
Entwurf eines Møllerpolarimeters und Entwicklung einer aktiven Phasenstabilisierung für den Injektor des S-DALINAC

Design of a Møller-Polarimeter and development of an active phase stabilization system for the S-DALINAC injector

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Thore Bahlo, M.Sc. aus Mainz

Tag der Einreichung: 15.05.2017, Tag der Prüfung: 12.06.2017

Darmstadt 2017 – D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Entwurf eines Møllerpolarimeters und Entwicklung einer aktiven Phasenstabilisierung für den Injektor des S-DALINAC
Design of a Møller-Polarimeter and development of an active phase stabilization system for the S-DALINAC injector

Genehmigte Dissertation von Thore Bahlo, M.Sc. aus Mainz

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 15.05.2017

Tag der Prüfung: 12.06.2017

Darmstadt – D 17

Erklärung zur Dissertation

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

Darmstadt, den 14. Oktober 2017

(T. Bahlo)

Zusammenfassung

Der erste Teil dieser Dissertation beschäftigt sich mit dem Entwurf eines (30–130) MeV-Møllerpolarimeters für den supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC, an dem es bisher nicht möglich ist, die Elektronenpolarisation für kinetische Energien oberhalb von 10 MeV zu messen.

Bei dem präsentierten Entwurf handelt es sich um ein Zwei-Arm-Polarimeter, das die an einer polarisierten Vacofluxfolie über symmetrische Møllerstreuung wechselwirkenden Elektronen mit einem Separationsdipol vertikal vom Primärstrahl trennt und mithilfe von Cherenkovzählern koinzident detektiert. Die Targetfolie steht in einem Winkel von 20° zum einfallenden Elektronenstrahl und wird von einem Helmholtzspulenpaar in der Folienebene magnetisiert. Der Entwurf bietet die Möglichkeit, gekühlte Aperturblenden zu installieren und von außerhalb der Vakuumkammer zu manipulieren, um die Winkelakzeptanzen des Polarimeters zu definieren. Diverse numerische Simulationen demonstrieren, dass dieser Entwurf zur Polarisationsmessung genutzt werden kann. Selbst bei schlechten experimentellen Voraussetzungen beträgt die abgeschätzte Messzeit bei einem Strahlstrom von lediglich 100 nA nur wenige Minuten. Selbst für höhere Strahlströme bleibt die Temperatur der Targetfolie ausreichend gering, so dass kein signifikanter Einfluss auf die Polarisation der Folie genommen wird. Die Streuwinkelakzeptanz beträgt im Schwerpunktsystem $(90 \pm 10)^\circ$ während die Azimutalwinkelakzeptanz bei 40° liegt. Der Einfluss des Levchukeffekts ist bei diesem Entwurf vernachlässigbar. Der effektive Analysierstärkoeffizient dieses Polarimeters liegt energieabhängig zwischen 0,66 und 0,74. Die Messunsicherheit der Polarisationsmessung wird durch die Unsicherheit der Targetpolarisation dominiert und auf maximal 4% abgeschätzt. Zur präzisen Targetpolarisationsmessung wird ein auf die Foliengeometrie optimierter Messaufbau präsentiert. Sämtliche Komponenten des Polarimeters sind entweder kommerziell verfügbar oder können mit technischen Zeichnungen aus dieser Dissertation angefertigt werden.

Der zweite Teil dieser Dissertation beschreibt den Entwurf und die Inbetriebnahme einer aktiven Strahlphasenstabilisierung für den Injektorbeschleuniger des S-DALINAC. Für die Durchführung kernphysikalischer Elektronenstreuexperimente ist eine geringe Energieunschärfe des beschleunigten Elektronenstrahls über einen Zeitraum von mehreren Stunden notwendig. Im Injektorbereich auftretende Phasenschwankungen reduzierten die Beschleunigungseffizienz und Energiestabilität des Elektronenstrahls und mussten durch den Operateur in der Vergangenheit manuell kompensiert werden. Um diese Korrekturen zu automatisieren und die Injektorphase aktiv stabilisieren zu können, wurde eine Phasenregelung implementiert und in Betrieb genommen. Sie nutzt die Messsignale eines vom Elektronenstrahl durchquerten, passiven, zylindrischen Hohlraumresonators, um die Strahlphase zu messen, und regelt diese Phase durch Flugzeitänderungen im Bereich der Elektronenquellen. Langfristige Drifteffekte der Strahlphase konnten so vollständig kompensiert werden. Die Phasenvariationen im Bereich einiger Stunden konnte von dieser Regelung um 85% reduziert werden.

