnetventil geschlossen bleibt. Dieser Modus eignet sich zum Einkühlen.

Temperatur gesteuert: Es wird ein Temperatursensor und eine Temperatur ausgewählt, oberhalb welcher das Ventil geöffnet wird. Es kann ein davon verschiedener Temperatursensor und eine weitere Temperatur ausgewählt werden, unterhalb welcher das Ventil wieder geschlossen wird. Dieser Modus eignet sich aufgrund von Rauschen in der Temperaturmessung jedoch nicht für den Betrieb des Kryostaten.

Temperatur-Zeit gesteuert: Es wird ein Temperatursensor und eine Temperatur ausgewählt, oberhalb welcher das Ventil für eine gegebene Zeit geöffnet wird. Nach Ablauf dieser Zeit wird das Ventil mindestens für einen zweiten gewählten Zeitraum geschlossen bleiben, bevor überprüft wird, ob die gewählte Temperatur überschritten wird und das Ventil erneut geöffnet werden muss. Dieser Modus wurde die meiste Zeit verwendet.

Der letztgenannte Modus hat sich als der vielseitigste herausgestellt: So lange die gewählte Temperatur nicht unterschritten wird, arbeitet er als zeitlich gesteuerter Modus. Sobald die Ziel-Temperatur erreicht ist, kann sie ohne Änderung der Einstellungen relativ stabil gehalten werden. Das Einkühlen bis auf Stickstoff-Temperatur und auch das Halten dieser Temperatur kann somit automatisiert stattfinden. Bei der Wahl der Zeiten ist ein wenig Erfahrung gefragt, 10 s geöffnet und daran anschließend mindestens 30 s Pause hat sich als sinnvolle Kombination herausgestellt.

Eine schnelle Messung des Restgas-Drucks in der Kollimatorkammer wurde durch einen Trigger-Puls bei Eintreffen des Strahls ausgelöst. Der Programmteil zur schnellen Druckmessung setzt hierfür das fA-Meter der Druckmessung am Extraktorkopf (siehe Abschnitt 8.4.1) in die Bereitschaft, bei Eintreffen des Maschinenpulses eine schnelle Strommessung zu starten. Hierbei wurde für 12 s alle 120 ms ein Messwert im Gerät aufgenommen. Nach Beendigung der Messung werden die Daten vom Gerät abgerufen, auf einer Anzeige dargestellt und zusammen mit einem „Schnappschuss“ aller Werte der langsamen Datenaufnahme in einer Datei abgelegt. Zur späteren Analyse werden die gemessenen Zyklen offline ins ROOT-Format konvertiert.

Über das Kontrollsystem der Beschleuniger-Anlage werden die im Strahltrafo gemessenen Teilchenzahlen ausgelesen und abgespeichert. Die Strommessungen auf den elektrisch isoliert montierten Blechen und dem Kollimatorkopf werden ebenfalls über das

Kontrollsystem ausgelesen und gespeichert. Im Anschluss an die Strahlzeit müssen diese Messwerte mit den Druck- und Temperaturmessungen zusammengeführt werden.

8.7 Strahlplatz und Strahlführung

Als Strahlplatz für die Messungen mit Schwerionenstrahl wurde das HHT-Cave der Plasmaphysik gewählt (siehe auch Abbildung 3.1). Die Strahlführung ist für schnelle Extraktion ausgelegt. Die in der Strahlführung vorhandene Strahldiagnose (Gitter zur Profilvermessung und Strahltrafos zur Bestimmung der Teilchenzahl) ist ebenfalls für schnelle Extraktion optimiert.

Die Ionenoptik ist für einen kleinen Fokus kurz hinter dem letzten Quadrupol-Triplet optimiert. Die Ansprüche an den Fokus waren bei den Messungen am Kryokollimator jedoch von untergeordneter Bedeutung. Deutlich wichtiger war es den Strahl ohne streifende Verluste durch den Vakuum-Leitwert und den CWT zu transportieren. Streifende Verluste führen zu ionenstimulierter Desorption mit sehr hohen Desorptionsausbeuten, was die eigentliche Messung empfindlich gestört hätte. Aus diesem Grund wurde eine wenig fokussierende Optik gewählt, welche einen nahezu parallelen Strahl zur Folge hatte. Abbildung 8.12 zeigt die Strahlführung vom SIS18 in das Experiment-Cave HHT auf den Kryokollimator. Die gezeigte Strahlenveloppe wurde von Y. El-Hayek aus Profilvergitterdaten und Magneteinstellungen mit Mirko [92] berechnet, es ergibt sich eine Emittanz des gekühlten 800 MeV Au⁶⁵⁺-Strahls von $\varepsilon_x = 0,656$ mm mrad und $\varepsilon_y = 1,624$ mm mrad. Horizontal kann der Strahl mühelos durch Veränderung des Erregungsstroms der letzten Dipole verschoben werden. Für die vertikale Anpassung steht ein Steerer-Magnet in der Strahlführung, relativ weit entfernt vom Experimentier-Cave, zur Verfügung.

Für den Betrieb des Kryokollimators mit LN2 und LHe im HHT-Cave mussten verschiedene Sicherheitsmaßnahmen getroffen werden [93]. Da es sich um einen nahezu abgeschlossenen Raum handelt, wird im Falle des Austritts großer Mengen Kühlmittels der Sauerstoff in der Atemluft verdrängt. Aus diesem Grund wurde eine Frischluft-Zufuhr installiert und gleichzeitig der Sauerstoffgehalt der Luft überwacht.

Abbildung 8.13 zeigt ein Foto des im Betrieb befindlichen Kryokollimators von oben im HHT-Cave.

8.8 Unterschiede zum Serienkollimator

Obwohl der Prototyp-Kryokollimator möglichst seriennah konstruiert wurde, gibt es doch einige Unterschiede zum späteren Serienkollimator.

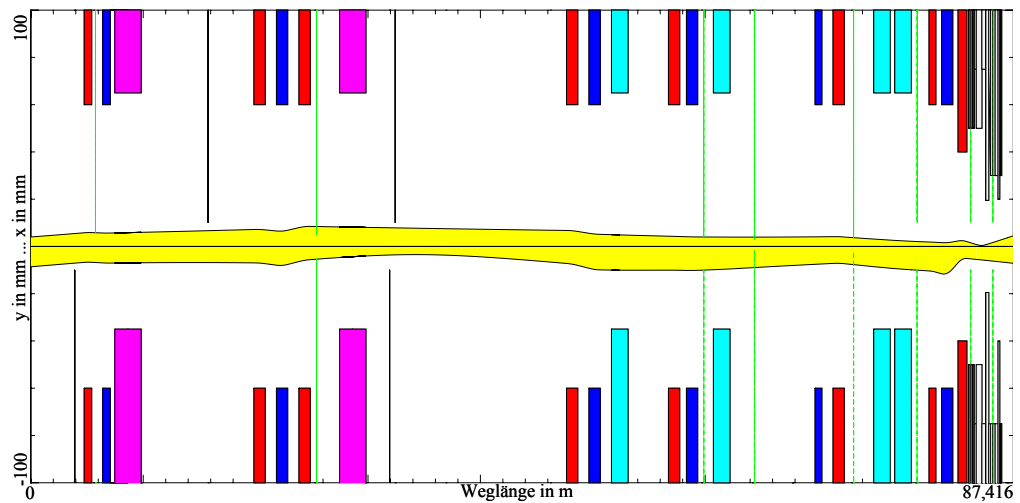
Die Aufhängung der Kammer im Prototyp-Kryostat wird sich grundlegend von der Aufhängung im SIS100-Quadrupolkryostaten unterscheiden. Die Quadrupolmagnete im

SIS100 werden auf beiden Seiten durch Träger parallel zum Strahl gehalten. Diese Träger werden auch für die Aufhängung der Kollimator-kammer verwendet. Für das thermische Schild gibt es eine davon unabhängige Aufhängung. Der Prototyp hat eine kombinierte Aufhängung für die Kollimator-kammer und den thermischen Schild.

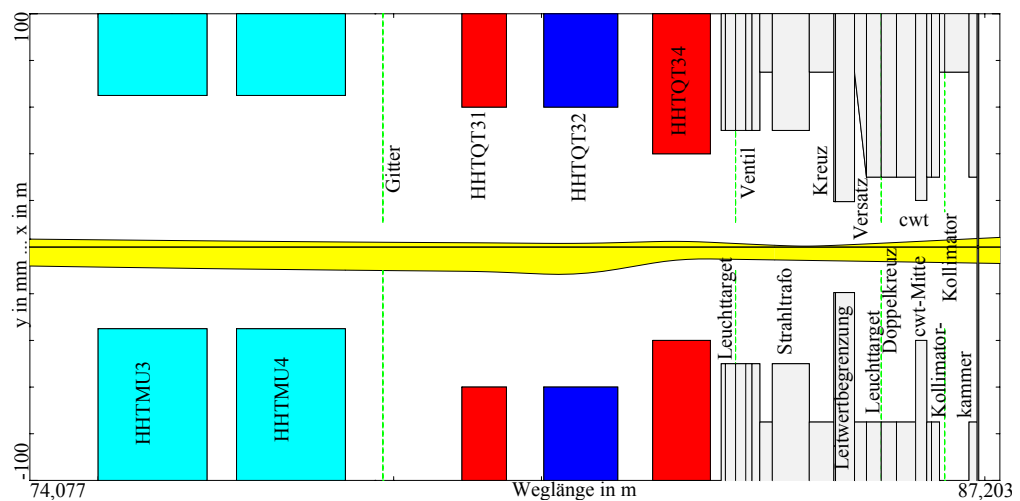
Die Kollimator-kammer im SIS100 kann einige cm länger sein, als die Prototyp-Kammer. Als Kompensationselement der Längenkontraktion des Strahlrohres ist auf der Rückseite der Kollimator-kammer jedoch ein Wellbalg nötig. Zum Anpumpen des Strahl-Vakuums vor dem Einkühlen ist ein weiterer Flansch im hinteren Bereich der Kammer nötig, der sogenannte „Anpump-Stutzen“. Dieser wird mit einem Kalt-Warm-Übergang und einem Ventil versehen, sodass die Turbopumpe nach dem Anpumpen abgeschiebert und entfernt werden kann. Die verschiedenen kleinen Stutzen für den Anschluss von Temperatursensoren und Heizung sind für die Serienkammer ebenfalls nicht nötig. Sollte eine Temperatur-Messung des Kollimators gewünscht sein, kann diese im Isoliervakuum an der Halterung vorgenommen werden. Hier kann bei Bedarf auch ein Heizelement angebracht werden. Die Montage von Temperatursensor und Heizelement im Isoliervakuum ist weniger aufwändig als im Strahlvakuum, da auf zusätzliche Durchführungen verzichtet werden kann. Lediglich für die elektrische Strommessung auf dem Kollimator-kopf ist eine kleine Durchführung an der Kammer nötig.

Die Helium-Versorgung wird sich im SIS100 voraussichtlich nur unterhalb der Kammer befinden. Daher wird die Kammer nur über die Unterseite gekühlt werden. Im Prototyp-Testaufbau befinden sich auch auf der Oberseite Kühlpunkte. Da das Rohr jedoch nie vollständig mit Helium gefüllt war, wurden hier effektiv auch nur die unteren Anschlusspunkte zum Kühlen verwendet. Aufgrund der Kupfer-Beschichtung mit hoher Wärmeleitfähigkeit stellt sich auch bei einer solchen Kühlpunktverteilung eine homogene Temperaturverteilung ein.

Dies sind jedoch alles keine grundlegenden Unterschiede, weshalb anhand der Messungen am Prototypen durchaus Aussagen über das Verhalten des Serienkollimators gemacht werden können.



(a) Gesamte Strahlführung



(b) Targetbereich mit Aperturbegrenzungen

Abbildung 8.12: Strahlführung vom SIS18 nach HHT auf den Kryokollimator. Quadrupole sind in rot und blau gezeigt, Dipole in türkis, bzw. deaktivierte Dipole der Strahlführung in violett. Der mit Hilfe von Mirko [92] und Profilgitterdaten berechnete 800 MeV Au⁶⁵⁺-Strahl ist in gelb gezeigt, wobei die obere Hälfte der Bilder jeweils die horizontale und die untere Hälfte die vertikale Ausdehnung der Strahlenenveloppe zeigt. ($\varepsilon_x = 0,656 \text{ mm mrad}$, $\varepsilon_y = 1,624 \text{ mm mrad}$)

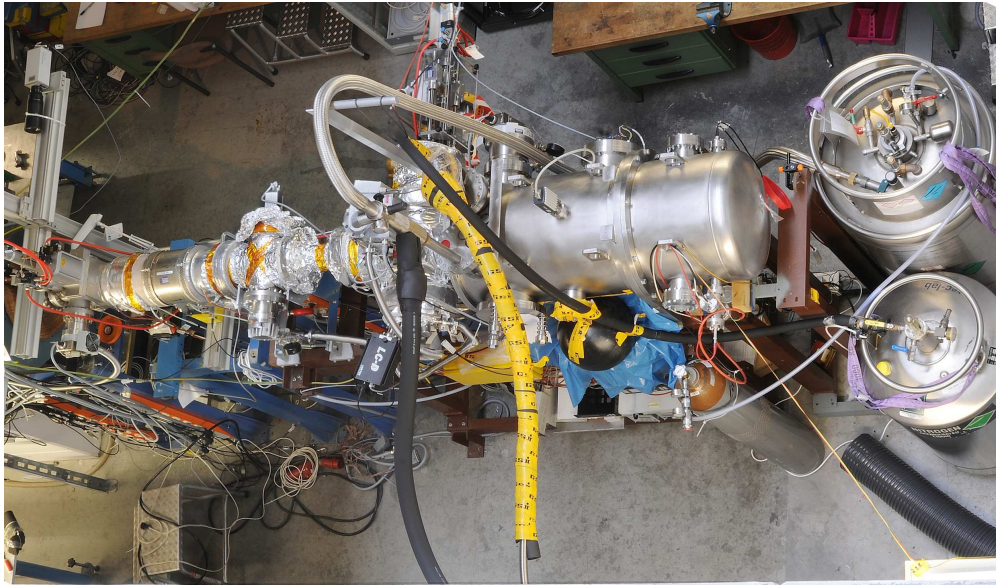


Abbildung 8.13: Foto von oben des sich im Betrieb befindlichen Kryokollimator-Teststandes bei geöffnetem Experiment-Cave. Am linken Bildrand befindet sich der letzte Quadrupol und das erste Leuchttarget. In der weiteren Strahlführung sind das Ventil und der Strahltrafo auf dem blauen Gestell zu sehen. Daran schließt das in Heizmanschetten und Alu-Folie eingepackte Kreuz und der Vakuum-Leitwert an. Das große Doppelkreuz mit warmer UHV-Diagnose (unten) und zweitem Leuchttarget (oben) wird teilweise von den Kühlmittel-Leitungen verdeckt. Der Kryokollimator-Kryostat befindet sich in der Mitte des Bildes. Auf der rechten Seite des Bildes stehen der Helium- (oben) und der Stickstoff-Dewar (unten). [83]

9 Durchführung der Messungen

In diesem Kapitel werden die mit dem Kryokollimator-Prototypen durchgeführten Messungen beschrieben. Zunächst werden exemplarisch Anpump- und Abkühlvorgänge mit LN₂ und LHe beschrieben. Auf die Durchführung der drei Strahlzeiten mit Gold, Tantal und Bismuth wird anschließend näher eingegangen. Eine Strahlzeit mit Uran, dem Referenz-Ion, konnte leider nicht durchgeführt werden, da aufgrund von Wartungsarbeiten an den Quellen während des Zeitraums der Tests, kein Uran-Strahl zur Verfügung stand. Abschließend wird ein exemplarischer Aufwärm-Vorgang beschrieben.

9.1 Anpumpen und Ausheizen der Vakuum-Systeme

Die Evakuierung der Vakuum-Systeme beginnt mit dem Anpumpen durch Vorpumpen. Um die Superisolation des Kryostaten nicht zu beschädigen, muss dieser vergleichsweise langsam angepumpt werden. Für das Evakuieren von Atmosphärendruck auf 10 mbar müssen daher mindestens 60 Minuten veranschlagt werden. Die zwischen den verschiedenen Lagen der Superisolation eingeschlossenen Gase können so langsam entweichen.

Ab einem Druck von $\sim 10^{-2}$ mbar können die Turbomolekular-Pumpen eingeschaltet werden. Nachdem im UHV-System ein Totaldruck von $\sim 10^{-8}$ mbar erreicht ist, werden die Vakuumkammern des Raumtemperaturbereichs bei 150 °C ausgeheizt. Bei einer höheren Temperatur zum Ausheizen, z.B. 350 °C, muss zu angrenzenden Raumtemperatur-Bereichen ein Temperatur-Gradient aufrecht erhalten werden. Dazu werden die Vakuumkammern im Übergangsbereich auf eine niedrigere Temperatur geheizt, welche typischerweise bei 150 °C liegt. Da der ausgeheizte Bereich von fest installierten Raumtemperatur-Bereichen umgeben ist, welche nicht auf eine Zwischentemperatur geheizt werden konnten (CWT vor der Kollimatorkammer auf der einen Seite und Quadrupol-Kammer im Magneten auf der anderen Seite), wurde für das gesamte UHV-System die Zwischentemperatur zum Ausheizen gewählt. Bei einer niedrigeren Temperatur muss länger geheizt und gepumpt werden, um den gleichen Enddruck wie bei einer höheren Temperatur zu erreichen. Diese Zeit stand im Vorfeld der Strahlzeiten jedoch zur Verfügung.

Durch Ausheizen wird insbesondere der Partialdruck von Wasser erheblich reduziert. Schwere Restgaskomponenten, wie Kohlenwasserstoffe¹ werden vollständig aus dem Sys-

¹Rückstände von Kohlenwasserstoffen kommen durch das Reinigen mit Alkohol.

tem entfernt. Nachdem das UHV-System wieder auf Raumtemperatur abgekühlt war, konnte regelmäßig die Signatur eines kleinen Lecks im Restgasspektrum festgestellt werden². Trotz intensiver Lecksuche³, konnte kein Leck gefunden werden. Vermutlich handelt es sich um virtuelle Lecks nicht entlüfteter Verschraubungen am Kollimator, da die Signatur des Lecks beim Einkühlen verschwindet.

9.2 Kühlen mit flüssigem Stickstoff

Flüssiger Stickstoff wird beim Kryokollimator-Prototypen zur Kühlung des thermischen Schildes und zum Vorkühlen der Helium-Leitungen verwendet. Im Abschnitt 8.5 wurde bereits beschrieben, dass jeweils ein Stickstoff-Dewars für den Schild (2401) und zum Vorkühlen (1001) zur Verfügung stand. Der Stickstoff-Fluss wurde über ein rechnergesteuertes Magnetventil reguliert.

Vor dem Einkühlen müssen beide Vakuum-Systeme evakuiert sein, um Eisbildung an den Oberflächen zu verhindern. In Abbildung 9.1 ist ein Abkühlvorgang mit flüssigem Stickstoff gezeigt, welcher im Folgenden näher erläutert wird. Zunächst wird der thermische Schild innerhalb von ca. drei Stunden auf unter 100 K gekühlt. Bemerkenswert ist hierbei, dass die Temperatur während den letzten 50 K schneller sinkt, bei gleich bleibendem Kühlmittelfluss. Dies kann zum Einen dadurch erklärt werden, dass sich in den Leitungen kein Gaspolster mehr um den flüssigen Stickstoff bildet, wodurch die Kühleffizienz steigt, zum Anderen durch eine Abnahme der Wärmekapazität mit sinkender Temperatur.

Der Mittelteil des CWT ist mit dem Schild verbunden, sodass mit dem Einkühlen des Schildes eine kalte Fläche im UHV-System entsteht, an welcher Restgasteilchen gebunden werden. In Abbildung 9.1 ist zu sehen, dass der Druck in der Innenkammer und auch im Doppelkreuz sinkt, sobald der thermische Schild gekühlt wird. Durch den gering werdenden Druck im Doppelkreuz wird die Gasströmung durch die Leitwertbegrenzung reduziert und der Druck im Kreuz sinkt unter die Messgrenze der dort installierten Drucksonde⁴. Der Partialdruckmessung im Doppelkreuz kann entnommen werden, dass

²In einem geheizten UHV-System besteht der größte Anteil des Restgases aus Wasserstoff ($m = 2$). Im Falle eines Lecks wird dieser Anteil durch die Masse 28 (N_2 bzw. CO) übertroffen und bei Masse 14 (atomarer Stickstoff) ist eine Erhöhung festzustellen. Zwischen den Massen 14 und 18 ist im leckfreien Spektrum ein treppenartiger Anstieg (Wasser-Gruppe) vorzufinden, eine Störung dieser Struktur bei Masse 14 gibt den Hinweis, dass der hohe Anteil bei Masse 28 durch Stickstoff aus der Atmosphäre verursacht wird. Gleichzeitig ist bei Masse 32 (O_2) und auch bei Masse 40 (Ar) eine Erhöhung gegenüber einem geheizten, leckfreien Spektrum zu finden.

³Besprühen aller kritischen Verbindungen von außen mit Helium-Gas, während der Anteil von Helium im Restgasspektrum beobachtet wird.

⁴Der Teststand ist in Abbildung 8.1 gezeigt. Kreuz und Doppelkreuz sind dort als Pumpkammern bezeichnet, am Doppelkreuz befindet sich die „warme UHV-Diagnose“.

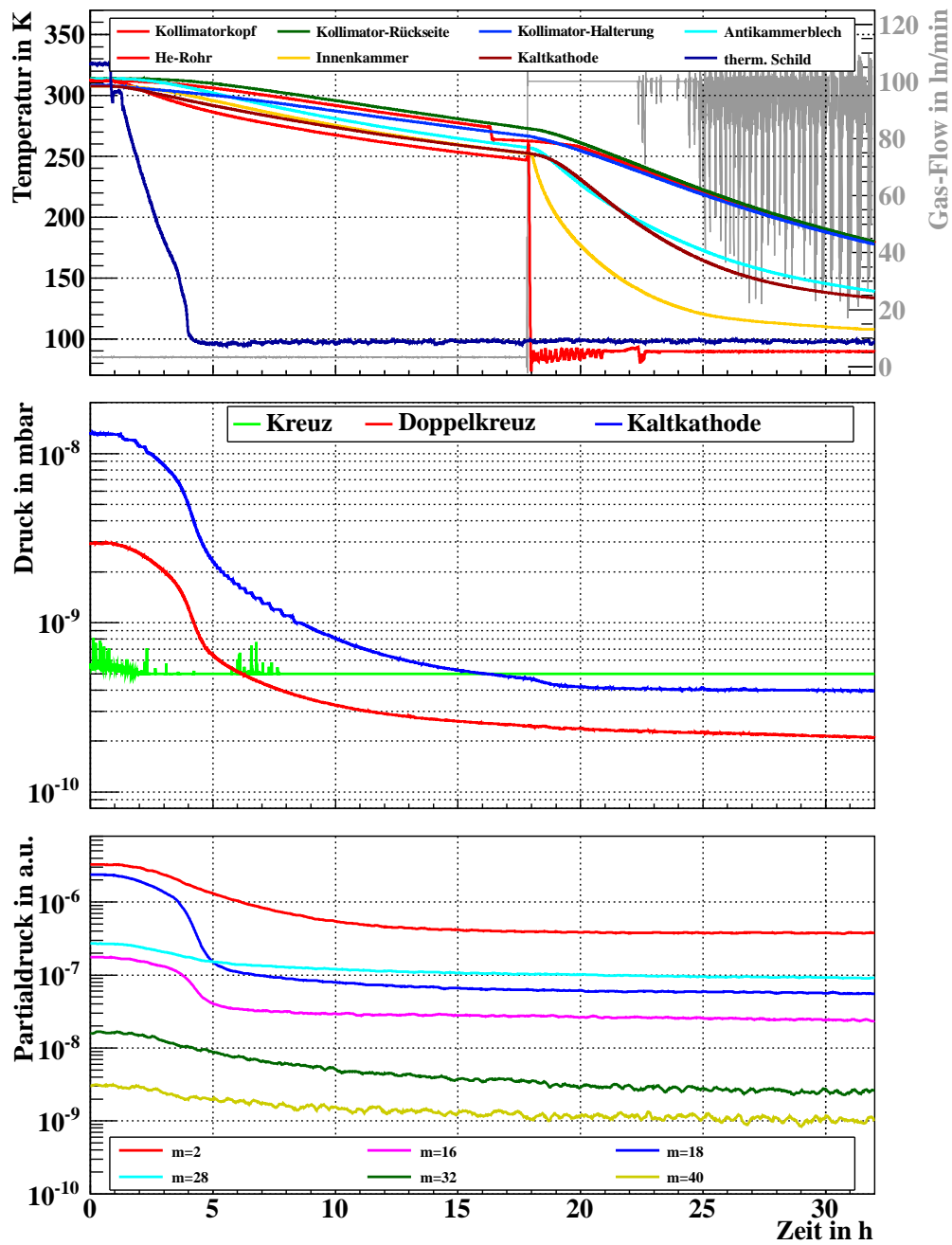


Abbildung 9.1: Abkühlvorgang mit flüssigem Stickstoff: Zunächst wird der thermische Schild innerhalb von ca. drei Stunden abgekühlt. Durch die kalten Bleche im CWT sinkt der Restgasdruck im UHV-System. Die restlichen Komponenten kühlen langsam ab. Nach 18 Stunden wird begonnen die Helium-Leitung mit flüssigem Stickstoff zu kühlen, welche aufgrund ihrer vergleichsweise geringen Masse schnell abkühlt. Die weiteren, mit der He-Leitung verbundenen Komponenten kühlen nun schneller ab, der Restgasdruck ändert sich nicht wesentlich.

der Partialdruck von Wasser (H_2O , $m = 18$) um eine Größenordnung und der von CH_4 ($m = 16$) und Wasserstoff (H_2 , $m = 2$) um je eine halbe Größenordnung reduziert wird. Die Partialdrücke von Kohlenmonoxid (CO , $m = 28$), Sauerstoff (O_2 , $m = 32$) und Argon ($m = 40$) sinken ebenfalls mit fallender Schild-Temperatur. Eine Zuordnung zwischen den mit dem Restgasspektrometer gemessenen Massen und den dazugehörigen Restgaskomponenten ist im Anhang in den Tabellen A.4 und A.5 zu finden.

Durch den aktiv gekühlten Schild beginnen die restlichen Komponenten des Aufbaus ebenfalls langsam abzukühlen. Aus Kostengründen wird bei diesen Temperaturen noch nicht begonnen, die Innenkammer mit Helium zu kühlen. Aus Zeit-Gründen wird jedoch nicht gewartet, bis die Komponenten durch den kalten Schild gekühlt werden, sondern die Helium-Leitung wird aktiv mit flüssigem Stickstoff vorgekühlt. Der Beginn des Vorkühlens der Helium-Leitung ist an deren schnellem Abfall bei ca. 18 h zu erkennen und dem schnellen Anstieg der Abdampftrate (Gas-Flow). Mit Beginn des Kühlens wird zunächst warmes Gas durch die Leitung geschoben, wodurch ein kurzer Anstieg (wenige Minuten) in der Temperatur des Rohres zu sehen ist. Da die Masse der Helium-Leitung vergleichsweise gering ist, kann sie schnell abgekühlt werden und durch die automatische Steuerung auf unter 100 K gehalten werden. Die Innenkammer kühlt nun innerhalb von 15 h auf 100 K herunter. Auch die Antikammerbleche im Inneren, die Kaltkathode am rückwärtigen Deckel und der Kollimator mit Halterung beginnen nun schneller abzukühlen. Mit abnehmender Temperatur aller Komponenten sinkt auch die Abdampftrate. Der Restgasdruck ändert sich nicht wesentlich, was darauf hindeutet, dass an den Blechen des CWT bereits alle Moleküle adsorbiert wurden, welche bei Flüssig-Stickstoff-Temperaturen adsorbiert werden können. Die initiale Oberflächenbelegung der Kammerinnenwand und auch des Kollimators bleibt also minimal.

Für das Abkühlen des Schildes wurden ca. 60 l flüssigen Stickstoffs benötigt. Mit gekühlten Innereien wurde der Kühlmittelverbrauch des Schildes zu ca. 3,1 l/h bestimmt.⁵ Der Aufbau konnte also ohne Nachfüllen drei Tage auf Stickstoff-Temperatur gehalten werden. Mit der in Tabelle 6.1 angegebenen Verdampfungswärme ergibt sich somit eine Wärmelast von ca. 135 W. Ein Vergleich mit der erwarteten Wärmelast wird in Abschnitt 10.1 durchgeführt.

9.3 Kühlen mit flüssigem Helium

Nachdem der thermische Schild gekühlt und die Helium-Leitung mit flüssigem Stickstoff vorgekühlt ist, kann begonnen werden mit flüssigem Helium zu kühlen. Dazu muss jedoch

⁵Eine Dewar-Füllung, ca. 220 l (es wird davon ausgegangen, dass der Dewar weder ganz voll war, noch vollständig entleert wurde), reichte vom 1.8.2011, 10:30 Uhr bis zum 4.8.2011, 9:30 Uhr, also ca. 70 Stunden.

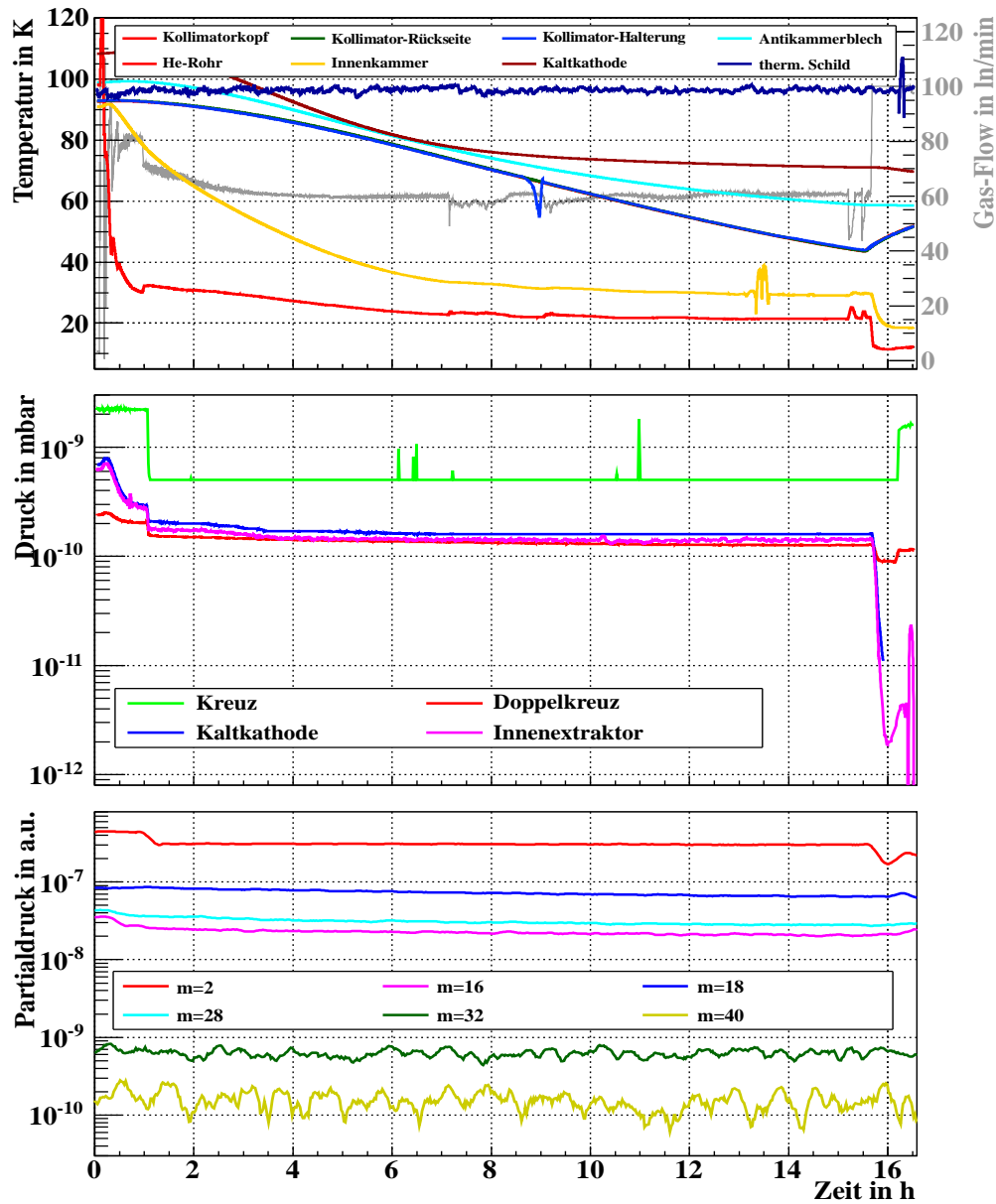


Abbildung 9.2: Abkühlvorgang mit flüssigem Helium: Mit dem Einleiten des flüssigen Heliums sinkt die Temperatur des He-Rohres schnell innerhalb der ersten Stunde. Anschließend wird für die nächsten 15 Stunden ein konstanter Helium-Fluss eingestellt. In dieser Zeit kühlt die Innenkammer von 90 K auf 30 K ab, die restlichen Komponenten folgen ebenfalls. Nach 15,5 Stunden wird der He-Fluss erhöht, um zu tieferen Temperaturen zu gelangen, erst jetzt macht sich die Temperaturerniedrigung im Restgasdruck bemerkbar, es entsteht ein Saugvermögen für Wasserstoff.

sicher gestellt werden, dass sich in der Helium-Leitung keine Gase außer Helium befinden, da diese durch flüssiges Helium ausfrieren und somit die Leitung verstopfen können.

Um Reste flüssigen Stickstoffs in der Leitung auszuschließen wird gewartet, bis die Temperatur des Helium-Rohres über 100 K gestiegen ist und die Abdampftrate aus der Leitung auf Null sinkt. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass sich kein flüssiger Stickstoff mehr in der Leitung befindet. Zur Beschleunigung dieses Vorgangs kann das Helium-Rohr von unten geheizt werden.

Zum Erzeugen eines Überdrucks im Helium-Dewar wird die Gasphase mit einer Helium-Gasflasche mit Druckminderer verbunden. Beim Verbinden von Leitungen lässt man ein wenig Helium-Gas ausströmen, sodass keine Luft in das System gelangen kann, welche durch Eisbildung zu Blockaden führen kann. Aus diesem Grund wird vor dem Einspeisen von flüssigem Helium in die Helium-Leitung diese mehrere Male evakuiert und mit Helium-Gas gespült. Um den Anteil an Fremd-Gasen in der Abgasleitung und damit der Helium-Rückgewinnung zu minimieren, muss auch die Abgasleitung von Stickstoff befreit werden.

Ein exemplarischer Abkühlvorgang mit flüssigem Helium zeigt Abbildung 9.2. Wie auch schon beim Einkühlen mit flüssigem Stickstoff steigt die Temperatur des Helium-Rohres zunächst an, während das noch warme Gas durch die Leitung geschoben wird. Anschließend fällt die Temperatur des Rohres jedoch schnell ab. Die Temperatur der Innenkammer beginnt ebenfalls weiter zu sinken.

Im Abschnitt 6.2 wurde erwähnt, dass die nun folgende Einstellung des Massenflusses Fingerspitzengefühl erfordert und davon abhängt, nach welcher Zeit man zu welcher Temperatur gelangen möchte und wie häufig nachgeregelt werden kann. Im Abkühlvorgang in Abbildung 9.2 wurde ein konstanter Massenfluss über die Nacht eingestellt. Bei genauem Hinsehen zeigt sich eine Mikro-Oszillation der Abdampftrate mit einer Periode von etwa einer Minute. Auch makroskopisch bleibt die Abdampftrate nicht konstant, aufgrund von leichten Druckänderungen im Dewar. Nach sieben Stunden ist ein Äquilibrium zwischen Kühlleistung und Wärmeeintrag auf die Innenkammer erreicht, ihre Temperatur sinkt nicht weiter. (Die schnellen Temperaturänderungen in der 14. Stunde sind Rauschen in der Temperaturmessung.) Der Kollimator kühlt jedoch weiter ab.

Im Restgasdruck sind während der meisten Zeit keine wesentlichen Änderungen zu beobachten. Der schnelle Druckabfall im Kreuz kommt durch das Schließen des Ventils, wodurch die Einströmung aus der Quadrupolkammer unterdrückt wird. Der anfängliche Druckabfall bis zum Schließen des Ventils findet noch oberhalb der Temperatur von flüssigem Stickstoff statt. Im weiteren Verlauf des Abkühlens sind keine nennenswerten Änderungen in Total- und Partialdruck zu erkennen.

In der letzten Stunde der in Abbildung 9.2 gezeigten Daten wird zunächst die Heizung

des Kollimators mit 3 W eingeschaltet⁶. Anschließend wird der Helium-Fluss erhöht, wodurch zunächst die Temperatur des Rohres schnell weiter abfällt. Die Temperatur der Kammer folgt verzögert. Ab einer Kammer-Temperatur von ca. 18 K ist die Temperatur-Erniedrigung auch im Restgasdruck zu bemerken: Der Druck in der Innenkammer sinkt schnell unterhalb des Messbereiches der Kaltkathode (10^{-11} mbar), die Messung am Innenextraktor suggeriert einen Totaldruck im niedrigen 10^{-12} mbar-Bereich, ist jedoch stark „verrauscht.“

Der Totaldruck im Doppelkreuz sinkt ebenfalls auf unter 10^{-10} mbar. Die Partialdruckmessung zeigt eine Abnahme des Wasserstoff-Anteils, was darauf hindeutet, dass der starke Druckabfall in der Innenkammer durch eine für Wasserstoff entstandene Saugleistung zurückzuführen ist.

Kurz darauf wird das Ventil zur Strahlführung geöffnet, wodurch der Druck im Kreuz auf $2 \cdot 10^{-9}$ mbar und im Doppelkreuz auf $1, 2 \cdot 10^{-10}$ mbar ansteigt. Anschließend beginnen Tests mit Schwerionenstrahl.

Während der ersten 15 Stunden in Abbildung 9.2 ist eine mittlere He-Abdampftrate von 62 ln/min zu verzeichnen, was einem Verbrauch von ca. 74,5 l flüssigem Helium entspricht⁷. Im weiteren Verlauf der Messungen wurde die Innenkammer über einen Zeitraum von 16 Stunden auf einer Temperatur von unter 18 K gehalten. Im Totaldruck gemessen am Innenextraktor sind in diesem Zeitraum leichte Variationen von $1 \cdot 10^{-12}$ mbar auf $2 \cdot 10^{-11}$ mbar und zurück auf $5 \cdot 10^{-12}$ mbar zu beobachten. Während dieser Zeit⁸ wurde eine Dewar-Füllung von ca. 230 l flüssigen Heliums verbraucht, woraus sich ein Verbrauch von 14,4 l/h ergibt. Nur die Verdampfungsenthalpie von Helium berücksichtigend (siehe Tabelle 6.1) entspricht dies einer Wärmelast von ca. 10 W auf das Helium-System. Wie auch beim Stickstoff wird in Abschnitt 10.1 ein Vergleich mit der erwarteten Wärmelast durchgeführt.

9.4 Tests mit Schwerionenstrahl

Der durch Ioneneinschlag auf dem Kryokollimator induzierte Druckanstieg wurde in vier verschiedenen Strahlzeiten vermessen. Der hochgeladene Strahl wurde mit dem Elektronenkühler gekühlt, um eine niedrige Emittanz und damit einen kleinen Strahlquerschnitt zu erhalten, welcher mit schneller Extraktion ohne Verluste durch die Leitwertbegrenzungen transportiert werden konnte. Als Extraktionsart wurde die sogenannte „1H4-Extraktion“ verwendet, bei welcher die vier Bunche des Synchrotrons ohne weitere Maß-

⁶Die Messungen sollten bei einer höheren Kollimatortemperatur stattfinden als der erreichten.

⁷Gemessen zwischen dem 5.8.2011, 20:00 Uhr und dem 6.8.2011, 11:00 Uhr; anhand der Abdampftrate wird von einer erzeugten He-Gasmenge von 56 m^3 ausgegangen und einem Ausdehnungsfaktor von 748,5 beim Verdampfen von flüssigem Helium.

⁸6.8.2011, 17:00 Uhr bis 7.8.2011, 9:00 Uhr

Energie	ε_x	ε_y
50 MeV	1,580 mm mrad	2,281 mm mrad
800 MeV	0,656 mm mrad	1,624 mm mrad

Tabelle 9.1: Anhand von Profilgitterdaten und Optikeinstellungen berechnete Emittanzen für den gekühlten und schnell extrahierten Au⁶⁵⁺-Strahl. (Berechnet von Y. El-Hayek mit Mirko [92].)

nahmen aus dem Ring gekickt werden. Bei einer Intensität von $1 - 2 \cdot 10^9$ Ionen/Puls wurden verschiedene Energien zwischen 50 MeV/u und 800 MeV/u vermessen. Im Folgenden wird die Durchführung der vier Strahlzeiten beschrieben.

9.4.1 Strahlzeit mit Gold

Als Ion stand bei dieser ersten Strahlzeit Au⁶⁵⁺ zur Verfügung. Der Teststand wurde erst in der Woche, bevor Strahl abgenommen wurde im Experimentiercave HHT installiert und auch das erste Mal mit Helium gekühlt. Aus diesem Grund wurde beim He-Kühlen behutsam vorgegangen, da noch keinerlei Erfahrung bezüglich Reaktion des Systems und Verbrauch bestand. Während der Messungen mit Strahl am 27.5.2011 wurde deshalb eine Kammertemperatur von 20 K nicht unterschritten.

Die Experimente umfassten den Energiebereich zwischen 50 MeV und 800 MeV. Anhand von Profilgitter-Messungen konnten nach der Strahlzeit mit Mirko die in Tabelle 9.1 aufgelisteten Emittanzen berechnet werden. Es ließ sich verifizieren, dass die Ausdehnung der Strahlenveloppe kleiner als die Leitwertbegrenzung war (siehe Abbildung 8.12). Daher kann davon ausgegangen werden, dass kein streifender Verlust stattgefunden hat.

Der Verlauf der verschiedenen Temperaturen und Drücke ist in Abbildung 9.3 gezeigt. Strahleinschläge sind sowohl an der Kollimatortemperatur, als auch an der Totaldruckmessung am Extraktorkopf und dem Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter zu erkennen. In der Partialdruck-Messung im Doppelkreuz ist während der gesamten Strahlzeit bis auf eine Ausnahme keine Veränderung sichtbar. Innerhalb der Strahlzeit wurde der Helium-Fluss einige Male erhöht, um tiefere Kammer-Temperaturen zu erreichen. Die Temperatur der Innenkammer blieb dabei oberhalb von 18 K, welche die Grenze für das Entstehen eines Saugvermögens für Wasserstoff ist. Bei der Erhöhung gegen 19:00 Uhr wurde diese Temperatur offenbar kurzzeitig an der Unterseite der Kammer unterschritten, was am Einbruch des Druckverlaufs zu erkennen ist. Aus der Partialdruckmessung im Doppelkreuz kann entnommen werden, dass in diesem Zeitraum ein erhöhtes Saugvermögen für Wasserstoff vorhanden war. Die Kupferbeschichtung sorgte jedoch nach kurzer Zeit dafür, dass sich wieder eine homogene Temperaturverteilung oberhalb der 18 K über

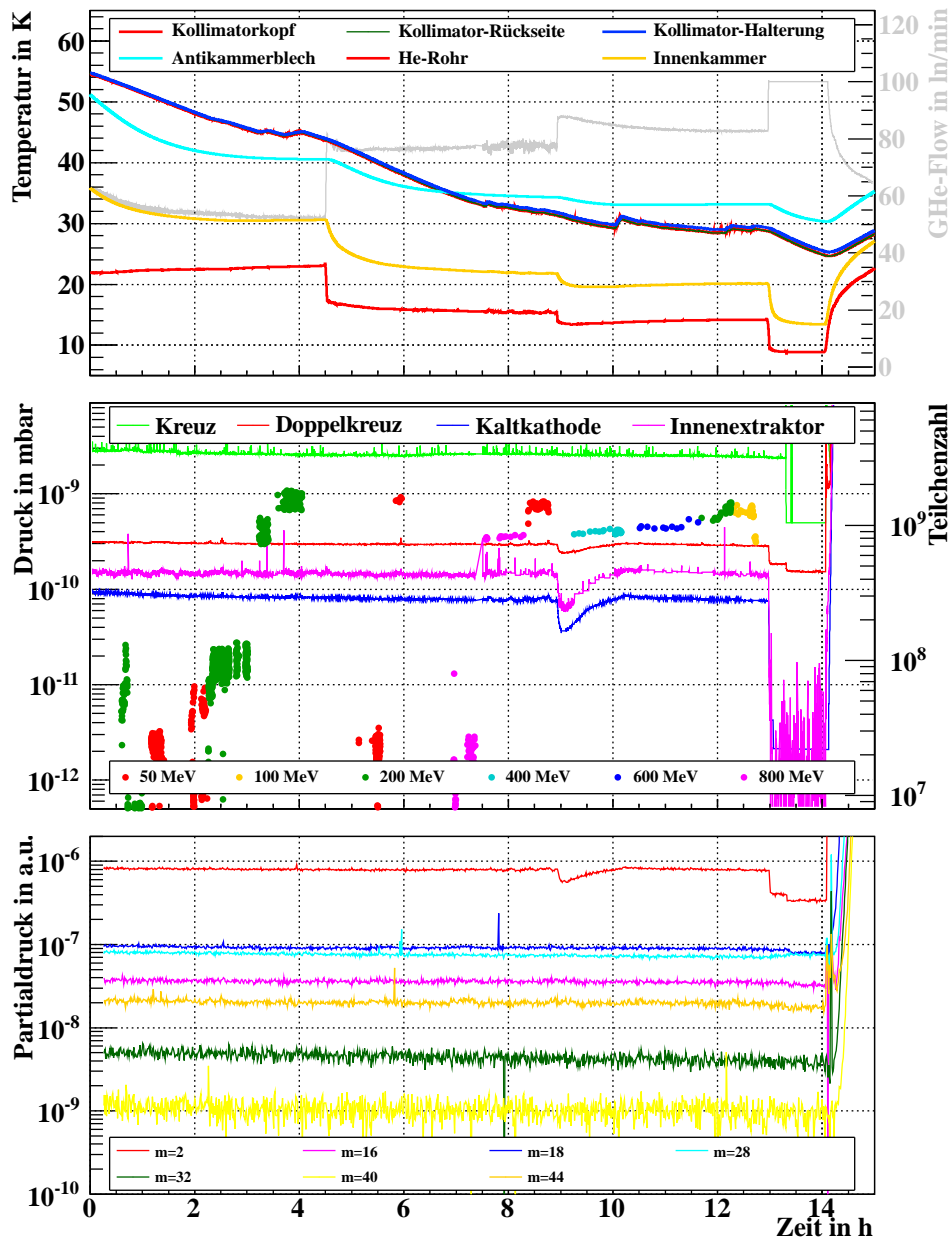


Abbildung 9.3: Verlauf von Temperaturen, Total- und Partialdrücken, sowie die Anzahl der auf dem Kollimator deponierten Teilchen während der Gold-Strahlzeit. Strahleneinschläge sind im Verlauf der Kollimatortemperatur und des Totaldrucks in der Innenkammer zu erkennen.

die Kammeroberfläche einstellte. Dieser Bereich ist im Anhang in Abbildung A.10 vergrößert dargestellt.

Nach Ende der Messungen mit Strahl wurde der Heliumfluss erhöht, wodurch die 18 K Kammertemperatur dauerhaft unterschritten wurden. Der Totaldruck der Innenkammer fiel schnell um mehr als eine Größenordnung. Auch in der Total- und Partialdruckmessung im warmen Doppelkreuz war das Saugvermögen für Wasserstoff der Innenkammer bemerkbar. Die Helium-Abdampfrate wird hier auf 150 ln/min geschätzt. Nach etwa einer Stunde war das flüssige Helium aufgebraucht und die Temperaturen begannen langsam zu steigen. Der Druck stieg mit Überschreiten der kritischen Temperatur von 18 K jedoch schnell um viele Größenordnungen an. Der Druckanstieg ist im Anhang in Abbildung A.11 gesondert gezeigt.

Während dieser Strahlzeit wurde erstmalig ein Anstieg des durch Ioneneinschlag induzierten Druckanstieges mit der Strahlenergie beobachtet.

9.4.2 Strahlzeit mit Tantal

Bei der zweiten Strahlzeit am 26.6.2011 stand als Ion Ta^{61+} zur Verfügung. Der Helium-Vorrat war großzügiger als bei der vorangegangenen Strahlzeit bemessen, wodurch die Temperatur der Innenkammer während der gesamten Messung unterhalb von 20 K gehalten werden konnte. Abbildung 9.4 zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperaturen und Drücke am Kryokollimator-Teststand.

Mit Beginn der Messungen mit Strahl stellten sich Unzuverlässigkeiten in der Strommessung auf dem Kollimator heraus. Es wurde wieder die Abhängigkeit des Druckanstieges von der Strahlenergie zwischen 100 MeV und 800 MeV vermessen. Nachdem die Abhängigkeit bei einer Kollimatortemperatur von 34 K ermittelt war, wurde die Temperatur des Kollimators erhöht, um die Energieabhängigkeit bei einer höheren Temperatur zu vermessen. Während des Heizens wurde die Temperaturabhängigkeit bei 500 MeV untersucht.

Das Heizen des Kollimators musste aufgrund eines Ausfalls der Turbomolekularpumpe auf dem Doppelkreuz unterbrochen werden. Hier stieg der Druck auf ca. 10^{-7} mbar an. Auch in der Innenkammer war ein großer Druckanstieg zu bemerken. Nachdem die Pumpe wieder gestartet wurde, konnte der vor dem Ausfall herrschende Druck nicht wieder erreicht werden, obwohl die Temperatur der Innenkammer nahezu konstant blieb. Durch das einströmende Gas aus dem Doppelkreuz wurden die kalten Oberflächen gesättigt, sodass hier für Wasserstoff kein Saugvermögen mehr zur Verfügung stand.

Abschließend wurde die Energieabhängigkeit des Druckanstieges bei einer Kollimatortemperatur zwischen 55 K und 60 K, bei höherem Druck als den vorangegangenen

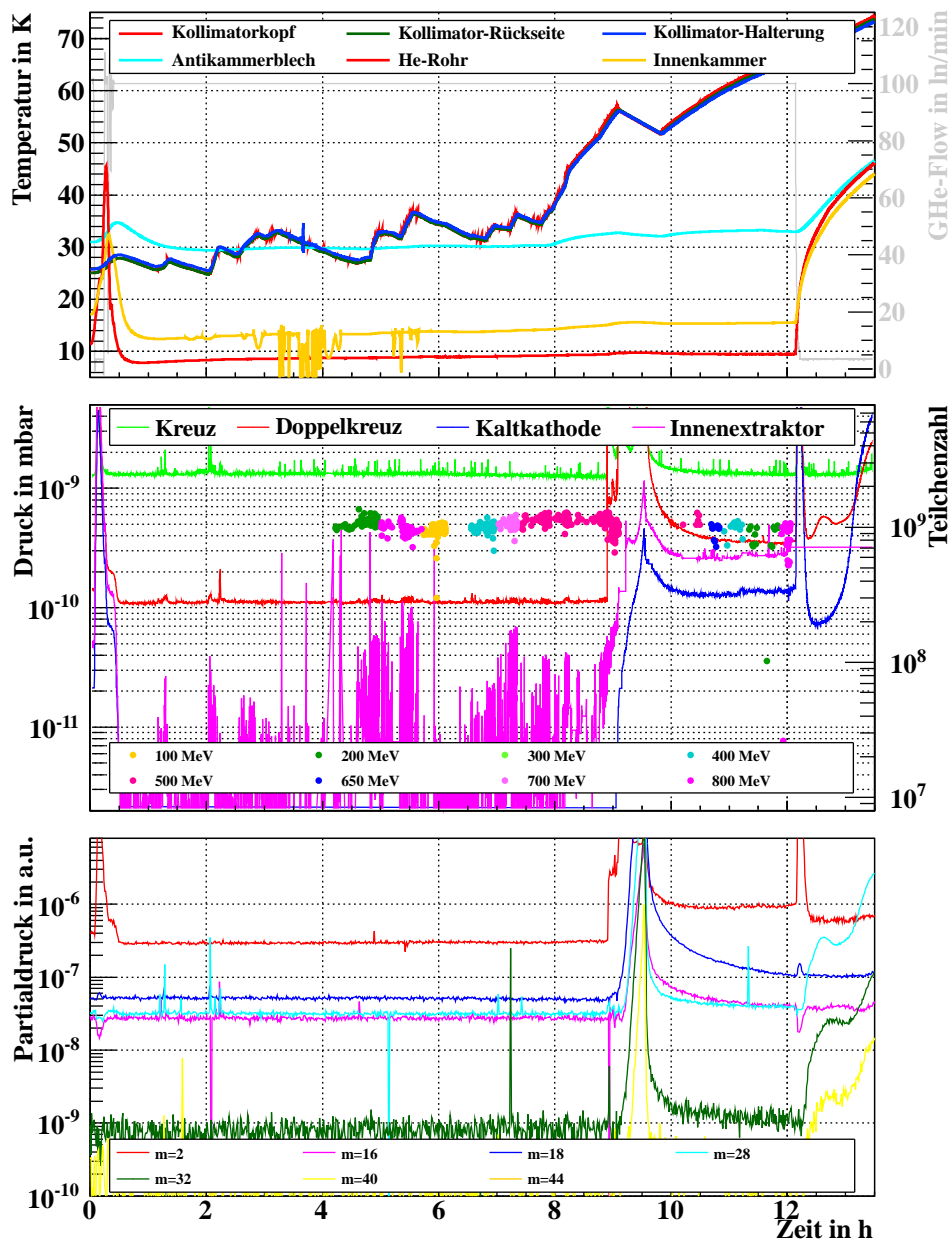


Abbildung 9.4: Verlauf von Temperaturen, Total- und Partialdrücken, sowie die Anzahl der auf dem Kollimator deponierten Teilchen während der Tantal-Strahlzeit. Strahleneinschläge sind im Verlauf der Kollimatortemperatur und des Totaldrucks in der Innenkammer zu erkennen. Der Druckanstieg nach 9 Stunden wurde durch einen Ausfall der Turbomolekularpumpe auf dem Doppelkreuz verursacht.