Abstract

In the first part of this thesis the design of a (30–130) MeV-Møllerpolarimeter for the superconducting electron linear accelerator S-DALINAC is presented. For the S-DALINAC this device is crucial since until now there is no opportunity to measure the electron beam polarization for energies above 10 MeV. The presented design consists of a two-arm-polarimeter, which uses a polarized Vacoflux foil to produce symmetrical Møller-scattered electrons. These electrons are separated vertically from the main beam by a separation dipole magnet and are detected using coincident Cherenkov counters. The target foil is tilted by 20° against the incident beam and gets polarized in-plane by a pair of Helmholtz coils. Within this design there is a possibility to install actively cooled apertures which can be manipulated from outside the vacuum chambers to adjust the angle acceptances. Several numerical simulations and calculations show that this design can be used for polarization measurements. Even under adverse conditions the time necessary for a polarization measurement does not exceed a few minutes. The measurements are performed with a beam current of 100 nA leaving the target temperature sufficiently small. The scattering angle acceptance is $(90 \pm 10)^\circ$ while the azimuthal acceptance measures 40° making it possible

to neglect the Levchuk-effect. The energy dependent analyzing power coefficient has been calculated to be between 0.66 and 0.74. The uncertainty of the measured polarization is estimated to be at most 4% mainly dominated by the target polarization uncertainty. To measure the target polarization precisely a special magnetization measurement setup is presented. All presented components of this design are commercially available or can be produced using the technical drawings provided by this thesis.

The second part of this thesis describes the design and commissioning of an active beam phase stabilization system for the injection accelerator of the S-DALINAC. In order to conduct nuclear structure experiments using electron scattering reactions it is crucial to use an electron beam with a narrow energy distribution, that does not change for several hours. At the low energy section of the S-DALINAC phase drifts and phase variations occur regularly. Those variations had to be manually corrected by the operator. To automatize these adjustments and to stabilize the preaccelerated electron beam an active control algorithm has been implemented and commissioned. It uses the measured beam phase provided by a passive, cylindrical cavity that is traversed by the electron beam. The algorithm calculates a new setpoint for the phase of an active cavity near the electron sources and adjusts the phase due to time-of-flight effects. Long-term drifts of the phase could be compensated entirely. Short-term variations of the phase could be reduced by 85% using this control algorithm.



Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	S-DALINAC	5
2.1	Bezeichnungskonventionen	9
1	Entwurf eines Møllerpolarimeters	13
3	Motivation	15
3.1	Spinsensitive Experimente am S-DALINAC	18
4	Vorhandene Spindiagnostik und Spinmanipulation am S-DALINAC	21
4.1	Mottpolarimeter	21
4.2	Comptontransmissionspolarimeter	24
4.3	Spinrotation durch Wienfilter und Alphamagnet	25
5	Møllerpolarimetrie	31
5.1	Møllerstreutheorie	31
5.2	Funktionsweise eines Møllerpolarimeters	35
6	Entwurf eines Møllerpolarimeters für den S-DALINAC	39
6.1	Separationsmagnet	40
6.1.1	Einschussposition des Elektronenstrahls	41
6.2	Streukammer	44
6.2.1	Targetleiter	44
6.2.2	Møllertarget	47
6.2.3	Helmholtzspulen	48
6.2.4	Targetschieber	50
6.3	Blendenkammer	51
6.3.1	Azimutalwinkelblende	54
6.3.2	Streuwinkelblende	55
6.3.3	Blendenschieber	56
6.4	Jochkammer	57
6.5	Strahlfänger	59
6.6	Detektorsystem	61
6.7	Targetmagnetisierungsmessungen	64
6.7.1	Messprinzip	64
6.7.2	Entwurf eines Messstandes zur Targetpolarisationsbestimmung	66
7	Numerische Charakterisierung des Polarimeters	69
7.1	Messdauerabschätzung	69
7.2	Targettemperatur	73
7.3	Teilchenverfolgungssimulationen	76
7.3.1	Tatsächliche Winkelakzeptanz	76
7.3.2	Einfluss der Aperturblenden	77
7.4	Levchukeffekt	79