Messungen, erneut vermessen. Die Daten in Abbildung 9.3 enden mit dem Abstellen des Heliums und dem daraus resultierenden Temperaturanstieg.

Das während der Gold-Strahlzeit beobachtete Verhalten des Druckanstieges mit der Strahlenergie wurde erneut verzeichnet.

9.4.3 Warme Strahlzeit mit Tantal

Aufgrund des unerwarteten Anstieges der ionenstimulierten Desorption mit der Strahlenergie wurde beschlossen eine Messung mit warmem Kollimator durchzuführen. Im Rahmen von Maschinenexperimenten konnte am 30.6.2011 ein Zeitraum gefunden werden, in welchem parasitär gemessen werden konnte.

Die Strommessung auf dem Kollimator konnte zuverlässig betrieben werden, allerdings zeigten alle Strahltransformatoren der Strahlführung Fehlfunktionen. Die auf dem Kollimator deponierten Teilchenzahlen wurde nach der Durchführung der Messungen aus den Intensitäten im SIS18 zum Zeitpunkt der Extraktion berechnet.

Bei dieser Messung mit warmem Target konnte die bereits aus [14, 94] bekannte Skalierung des Druckanstieges mit dem elektronischen Energieverlust, also eine Abnahme des Druckanstieges mit steigender Energie, bestätigt werden. Da am Aufbau nichts verändert wurde, kann somit ein systematischer Fehler bei den kryogenen Messungen ausgeschlossen werden.

9.4.4 Strahlzeit mit Bismuth

Für die letzte Strahlzeit des Kryokollimators stand Bi^{68+} zur Verfügung. Bei dieser Strahlzeit am 4., 6. und 7.8.2011 wurde der Kollimator mit Treppengeometrie (siehe Abbildung A.6) verwendet. Abbildung A.12 im Anhang zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperaturen und Drücke am Kryokollimator-Teststand.

Während der Einstellarbeiten wurde der Aufbau auf Flüssig-Stickstoff-Temperatur gehalten, sodass bei dieser Zwischentemperatur einige Desorptionsmessungen bei 100 MeV und 600 MeV durchgeführt werden konnten. Auf Helium-Temperatur gekühlt wurden verschiedene Energiereihen zwischen 100 MeV und 600 MeV bei 35 K, 55 K und 75 K Kollimatortemperatur aufgenommen. Aufgrund der Menge des zur Verfügung stehenden Heliums konnte die Innenkammer für längere Zeit unter 18 K gehalten werden, wodurch der Helium-Verbrauch abgeschätzt werden kann.

Bei dieser Strahlzeit konnten die Strahleinschläge online auf der langsamen Temperaturmessung beobachtet werden. Es wurde das gleiche Energieverhalten des Druckanstieges wie bei vorangegangenen kryogenen Messungen beobachtet, sowohl qualitativ als auch quantitativ.

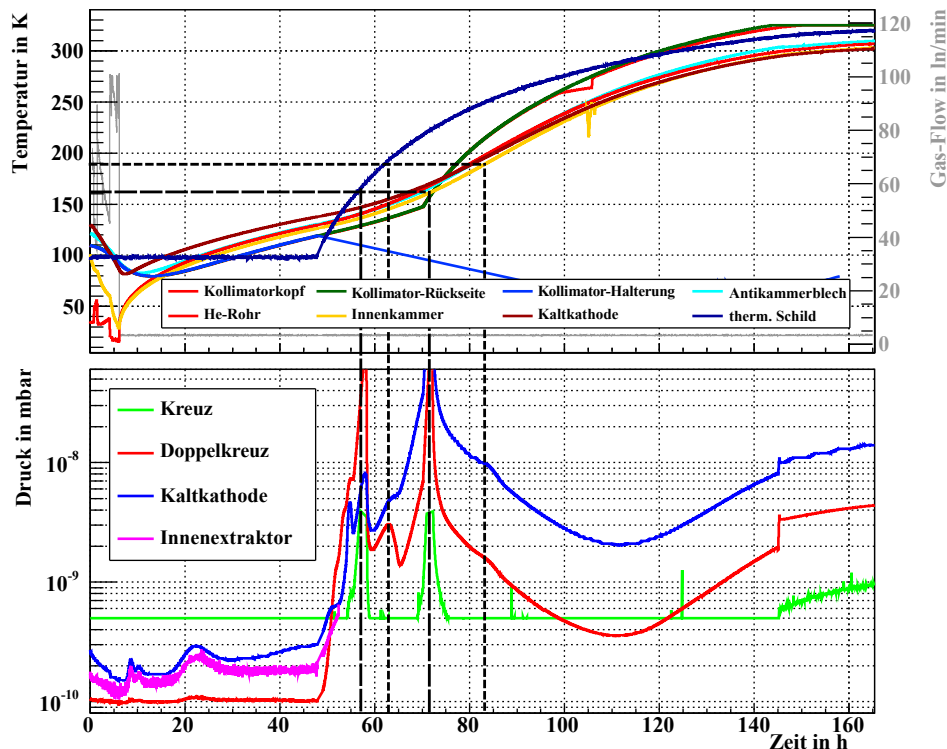


Abbildung 9.5: Aufwärmen des Teststandes: Zu Beginn der Abbildung wird die Zufuhr von flüssigem Helium abgestellt, später die Zufuhr von flüssigem Stickstoff für das thermische Schild. In den Totaldruckmessungen ist anhand von großen Druckanstiegen zu erkennen, bei welchen Temperaturen sich an den verschiedenen Bauteilen adsorbierte Restgase lösen. Die daran anschließende Relaxation des Totaldrucks wird durch die laufende Turbomolekularpumpe verursacht, welche die Desorbate entfernt.

9.5 Aufwärmen des Testaufbaus

Der Verlauf der Temperaturen und Totaldrücke während eines Aufwärmvorgangs des Testaufbaus ist in Abbildung 9.5 gezeigt. Nach den ersten 5 Stunden wird hier die Zufuhr von flüssigem Helium abgestellt, wodurch die Abgasrate auf Null sinkt. Infolgedessen beginnen die Temperaturen der an der Innenkammer montierten Bauteile zu steigen. Nach 47 Stunden wird die Zufuhr des flüssigen Stickstoffes zum Schild abgestellt. Ab diesem Zeitpunkt beginnt auch die Temperatur des thermischen Schildes zu steigen. Das Abknicken des Temperaturverlaufs der Kollimatorhalterung ist auf einen Defekt am Sensor zurückzuführen. Nach ca. 69 Stunden wird die Heizung am Kollimator mit 5 W eingeschaltet.

Im Restgasdruck ist der Temperaturanstieg ebenfalls zu erkennen. Bei bestimmten Temperaturen lösen sich bestimmte Sorten an den Wänden adsorbierter Restgase, was durch Druckanstiege zu erkennen ist. Die anschließende Relaxation des Druckes wird durch die laufenden Turbomolekularpumpen verursacht, welche die Desorbate aus dem Rezipienten entfernen. Die Druckanstiege überschreiten bis zu zwei Größenordnungen und sind bis in das Kreuz hinter der Leitwertbegrenzung zu messen. Nach ca. 50 Stunden wurde der Innenextraktor abgeschaltet. Da die Strommessung des Innenextraktors nicht mit dessen Controller verbunden war, bestand die Gefahr, dass das Filament bei zu hohem Druck beschädigt wird. Ohne Kenntnis des Restgasdruckes kann der Controller nicht rechtzeitig abschalten.

Die Temperatur des thermischen Schildes und damit auch des CWT steigt schneller als die Temperatur der Innenkammer. Verschiedene Druckanstiege können deshalb auf das Loslösen der gleichen Gassorte von verschiedenen Bauteilen zurückgeführt werden, welche in Abbildung 9.5 mit Linien gekennzeichnet sind. Bei ca. 165 K lösen sich große Mengen Restgas; bei ca. 190 K ist ebenfalls Desorption einer Restgaskomponente zu erkennen.

Aus der Temperatur und der Aufwärmrate kann anhand der Lage der Druckmaxima nach [95] die Bindungsenergie der jeweiligen Gassorte bestimmt werden. Bei dem Aufwärmvorgang nach der Tantal-Strahlzeit lag der Desorptionspeak für Wasserstoff bei 19,7 K. Mit einer Aufwärmrate von 0,023 K/s ergibt sich daraus für Wasserstoff auf den Innenoberflächen der Kollimatorokammer eine Bindungsenergie von 56,2 meV.

10 Ergebnisse der Messungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der am Kryokollimator-Prototypen durchgeführten Messungen beschrieben. Zunächst wird auf die ermittelten und erwarteten Wärmelasten eingegangen und mögliche Erklärungen für die Diskrepanzen diskutiert. Anschließend werden Ergebnisse aus statischen Messungen, also erreichte Temperaturen und Drücke ohne Schwerionenstrahl, erläutert. Im weiteren Verlauf wird das dynamische Verhalten unter Ionenbeschuss gezeigt. Hier wurde eine bislang nicht bekannte Energieabhängigkeit gefunden für welche abschließend eine Erklärung vorgestellt wird.

Als Nebenprodukt wird die Sekundärelektronenausbeute beim Einschlag der Ionen auf dem Kollimator betrachtet. Diese ist zur Umrechnung des auf dem Kollimator gemessenen elektrischen Stroms in einen Teilchenstrom von Bedeutung. Weiterhin wird die Aktivierung des Kollimatorkopfes betrachtet und abschließend Implikationen aus den Ergebnissen für die Seriekollimatoren im SIS100 dargestellt.

10.1 Wärmelasten

In den Abschnitten 9.2 und 9.3 wurde der tatsächliche Verbrauch von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium im Betrieb gemessen. Im Folgenden wird dieser mit dem erwarteten Verbrauch verglichen. Während der Konstruktion und des Aufbaus wurde darauf geachtet, die Wärmelasten zu minimieren und verschiedene Abschätzungen dazu angestellt.

Die aus Vorüberlegungen erwarteten Wärmelasten auf das mit flüssigem Stickstoff gekühlten System sind in Tabelle 10.1 aufgelistet. Die aufsummierte Wärmelast von ca. 30 W liegt deutlich unter der in Abschnitt 9.2 ermittelten Wärmelast von ca. 135 W. Es stellt sich also die Frage nach dem Grund der Abweichung zwischen Erwartung und Messung. Bei den Abschätzungen für Tabelle 10.1 wurde die Wärmelast durch die Stickstoff-Zuleitung nicht berücksichtigt. Es wurde eine etwa 3 m lange Kunststoff-Leitung mit Armaflex-Isolierung [96] verwendet, welche allein jedoch nicht die große Diskrepanz erklären kann. Als eine wesentliche Ursache wird vielmehr die fehlende Superisolation auf der Vorderseite des Schildes angesehen [97]. Mit einer Fläche von $0,16 \text{ m}^2$ ergibt sich hier ein Wärmeübertrag von $\varepsilon \cdot 72,1 \text{ W}$. Je nach Oberflächenemission ε kann hierdurch ein großer Teil der Diskrepanz erklärt werden.

Herkunft der Wärmelast	Wärmelast
Wärmestrahlung auf thermisches Schild, ca. 2 m ² mit Superisolation, 1,5 W/m ² (analytische Rechnung)	3 W
Wärmeleitung durch den cwt (Ansys)	11 W
Halterungen Schild (4 · 0,4 W) (Ansys)	1,6 W
Thermische Anker von Leitungen	2 W
Innenextraktor im Betrieb	10 W
Gesamt	27,6 W

Tabelle 10.1: Erwartete Wärmelasten auf das Flüssig-Stickstoff-System.

Herkunft der Wärmelast	Wärmelast
Wärmeleitung durch den cwt (Ansys)	0,16 W
Halterungen Schild (8 · 30 mW) (Ansys)	0,24 W
He-Zuleitung, 4 m, 0,3 W/m	1,2 W
Wärmestrahlung auf Außenflächen (15 K) vom thermischen Schild (100 K), $\varepsilon = 0,5$ (analytische Rechnung)	1,1 W
Gesamt	2,73 W

Tabelle 10.2: Erwartete Wärmelasten auf das Flüssig-Helium-System.

Analog zum Flüssig-Stickstoff-System sind in Tabelle 10.2 die erwarteten Wärmelasten auf das Flüssig-Helium-System aufgelistet. Hier wurde eine Wärmelast von ca. 2,7 W erwartet. Ausgehend von diesem Wert wurde mit dem Sicherheitsfaktor 2 ein Flowmeter zur Messung der Abdampftrate gewählt. Tatsächlich ergab sich im Abschnitt 9.3 eine Wärmelast von ca. 10 W bei 18 K. Als mögliche Erklärung für die Abweichung kommt die erhöhte Wärmestrahlung auf die Vorderseite des thermischen Schildes in Frage. Dadurch bleibt der Mittelteil des CWT auf einer höheren Temperatur, als für die Rechnungen angenommen, wodurch wiederum die durch Wärmeleitung durch den CWT übertragene Wärme steigt. Die Leitungsführung innerhalb des Kryostaten, aber außerhalb des thermischen Schildes kommt ebenfalls für den unerwarteten Wärmeeintrag in Frage.

Um Kältebrücken zu identifizieren wurde bei den ersten Abkühlvorgängen mit flüssigem Stickstoff versucht, mit einer Wärmebildkamera die Außenflächen des Kryostaten zu thermografieren. Aufgrund der stark reflektierenden Oberflächen des Kryostaten konnte jedoch keine Temperaturverteilung der Oberflächen aufgenommen werden. Bei einer erneuten Inbetriebnahme des Kryokollimator-Prototypen sollten die angesprochenen Punkte untersucht und durch den Einsatz zusätzlicher Superisolation Gegenmaßnahmen ergriffen werden.

10.2 Statische Ergebnisse

Die in den verschiedenen Betriebsphasen erreichten Totaldrücke an den verschiedenen Messpunkten sind in Tabelle 10.3 zusammengefasst. Bemerkenswert ist hier zunächst der niedrige Druck im Kryostaten während des Betriebes mit flüssigem Helium. Die kalten Oberflächen des Schildes und der Heliumleitung sorgen auch im Isolationsvakuum für ein großes Saugvermögen. Weiterhin fällt auf, dass das Öffnen des Ventils zur Strahlführung für einen Druckanstieg im Kreuz sorgt. Aufgrund des geringen Vakuumleitwerts zum Doppelkreuz ist dieser Druckanstieg dort nur in geringem Maße wahr zu nehmen. In der Innenkammer bleibt das Öffnen bei Temperaturen unter 20 K unbenutzt. Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen die Druckmessungen des Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeters und des Extraktorkopfes überein.

Die an den verschiedenen Messstellen erreichten Temperatur-Minima sind in Tabelle 10.4 aufgeführt. Die minimale Temperatur am Helium-Rohr liegt oberhalb der Temperatur von flüssigem Helium (4,2 K), da der Sensor auf der Außenseite des Rohres Wärmestrahlung von der Umgebung ausgesetzt ist. Zum Erreichen der minimalen Kammer-temperatur musste der Helium-Fluss weit aufgedreht werden. Der Kollimator hätte noch weiter abkühlen können. Bei dieser Temperatur wurde jedoch mit Strahl-Messungen begonnen, wodurch er sich wieder erwärmte. Die Temperatur des Sekundärkammerbleches zeigt Korrelationen mit der des Kollimators. Offenbar werden die Bleche durch die abgestrahlte Wärme des Kollimators erwärmt. Da die Bleche nur an jeweils vier relativ kleinen Flächen die kalte Vakuumkammer kontaktieren, ist die Wärmeleitung zum Kühlmedium stark herabgesetzt. Bei montiertem Kollimator sind die Schrauben an den Kontaktflächen schlecht zu erreichen. Bei Verwendung des Treppenkollimators während der Bi-Strahlzeit konnten zwei der vier Schrauben nicht richtig angezogen werden, weshalb hier nur eine minimale Temperatur von 52,2 K erreicht wurde, obwohl an der Vakuumkammer gleichzeitig die tiefste Temperatur aller Versuche erreicht wurde. Das Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter wurde durch den Edelstahl-Deckel der Rückseite gekühlt, weshalb die Temperatur vergleichsweise hoch liegt. Vor den Messungen war unklar, ob der Magnet durch niedrige Temperaturen beschädigt wird. Bei den durchgeführten Tests konnte jedoch keinerlei Beeinträchtigung bemerkt werden. Die Wärmeentwicklung des Innenextraktors wurde über einen Wärmeleitstab und flexible Kupferbänder auf das thermische Schild abgeführt. Dieses Konzept funktionierte gut, lässt aber Raum für Optimierungen.

Wie in Abbildung 10.1(a) dargestellt, kann die Temperatur des Kollimators über einen großen Bereich variiert werden, ohne große Änderungen an der Temperatur der Vakuumkammer hervorzurufen. Dies zeigt, dass die Isolations-Eigenschaften der Kollimator-Halterung den Erwartungen entsprechen. Auch die Wärmeleitung über die Isolations-

Betriebsphase	gemessener Druck in mbar				
	Kreuz	Doppelkreuz	Kaltkathode	Extraktorkopf	Kryostat
vor Ausheizen	$4 \cdot 10^{-9}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-8}$	–	$1,6 \cdot 10^{-6}$
während Ausheizens	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	–	$2 \cdot 10^{-6}$
nach Ausheizen	$6 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	–	$1 \cdot 10^{-6}$
LN2 gekühlt	$< 5 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$4,5 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$9 \cdot 10^{-8}$
LHe gekühlt	$< 5 \cdot 10^{-10}$	$1,12 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
Ventil geöffnet	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-8}$
$T < 20$ K, Ventil geschlossen	$< 5 \cdot 10^{-10}$	$7,5 \cdot 10^{-11}$	$< 1 \cdot 10^{-11}$	$\sim 1 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-8}$
$T < 20$ K, Ventil geöffnet	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$9,4 \cdot 10^{-11}$	$< 1 \cdot 10^{-11}$	$\sim 1 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 10.3: Während der verschiedenen Betriebsphasen an den verschiedenen Messpunkten erreichte statische Totaldrücke in mbar. Die Messstelle „Kreuz“ befindet sich vor der Leitwertbegrenzung, „Doppelkreuz“ direkt vor dem Kryostaten, „Kaltkathode“ bezeichnet das Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter an der Rückseite der Innenkammer, „Extraktorkopf“ die Messung neben dem Kollimator und „Kryostat“ das Isolationsvakuum (siehe auch Abschnitt 8.4.1). „Ventil“ bezeichnet das Absperrventil zum Vakuum der Hochenergie-Strahlführung. Der Extraktorkopf war nicht in allen Betriebszuständen in Betrieb.

schicht des Kollimators bis ans äußere Ende der Halterung ist ausreichend, um über eine Temperaturmessung an der Halterung im Isolationsvakuum auf den Zustand des Kollimatorkopfes schließen zu können. Die in Abbildung 10.1(b) gezeigten Differenzen zwischen den verschiedenen Temperatursensoren bleiben unterhalb eines Kelvins. Schnelle Temperaturänderungen des Kollimatorkopfes können jedoch an der Halterung nicht mehr genau aufgelöst werden, wie die Temperaturverläufe während Strahleinschlägen in Abbildung A.8 zeigen.

Ein schneller Druckabfall beim Unterschreiten von 18 K Kammertemperatur ist in Abbildung 10.2 gezeigt. Beim Unterschreiten dieser Temperatur sinkt der Restgasdruck in der Kollimator-kammer schnell um mehr als zwei Größenordnungen. Die Druckmessung befindet sich anschließend an der Nachweisgrenze im niedrigen 10^{-12} mbar-Bereich. Spit-

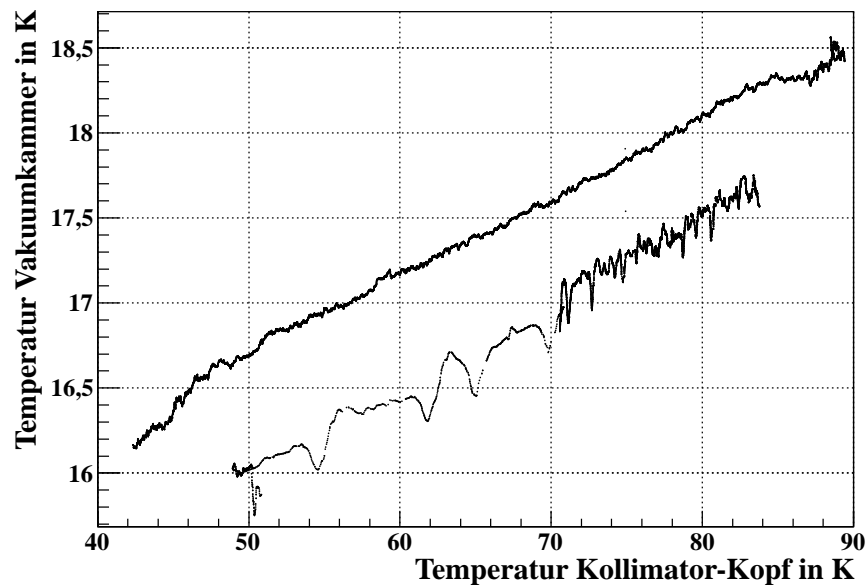
Messstelle	Erreichte Temperatur in K	Sensor
Helium-Rohr	6,77 K	4
Vakuumkammer oben	10,15 K	5
Kollimatorkopf	24,56 K	1
Sekundärkammerblech	30,25 K	3
Kaltkathode	61,30 K	7
Innenextraktor	119 K	8

Tabelle 10.4: Während des Betriebes an den verschiedenen Messstellen (siehe Abschnitt 8.4.2 und Abbildung 8.9) erreichte Temperatur-Minima.

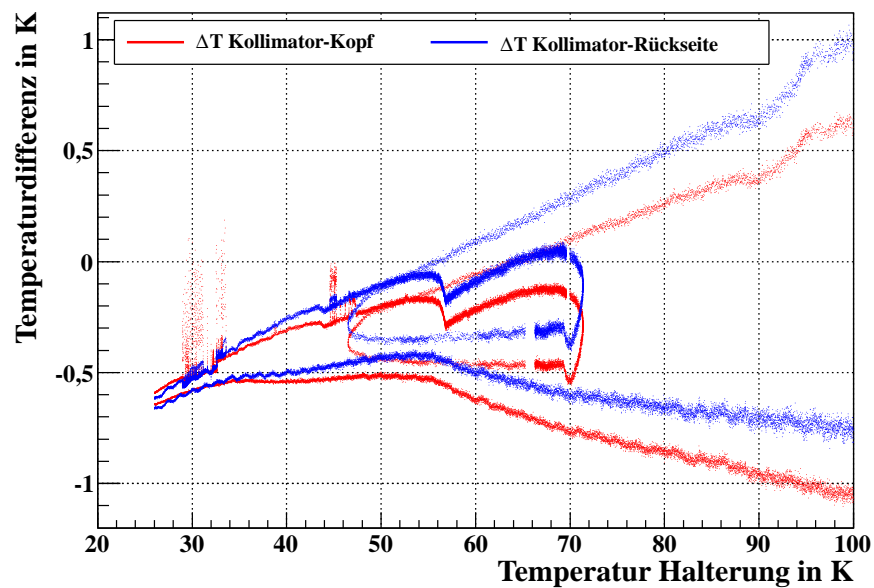
zen im Totaldruckverlauf im Bereich vor 15 Minuten und nach 30 Minuten sind durch Strahleinschläge¹ hervorgerufen. Maxima im Bereich zwischen 20 und 30 Minuten zeigen Rauschen, welche in logarithmischer Darstellung stark überzeichnet werden. Abbildung A.7 zeigt das gleiche Bild in linearer Darstellung. Die Strahleinschläge und das Rauschen sind hier deutlich zu unterscheiden. Hier ist zu erkennen, dass der Nullpunkt der Messung bei derart niedrigen Restgasdrücken unterhalb der Null liegt.

Während der Gold-Strahlzeit wurde knapp oberhalb dieser Temperatur gemessen. In Abbildung 9.3 ist ein Bereich zu erkennen, in welchem der Druck in der Kollimatorkammer für kurze Zeit schnell sinkt, dann aber wieder ansteigt. Zur gleichen Zeit wurde der Durchfluss erhöht, wodurch an der Unterseite der Vakuumkammer die 18 K unterschritten wurden und ein Teil der Kammerwand begann Wasserstoff zu binden. Der Temperatur- und Druckverlauf für diesen Zeitraum ist in Abbildung A.10 noch einmal detailliert dargestellt. Aufgrund der Kupferbeschichtung ergab sich wie erwartet schnell wieder eine homogene Temperaturverteilung über die Kammeroberflächen, welche oberhalb der Adsorptionstemperatur von Wasserstoff lag.

¹ $1,5 \cdot 10^9$ Bi-Ionen mit 600 MeV



(a) Obwohl die Temperatur des Kollimators über einen großen Bereich variiert wird, ändert sich die Temperatur der Vakuummkammer nur wenig. Es sind zwei verschiedene Messungen dargestellt, die obere zeigt einen Abkühlvorgang während die untere (in der Messung der Kammertemperatur rauschbehaftet) einen Aufwärmvorgang zeigt.



(b) Differenz zwischen der gemessenen Temperatur an der Kollimator-Halterung und dem Kollimatorkopf bzw. dessen Rückseite. Die Differenz bleibt unterhalb von einem Kelvin.

Abbildung 10.1: Temperaturmessungen rund um den Kollimator.

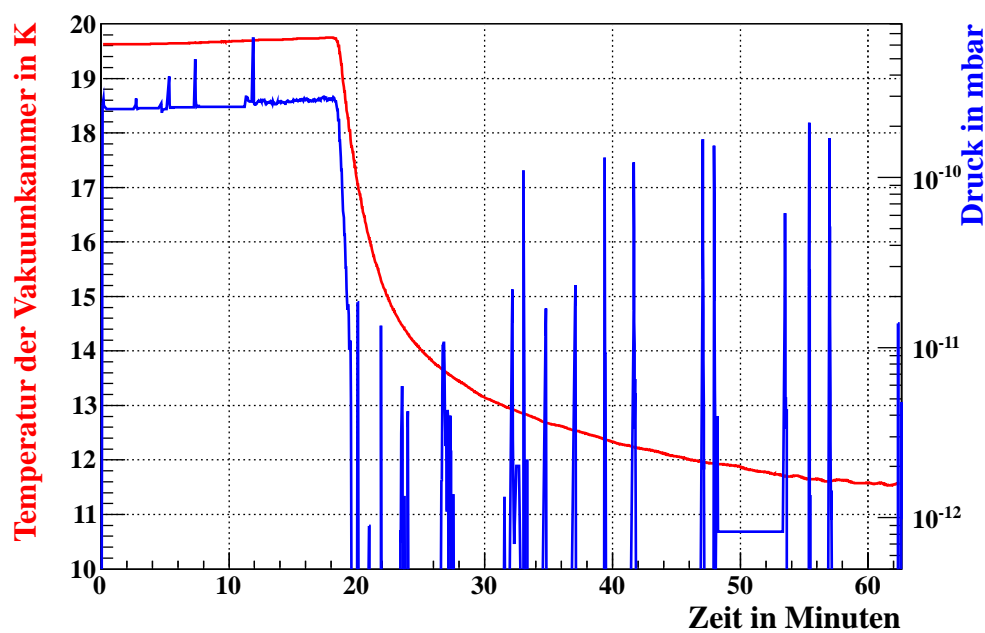


Abbildung 10.2: Unterschreiten der 18 K Kammertemperatur. Der Restgasdruck sinkt schnell um mehr als zwei Größenordnungen. Die Druckmessung ist anschließend an der Nachweisgrenze im niedrigen 10^{-12} mbar-Bereich. Spitzen im Totaldruckverlauf sind durch Strahleinschläge hervorgerufen. Abbildung A.7 im Anhang zeigt die gleichen Daten in linearer Darstellung.

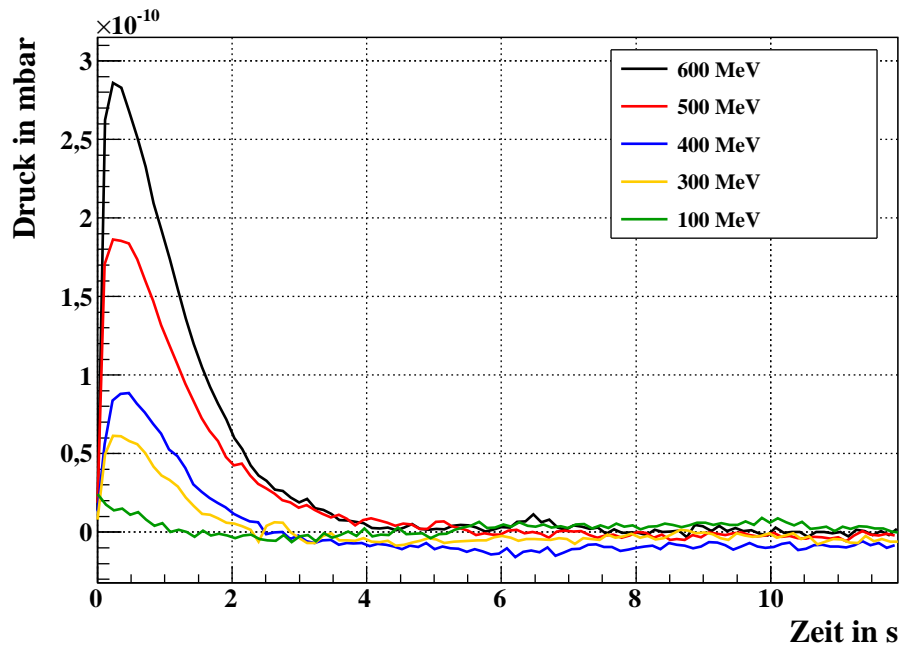


Abbildung 10.3: Durch den Strahleinschlag getriggerte schnelle Druckmessungen. Die verschiedenen Druckverläufe wurden jeweils auf den sich nach vier Sekunden einstellenden Relaxationsdruck normiert. Die Abbildung zeigt also den Druckanstieg für verschiedene Energien. Bei jeder Messung wurden ca. $2 \cdot 10^9$ Bi-Ionen auf dem Kollimator deponiert.

10.3 Schwerioneninduzierter Druckanstieg in der Kammer

Das Hauptaugenmerk der Tests mit Schwerionenstrahl liegt auf der Vermessung des durch Schwerioneinschlag induzierten Druckanstiegs in der Kollimator-kammer in Abhängigkeit der Strahlenergie und der Kollimatortemperatur. Wie bereits in Abschnitt 8.4.1 beschrieben wurde hierfür eine schnelle und durch den Strahl getriggerte Druckmessung realisiert. Als Triggerpuls zum Starten der Messungen wurde das Event „Flatop erreicht“² des SIS18-Zyklus verwendet. Es wird 108 ms vor dem Extraktions-Kick und 112,4 ms vor Eintreffen des Strahls auf dem Kollimator ausgelöst. Das Intervall der dadurch ausgelösten Messungen des Ionenstroms vom Extraktor betrug 120 ms. Der erste Wert wird noch vor dem Strahleinschlag aufgenommen.

In Abbildung 10.3 sind verschiedene getriggerte, schnelle Druckmessungen gezeigt. Bei jeder Messung wurden ca. $2 \cdot 10^9$ Bi-Ionen auf dem Kollimator deponiert. Es ist ein schneller Anstieg und eine daran anschließende, deutlich langsamere Relaxation des Druckes

²Eventnummer 45

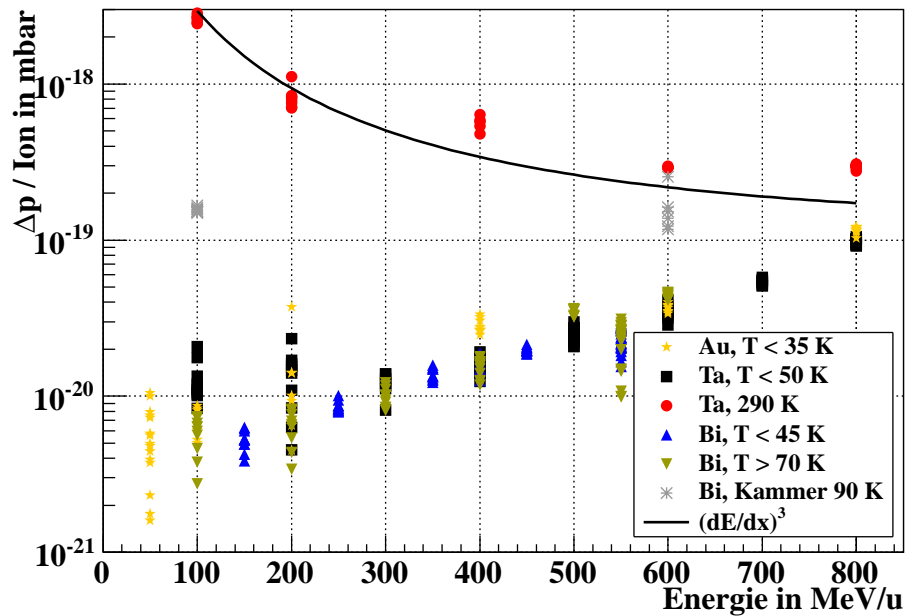


Abbildung 10.4: Durch Schwerionen induzierte Druckanstiege als Funktion der Strahlenergie für die während der verschiedenen Strahlzeiten durchgeführten Messungen. Bei kryogenen Temperaturen ist ein deutlicher Anstieg des Druckanstieges Δp mit der Strahlenergie zu erkennen, jedoch nahezu keine Abhängigkeit von der Kollimatortemperatur und der Ionensorte. Die Messungen bei Raumtemperatur (rote Punkte) zeigen gute Übereinstimmung mit dem erwarteten Verlauf (schwarze Linie).

zu erkennen. Die Daten wurden auf den sich nach vier Sekunden einstellenden Gleichgewichtsdruck normiert³, sie zeigen also den reinen Druckanstieg für verschiedene Energien.

Bereits in Abbildung 10.3 ist eine Abhängigkeit des Druckanstieges von der Strahlenergie zu erkennen. Der Druckanstieg Δp der folgenden Betrachtungen wird aus der Differenz des Maximalwertes des aufgenommenen Druckverlaufs und des ermittelten Relaxationsdruck berechnet. Abbildung 10.4 zeigt die so bestimmten Druckanstiege aller Messungen als Funktion der Strahlenergie, normiert auf die Anzahl Ionen, welche den Kollimator treffen. Bei kryogenen Kollimatortemperaturen ist ein deutlicher Anstieg des Δp mit der Strahlenergie zu erkennen. Dieser Zusammenhang ist jedoch nahezu unabhängig von der Ionensorte und der Kollimatortemperatur. Die roten Punkte zeigen die im Abschnitt 9.4.3 beschriebenen Messungen bei Raumtemperatur. Die schwarze Linie zeigt den Verlauf des elektronischen Energieverlustes nach [98] zur dritten Potenz. Schon bei früheren Messungen zeigte diese Kurve gute Übereinstimmung mit den Messwerten

³Die Messdaten werden ab 4 s mit einer Geraden gefittet um den Gleichgewichtsdruck zu ermitteln.

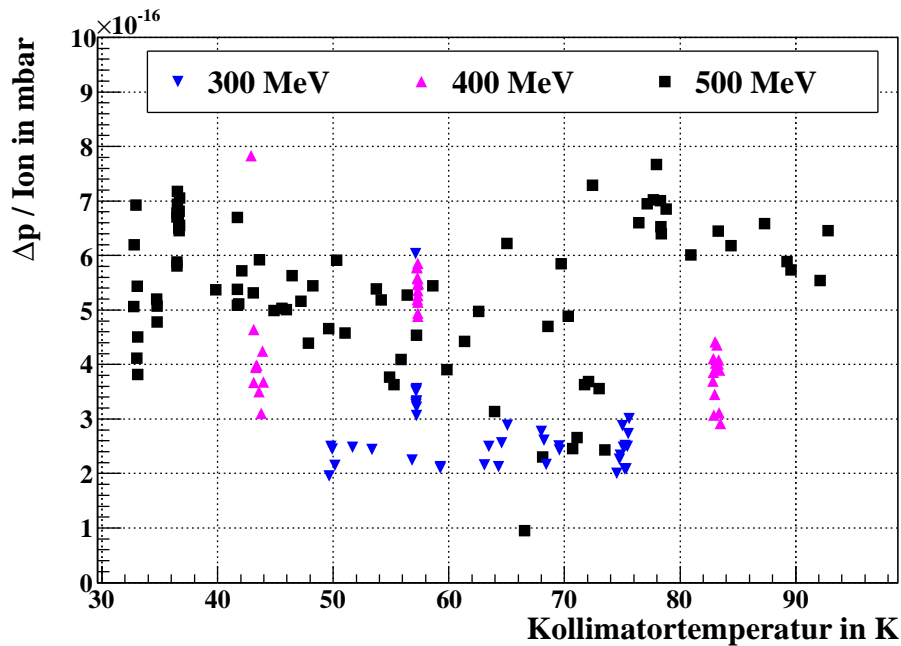


Abbildung 10.5: Auf die Teilchenzahl normierter Druckanstieg in Abhängigkeit der Kollimatortemperatur für verschiedene Bi-Strahl Energien. Im betrachteten Temperaturbereich ist keine Abhängigkeit von der Kollimatortemperatur zu erkennen.

[14, 94, 99, 100]. Die in Abschnitt 9.4.4 beschriebenen Messungen mit der Stickstoffgekühlten Kollimatorkammer sind als graue Sterne dargestellt. Sie scheinen unabhängig von der Strahlenergie zu sein.

Die Abhängigkeit des Druckanstieges von der Kollimatortemperatur wurde näher untersucht und ist in Abbildung 10.5 dargestellt. Es sind die auf die Teilchenzahl normierten Druckanstiege für verschiedene Bi-Strahl Energien, als Funktion der Temperatur des Kollimatorkopfes gezeigt. Im betrachteten Temperaturintervall während dieser Messungen ist keine Abhängigkeit von der Kollimatortemperatur zu erkennen, obwohl die Dampfdruckkurve von Kohlendioxid gekreuzt wird (siehe Abbildung 2.3). Dies deutet darauf hin, dass auf dem Kryokollimator keine Kryokondensation stattfindet. Bereits bei den Abkühlvorgängen konnte beobachtet werden, dass der Partialdruck von Kohlenmonoxid nur beim Kühlen mit flüssigem Stickstoff, oberhalb der Dampfdruckkurve, sinkt (Abbildung 9.1). Es kann daher davon ausgegangen werden, dass unter den am Kryokollimator-Teststand gegebenen Bedingungen nur Kryoadsorption stattfindet. Um die Adsorption von Wasserstoff auf dem Kollimator zu unterbinden muss eine Temperatur oberhalb von 20 K eingehalten werden.

Unter der Kenntnis der Gastemperatur und des Volumens der Kammer lässt sich aus den gemessenen Druckanstiegen aus Abbildung 10.4 eine Desorptionsrate η ausrechnen. Diese ist definiert als das Verhältnis zwischen der Anzahl lösgelöster Teilchen N_{des} und der Anzahl einfallender Teilchen N_{Ion} :

$$\eta = \frac{N_{\text{des}}}{N_{\text{Ion}}} \quad (10.1)$$

Aus der idealen Gasgleichung

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad (10.2)$$

mit dem Druck p , dem Volumen V , der Teilchenzahl N , der Gastemperatur T und der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K folgt

$$N = \frac{p \cdot V}{k_B \cdot T} \quad (10.3)$$

Die Anzahl desorbierter Teilchen kann durch den gemessenen Druckanstieg Δp ausgedrückt werden:

$$N_{\text{des}} = \frac{\Delta p \cdot V}{k_B \cdot T} \quad (10.4)$$

Damit ergibt sich für die Desorptionsrate η

$$\eta = \frac{\Delta p}{N_{\text{Ion}}} \cdot \frac{V}{k_B \cdot T} \quad (10.5)$$

Die jeweiligen Daten aus Abbildung 10.4 müssen also mit dem Volumen der Kammer (ca. 20 l freies Volumen, Einbauten berücksichtigt) und der Gastemperatur verrechnet werden, sodass sich die in Abbildung 10.6 gezeigten Desorptionsraten des Kryokollimators ergeben. Als Gastemperatur wird die Wandtemperatur angenommen. Nach wenigen Stößen zwischen Gasteilchen und Wand nehmen diese die Wandtemperatur an.

Mit Ausnahme der niederenergetischen Ta-Daten lässt sich der Verlauf der kryogenen Daten in logarithmischer Darstellung in guter Näherung mit einer Geraden (blau, gestrichelt) beschreiben. Diese Funktion wird durch

$$\eta(E) = 23 \cdot e^{4,6 \cdot 10^{-3} \cdot E} \quad (10.6)$$

beschrieben. Die Anwendung dieser Exponentialfunktion würde für hohe Energien zu extrem hohen Desorptionsraten führen. Gleichung (10.6) bei 2,7 GeV/u ausgewertet übertrifft die Desorptionsraten für streifenden Einfall bei Weitem, weshalb in diesem Bereich die Näherung nicht gerechtfertigt scheint. Deshalb wurde zusätzlich noch eine Parabel

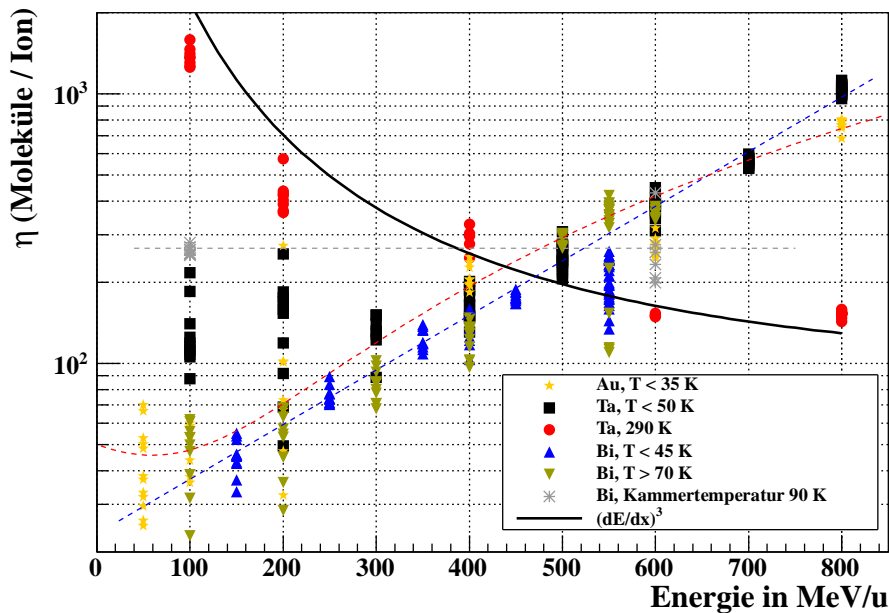


Abbildung 10.6: Mit Hilfe der Gastemperatur und der idealen Gasgleichung aus Abbildung 10.4 errechneten Desorptionsraten am Kryokollimator. Die gestrichelte blaue Linie repräsentiert die Exponentialfunktion (10.6), die gestrichelte rote Linie die Parabel (10.7). Die graue gestrichelte Linie zeigte den Mittelwert der Messungen bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur.

(rot, gestrichelt) durch die Daten gelegt. Die Funktion lautet

$$\eta(E) = 1,27 \cdot 10^{-3} \cdot E^2 - 0,15 \cdot E + 50 \quad . \quad (10.7)$$

Bei 2,7 GeV/u ergibt sich eine Desorptionsrate von $8,9 \cdot 10^3$. Diese Parametrisierung wurde in Simulationsrechnungen zum SIS100 verwendet [101].

Da die Temperatur der Vakuumkammer, welche der Gastemperatur gleichgesetzt wird, bei den Raumtemperaturmessungen deutlich über der Temperatur bei den kryogenen Messungen liegt, kreuzen sich die beiden Messreihen nun bei etwa 450 MeV. Geht man davon aus, dass der Raumtemperatur-Verlauf der Desorptionsraten beim Abkühlen kontinuierlich in den Verlauf bei kryogenen Temperaturen übergeht, so erscheint es durchaus möglich, dass die Daten bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur eine Zwischenstufe dieses Übergangs darstellen. Eine Fehlerbetrachtung der Daten wird im Anhang im Abschnitt A.1 durchgeführt.

Das Sinken des Restgasdruckes nach dem Strahleinschlag wird durch ein an das Kam-

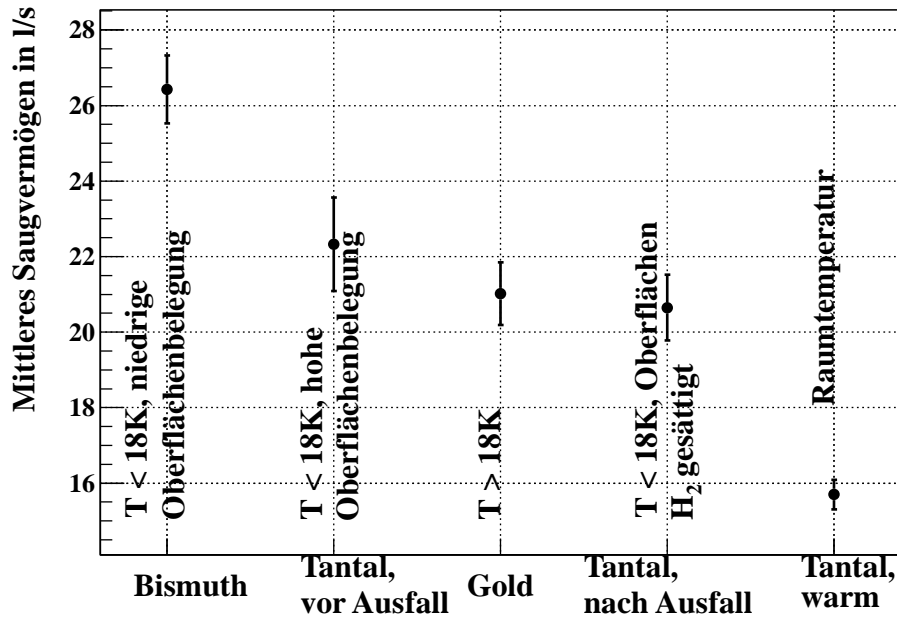


Abbildung 10.7: In den verschiedenen Strahlzeiten aus den abfallenden Flanken der Druckverläufe ermittelte mittlere Saugvermögen S . Das nach dem Ausfall der Turbomolekularpumpe während der Tantal-Strahlzeit berechnete Saugvermögen ist vergleichbar mit dem Saugvermögen während der Gold-Strahlzeit. Hier blieb die Wandtemperatur oberhalb von 20 K, Wasserstoff wurde also nicht von den Wänden adsorbiert. Das für jede Strahlenergie ermittelte Saugvermögen befinden sich in Tabelle A.2 im Anhang.

mervolumen angebrachtes Saugvermögen verursacht. Dieses kann anhand der abfallenden Flanken der Druckverläufe der schnellen Druckmessungen abgeschätzt werden. Der Druckverlauf $p(t)$ kann durch

$$p(t) = p_0 + \Delta p \cdot e^{-t \cdot \frac{S}{V}} \quad (10.8)$$

beschrieben werden, mit dem Basisdruck p_0 , dem Kammervolumen V und dem Saugvermögen S [16]. Nach Abzug des Basisdrucks p_0 von den gemessenen Druckverläufen ergibt sich der reine Druckerhöhung zu

$$\Delta p(t) = \Delta p \cdot e^{-t \cdot \frac{S}{V}} \quad (10.9)$$

Diese Funktion wurde für alle aufgenommenen Druckverläufe an die Messwerte angepasst und daraus die in Abbildung 10.7 gezeigten mittleren Saugvermögen ermittelt.

Wie erwartet erhält man für die warme Strahlzeit mit Tantal das niedrigste Saugver-

mögen. Die desorbierten Gase mussten hier durch den CWT in die Pumpe auf dem Doppelkreuz gelangen, um aus dem System entfernt zu werden. Der gezeigte Wert ist also im Wesentlichen der Leitwert zur Turbomolekularpumpe auf dem Doppelkreuz⁴. Während der Gold-Strahlzeit und während der Tantal-Strahlzeit nach dem Ausfall der Turbomolekularpumpe auf dem Doppelkreuz war kein Saugvermögen für Wasserstoff vorhanden, weshalb sich für beide Messungen das gleiche Saugvermögen ergibt. Restgaskomponenten die schwerer als Wasserstoff sind wurden hier bereits von den kalten Kammeroberflächen gebunden. Während der Bismuth-Strahlzeit wurden die kalten Oberflächen einige Male „gesäubert“, indem die Kammertemperatur im Rahmen der Messungen auf über 20 K angehoben wurde. Die Grenztemperatur für die Entstehung des Saugvermögens für Wasserstoff wurde bei dieser Strahlzeit erst kurz vor den Messungen mit Strahl unterschritten, während sie bei der Tantal-Strahlzeit bereits mehrere Stunden vor den Messungen unterschritten war. In dieser Zeit strömte bereits Wasserstoff aus dem Doppelkreuz durch den CWT und begann die kalten Oberflächen zu sättigen. Deshalb konnte für die Bismuth-Strahlzeit das höchste Saugvermögen abgeschätzt werden.

Diese in Abbildung 10.7 gezeigte einfache Abschätzung der Saugvermögen bei verschiedenen Randbedingungen zeigt, dass die Pumpeigenschaften kalter Oberflächen stark von der Flächenbelegung abhängen. Aufgrund der Wand-Temperaturen war bei der Gold-Strahlzeit nur ein Saugvermögen für schwere Restgaskomponenten vorhanden, während bei der Bismuth-Strahlzeit auch Wasserstoff in der kalten Kammer gebunden wurde. Da sich die ermittelten Saugvermögen unterscheiden und auch oberhalb des Saugvermögens der warmen Tantal-Strahlzeit liegen, setzt dies voraus, dass sowohl Wasserstoff als auch schwere Restgaskomponenten vorhanden waren. Daher zeigt diese Abschätzung, dass sich die Desorbate vom Kryokollimator aus Wasserstoff und schwereren Komponenten zusammensetzen.

10.4 Modelle zum Energieverhalten der Desorption

Aus Messungen bei Raumtemperatur [13, 14, 94, 99, 100] ist eine Skalierung der Desorptionsausbeuten mit dem elektronischen Energieverlust an der Oberfläche bekannt. Die Energie des einschlagenden Ions wird über das elektronische System in den Festkörper eingekoppelt. Energie, welche nahe der Oberfläche deponiert wird, führt zum Loslösen schwach gebundener Gasmoleküle an der Oberfläche. Aus diesem Grund ist zum Erreichen niedriger Desorptionsraten ein senkrechter Einfall des Ions wichtig, um die Energie in der Tiefe des Festkörpers und nicht an der Oberfläche zu deponieren.

⁴Der Leitwert durch ein Rohr mit 40 mm Durchmesser und 20 cm Länge (etwa das Rohr des CWT) beträgt ca. 20 l/s.

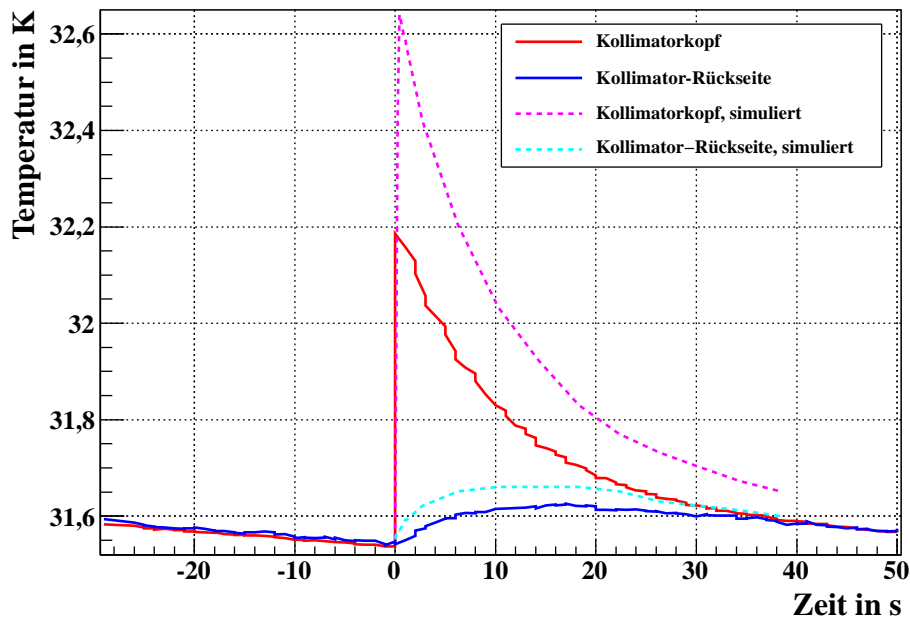


Abbildung 10.8: Gemessene und simulierte Temperaturverläufe auf dem Kollimator während des Einschlages von $1,12 \cdot 10^9$ Tantal-Ionen mit einer Energie von 800 MeV.