7.5	Analysierstärkekoeffizient	81
8	Zusammenfassung des ersten Teils	83
II	Phasenstabilisierung des S-DALINAC-Injektorstrahls	85
9	Motivation	87
10	Strom- und Phasenmonitore	91
10.1	Ausleseelektronik	92
10.2	Kalibration und Genauigkeit	94
11	Phasenstabilisierung der Injektorphase	97
11.1	Phasenstellglieder	97
11.1.1	Chopper	97
11.1.2	Buncher	98
11.1.3	Zweizellige Beschleunigungsstruktur	100
11.1.4	Effektivität der Stellglieder	100
11.2	Regelschleife	101
11.3	Geregelte Phasendynamik	102
12	Zusammenfassung des zweiten Teils	105
III	Anhang	107
13	technische Zeichnungen	109

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Grundriss der Beschleunigerhalle des S-DALINAC	6
2.2	Der Grundriss der Experimentierhalle des S-DALINAC	7
3.1	Elektronensembles bei verschiedenen Polarisationsgraden	15
3.2	Grundriss des Møllerpolarimeters im Extraktionsbereich des S-DALINAC	17
3.3	Darstellung der Shermanfunktion	19
4.1	Der Injektorbereich des S-DALINAC mit benannter Spindiagnostik	21
4.2	Schematische Darstellung der Mottstreuung	22
4.3	Das 100 keV Mottpolarimeter des S-DALINAC	23
4.4	Schematische Darstellung eines Comptontransmissionspolarimeters	24
4.5	Das Comptontransmissionspolarimeter des S-DALINAC	25
4.6	Das Wienfilter des S-DALINAC	26
4.7	Veranschaulichung der Spindrehung im Wienfilter	27
4.8	Der Alphamagnet des S-DALINAC	28
4.9	Übersicht über die Spindynamik am S-DALINAC	29
5.1	Darstellung der Analysierstärkekoeffizienten	33
5.2	Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für Møllerstreuung	34
5.3	Darstellung der Winkeltransformation aus dem Schwerpunktsystem in das Laborsystem	36
5.4	Schema eines Zwei-Arm-Polarimeters	37
6.1	Das Hall-C-Polarimeter des JLab	39
6.2	Grundriss der E1-Sektion mit Møllerpolarimeter und High-Energy-Scraper-System	40
6.3	Das Møllerpolarimeter des S-DALINAC (isometrisch)	41
6.4	Darstellung des Separationsmagneten	42
6.5	Veranschaulichung der Einschussposition in den Separationsmagneten	43
6.6	Streumuster der Elektronen hinter dem Separationsmagneten bei unterschiedlichen Einschusspositionen	43
6.7	Darstellung der Streukammer	45
6.8	Darstellung verschiedener Anstellwinkel für Møllertargetfolien	45
6.9	Darstellung der Targetleiter	47
6.10	Neukurven verschiedener weichmagnetischer Materialien	49
6.11	Darstellung des Helmholtzspulenpaars	50
6.12	Darstellung des Targetschiebers	51
6.13	Darstellung der Blendenkammer	52
6.14	Darstellung der Blendenhalterung	53
6.15	Darstellung der Azimutalwinkelblende	54
6.16	Parametrisierung der Blendenschlitzform	55
6.17	Darstellung der Streuwinkelblende	56
6.18	Darstellung des Blendenschiebers	57
6.19	Darstellung der Jochkammer	58
6.20	Schematische Darstellung des Strahlfängers	59
6.21	Intensitätsverteilung am Strahlfängereingang	60
6.22	Bild des Testdetektors	62
6.23	Intensitätsverteilung der Untergrundstrahlung im Bereich des Møllerpolarimeters	63