Im betrachteten Energiebereich fällt der elektronische Energieverlust an der Oberfläche mit steigender Energie des Primär-Ions. Bei kryogenen Desorptionmessungen am Kryokollimator konnte jedoch unerwartet eine Skalierung der Desorptionsrate mit dem totalen Energieverlust gezeigt werden. Unterschiede zwischen den Messungen bei Raumtemperatur und bei kryogenen Temperaturen finden sich zunächst im Saugvermögen der Kammerinnenflächen. Dies sollte jedoch tendenziell eine Reduktion der zu messenden Desorption bewirken, da Gasmoleküle bereits vor dem Nachweis gebunden werden. Ein wesentlicher Unterschied sind die Wärmeleitung und die Wärmekapazität des Targets (siehe hierzu Abbildungen 6.1 und A.2). Die Wärmeleitung steigt mit abnehmender Temperatur, während die Wärmekapazität sinkt. In der Tiefe des Festkörpers deponierte Wärme wird also bei kryogenen Temperaturen schneller an die Oberfläche geleitet, als bei Raumtemperatur.

Aus diesem Grund wurde die thermische Reaktion des (vereinfachten) Kollimators auf den Strahleinschlag mit ANSYS [54] berechnet. Die Energie eines Teilchenpulses wurde entsprechend der Reichweite in Kupfer (siehe Abbildung A.5) innerhalb von 100 ms ⁵

⁵Die vier Bunche des SIS18 treffen innerhalb von weniger als $1 \mu\text{s}$ ein. Solch kurze Zeiten lassen sich jedoch in der Simulation nicht realisieren, wenn ein Zeitraum von bis zu 40 s berechnet werden soll.

Energie	Energiedeposition	Eindringtiefe
800 MeV	25,95 J	14 mm
500 MeV	16,22 J	7 mm
100 MeV	3,24 J	0,5 mm

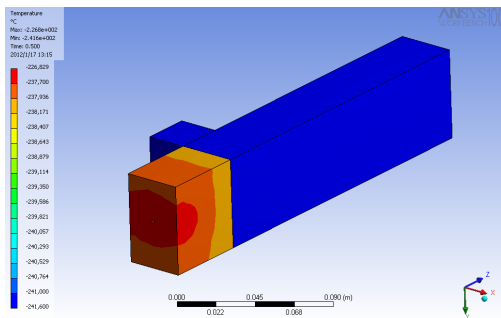
Tabelle 10.5: Zur Berechnung von Abbildung 10.9 verwendete Parameter für $1,12 \cdot 10^9$ Tantal-Ionen. Die Eindringtiefe ist im Anhang in Abbildung A.5 dargestellt.

im Material deponiert und die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung auf der Oberfläche des Kollimators beobachtet. Abbildung 10.8 zeigt den gemessenen Temperaturverlauf auf dem Kollimatkopf und der Rückseite während des Einschlages von $1,12 \cdot 10^9$ Tantal-Ionen mit einer Energie von 800 MeV. Der thermische Übergang zwischen Kollimatkopf und Rückseite sowie zwischen Kollimator und Halterung wurden in den Rechnungen derart angepasst⁶, dass die Temperaturverläufe nachvollzogen werden können. Die simulierten Verläufe liegen oberhalb der gemessenen Verläufe, da in der Simulation die Wärmeleitung zu den Sensoren und deren Wärmekapazität unberücksichtigt blieben. Stattdessen zeigen die simulierten Verläufe die Temperatur an den Oberflächensegmenten des Kollimators, wo sich im Experiment die Sensoren befinden. Die Form und das asymptotische Verhalten zeigen gute Übereinstimmung, was die Genauigkeit der Abschätzung der Wärmeleitwerte bestätigt.

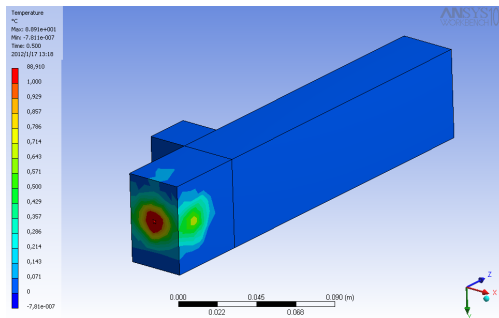
Mit den ermittelten Wärmeleitwerten der Übergänge konnte die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung des Kollimators bei verschiedenen Strahlenergien berechnet werden. Dabei wurde die Energie entsprechend der Eindringtiefe der Tantal-Ionen in Kupfer im Kollimatkopf deponiert. Diese Eindringtiefe oder Reichweite beschreibt die Lage des Bragg-Peaks, an welchem der größte Teil der Energie deponiert wird. Die Rechnungen zeigen die Reaktion auf die Energiedeposition im Bragg-Peak. Tabelle 10.5 fasst die für Temperaturverteilungen aus Abbildung 10.9 verwendeten Parameter zusammen. Nach dem Thermal-Spike-Modell wird die Desorption durch eine Erwärmung der Oberfläche ausgelöst [13]. In Abbildung 10.9 ist zu erkennen, dass die erwärmte Oberfläche bei kryogenen Temperaturen mit zunehmender Strahlenergie größer wird. Unter der Annahme, dass die Erwärmung der Oberflächen dazu führt, dass Energie an adsorbierte Restgasteilchen übergeben werden kann, sodass diese ihre Bindungsenergie von wenigen meV überwinden, können diese Rechnungen den Anstieg der Desorptionsausbeute mit der Strahlenergie erklären.

Zum Vergleich wurden die gleichen Rechnungen für einen Kollimator bei Raumtemperatur durchgeführt. Sie unterscheiden sich von den kryogenen Rechnungen in der Anfangs-

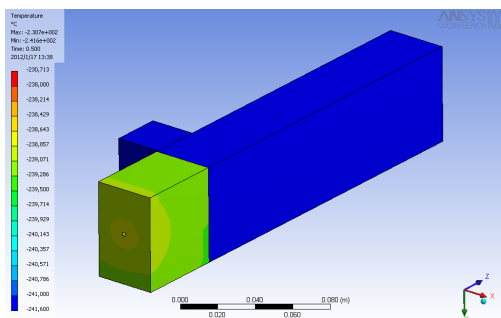
⁶Für den Übergang zwischen den Kollimatorteilen wurde ein Wärmeleitwert von $1900 \text{ W/m}^2\text{K}$ und für den Übergang zur Halterung ein Wärmeleitwert von $10.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ angenommen.



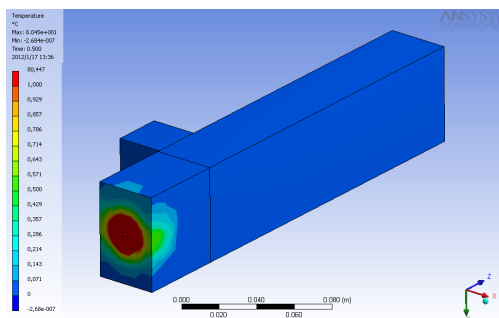
(a) Kryogen, 800 MeV, $\Delta T = 3, 3\text{ K}$



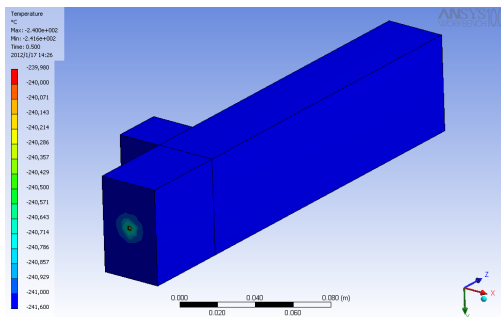
(b) Raumtemperatur, 800 MeV, $\Delta T = 1\text{ K}$



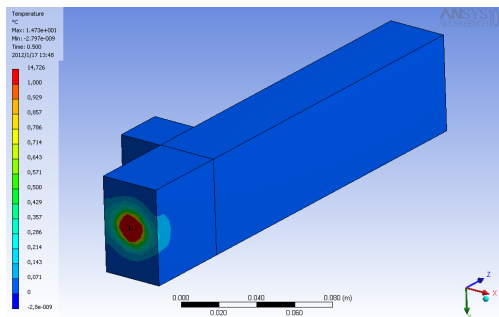
(c) Kryogen, 500 MeV, $\Delta T = 3\text{ K}$



(d) Raumtemperatur, 500 MeV, $\Delta T = 1\text{ K}$



(e) Kryogen, 100 MeV, $\Delta T = 1\text{ K}$



(f) Raumtemperatur, 100 MeV, $\Delta T = 1\text{ K}$

Abbildung 10.9: Berechnete Temperaturverteilungen kurz nach Strahleinschlag von $1, 12 \cdot 10^9$ Tantal-Ionen auf dem Kollimator beim Auftreten der maximalen Temperaturen. Der von der Farb-Legende überdeckte Temperaturbereich ΔT (ohne die beiden „Extremfarben“) ist an jedem Bild mit angegeben. Bei kryogenen Temperaturen steigt der erwärmte Anteil der Oberfläche mit der Strahlenergie. Die verwendeten Parameter der Rechnungen sind in Tabelle 10.5 zusammengefasst.

temperatur des Kollimators und damit in der Wärmekapazität und -leitung des Materials. Die erwärmte Fläche nimmt hier nicht mit steigender Strahlenergie zu. Stattdessen bleibt sie konstant bzw. nimmt leicht ab. Um eine Abnahme der erwärmten Fläche mit steigender Strahlenergie korrekt wiederzugeben, darf die Energiedeposition nicht auf den Bragg-Peak reduziert werden, da bei Raumtemperatur der Energieverlust an der Oberfläche die zugrunde liegende Variable ist. Es ist jedoch zu erkennen, dass bei niedrigen Strahlenergien die erwärmte Fläche bei Raumtemperatur größer ausfällt, als bei kryogenen Temperaturen. Bei hohen Strahlenergien hingegen wird bei kryogenen Temperaturen ein wesentlich größerer Bereich erwärmt, als bei Raumtemperatur. Anhand dieser Rechnungen kann also eine Erklärung für die gemessene Skalierung der Desorptionsraten gefunden werden.

Die Rechnungen zeigen auch, dass sich die Erwärmung bei Raumtemperatur auf einen lokalisierten Bereich beschränkt, während bei kryogenen Temperaturen der gesamte Kopf nahezu gleichmäßig erwärmt wird, was in der höheren Wärmeleitung und der niedrigeren Wärmekapazität begründet ist. Es erwärmt sich aber nur der Kollimatorkopf, am hinteren Teil des Kollimators und an der Halterung ist keine Erwärmung zu sehen, da die im Kollimatorkopf deponierte Wärme über die Verbindungsschicht nur langsam „abfließen“ kann. Eine Verbesserung des Wärmeübergangs in der Simulation um eine Größenordnung bewirkt, dass die Temperatur im hinteren Teil des Kollimators ebenfalls steigt, am gesamten Kollimatorkopf können jedoch weiterhin Temperaturanstiege von über einem Kelvin verzeichnet werden.

Ausgehend von diesen Modell-Überlegungen kann vermutet werden, dass der Effekt des Abschirmens bei der Treppengeometrie durch die größere erwärmte Oberfläche kompensiert wird, wodurch kein nennenswerter Unterschied zwischen Block- und Treppengeometrie gemessen werden konnte. Vor dem Hintergrund dieser Rechnungen und Überlegungen ist es notwendig, die erwärmte Kollimator-Fläche zu minimieren. Durch die Entscheidung, die Länge des Kollimatorkopfes entsprechend der Eindringtiefe der Uran-Ionen zu wählen, wird die Energie der Ionen zu jedem Zeitpunkt im Kollimatorkopf deponiert und eine Erwärmung des hinteren Teils und damit der gesamten Oberfläche, minimiert. Auf Grundlage dieser Überlegungen ist die gewählte Blockgeometrie eine gute Lösung zur Minimierung des Druckanstieges im SIS100.

Abschließend wurde mit den ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten der Betrieb im SIS100 simuliert. Die auf die vordere Seite des Kollimators eingebrachte Heizleistung entspricht dem simulierten Verlauf des zweiten Kollimators (siehe Abbildung 4.12 und A.13). Nach etwa 15 Zyklen stellt sich am Kollimatorkopf eine Gleichgewichtstemperatur ein, welche weniger als 1 K über der Anfangstemperatur liegt. Die eingebrachte Energie kann also mit den am Prototypen realisierten thermischen Kontakten gut abgeführt und die Temperatur der Kollimatoren stabil gehalten werden. Es sind lediglich Oszillationen um

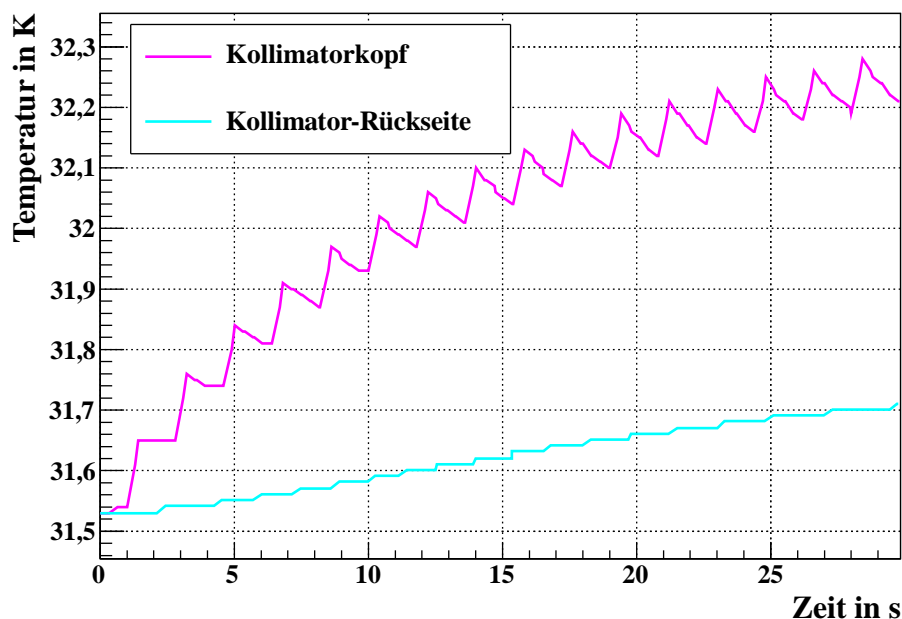


Abbildung 10.10: Berechneter Verlauf der Temperaturen auf dem zweiten Kollimator eines Bogens im Betrieb des SIS100. Die zugrunde liegende Simulation ist in Abbildung 4.11 und 4.12, der Verlauf der Heizleistung in Abbildung A.13 gezeigt.

100 mK zu erwarten. Vereinfachend kann die Reaktion auf eine zeitlich gemittelte Heizleistung reduziert und die sich am Kollimator einstellenden Gleichgewichtstemperaturen betrachtet werden. Es zeigt sich, dass die Temperaturen des Kollimators erwartungsgemäß mit der Heizleistung steigen, jedoch keine übermäßige Erwärmung des Kollimators zu erwarten ist, siehe Abbildung A.14 im Anhang. Bei 20 W Heizleistung bleibt der Temperaturanstieg unter 15 K und damit weit unterhalb einer Temperatur, bei welcher das Material Schaden nehmen könnte.

10.5 Gemessene elektrische Ströme auf dem Kollimator

Im Abschnitt 7.2 wurde beschrieben, dass der dem Strahl zugewandte Teil des Kollimators elektrisch isoliert montiert ist. Während der Messungen mit Schwerionenstrahl wurde der elektrische Strom, bzw. die deponierte elektrische Ladung, auf dem Kollimator und verschiedenen Blechen gemessen, um sicher zu gehen, dass der Strahl nur den Kollimator trifft. Anhand dieser Daten und der Teilchenzahlen kann nun eine Umrechnung

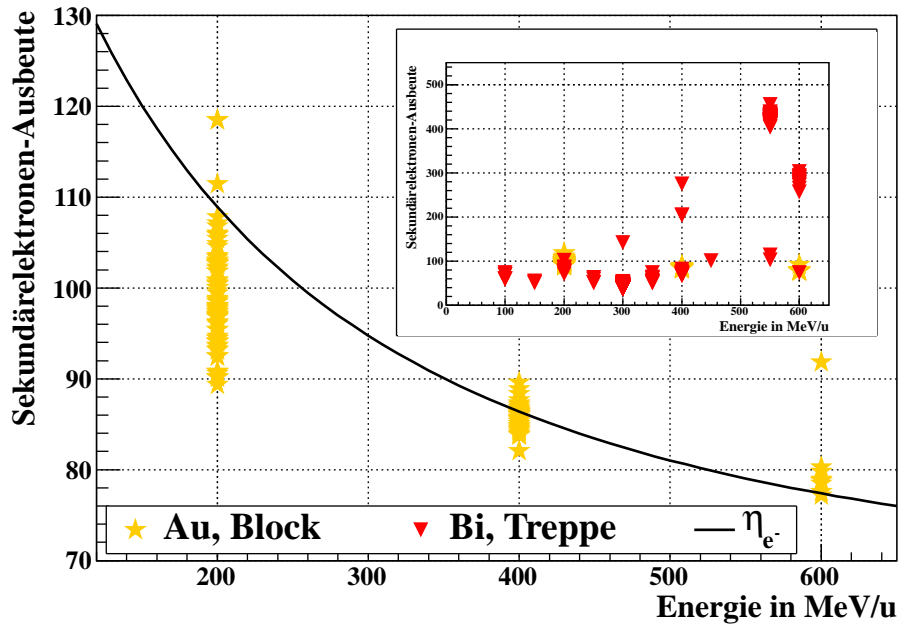


Abbildung 10.11: Am Kryokollimator gemessene Sekundärelektronen-Ausbeuten, berechnet aus der einfallenden Teilchenzahl und dem gemessenen Strom. Die durchgezogene Linie zeigt die nach [48] erwartete Skalierung für das Stoßsystem Gold auf Gold, um den Faktor 5 reduziert.

zwischen der gemessenen elektrischen Ladung und der Teilchenzahl, bzw. eine Ausbeute an herausgeschlagenen Sekundärelektronen η_{e^-} berechnet werden:

$$\eta_{e^-} = \frac{q_{\text{mess}}}{e \cdot N_{\text{Ion}}} - q_{\text{Ion}} \quad (10.10)$$

Hierbei ist q_{mess} die auf dem Kollimator gemessene Ladung, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ die Elementarladung, N_{Ion} die mit dem Strahltransformator gemessene Teilchenzahl und q_{Ion} der Ladungszustand des Ions. Die zum Neutralisieren des Ions benötigten Elektronen werden nicht zu den herausgeschlagenen Elektronen gezählt. Es ergibt sich der in Abbildung 10.11 gezeigte Zusammenhang zwischen der Sekundärelektronen-Ausbeute und der Energie der einfallenden Ionen. Nach [48] wird eine Skalierung der Sekundärelektronen-Ausbeute mit dem elektronischen Energieverlust dE/dx an der Oberfläche erwartet. Im betrachteten Energiebereich sinkt dieser mit steigender Strahlenergie, was in den Daten der Gold-Strahlzeit zu beobachten ist. Für das Stoßsystem Gold auf Gold⁷ wurde nach [48] eine Sekundärelektronenausbeute berechnet, welche mit dem Faktor 1/5 skaliert die

⁷Gold-Strahl auf die vergoldete Oberfläche des Kollimators

Messwerte wiedergibt. Dieser Faktor kann gegebenenfalls darauf zurückgeführt werden, dass bei einem kryogenen Target im Vergleich zu einer Raumtemperaturumgebung die Mobilität der Elektronen eingeschränkt ist. Bisherige Messungen zur Sekundärelektronenausbeute wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

Im Ausschnitt in Abbildung 10.11 sind zusätzlich die Bismuth-Daten gezeigt. Hier kann keine einfache Abhängigkeit mit der Strahlenergie erkannt werden. Für hohe Energien scheint sich der Verlauf zu verzweigen. Es gibt einen Zweig der Sekundärelektronenausbeute im Bereich von 100 und einen weiteren Bereich von 250-450 Sekundärelektronen. Bei diesen Messungen kam die Treppengeometrie zum Einsatz. Es ist davon auszugehen, dass die Ecken der abgeschrägten Stufen von den Ionen durchschlagen wurden, sodass sowohl beim Eintritt, als auch beim Austritt und beim Wiedereintritt mit reduzierter Energie, Elektronen aus dem Kollimator gelöst werden. Die Anzahl getroffener und durchschlagener Stufen hängt von der Größe des Strahlflecks ab, welche wiederum mit steigender Energie sinkt. Um die Energieabhängigkeit der Sekundärelektronenausbeute an der Treppengeometrie im Detail zu verstehen sind weitere Untersuchungen notwendig.

10.6 Aktivierung

Während der vier Strahlzeiten wurden die in Tabelle A.3 im Anhang aufgelisteten integralen Intensitäten auf den beiden Kollimatoren deponiert. Direkt im Anschluss an die Gold- bzw. Tantal-Strahlzeit konnte neben dem Kollimator, außerhalb des Kryostaten, eine Dosisleistung von $12 \mu\text{Sv/h}$ bzw. $26 \mu\text{Sv/h}$ gemessen werden.

Am 18.7.2011, 18 Tage nach Ende der letzten Tantal-Strahlzeit, wurde der Block-Kollimator gegen die Treppengeometrie getauscht. Nachdem der Kollimator ausgebaut und zerlegt war, konnte festgestellt werden, dass nur der Kollimatorkopf aktiviert wurde. An dessen Oberfläche war eine Dosisleistung von $4 \mu\text{Sv/h}$ zu messen, während in der Vakuumkammer lediglich 170 nSv/h gemessen werden konnten⁸. Nach weiteren 185 Tagen, bzw. 204 Tage nach der Strahlzeit, am 19.1.2012, betrug die Dosisleistung an der Oberfläche des Kollimatorkopfes noch $0,5 \mu\text{Sv/h}$.

Im Juli 2011, nach seinem Ausbau, und im Januar 2012 wurde der Kollimatorblock in der Abteilung Sicherheit und Strahlenschutz des GSI Helmholtzzentrums mit einem Gamma-Detektor vermessen. Aus den aufgenommenen Energie-Spektren können die radioaktiven Bestandteile des Kollimators bestimmt werden. Abbildung 10.12 zeigt das im Januar 2012 gemessene Gamma-Spektrum. Es weist eine Vielzahl an Linien auf, was für ein Aktivierungsspektrum typisch ist. Die markantesten Linien wurden mit Hilfe von M. Wengenroth, K. Vogt und einer Datenbank [102] identifiziert und beschriftet. Sie sind

⁸Der natürliche Untergrund beträgt etwa 100 nSv/h .

Nuklid	Halbwertszeit	Sichtbare Linien	
Be-7	53,12 d	447,60 keV	10,5%
Mn-54	312,3 d	834,85 keV	100,0%
Co-56	77,27 d	846,77 keV	100,0%
		1238,28 keV	67,6%
		1360,22 keV	4,33%
		1771,35 keV	15,7%
Co-57	271,79 d	122,06 keV	85,6%
		136,47 keV	10,7%
Co-58	70,8 d	810,78 keV	99,0%
		863,96 keV	0,7%
		164,73 keV	0,52%
Fe-59	44,5 d	1099,25 keV	56,5%
		1291,60 keV	43,3%
Co-60	5,2714 y	1332,50 keV	100,0%
		1173,24 keV	100,0%
Y-88	106,65 d	898,04 keV	93,7%
		1836,06 keV	99,2%
Eu-157	13,57 y	344,28 keV	26,5%

Tabelle 10.6: Aus dem γ -Spektrum des Kollimatorblocks im Januar 2012 bestimmte Aktivierungsnuklide mit Halbwertszeiten und sichtbaren Linien nach [102]. Nuklide schwerer als Kupfer (65 u) entstammen vermutlich der aktivierten Gold-Beschichtung (197 u).

teilung auf den Kammerinnenflächen. Eine solche Schicht mit thermischer Anbindung an die Helium-Leitung kann ohne Einschränkungen im Quadrupol-Kryostaten des SIS100 eingesetzt werden. Die Zielsetzung hierbei ist eine Kammertemperatur unterhalb von 18 K, um ein zuverlässiges Saugvermögen der Wände zu gewährleisten. Bei der Konstruktion des Anpump-Stutzen an der Kollimator-kammer muss die Menge der einströmenden Gase minimiert werden, da diese zur einer Sättigung des Saugvermögens führen. Sollten die kalten Oberflächen in Sättigung gehen, so können sie durch Aufwärmen auf über 20 K reaktiviert werden. Bei diesem „kryogenen Ausheizen“ müssen die Anpump-Stutzen mit Turbomolekularpumpen bestückt werden, um die losgelösten Gase aus dem System zu entfernen.

Die Temperatur des thermischen Schildes wird entlang eines Bogens im SIS100 zwischen 50 K und 80 K variieren [82]. Die tatsächliche Temperatur des Kollimators innerhalb dieses Temperaturintervalls ist irrelevant, wie die Messungen gezeigt haben. Es muss lediglich sichergestellt werden, dass die Temperatur des Kollimators oberhalb von 20 K bleibt, sodass kein Wasserstoff an seinen Oberflächen adsorbiert werden kann. Weiterhin

muss die vom Strahl deponierte Wärme abgeführt werden können. Beim Abkühlen muss sichergestellt sein, dass der Kollimator zu jedem Zeitpunkt die wärmste Oberfläche in seiner Umgebung darstellt. Das Restgas wird so von den Kammeroberflächen und nicht vom Kollimator adsorbiert.

Aufgrund der Modell-Überlegungen und der Messungen ist der Block der Treppengeometrie vorzuziehen. Der Effekt der Abschirmung der Treppengeometrie wird durch die größere Oberfläche kompensiert. Eine Kalibrierung der Strommessung ist kompliziert, außerdem ist die Fertigung aufwändiger. Die Wärmeleitfähigkeit der elektrischen Isolation zwischen Kollimatorkopf und -Rückseite erwies sich als hinreichend, um eine übermäßige Erwärmung des Kopfes zu verhindern. Die Aufteilung des Kollimators in zwei Teile ist gleichzeitig eine Trennung zwischen leicht und stark aktiviertem Material.

Die thermische Anbindung der Sekundärkammerbleche an die Vakuumkammer sollte optimiert werden. Die derzeitige Realisierung kann nicht gewährleisten, dass die Bleche ein Saugvermögen für Wasserstoff bereitstellen, da keine hinreichend niedrige Temperatur erreicht werden konnte.

Alle mit dem Prototypen durchgeführten Tests zeigen die Qualität des Kryokollimators. Das Design des Serienkollimators für das SIS100 kann ohne große Änderungen vom Prototypen übernommen werden.

11 Zusammenfassung & Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung und der Test eines Kryokollimator-Prototypen für das Schwerionensynchrotron SIS100 der zukünftigen FAIR-Beschleunigeranlage. Dieses supraleitende Synchrotron soll erstmals hochintensive Schwerionenstrahlen mittlerer Ladungszustände für Experimente zur Verfügung stellen. Um die beim Betrieb mit teilgeladenen Ionen entstehenden Vakuuminstabilitäten aufgrund von Umladung und ionenstimulierter Desorption zu minimieren, wurde die Ionenoptik des SIS100 für den Einsatz von Kollimatoren optimiert. Diese unterdrücken den durch Ionisationsverluste hervorgerufenen Druckanstieg. Insgesamt 60 Kollimatoren werden in den kryogenen Bögen zwischen den Quadrupolen in einer kryogenen Umgebung eingebaut werden. Die kalte Vakuumkammerwand dient dabei als Kryopumpe um die entstehenden Desorbate schnell wieder zu binden.

Zunächst wurde das im existierenden SIS18 installierte Kollimatorsystem mit dem geplanten System des SIS100 verglichen und beide charakterisiert. Dabei wurde gezeigt, dass die Kollimatoren des SIS100 beim Betrieb mit dem Referenz-Ion U^{28+} nahezu 100% der Ionisationsverluste auffangen können. Für Umladung anderer Ionensorten und Mehrfachumladung wurde eine systematische Untersuchung vorgestellt. Außerdem können HF-Einfang-Verluste zu Beginn der Magnetrampe vollständig vom Kollimatorsystem aufgefangen werden. Im SIS18 haben die Maßnahmen gegen Vakuum-Instabilitäten die Erwartungen erfüllt. Die Lebensdauer von Schwerionenstrahlen konnte um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden und es wurde mit $2 \cdot 10^{10}$ Teilchen ein Rekord in beschleunigter Teilchenzahl aufgestellt.

Der Betrieb des Kollimatorsystems im SIS18 und die Messung der Ionisationsverluste lieferten viele wichtige Erkenntnisse. Die auf den Kollimatoren gemessenen Ströme von umgeladenen Ionen können zur indirekten Vakuumdiagnose während des Betriebes verwendet werden. Im SIS100 wird dies von Nutzen sein, da in den kryogenen Abschnitten eine verlässliche, herkömmliche Druckmessung schwer zu realisieren ist.

Ziel der Entwicklung des Kryokollimators, seiner Halterung und der umgebenden Vakuumkammer war die Minimierung des dynamischen Druckanstiegs auf der Strahlachse. Ebenfalls berücksichtigt wurden Aspekte zum Schutz der Magnete vor Strahlverlusten und Wärmelasten für das Kühlsystem. Analog zu den bewährten Kollimatoren des SIS18 wurde als Material reines Kupfer ausgewählt, welches galvanisch mit Nickel und Gold

beschichtet wurde und eine hohe Wärmeleitfähigkeit bei kryogenen Temperaturen aufweist. Durch eine speziell konzipierte Halterung kann die Temperatur des Kollimators von außen auf Werte oberhalb der Temperatur der Kollimatorkammer eingestellt werden. Dadurch werden Gase auf den umgebenden Wänden und nicht auf dem Kollimator adsorbiert. Außerdem wird die Temperatur der Kollimatorkammer nicht von Strahlverlusten auf dem Kollimator beeinflusst. Um eine homogen verteilte, niedrige Temperatur über die gesamte Fläche der Kollimatorkammer zu erhalten, wurde diese von außen mit 1 mm Kupfer beschichtet. Die Anbindung an die Leitungen des flüssigen Heliums zum Kühlen erfolgte über flexible Kupferbänder. In den durchgeführten Tests hat dieses Verfahren die gestellte Aufgabe erfüllt.

Zur Durchführung von Messungen und Tests unter realen Bedingungen wurde ein eigener Teststand mit Kryostat entworfen, konstruiert und gebaut. Der Kryostat beinhaltet einen mit flüssigem Stickstoff gekühlten thermischen Schild und die mit flüssigem Helium gekühlte Kollimatorkammer. Zur Messung des Druckes auf der Strahlachse wurde neben dem Kollimator ein thermisch abgeschirmtes Heißkathoden-Ionisationsvakuummeter installiert. In Kalttests konnte die Kollimatorkammer auf unter 11 K abgekühlt werden. Die Übergangstemperatur von 18 K, unterhalb welcher Wasserstoff an den Wänden adsorbiert wird, konnte mehrfach bestätigt werden. Beim Unterschreiten dieser Temperatur sinkt der Restgasdruck schnell von $2 \cdot 10^{-10}$ mbar auf unter 10^{-12} mbar. Beim Überschreiten der 18 K Grenze wird sämtlicher gebundener Wasserstoff wieder losgelöst und der Druck steigt instantan um mehrere Größenordnungen an. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass das Saugvermögen der kalten Oberflächen mit steigender Oberflächenbelegung sinkt.

Der Teststand des Kryokollimators wurde am HHT-Messplatz der GSI-Beschleunigeranlage installiert. Vor dem Kryostaten wurden verschiedene Vakuum- und Strahldiagnose-Einrichtungen platziert, um ein hochwertiges Vakuum und einen verlustfreien Strahltransport zu gewährleisten. Es wurden Messungen mit Gold-, Tantal- und Bismuth-Strahlen durchgeführt. Trotz verschiedener Unsicherheiten im Vorfeld verliefen diese wie geplant.

Während der Desorptionsmessungen mit Schwerionenstrahlen wurde erstmalig beobachtet, dass bei kryogenen Temperaturen die Desorptionsausbeute mit der Strahlenergie ansteigt. Von früheren Raumtemperatur-Messungen ist eine Abnahme mit der Strahlenergie, dem elektronischen Energieverlust an der Oberfläche folgend, bekannt. Durch eine Messreihe (mit unverändertem Kryokollimator) bei Raumtemperatur konnte dieses bekannte Verhalten bestätigt werden. Es wurde ein Modell vorgestellt, welches die unerwartete Skalierung der Desorption bei kryogenen Temperaturen anhand von Temperaturverteilungen auf den Oberflächen des Kollimators erklären kann. Die Energie- und Temperaturabhängigkeit der Desorptionsausbeuten soll in weiteren Experimenten untersucht werden. Insbesondere der Übergang vom Verhalten bei Raumtemperatur zum

Verhalten bei kryogenen Temperaturen macht weitere Untersuchungen und Analysen notwendig.

Simulationen mit der neuen Skalierung der Desorptionsausbeute sagen einen stabilen Betrieb des SIS100 voraus. Der Anstieg der Desorptionsausbeute mit der Strahlenergie wird durch die sinkenden Wirkungsquerschnitte kompensiert.

Nach der erfolgreichen Durchführung der Messungen am Kryokollimator-Prototypen wird die Spezifikation des Kryokollimators im Quadrupol-Modul des SIS100 fertig gestellt und mit dem gesamten Modul zur Fertigung ausgeschrieben. In wenigen Jahren wird das Synchrotron zusammengebaut und in Betrieb genommen. Man darf einer spannenden Zukunft mit hochintensiven Schwerionenstrahlen entgegensehen.

A Anhang

A.1 Fehlerbetrachtung der Desorptionsmessungen

Zur Bestimmung der Desorptionsraten werden verschiedene Messwerte miteinander verrechnet. Aus dem Fehler jeder einzelnen Messgröße ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung der Fehler der berechneten Desorptionsraten.

Zunächst wird der Fehler der Druckmessung betrachtet. Mit Gleichung (8.1) und (8.2) ergibt sich für den Restgasdruck in der kryogenen Kammer

$$p_{\text{mess}} = \frac{T_{\text{Sensor}}}{T_{\text{Umgebung}}} \cdot \frac{I}{\alpha} \quad . \quad (\text{A.1})$$

Hierbei sind T_{Sensor} und T_{Umgebung} die Temperaturen der Druckmessröhre und der Umgebung (293 K). $\alpha = 4,265 \cdot 10^{-3} \pm 3,3 \cdot 10^{-7}$ A/mbar beschreibt die Umrechnung von dem an der Messröhre gemessenen Ionenstrom in A in einen Druck in mbar (siehe Abbildung 8.8). Der Fehler des somit berechneten Druckes lautet:

$$\begin{aligned} (\Delta p_{\text{mess}})^2 = & \left(\frac{1}{T_{\text{Umgebung}}} \cdot \frac{I}{\alpha} \cdot \Delta T_{\text{Sensor}} \right)^2 + \left(-\frac{T_{\text{Sensor}}}{T_{\text{Umgebung}}^2} \cdot \frac{I}{\alpha} \cdot \Delta T_{\text{Umgebung}} \right)^2 + \\ & \left(\frac{T_{\text{Sensor}}}{T_{\text{Umgebung}}} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \Delta I \right)^2 + \left(-\frac{T_{\text{Sensor}}}{T_{\text{Umgebung}}} \cdot \frac{I}{\alpha^2} \cdot \Delta \alpha \right)^2 \quad (\text{A.2}) \end{aligned}$$

Mit den in Tabelle A.1 angegebenen Fehlern ergibt sich bei einem gemessenen Strom von 500 fA und einer Temperatur der Messröhre von 120 K ein Druck von

$$p_{\text{mess}} = (4,8 \cdot 10^{-11} \pm 1,2 \cdot 10^{-12}) \text{ mbar} \quad .$$

Der angegebene Fehler bezeichnet hierbei lediglich die Ungenauigkeit durch die Messung mit dem externen Femto-Amperemeter und die Umrechnung aufgrund der reduzierten Sensortemperatur. Der Fehler der Messröhre an sich bleibt jedoch unberücksichtigt. Aufgrund des gemessenen Rauschens (siehe Abbildung A.7 im Bereich zwischen 20 und 30 Minuten) erscheint ein Fehler von 10^{-11} mbar angebracht.

Größe	Fehler
T_{Sensor}	$\pm 2 \text{ K}$
T_{Umgebung}	$\pm 5 \text{ K}$
Strom I	1% des Messwertes
α	$\pm 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ A/mbar}$
$\Delta(\Delta p)$	$\pm 1 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$
N_{Ion}	5% (10% für warme Ta-Strahlzeit)
ΔV	$\pm 0,51$
ΔT_{Gas}	$\pm 100 \text{ mK}$

Tabelle A.1: Angenommene Fehler für die Berechnung des Restgasdruckes und der Desorptionsraten

Die Desorptionsrate η berechnet sich nach Gleichung (10.5):

$$\eta = \frac{\Delta p}{N_{\text{Ion}}} \cdot \frac{V}{k_B \cdot T_{\text{Gas}}}$$

Hierbei ist Δp jedoch der gemessene Druckanstieg:

$$\Delta p = p_{\text{max}} - p_0 \quad (\text{A.3})$$

Für den Fehler des Druckanstieges gilt

$$\begin{aligned} \Delta(\Delta p) &= \sqrt{\Delta p_{\text{max}}^2 + \Delta p_0^2} \\ &\approx \sqrt{2} \cdot \Delta p_{\text{mess}} \quad , \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

mit dem in Gleichung (A.2) berechneten Fehler der Druckmessung Δp_{mess} . Die Unsicherheit der Desorptionsrate berechnet sich nun nach

$$\begin{aligned} (\Delta \eta)^2 &= \left(\frac{1}{N_{\text{Ion}}} \cdot \frac{V}{k_B \cdot T_{\text{Gas}}} \cdot \Delta(\Delta p) \right)^2 + \left(-\frac{\Delta p}{N_{\text{Ion}}^2} \cdot \frac{V}{k_B \cdot T_{\text{Gas}}} \cdot \Delta N_{\text{Ion}} \right)^2 + \\ &\quad \left(\frac{\Delta p}{N_{\text{Ion}}} \cdot \frac{1}{k_B \cdot T_{\text{Gas}}} \cdot \Delta V \right)^2 + \left(-\frac{\Delta p}{N_{\text{Ion}}} \cdot \frac{V}{k_B \cdot T_{\text{Gas}}^2} \cdot \Delta T_{\text{Gas}} \right)^2 \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Die für jede Energie einer Strahlzeit aufgenommenen Messpunkte wurden entsprechend Gleichung (A.5) mit einem Fehler versehen. Die für die einzelnen Messwerte angenommenen Fehler sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Für jeden Datensatz wurde ein gewichteter Mittelwert und eine Standardabweichung berechnet. Diese wurde quadratisch mit dem mittleren Fehler der einzelnen Messwerte addiert [103] und wird als Fehlerbalken in Abbildung A.1 dargestellt.

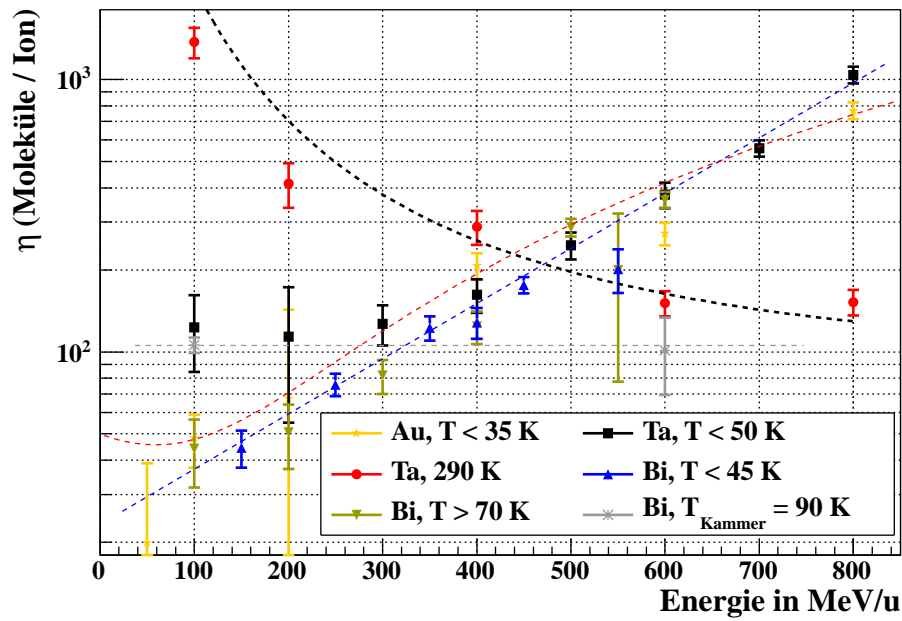


Abbildung A.1: Am Kryokollimator gemessene Desorptionsraten, Analog zu Abbildung 10.6. Hier wurden für jede Energie alle Messpunkte einer Strahlzeit zu einem gewichteten mittleren Wert zusammengefasst. Die Fehlerbalken repräsentieren die quadratische Summe aus der Varianz dieses Mittelwertes und dem mittleren Fehler der einzelnen Messungen. Die schwarze gestrichelte Linie zeigt wieder den elektronischen Energieverlust zur dritten Potenz, die gestrichelte blaue Linie die Exponentialfunktion (10.6), die gestrichelte rote Linie die Parabel (10.7) und die gestrichelte graue Linie einen Mittelwert.

A.2 Ergänzende Abbildungen und Tabellen

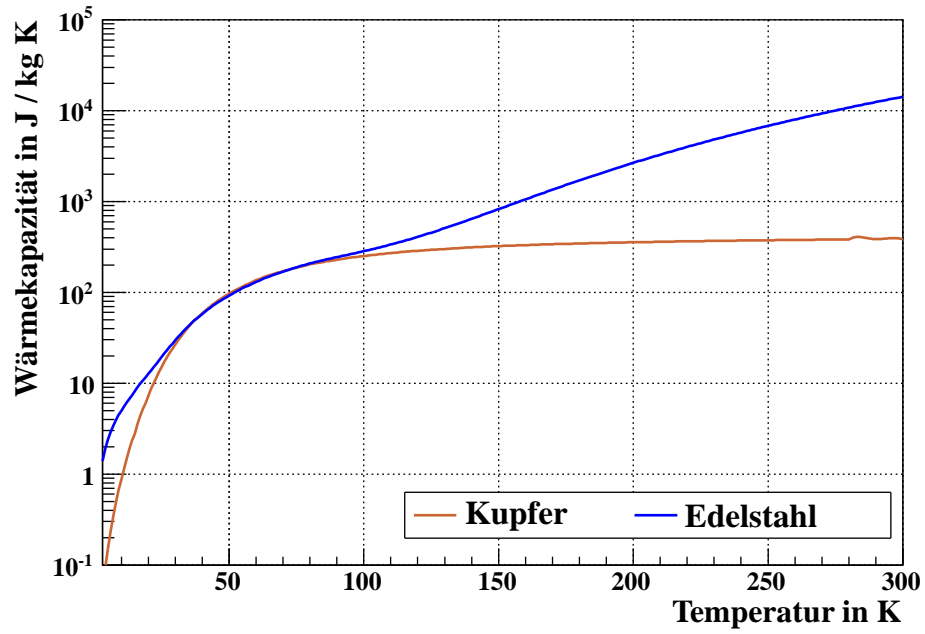
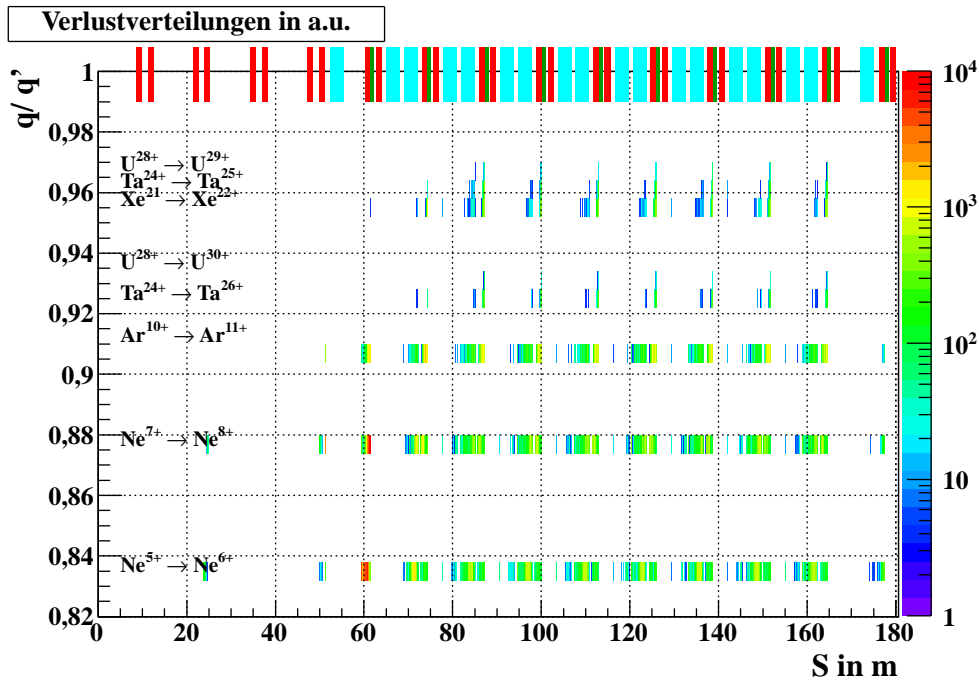
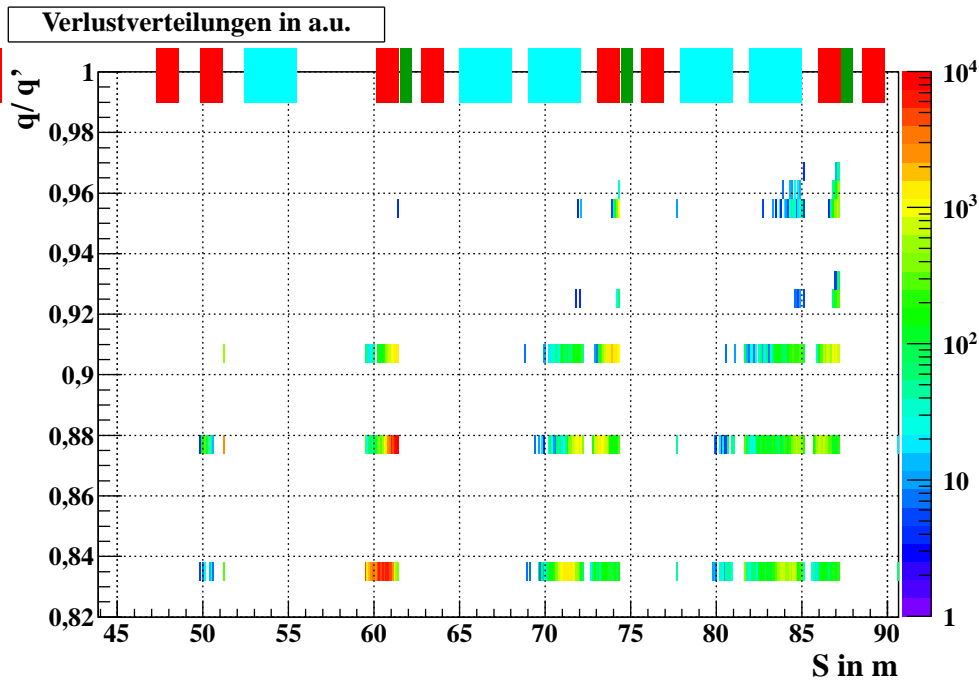


Abbildung A.2: Wärmekapazität von Kupfer und Edelstahl nach [55].



(a) Ein Sextant des SIS100



(b) Anfang eines SIS100-Bogens

Abbildung A.3: Berechnete Verlustverteilungen im SIS100 für verschiedene Ionensorten und Umladungskanäle. Am oberen Rand der Bilder sind zur Orientierung Dipole in hellblau, Quadrupole in rot und Kollimatoren in grün dargestellt.

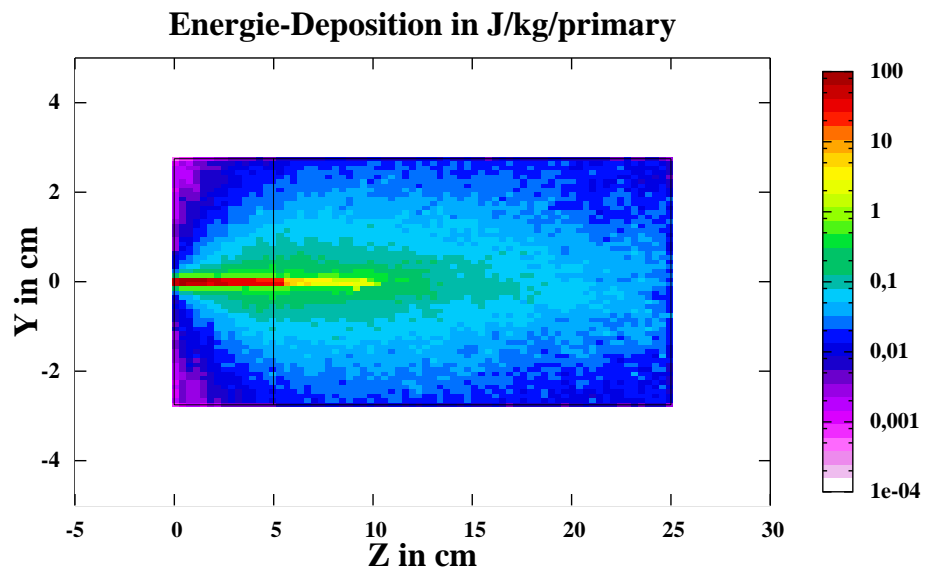


Abbildung A.4: Energiedeposition von 2,7 GeV/u Uran-Ionen im Kupfer-Kollimator. Das Primär-Ion wird vollständig im vorderen Teil des Kollimators gestoppt.

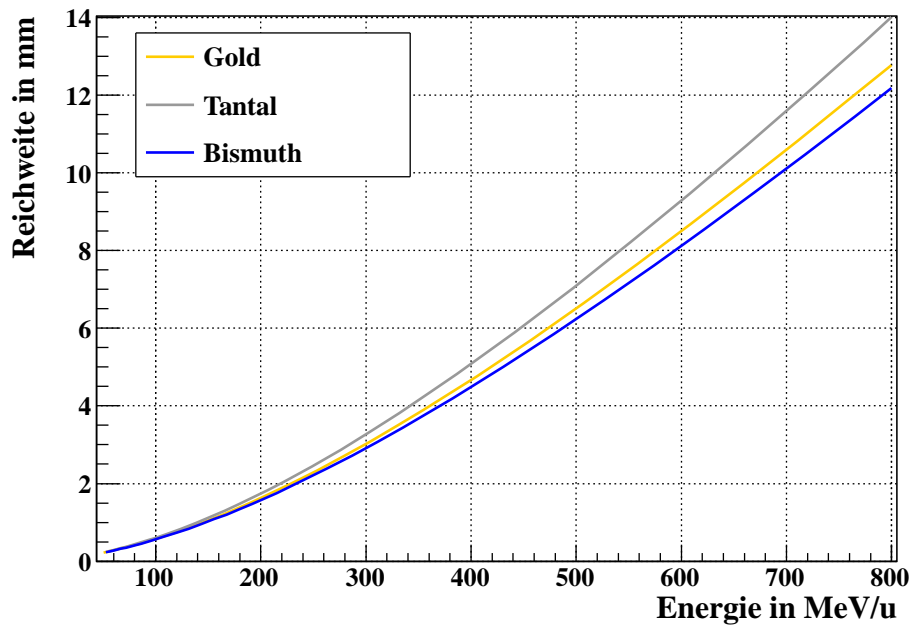


Abbildung A.5: Reichweiten von Gold, Tantal und Bismuth in Kupfer, berechnet mit SRIM [104].