6.24	Schematischer Aufbau zur Folienmagnetisierungsmessung	65
6.25	Darstellung des Magnetisierungsmessstandes	66
7.1	Abschätzungen für die strahlstromabhängige Zählrate des Polarimeters	73
7.2	Abschätzungen zur Temperaturerhöhung der Targetfolie durch Strahlbeschuss	76
7.3	Darstellungen zur simulierten Winkelakzeptanz des Polarimeters	78
7.4	Auswirkung der Aperturblende auf die Untergrundzählrate	79
7.5	Veranschaulichung des Levchukeffekts	80
7.6	Monte-Carlo-Simulation zur Berechnung des tatsächlichen Analysierstärkekoeffizienten	81
9.1	Darstellung von Spannungsinstabilitäten der thermionischen Elektronenkanone	89
9.2	Darstellung der Phasendynamik hinter dem Injektor	89
10.1	Darstellungen zum Strahl- und Phasenmonitor	91
10.2	Überblick über alle installierten Strahl- und Phasenmonitore	92
10.3	Die Ausleseelektronik für die Strahl- und Phasenmonitore	93
10.4	Der Messaufbau zur Kalibration der LLBBC-Platine	94
10.5	Darstellung des Phasenrauschens von I1HF01	95
11.1	Der Injektor des S-DALINAC mit benannten Phasenstellgliedern	97
11.2	Schematische Darstellung der Funktionsweise des Choppers	98
11.3	Schematische Darstellung der Funktionsweise des Bunchers	99
11.4	Schematische Darstellung der supraleitenden Injektorresonatoren	100
11.5	Einfluss der Phasenstellglieder	101
11.6	Darstellung der Regelschleife der aktiven Phasenregelung	102
11.7	Demonstrationsmessung der Injektorphasenregelung	103
11.8	Vergleich der Phasenstabilität mit und ohne aktive Regelung	103
13.1	Datenblatt zum Separationsdipolmagneten Teil 1/2	109
13.2	Datenblatt zum Separationsdipolmagneten Teil 2/2	110
13.3	Technische Zeichnung der Bodenplatte der Targetleiter	111
13.4	Technische Zeichnung der Targetleiterhaltestange	112
13.5	Technische Zeichnung des linken Targetleiterrahmens	113
13.6	Technische Zeichnung des rechten Targetleiterrahmens	114
13.7	Technische Zeichnung der BeO-Brücke der Targetleiter	115
13.8	Technische Zeichnung der Moellertargetbasishalterung	116
13.9	Technische Zeichnung der Moellertargetklemme	117
13.10	Technische Zeichnung des Helmholtzspulenrings	118
13.11	Technische Zeichnung des Helmholtzspulenhalters	119
13.12	Technische Zeichnung der Helmholtzspulenabstandhalter	120
13.13	Technische Zeichnung der Einschweißhülse des Targetschiebers	121
13.14	Technische Zeichnung des in ein CF-100-Blindflansch eingeschweißten Membranbalg	122
13.15	Technische Zeichnung der Messinghülse	123
13.16	Technische Zeichnung des Schrittmotorflansches	124
13.17	Technische Zeichnung der Schrittmotorkupplung	125
13.18	Technische Zeichnung der Blendenkammer (Überblick)	126
13.19	Technische Zeichnung der Blendenkammer	127
13.20	Technische Zeichnung der Blendenkammer (Querschnitt)	128
13.21	Technische Zeichnung der Blendenschiene	129
13.22	Technische Zeichnung der Isolatorschiene	130

13.23	Technische Zeichnung der Azimutalblende131
13.24	Technische Zeichnung der Streuwinkelblende132
13.25	Technische Zeichnung der Blendenschiebergabel133
13.26	Technische Zeichnung des Blendenschieberbalgflansches.134
13.27	Technische Zeichnung des Blendenschieberstabs135
13.28	Technische Zeichnung der Jochkammer Seite 1/3.136
13.29	Technische Zeichnung der Jochkammer Seite 2/3.137
13.30	Technische Zeichnung der Jochkammer Seite 3/3.138
13.31	Technische Zeichnung der Frontschiene139
13.32	Technische Zeichnung der Messspulenschiene140
13.33	Technische Zeichnung der Messspulenhalterung141
13.34	Technische Zeichnung der Targetschiene142
13.35	Technische Zeichnung der Feldspulenhalterung143