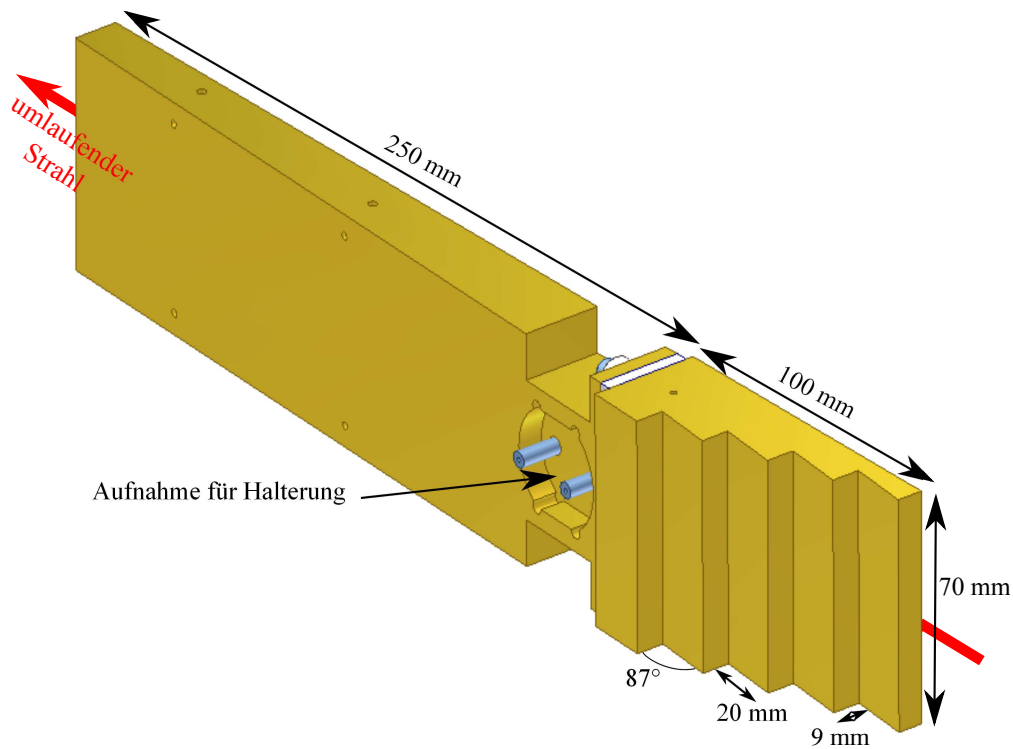


Abbildung A.6: Geometrie des Treppenkollimators wie in den Messungen verwendet. Es ist die strahlabgewandte Seite gezeigt. Die Treppenstufen sind, wie die strahlzugewandte Seite, um 3° geneigt, um streifenden Einfall zu verhindern.

Energie in MeV/u	Gold-Strahlzeit	Tantal-Strahlzeit, vor Pumpenausfall	Tantal-Strahlzeit nach Pumpenausfall	Tantal-Strahlzeit, Raumtemperatur	Bismuth-Strahlzeit
100	–	17,26±1,90	–	16,55±0,41	(54,10±4,49)
200	21,86±1,39	30,30±3,13	19,24±0,48	17,71±0,44	34,38 ± 1,71
300	–	32,20±1,62	–	–	29,33 ± 0,92
400	20,14±0,77	24,36±1,12	23,78±1,33	16,65±0,41	25,44 ± 0,75
500	–	19,11±0,53	21,16±1,10	–	21,95 ± 0,58
600	22,00±0,62	17,34±0,49	–	14,46±0,36	21,06 ± 0,55
700	–	17,66±0,55	–	–	–
800	20,08±1,53	20,41±0,60	18,42±0,59	13,40±0,34	–
Mittel	21,02±0,83	22,33±1,24	20,65±0,87	15,70±0,39	26,43 ± 0,90

Tabelle A.2: Aus den abfallenden Flanken der Druckverläufe der verschiedenen Strahlzeiten ermittelte Saugvermögen S in l/s. Die Mittelwerte sind die in Abbildung 10.7 gezeigten Werte.

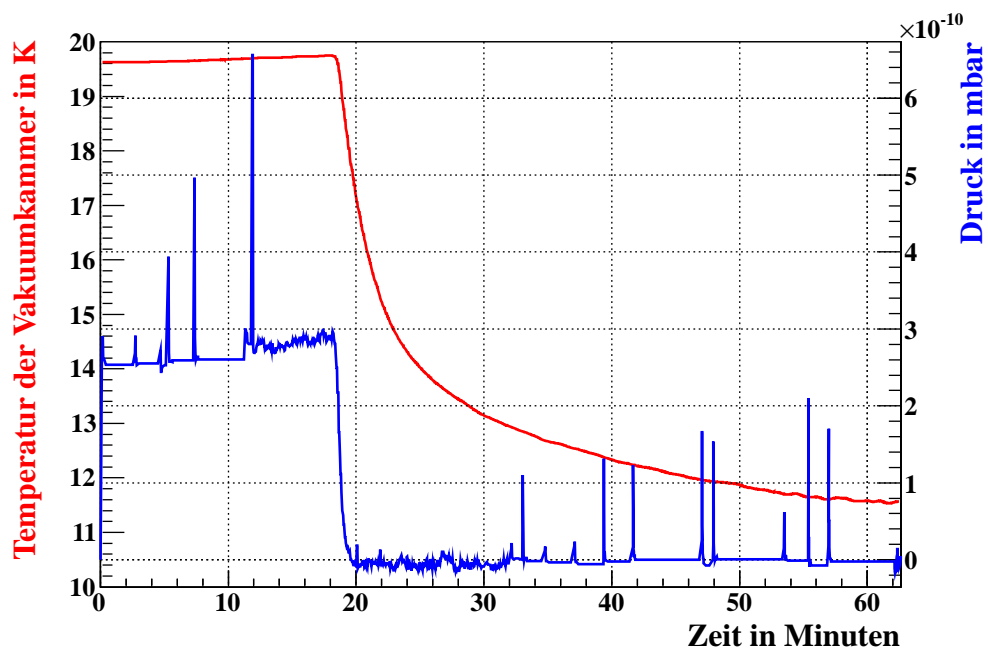


Abbildung A.7: Unterschreiten der 18K Kammertemperatur in linearer Darstellung. Der Restgasdruck sinkt schnell ab dem Unterschreiten einer bestimmten Temperatur. Die Druckmessung ist anschließend jenseits der Nachweisgrenze im niedrigen 10^{-12} mbar-Bereich. Die Spitzen im Totaldruckverlauf sind durch Strahleinschläge hervorgerufen. In Bereichen konstanten Druckes befand sich die Messung in der Bereitschaft für ein Trigger-Signal, weshalb keine neuen Werte aufgenommen wurden.

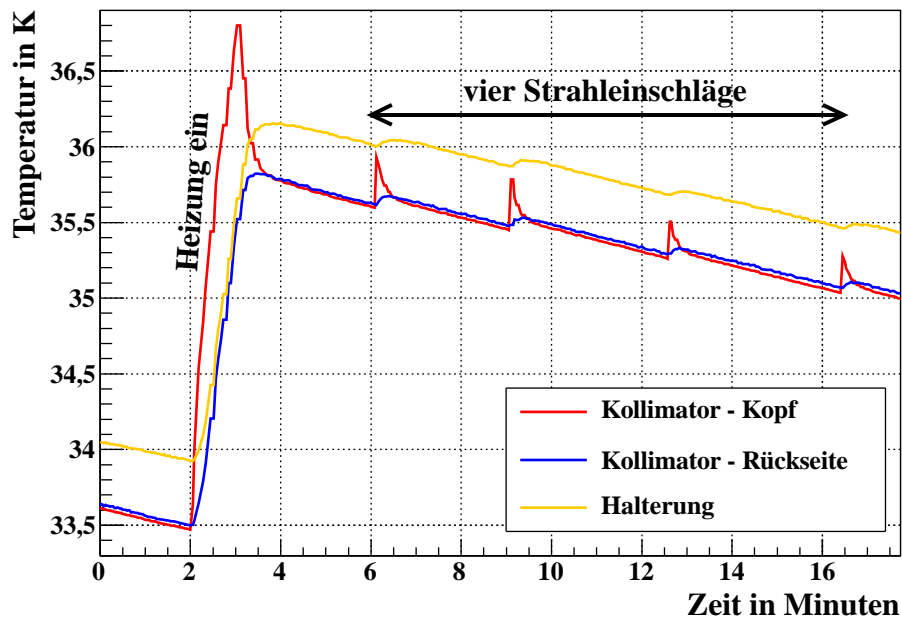


Abbildung A.8: Verläufe der verschiedenen Temperaturmessungen auf dem Kryokollimator während Strahleinschlägen.

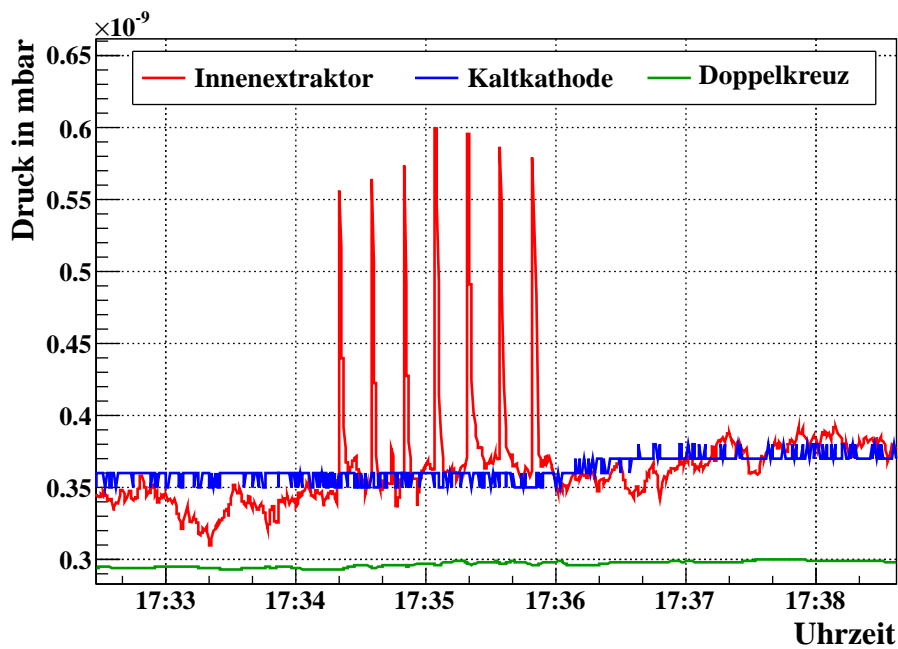


Abbildung A.9: Druckverlauf am Kryokollimator während Einschlägen von 800 MeV Schüssen mit je $8 \cdot 10^8$ Gold-Teilchen auf dem Kryokollimator.

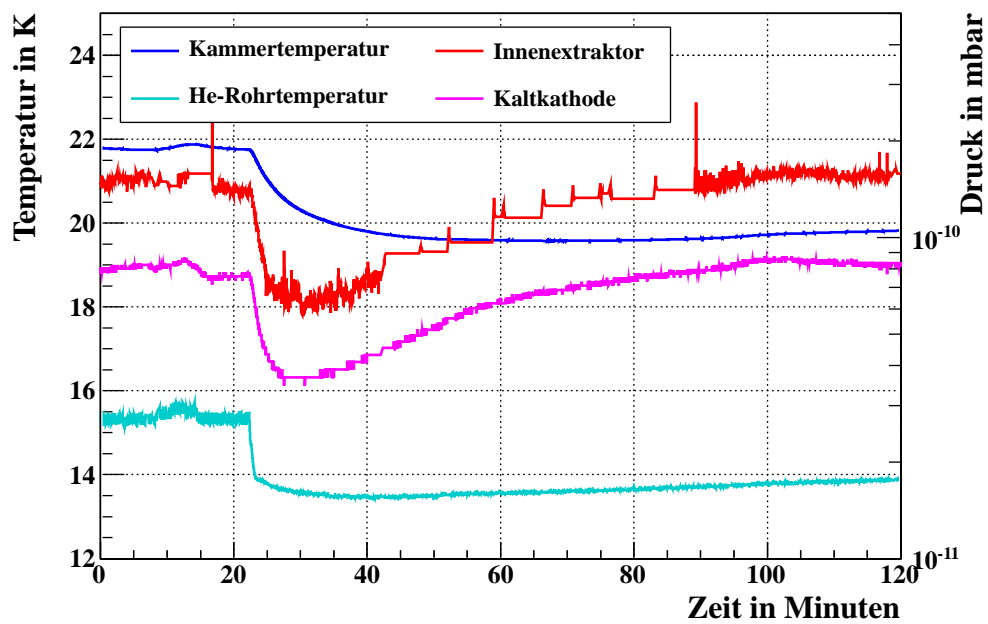


Abbildung A.10: Kurzzeitiger Druckabfall während der Gold-Strahlzeit. Eine Erhöhung des Helium-Durchflusses bewirkte, dass die Unterseite der Kollimatorkammer kurzzeitig die 18 K für die Wasserstoff-Adsorption unterschritt. (Ausschnitt aus Abbildung 9.3)

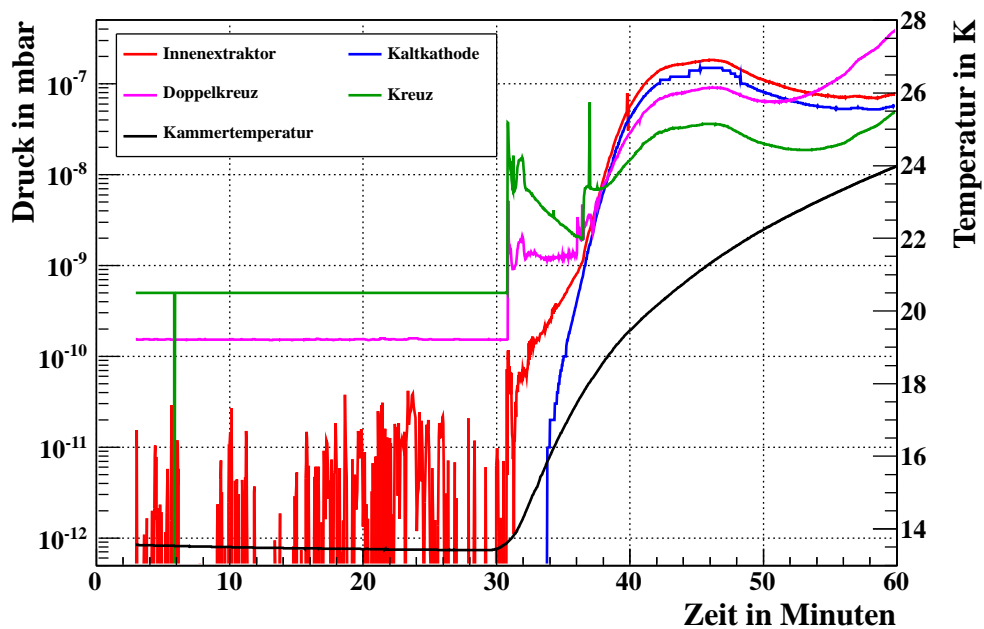


Abbildung A.11: Schneller Druckanstieg während eines Aufwärmvorgangs. (Ausschnitt aus Abbildung 9.3)

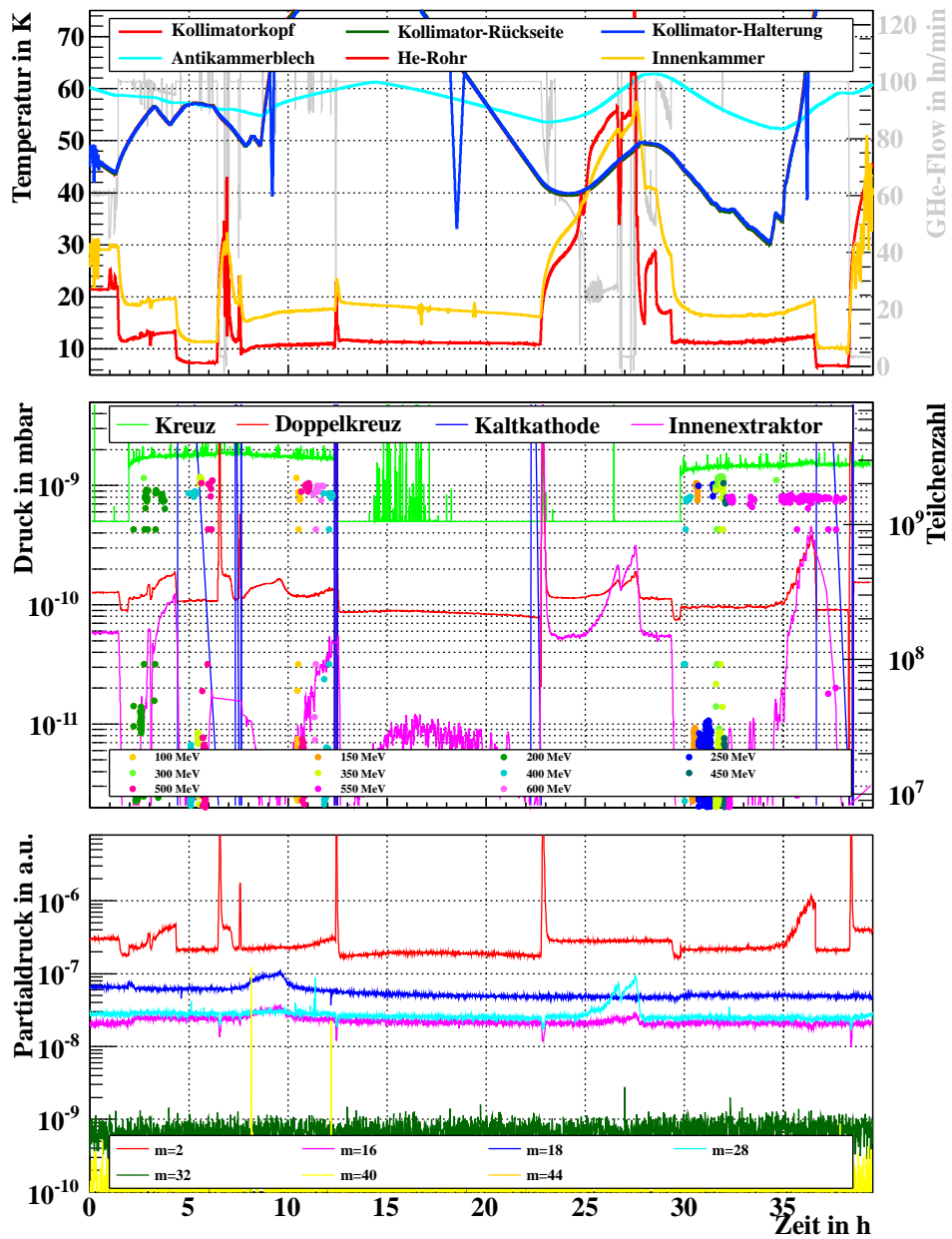


Abbildung A.12: Verlauf von Temperaturen, Total- und Partialdrücken, sowie die Anzahl der auf dem Kollimator deponierten Teilchen während der Bismuth-Strahlzeit. Strahleinschläge sind im Verlauf der Kollimatortemperatur und des Totaldrucks in der Innenkammer zu erkennen.

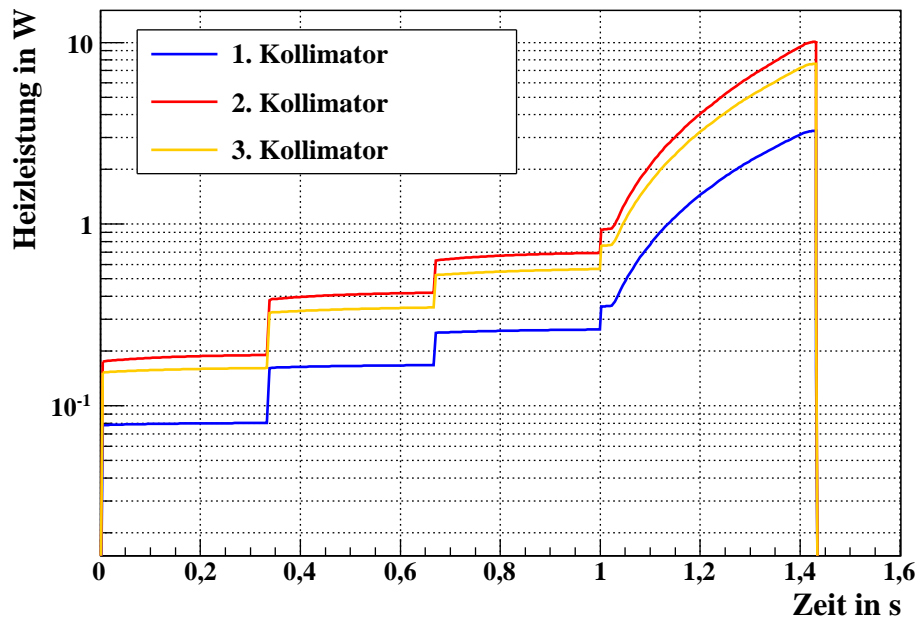


Abbildung A.13: Aus Simulationen mit StrahlSim berechnete Heizleistung auf die ersten drei Kollimatoren eines Bogens während des Betriebes mit U^{28+} .

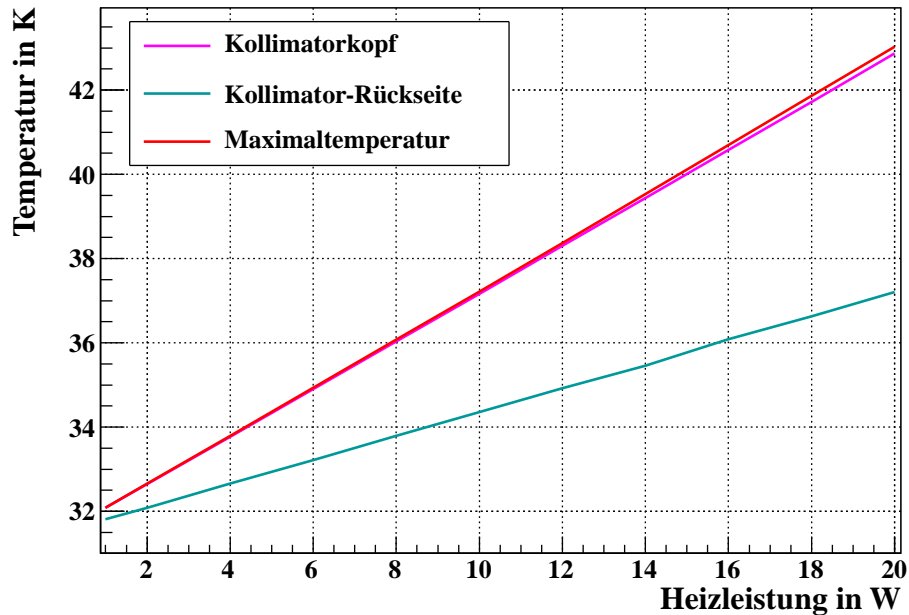


Abbildung A.14: Zu erwartende Temperaturen des Kryokollimators als Funktion der vom Strahl eingebrachten Heizleistung, bei einer Basistemperatur von 31,5 K.

Energie in MeV/u	Au ⁶⁵⁺ 27.5.2011	Ta ⁶¹⁺ 26.6.2011	Ta ⁶¹⁺ (warm) 30.6.2011	Bi ⁶⁸⁺ 4.-7.8.2011
50	$1,07 \cdot 10^{11}$	–	–	–
100	$4,06 \cdot 10^{10}$	$1,05 \cdot 10^{11}$	$1,78 \cdot 10^{10}$	$2,59 \cdot 10^{11}$
150	–	–	–	$2,15 \cdot 10^{10}$
200	$3,23 \cdot 10^{11}$	$1,11 \cdot 10^{11}$	$1,85 \cdot 10^{10}$	$4,83 \cdot 10^{10}$
250	–	–	–	$2,83 \cdot 10^{10}$
300	–	$6,22 \cdot 10^{11}$	–	$4,20 \cdot 10^{11}$
350	–	–	–	$7,74 \cdot 10^{10}$
400	$3,38 \cdot 10^{10}$	$1,08 \cdot 10^{11}$	$1,07 \cdot 10^{10}$	$7,21 \cdot 10^{10}$
450	–	–	–	$2,06 \cdot 10^{10}$
500	$2,31 \cdot 10^9$	$3,36 \cdot 10^{11}$	–	$3,71 \cdot 10^{10}$
550	–	–	–	$1,37 \cdot 10^{11}$
600	$1,08 \cdot 10^{10}$	–	$8,79 \cdot 10^9$	$3,40 \cdot 10^{10}$
650	–	$9,31 \cdot 10^9$	–	–
700	–	$6,59 \cdot 10^{10}$	–	–
800	$1,35 \cdot 10^{10}$	$1,29 \cdot 10^{11}$	$2,92 \cdot 10^{10}$	–

Tabelle A.3: Auf den beiden Kollimatoren deponierte integrale Intensitäten. Während der Bismuth-Strahlzeit wurde die Treppengeometrie verwendet, bei allen anderen Strahlzeiten die Blockgeometrie.

Masse	H ₂	He	CH ₄	H ₂ O	Ne	N ₂	CO	C ₂ H ₆	O ₂	Ar	CO ₂	C ₃ H ₈
1	3		16,5	2,4				9,6				5,0
2	100											
4		100										
12			3,0				6,3	0,7			9,7	0,6
13			7,8					1,2				0,9
14			16,0			14	0,8	3,3				2,3
15			85,0					4,7				7,2
16			100	1,8			2,8		18,0		16,0	
17			1,2	26								
18				100								
20					100					20,6		
22					10,2						2,1	
25								3,8				0,8
26								22,2				9,8
27								33,4				43,5
28						100	100	100			13,0	61,0
29						0,7	1,2	20,0				100
30								22,2				21,7
31												
32									100			
34									0,4			
36										0,34		
37												4,6
38										0,06		6,7
39												20,2
40										100		2,6
41												15,0
42												4,8
43												22,8
44											100	24,0
45											1,2	0,8

Tabelle A.4: Relative Ionenströme von Bruchstückionen bei 90 eV Ionisierungsenergie zur Identifikation von Massen in Restgasspektren. [105]

Massenzahl	2	16	18	28	32	40	44
Teilchensorte	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	O ₂	Ar	CO ₂

Tabelle A.5: In UHV-Restgasspektren üblicherweise auftretende Massen.

Abkürzungsverzeichnis

Die Seitenzahl verweist auf die Erklärung des abgekürzten Ausdrucks.

- Antikammerbleche Auch Sekundärkammerbleche. Bleche, welche den Kollimator umgeben, um die desorbierten Gase von der Strahlachse abzuschirmen, Seite 58.
- CWT **C**old-**W**arm-**T**ransition, Kalt-Warm-Übergang, Seite 66.
- Desorption Loslösen von auf der Vakuumbehälterwand adsorbierten Gasteilchen, Seite 8.
- Desorptionsklappe Blech, welches mit Hilfe einer Drehdurchführung am Doppelkreuz vor dem Kryostaten in den Strahlengang vor den Kryokollimator gebracht werden kann, Seite 72.
- Desorptionsrate .. Auch Desorptionsyield, η oder Desorptionsausbeute: Anzahl losgelöster (desorbierter) Gasteilchen, pro einfallendem Ion, Seite 8.
- Dewar Doppelwandiges Aufbewahrungsgefäß für verflüssigte Gase mit Isolationsvakuum, Seite 47.
- FAIR **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch, Seite 17.
- HHT Hochtemperatur-Experimentier-Cave der Plasma-Physik hinter dem Synchrotron SIS18, Seite 78.
- IZP **I**onenzerstäuber-**P**umpe, Seite 9.
- Kollimationseffizienz Verhältnis zwischen auf den Wände und auf Kollimatoren verlorenen Strahlionen, Seite 12.
- LHe Flüssiges Helium (Liquid Helium), Seite 46.
- LN2 Flüssiger Stickstoff (Liquid Nitrogen), Seite 46.
- MMI **M**ulti-**M**ultiturn-**I**njektion, mehrfache MTI, jeweils mit Einsatz des Elektronenkühlers zur Reduzierung der Emittanz, Seite 15.
- MTI **M**ulti-**T**urn-**I**njektion, transversales Auffüllen der Beschleuniger-Akzeptanz über mehrere Umläufe, Seite 15.
- NEG **N**on **E**vaporable **G**etter, chemisch reaktive, metallische Oberfläche, Seite 10.