Tabellenverzeichnis

2.1	Bezeichnungskonvention am S-DALINAC	11
5.1	Vergleich verschiedener Laborstreuwinkel symmetrisch gestreuter Møllerelektronen	34
6.1	Technische Parameter des Separationsdipolmagneten für das Møllerpolarimeter.	40
6.2	Vergleich der Analysierstärkekoeffizienten	46
6.3	Parameter der Helmholtzspulen	50
6.4	Parameter der Messstandspulen	67
7.1	Messdauerabschätzungen	72
7.2	Zur Targettemperaturabschätzung verwendete Werte.	75
7.3	Simulierte Auswirkungen der Aperturblende auf die Zählratenasymmetrie	77



1 Einführung

Die Wissenschaft nutzt eine beständige Iteration von theoretischer Modellbildung und der experimentellen Überprüfung der von diesen Modellen vorausgesagten Ereignissen, Eigenschaften und Abhängigkeiten. Im Verlauf dieser wechselseitigen Interaktion werden die entwickelten Modelle zunehmend detaillierter und die Vorhersagen immer präziser. Hierdurch wird jedoch ebenfalls die experimentelle Zugänglichkeit der observablen Größen zunehmend anspruchsvoller.

Während es vor vergleichsweise kurzer Zeit noch ausreichte, kleine Strukturen mit Lichtmikroskopen zu betrachten, um Hypothesen zu prüfen, versagt dieses Diagnoseinstrument, wenn die Ausdehnung der zu untersuchenden Strukturen die Wellenlänge des verwendeten sichtbaren Lichts unterschreitet. In der Kernphysik versucht man, Hypothesen zu Objekten zu prüfen, die eine Ausdehnung im Bereich von 10^{-15} m aufweisen. Um Objekte in dieser Größenordnung untersuchen zu können, muss Strahlung verwendet werden, deren Wellenlänge noch unterhalb dieses Wertes liegt. Hierbei ist man nicht ausschließlich auf elektromagnetische Strahlung beschränkt, da auch massebehaftete Teilchen mit hohen Impulsen einen Wellencharakter besitzen, wie beispielsweise Elektronenbeugungsexperimente an Kristallgittern eindrucksvoll demonstrieren.

Um über genau diesen Zugangskanal die gewünschten Ortsauflösungen zu erreichen, ist in jüngster Vergangenheit mit der Beschleunigerphysik ein neuer, stark technisch orientierter Wissenschaftszweig entstanden, der sich auf die Entwicklung hochauflösender Instrumente für die Kern-, Teilchen- und Festkörperphysik, die Biologie, die Chemie und sogar die Medizin spezialisiert hat. Je nach Anforderung stellen Teilchenbeschleuniger hochenergetische und damit kurzweilige elektromagnetische Strahlung, hochenergetische Elektronenstrahlen oder hochenergetische Ionenstrahlen zur Verfügung. Erste Teilchenbeschleuniger nutzten hierzu eine elektrostatische Beschleunigung geladener Teilchen. Aus technischen Gründen sind die nutzbaren Beschleunigungsspannungen bei dieser Art von Beschleunigung jedoch auf wenige Megavolt beschränkt. Diese Anlagen finden auch heute noch, in der Medizin, Biologie und Chemie zur Materialbehandlung, zur Erzeugung von Röntgenstrahlen oder bspw. als Elektronenmikroskope Anwendungen.

Um höhere kinetische Energien erreichen zu können, werden elektromagnetische Wechselfelder verwendet, die die Problematik der großen statischen Potentialunterschiede durch einen kontinuierlichen und hochfrequenten Wechsel der Feldpolarität umgeht. Eine lineare Aneinanderreihung von Hohlraumresonatoren, die ein solches Wechselfeld räumlich begrenzen, ermöglicht es dann, die kinetische Energie der Teilchen nahezu beliebig auf den gewünschten Energiebereich zu erhöhen. Diese Beschleunigungsmethode kann für jede Art geladener Teilchen verwendet werden, wobei jedoch die Geometrien der Hohlraumresonatoren auf die Teilchengeschwindigkeit angepasst werden müssen. Elektronen erreichen aufgrund ihrer geringen Masse schon durch vergleichsweise geringe Beschleunigungsspannungen näherungsweise Lichtgeschwindigkeit, weshalb einheitliche Resonatorgeometrien zur weiteren Beschleunigung eingesetzt werden können. Ionen haben im Vergleich zu Elektronen ein deutlich kleineres Verhältnis von Ladung zu Masse, weshalb es einer höheren elektrischen Feldstärke oder einer längeren Beschleunigungsstrecke bedarf, um sie ebenfalls auf näherungsweise Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen, was einen erhöhten technischen Aufwand darstellt. Die Verwendung von Elektronen oder durch diese Elektronen erzeugte Bremsstrahlung als Experimentierersonde hat dabei außerdem den Vorteil, dass diese Strahlungsarten fast ausschließlich elektromagnetisch mit Materialproben wechselwirken und selbst keine innere Struktur aufweisen, was die Auswertung der Experimente im Vergleich zu einem Beschuss mit Ionen vereinfacht.

Ein Beispiel für einen solchen Elektronenbeschleuniger ist der supraleitende Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [1], an dem diese Arbeit durchgeführt wurde. Es handelt sich hierbei um einen rezirkulierenden Beschleuniger, der seine Hauptbeschleunigungsstrecke zur Erhöhung der Endenergie mehrmals verwenden kann, bevor der beschleunigte Elektronenstrahl für kernphysikalische Experimente zur Verfügung gestellt wird. Zur Erhöhung der erreichbaren Endenergie wurde Ende 2016

eine weitere Rezirkulationsstrahlführung installiert, die es zukünftig ermöglicht, die Hauptbeschleunigungsstrecke bis zu viermal zu verwenden, um eine maximale Endenergie von 130 MeV zu erreichen [2]. Durch eine im Jahr 2011 installierte neue Elektronenquelle [3] ist es am S-DALINAC außerdem möglich, polarisierte Elektronenstrahlen zu beschleunigen. In diesem Modus sind die magnetischen Momente der beschleunigten Elektronen ausgerichtet, sodass für die Untersuchung von Materialproben zusätzliche Methoden nutzbar werden. Da sich die Diagnosemöglichkeiten für diese Ausrichtung des magnetischen Moments auf den niederenergetischen Bereich des Beschleunigers beschränken, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Polarimeter entworfen, das diese Ausrichtung bei den hohen Energien nach dem Hauptbeschleunigungsvorgang messen kann. Zwar befinden sich bereits diverse Møllerpolarimeter an verschiedenen Beschleunigeranlagen im aktiven Einsatz, jedoch werden all diese Polarimeter bei deutlich höheren kinetischen Energien der Elektronen verwendet. Der am S-DALINAC geforderte und für Møllerpolarimetrie recht niedrige Energiebereich erzeugt spezielle geometrische Randbedingungen, denen existente Møllerpolarimeterkonzepte nicht gegenüberstehen. Hierdurch kann keines der bereits bestehenden Polarimeterkonzepte übernommen werden und es muss ein auf die Randbedingungen am S-DALINAC spezialisiertes Polarimeter konzipiert werden. Teil I dieser Dissertation beschäftigt sich mit dem Entwurf und der numerischen Charakterisierung eines (30–130) MeV Møllerpolarimeters für den S-DALINAC. Eine detaillierte Motivation für dieses Projekt ist in Kapitel 3 gegeben. In Kapitel 4 werden die am S-DALINAC bereits vorhandenen Möglichkeiten zur Messung und Manipulation der Strahlpolarisation vorgestellt, um einen Überblick über den aktuellen Zustand der hier verfügbaren Spindiagnostik zu erhalten. Kapitel 5 diskutiert die notwendigen theoretischen Grundlagen um den physikalischen Prozess der Møllerstreuung sowie die prinzipielle Funktionsweise eines Møllerpolarimeters verstehen zu können. Im anschließenden Kapitel 6 wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Polarimeterkonzept im Detail vorgestellt. Hier werden die einzelnen Komponenten des Polarimeters, ihre Geometrien und relevanten Parameter eingeführt, und die jeweiligen Designentscheidungen begründet. Das letzte Kapitel dieses Teils dieser Arbeit präsentiert detaillierte, numerische Simulationen, die charakteristische Größen des Polarimeters berechnen und dessen Funktionstauglichkeit demonstrieren.