Sekundärkammerbleche	Bleche, welche den Kollimator umgeben, um die desorbierten Gase von der Strahlachse abzuschirmen, Seite 58.
SIS100	S chwer- I onen- S ynchrotron (geplant), maximale magnetische Steifigkeit 100 Tm, Seite 18.
SIS18	S chwer- I onen- S ynchrotron, maximale magnetische Steifigkeit 18 Tm, Seite 15.
StrahlSim	Programm zur Simulation von Verlustverteilungen durch Ionisation und Intensitätsverläufen über einen oder mehrere Beschleunigungszyklen, Seite 12.
Stripper	Einrichtung zur Erhöhung des Ladungszustandes, Folie oder Gasstrahl, Seite 15.
Stripping-Vorgänge	Erhöhen des Ladungszustandes, Seite 3.
TK	T ransfer- K anal, Strahlführung zwischen Unilac und SIS18, Seite 15.
TMP	T urbomolekular- P umpe, Seite 9.
TSP	T itan- S ublimations- P umpe, Seite 9.
UHV	U ltra- H och- V akuum, Seite 8.
UNILAC	U NIversal L inear A Ccelerator, Linearbeschleuniger der GSI, welcher alle stabilen Ionen beschleunigen kann, Seite 15.

Literaturverzeichnis

- [1] FAIR Baseline Technical Report. 2006
- [2] O. KESTER, H.-D. KRÄMER, H. EICKHOFF, H. STÖCKER: Die Universalmaschine auf Kurs. In: *Physik Journal* 11 1 (2012), S. 31 – 36
- [3] P. SPILLER, W. KAUFMANN, H. REEG, H. REICH-SPRENGLER: *Lebensdauermessungen von U^{28+} -Strahlen im SIS18*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Interner Bericht, 2001
- [4] R. E. OLSON, R. L. WATSON, V. HORVAT, A. N. PERUMAL, Y. PENG, T. STÖHLKER: Projectile electron loss and capture in MeV/u collisions of U28+ with H2, N2 and Ar. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 37 (2004), Nr. 22, S. 4539 – 4550. <http://stacks.iop.org/0953-4075/37/4539>
- [5] R. E. OLSON, R. L. WATSON, V. HORVAT, K. E. ZAHARAKIS, R. D. DUBOIS, T. STÖHLKER: Electron stripping cross-sections for fast, low charge state uranium ions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 544 (2005), Nr. 1-2, S. 333 – 336. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.229>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.01.229. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 2004, 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion
- [6] A. S. SCHLACHTER, J. W. STEARNS, W. G. GRAHAM, K. H. BERKNER, R. V. PYLE, J. A. TANIS: Electron capture for fast highly charged ions in gas targets: An empirical scaling rule. In: *Phys. Rev. A* 27 (1983), Jun, Nr. 6, S. 3372 – 3374. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.27.3372>. – DOI 10.1103/PhysRevA.27.3372
- [7] V. P. SHEVELKO, M. S. LITSAREV, M.-Y. SONG, H. TAWARA, J.-S. YOON: Electron loss of fast many-electron ions colliding with neutral atoms: possible scaling rules for the total cross sections. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular*

- and Optical Physics* 42 (2009), Nr. 6, S. 065202 (6pp). <http://stacks.iop.org/0953-4075/42/065202>
- [8] C. OMET: *Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18*, TU Darmstadt, Dissertation, 2009. <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/1225>
- [9] R. DÖRNER, V. MERGEL, R. ALI, U. BUCK, C. L. COCKE, K. FROSCHAUER, O. JAGUTZKI, S. LENCINAS, W. E. MEYERHOF, S. NÜTTGENS, R. E. OLSON, H. SCHMIDT-BÖCKING, L. SPIELBERGER, K. TÖKESI, J. ULLRICH, M. UNVERZAGT, W. WU: Electron-electron interaction in projectile ionization investigated by high resolution recoil ion momentum spectroscopy. In: *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994), S. 3166 – 3169. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.3166>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.72.3166
- [10] H. KOLLMUS, R. MOSHAMMER, R. E. OLSON, S. HAGMANN, M. SCHULZ, J. ULLRICH: Simultaneous Projectile-Target Ionization: A Novel Approach to ($e, 2e$) Experiments on Ions. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 103202. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.103202>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.88.103202
- [11] G. WEBER: *Untersuchung der Umladungsverluste und Strahllebensdauern gespeicherter U^{28+} Ionen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2006
- [12] D. BRANDT (Hrsg.): *CERN Accelerator School*. 2006
- [13] M. BENDER: *Untersuchung der Mechanismen Schwerioneninduzierter Desorption an Beschleunigerrelevanten Materialien*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2008
- [14] H. KOLLMUS, M. BENDER, M. C. BELLACHIOMA, E. MAHNER, A. KRÄMER, L. WESTERBERG, E. HEDLUND, O. B. MALYSHEV, H. REICH-SPRENGER: Measurements on Ion-beam Loss Induced Desorption at GSI. In: I. HOFMANN (Hrsg.), J.-M. LAGNIEL (Hrsg.), R. W. HASSE (Hrsg.): *Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams* Bd. 773, AIP, 2005, S. 207 – 210
- [15] E. MAHNER, L. EVANS, D. KÜCHLER, R. SCRIVENS, M. BENDER, H. KOLLMUS, D. SEVERIN, M. WENGENROTH: *Heavy-ion induced desorption yields of cryogenic surfaces bombarded with 4.2 MeV/u lead ions at CERN's LINAC3*. submitted to PRST-AB, 2011

-
- [16] M. WUTZ, H. ADAM, W. WALCHER, K. JOUSTEN (Hrsg.): *Wutz Handbuch Vakuumtechnik, 8. Auflage*. Vieweg Verlag, 2004
- [17] J. L. DE SEGOVIA: Physics of Outgasing. (2009), Nr. OPEN-2000-273. <http://cdsweb.cern.ch/record/455557/files/p99.pdf>
- [18] C. BENVENUTI, R. CALDER, O. GRÖBNER: Vacuum for particle accelerators and storage rings. In: *Vacuum* 37 (1987), Nr. 8-9, S. 699 – 707. [http://dx.doi.org/10.1016/0042-207X\(87\)90057-1](http://dx.doi.org/10.1016/0042-207X(87)90057-1). – DOI 10.1016/0042-207X(87)90057-1. – ISSN 0042-207X
- [19] C. BENVENUTI: Extreme high vacuum technology for particle accelerators. In: *Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001* Bd. 1, 2001, S. 602 –606
- [20] C. BENVENUTI, J. M. CAZANEUVE, P. CHIGGIATO, F. CIOCOIRA, A. E.SANTANA, V. JOHANEK, V. RUZINOV, J.FRAXEDAS: A novel route to extreme vacua: the non-evaporable getter thin film coatings. In: *Vacuum* 53 (1999), S. 219 – 255. [http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X\(98\)00377-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X(98)00377-7). – DOI 10.1016/S0042-207X(98)00377-7
- [21] P. SPILLER, R. BÄR, U. BLELL, O. BOINE-FRANKENHEIM, L. BOZYK, K. BLASCHKE, J. FALENSKI, E. FISCHER, E. FLOCH, G. FRANCHETTI, B. FRAN CZAK, P. FORCK, O. GUMENYUK, I. HOFMANN, P. HÜLSMANN, M. KAUSCHKE, M. KIRK, H. KLINGBEIL, H. G. KÖNIG, A. D. KOVALENKO, P. KOWINA, A. KRÄMER, D. KRÄMER, M. KUMM, U. LAIER, M. MEHLER, J.-P. MEIER, G. MORITZ, P. MORITZ, C. MÜHLE, K. P. NINGEL, C. OMET, I. PSCHORN, N. PYKA, H. RAMAKERS, P. SCHNIZER, G. SCHREIBER, C. SCHROEDER, M. SCHWICKERT, Y. SHIM, M. SITKO, B. SKOCZEN, S. SORGE, J. STADLMANN, A. STAFINI AK, K. SUGITA, B. WECKENMANN, H. WELKER: *FAIR Technical Design Report SIS100*. 2008
- [22] K. WELCH: *Capture Pumping Technology*. 2. Elsevier Science B.V., 2001
- [23] R. A. HAEFER: *Kryo-Vakuumtechnik - Grundlagen und Anwendungen*. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 1981
- [24] *Vacuum in Accelerators*. CAS Proceedings, 2006
- [25] S. WILFERT, T. HACKLER: *Investigations of the Vacuum Performance of BINP SIS100 dipole chamber prototype at cryogenic temperatures, Part II*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interne Notiz, 2010

- [26] M. WENGENROTH: *Charakterisierung von kryogenen Sorptionsflächen im variablen Temperaturbereich zwischen 10-50 K für das SIS100/300*, Fachhochschule Wiesbaden, Diplomarbeit, 2008
- [27] Y. EL-HAYEK: *Optimierung der Multiturn-Injektion im SIS18*, TU-Darmstadt, Master-Thesis, 2009
- [28] C. OMET: *Auslegung eines Kollimationssystems zur Lokalisierung von Umladungsverlusten und Beseitigung von Desorptionsgasen hochenergetischer, intensiver Schwerionenstrahlen in Ringbeschleunigeranlagen*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2005
- [29] C. OMET, P. SPILLER, J. STADLMANN, D. H. H. HOFFMANN: Charge change-induced beam losses under dynamic vacuum conditions in ring accelerators. In: *New Journal of Physics* 8 (2006), Nr. 11, S. 284. <http://stacks.iop.org/1367-2630/8/284>
- [30] P. PUPPEL: *Orts- und zeitaufgelöste Simulation strahlinduzierter dynamischer Vakuumeffekte in Schwerionensynchrotrons*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2012
- [31] L. BOZYK, P. SPILLER: *SIS18-Maschinenexperimente vom 30. Juli 2010 mit U^{39+}* . GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2010
- [32] L. BOZYK, P. SPILLER, H. KOLLMUS: *SIS18-Maschinenexperimente vom 1. Juni 2010 mit U^{28+}* . GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2010
- [33] P. PUPPEL, P. SPILLER, U. RATZINGER: Dynamic Vacuum Stability in SIS100. In: *Proceedings of IPAC11* (2011). <http://epaper.kek.jp/IPAC2011/papers/weps094.pdf>
- [34] B. FRAN CZAK: *SIS Parameter List*. http://www.beschleuniger/sis18/pdf/sis18_parameterliste.pdf. Version: 1987
- [35] P. SPILLER, L. BOZYK, H. EICKHOFF, H. KOLLMUS, P. PUPPEL, H. REICHSPRENGER: Acceleration of intermediate charge state heavy ions in SIS18. In: *Proceedings of IPAC10* (2010). <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mopd002.pdf>

-
- [36] P. SPILLER, L. BOZYK, P. PUPPEL: SIS18 – Intensity Record with Intermediate Charge State Heavy Ions. In: *Proceedings of IPAC11* (2011). <http://epaper.kek.jp/IPAC2011/papers/weps003.pdf>
- [37] W. F. HENNING: The future GSI facility. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 214 (2004), S. 211 – 215. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(03\)01761-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(03)01761-0). – DOI 10.1016/S0168-583X(03)01761-0. – ISSN 0168-583X
- [38] P. SPILLER: *Dokument 5 (Tabelle zu den SIS18-Kollimatorabständen)*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interne Notiz, 2009
- [39] L. BOZYK, P. PUPPEL, P. SPILLER: *SIS18-Maschinenexperimente vom 18. Oktober 2010 mit U^{28+}* . GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2010
- [40] P. SPILLER, K. BLASCHE, B. FRANCAZAK, J. STADLMANN, C. OMET: Optimization of the SIS100 Lattice and a Dedicated Collimation System for Ionisation Losses. In: *AIP Conference Proceedings* 773 (2005), Nr. 1, S. 40 – 44. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1949494>. – DOI 10.1063/1.1949494
- [41] F. HINTERBERGER: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 2008
- [42] N. PYKA: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. Private Kommunikation, 2012
- [43] H. REEG: A Current Digitizer for Ionisation Chambers/SEMs with high Resolution and fast Response. In: *Proceedings of DIPAC in Chester* (1999). <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/d99/papers/PS20.pdf>
- [44] L. BOZYK, P. PUPPEL, P. SPILLER: *SIS18-Maschinenexperimente vom 22. November 2010 mit U^{28+}* . GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2010
- [45] H. REICH-SPRENGER: *Notiz zum Leck in S07*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interne Notiz, 2010
- [46] L. BOZYK: *Spatial Resolution Calibration of the ALICE Time Projection Chamber and Calibration Visualization*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2008
- [47] R. BRUN, F. RADEMAKERS: *ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework*. <http://root.cern.ch>

- [48] H. ROTHARD, K. KRONEBERGER, A. CLOUVAS, E. VEJE, P. LORENZEN, N. KELLER, J. KEMMLER, W. MECKBACH, K.-O. GROENEVELD: Secondary-electron yields from thin foils: A possible probe for the electronic stopping power of heavy ions. In: *Phys. Rev. A* 41 (1999), S. 2521 – 2535. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.41.2521>. – DOI 10.1103/PhysRevA.41.2521
- [49] VDI GESELLSCHAFT: *VDI-Wärmeatlas – Strahlung technischer Oberflächen*. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 2002
- [50] J. H. LIENHARD IV, J. H. LIENHARD V: *A Heat Transfer Textbook, 3rd edition*. Phlogiston Press, Cambridge Massachusetts, 2001 <http://mightylib.mit.edu/Student%20Materials/books/ahht.pdf>
- [51] BERGMANN – SCHAEFER, H. GOBRECHT (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 1, 9. Auflage*. Walter de Gruyter, 1974
- [52] R. W. POHL, R. O. POHL (Hrsg.): *Einführung in die Physik, Erster Band: Mechanik, Akustik und Wärmelehre, 18. Auflage*. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 1983
- [53] E. HERING, R. MARTIN, M. STROHER: *Physik für Ingenieure*. VDI-Verlag, 1989
- [54] ANSYS, INC.: *ANSYS*. www.ansys.com
- [55] Y. S. TOULOUKIAN, R. K. KIRBY, R. E. TAYLOR, P. D. DESAI: *Thermophysical Properties of Matter, Volume 1: Thermal Conductivity, Metallic Elements and Alloys*. IFI/Plenum – New York – Washington, 1970
- [56] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY, WWW.CERAMICS.NIST.GOV: *Ceramics WebBook*. www.ceramics.nist.gov/srd/scd/Z00372.htm. Version: 09 2011
- [57] LAKE SHORE CRYOTRONICS, INC.: *Produktkatalog*. www.lakeshore.com. Version: 2011
- [58] *The Linde Group*. www.linde.de
- [59] *Wikipedia – Die freie Enzyklopädie*. www.wikipedia.de
- [60] T. GUTJAHR: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. Private Kommunikation, 2011
- [61] NEXANS DEUTSCHLAND GMBH - CRYOGENIC SYSTEMS: *Cryoflex[®]-Flüssiggasleitungen*. Produktkatalog. www.nexans.de. Version: 2009

-
- [62] *Cryo Anlagenbau GmbH*. www.cryoanlagenbau.de
- [63] M. SAPINSKI, F. CERUTTI, K. DAHLERUP-PETERSEN, B. DEHNING, J. EMERY, A. FERRARI, A. GUERRERO, E. B. HOLZER, M. KOUJILI, A. LECHNER, E. NEBOT, M. SCHEUBEL, J. STECKERT, A. VERWEIJ, J. WENNINGER: LHC Magnet Quench Test with Beam Loss Generated by Wire Scan. In: *Proceedings of IPAC11* (2011). <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2011/papers/wepc173.pdf>
- [64] G. BATTISTONI, F. CERUTTI, A. FASSÒ, A. FERRARI, S. MURARO, J. RANFT, S. ROESLER, P. R. SALA: The FLUKA code: description and benchmarking. In: *AIP Conference Proceedings* 896 (2007), Nr. 1, S. 31 – 49. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2720455>. – DOI 10.1063/1.2720455
- [65] A. FASSÒ, A. FERRARI, J. RANFT, P. R. SALA: FLUKA: a multi-particle transport code. In: *CERN-2005-10 (2005)*, *INFN/TC_05/11*, *SLAC-R-773* (2005)
- [66] M. KIRK, C. OMET, P. SPILLER: *Beam Collimation in SIS-100: A Simulation Study with the FLUKA code*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2008
- [67] E. MAHNER, J. HANSEN, J.-M. LAURENT, N. MADSEN: Molecular desorption of stainless steel vacuum chambers irradiated with 4.2 MeV/u lead ions. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 6 (2003), Nr. 013201
- [68] E. MAHNER: Review of heavy-ion induced desorption studies for particle accelerators. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 11 (2008), Nr. 104801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.11.104801>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.11.104801
- [69] K. BACK: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. 2011
- [70] A. STEIGERWALD: *Reuter Technologie*. Private Kommunikation, 2010
- [71] M. VEEHMAYER: *Firma Dynaplat*. Private Kommunikation, 2010
- [72] *Materialforschung des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*
- [73] *DMC Dynaplat GmbH & Co. KG*. www.dynaplat.de
- [74] L. BOZYK, M. WENGENROTH, FIRMA DYNAPLAT: *Kryo-Tests am sprengplattierten Kupfer-Edelstahl Compound*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2010

- [75] R. KERSEVAN: *Molflow User's Guide*. 1991
- [76] R. KERSEVAN: *Molflow+ User's Guide*. 4 2009
- [77] T. KLISA: *Vorentwicklung des Kalt-Warm-Übergangs zum Anpumpen an einer kryogenen Kollimator-kammer*, Hochschule Rhein-Main, Bachelor-Thesis, 2010
- [78] S. WILFERT: *Langzeitdynamische Druckentwicklung im kryogenen Strahlvakuum des SIS100*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interne Notiz, 2011
- [79] L. BOZYK, H. KOLLMUS, G. KLAPPICH: *Spezifikation - Prototyp eines Kryokollimators zur Kontrolle von Ionisationsverlusten im SIS100*. 2010
- [80] *Reuter Technologie GmbH*. www.reuter-technologie.de
- [81] *Jehier - High Performance Thermal and Acoustic INSULATION*. www.jehier.fr
- [82] J.-P. MEIER: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. Private Kommunikation, 2010
- [83] G. OTTO: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. 2011
- [84] *Pfeiffer Vacuum*. www.pfeiffer-vacuum.de
- [85] *Varian Inc., Agilent Technologies*. www.varian.de
- [86] *Oerlikon Leybold Vacuum*. www.oerlikon.com/leyboldvacuum
- [87] *AMETEK GmbH, Vertrieben durch VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH*. www.ametek.de, www.vacom.de
- [88] *Keithley Instruments Inc*. www.keithley.de
- [89] VISHAY PRECISION GROUP: *Temperature Sensors and LST Networks, Datenblatt*. www.vishaypg.com. Version: 2010
- [90] VÖGTLIN INSTRUMENTS: *Thermal Mass Flow Meters and Controllers for Gases - Produktkatalog*. www.voegtlin.com. Version: 2010
- [91] *Meilhaus Electronic GmbH*. www.meilhaus.de

-
- [92] B. FRAN CZAK: MIRKO – an interactive program for beam lines and synchrotrons. Version: 1984. http://dx.doi.org/10.1007/3540139095_102. In: BUSSE, WINFRIED AND ZELAZNY, ROMAN (Hrsg.): *Computing in Accelerator Design and Operation* Bd. 215. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 1984, S. 170–175
- [93] L. BOZYK, H. KOLLMUS, M. WENGENROTH: *Sicherheitskonzept Kryokollimator-Prototyp Kühlung mit LHe und LN2*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interne Notiz, 2011
- [94] A. W. MOLVIK, H. KOLLMUS, E. MAHNER, M. K.COVO, M. C. BELLACHIOMA, M. BENDER, F. M. BIENIOSEK, E. HEDLUND, A. KRÄMER, J. KWAN, O. B. MALYSHEV, L. PROST, P. A. SEIDL, G. WESTENSKOW, L. WESTERBERG: Heavy-Ion-Induced Electronic Desorption of Gas from Metals. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), Nr. 6, S. 064801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.064801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.98.064801
- [95] G. MOULARD, B. JENNINGER, Y. SAITO: Industrial surfaces behaviour related to the adsorption and desorption of hydrogen at cryogenic temperature. In: *Vacuum* 60 (2001), Nr. 1-2, S. 43 – 50. [http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X\(00\)00244-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X(00)00244-X). – DOI 10.1016/S0042-207X(00)00244-X. – ISSN 0042-207X
- [96] *Armacell Enterprise GmbH*. www.armacell.com. Version: 2011
- [97] C. SCHROEDER: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. Private Kommunikation, 2011
- [98] TECH-X CORPORATION: *Computational modules for electron effects*. www.txcorp.com
- [99] H. KOLLMUS, A. KRÄMER, M. BENDER, M. C. BELLACHIOMA, H. REICHSPRENGER, E. MAHNER, E. HEDLUND, L. WESTERBERG, O. B. MALYSHEV, M. LEANDERSSON, E. EDQVIST: Energy scaling of the ion-induced desorption yield for perpendicular collisions of Ar and U with stainless steel in the energy range of 5 and 100 MeV/u. In: *Journal of Vacuum Science and Technology A* 27 (2009), S. 245 – 247. <http://dx.doi.org/10.1116/1.3065979>. – DOI 10.1116/1.3065979
- [100] H. KOLLMUS: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. Private Kommunikation, 2011
- [101] P. PUPPEL: *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt*. Private Kommunikation, 2011

- [102] S. Y. F. CHU, L. P. EKSTRÖM, R. B. FIRESTONE: *WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 2/28/1999*. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>
- [103] R. J. BARLOW, F. MANDL (Hrsg.), R. J. ELLISON (Hrsg.), D. J. SANDIFORD (Hrsg.): *Statistics - A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Science*. John Wiley & Sons Ltd., 1989
- [104] J. F. ZIEGLER, M. D. ZIEGLER, J. P. BIRSACK: SRIM - The stopping and range of ions in matter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268 (2010), S. 1818–1823. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>. – DOI 10.1016/j.nimb.2010.02.091
- [105] *Massenspektrometer Katalog der Firma Pfeiffer*. www.pfeiffer-vacuum.net. Version: 2005

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, allen zu danken, die zum Gelingen dieses Projekts beigetragen haben.

Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS D. H. H. Hoffmann danke ich dafür, dass er meine akademische Betreuung an der TU-Darmstadt übernahm und mich während dieser Zeit unterstützte. Ein weiterer großer Dank geht an Herrn Dr. Peter Spiller, welcher mir die Möglichkeit gab, diese Doktorarbeit in seiner Abteilung durchzuführen.

Für die Unterstützung bei der Konstruktion, Vorbereitungen, dem Aufbau des Teststandes und der Durchführung der Messungen möchte ich mich bei Dr. Holger Kollmus bedanken. Durch seine zuverlässige Hilfe habe ich große Unterstützung erfahren. Gleichmaßen möchte ich mich bei Dipl. Ing. Marc Wengenroth bedanken.

Weiterhin möchte ich mich bei der gesamten Synchrotron-Abteilung für die freundliche Aufnahme und unermüdliche Hilfe bedanken. Stellvertretend möchte ich Dipl.-Phys. Patrick Puppel und Dr. Isfried Petzenhauser nennen, wobei ich mich gleichmaßen auf die Hilfe aller anderen Kollegen verlassen konnte.

Ein großes Dankeschön geht an die UHV-Abteilung für die Unterstützung durch Man-Power und Material, Dr. Hartmut Reich-Sprenger und Jose Cavaco da Silva, sowie die Großmontage. Große Unterstützung habe ich außerdem durch die Abteilung Strahl-diagnose erhalten. Stellvertretend möchte ich mich bei Hannes Reeg bedanken.

Aus der Kryo-Magnetgruppe bekam ich nicht nur Beratung für Konstruktion und Bau, sondern auch jede Menge Temperatursensoren und Zubehör geliehen. Hierfür bedanke ich mich bei Claus Schroeder, Jan-Patrick Meier und Franz Walter.

Bei der Plasmaphysik möchte ich mich für das zur-Verfügung-Stellen des Experiment-Caves bedanken. Auch hier habe ich beim Aufbau des Teststandes viel Unterstützung erhalten von Dr. Dmitry Varentsov und Dr. Alexander Hug.

Weiterhin gilt mein Dank den Abteilungen Zentrale Technik für die Ausschreibung und Zusammenarbeit mit der Firma Reuter, der Abteilung Sicherheit und Strahlenschutz, der Öffentlichkeitsarbeit für die Fotos, der Betriebsgruppe mit der Schichtmannschaft und der GSI für viele schnelle und schwere Ionen und allen, welche ich nicht erwähnt habe.

Für die Korrekturen geht ein Dankeschön an Isfried, Brita, Petra, Holger und Andreas.

Der abschließende und wichtigste Dank geht an meine Familie.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Lars Bozyk
Geburtstag / -ort 28.6.1982 in Frankfurt
Nationalität Deutsch

Ausbildung

1992 – 2001 Max-Planck-Schule Rüsselsheim, Gymnasium, Abitur mit den Leistungsfächern Mathematik und Französisch
2002 – 2008 Physikstudium an der Technischen Universität Darmstadt
7/2005 – 6/2006 Auslandsstudium an der NTNU in Trondheim, Norwegen
1/2007 – 4/2008 Diplomarbeit bei Prof. Dr. Braun-Munzinger:
Spatial Resolution Calibration of the ALICE Time Projection Chamber and Calibration Visualization
Durchführung am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt und CERN, Genf
Juni 2008 Diplom in Physik mit der Note *sehr gut*
10/2008 – 5/2012 Doktorand am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt, Durchführung der Arbeit am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt

Sonstiges

seit 2/2001 Aushilfstätigkeit als Veranstaltungstechniker im Kulturamt/Theater der Stadt Rüsselsheim
Technische Unterstützung bei Theater-Aufführungen verschiedenster Art

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation selbstständig und ohne die Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, welche Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Lars Bozyk