Für die Durchführung von kernphysikalischen Experimenten am S-DALINAC ist es des Weiteren essentiell, dass die Elektronen nach dem Beschleunigungsvorgang eine sehr scharf definierte kinetische Energie aufweisen. Im Verlaufe des Experiment, das durchaus mehrere Tage oder Wochen dauern kann, darf sich weder die Schwerpunktsenergie, noch die Energieverteilung des Elektronenstrahls relevant ändern. Hierbei müssen relative Energieänderungen von weniger als 10^{-4} erreicht werden. Um diesen hohen Ansprüchen zu genügen, wurde bereits im Vorfeld dieser Arbeit eine digitale Hochfrequenzregelung für Amplitude und Phase des elektrischen Feld in den Beschleunigungsresonatoren entwickelt [4, 5, 6, 7]. Außerdem wurden diverse Strahldiagnoseelemente in Betrieb genommen, die eine kontinuierliche Überwachung der Strahlparameter über das Kontrollsystem des S-DALINAC ermöglichen [8]. Hierdurch kann sowohl manuell als auch regelungstechnisch Einfluss auf den Elektronenstrahl genommen werden. Während die hochfrequente Regelung die beschleunigenden Felder im Vergleich zu einem Referenzoszillator zuverlässig stabilisiert, existiert am S-DALINAC bisher noch keinerlei Rückkopplungssystem, das die zeitliche Struktur des Elektronenstrahls mit diesem Hochfrequenzsystem synchronisiert.

Teil II dieser Dissertation beschäftigt sich dementsprechend mit der Entwicklung und der Inbetriebnahme eines aktiven Phasenstabilisierungssystems für den Injektorbereich des S-DALINAC. In der Vergangenheit hat sich gezeigt, dass der Ankunftszeitpunkt der Elektronen in den Resonatoren im Vergleich zur Phase des hochfrequenten Wechselfeldes messbar variiert. Hierdurch änderte sich ebenfalls der Eintrittszeitpunkt in den Hauptbeschleuniger und damit auch der Energiegewinn beim Durchqueren der Beschleunigungsresonatoren. Diese Schwankungen mussten bisher vom Operateur kontinuierlich manuell kompensiert oder unter Strahlintensitätsverlust durch ein nach dem Injektor installiertes Scrapersystem [9] aus dem Elektronenstrahl herausgefiltert werden. Die hohen Anforderungen seitens der Experimente machen es hierbei zwingend erforderlich, die Synchronisation der Elektronen zu dem hochfrequenten Wechselfeld zu automatisieren, da nur so die Zuverlässigkeit gewährleistet werden kann, die

ein menschlicher Operateur nicht zu leisten im Stande ist. Diese notwendige Automatisierung der Phasenkorrektur wurde im Rahmen dieser Arbeit umgesetzt. Eine detailliertere Motivation für dieses Projekt gibt Kapitel 9. Im Kapitel 10 werden der technische Aufbau und die Ausleseelektronik der genutzten Strahldiagnoseelemente beschrieben, die es ermöglichen die zu regelnde Strahlphase zu messen. Abschließend beschreibt Kapitel 11 die Implementierung des eigentlichen Regelungsalgorithmus und zeigt Messungen, die dessen Funktionstauglichkeit demonstrieren.



2 S-DALINAC

Der rezirkulierende supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC (**S**uperconducting **D**armstadt **L**inear **A**ccelerator [1]) am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt war zum Zeitpunkt seiner Inbetriebnahme im Jahr 1991 der erste funktionsfähige supraleitende Elektronenbeschleuniger Europas. Bereits 1996 wurde hier außerdem mit Deutschlands erstem Freie-Elektronen-Laser ein Infrarotlaserstrahl erzeugt [10, 11].

Heute liefert der S-DALINAC Elektronenstrahlen im Dauerstrichbetrieb vor allem für Elektronenstreuexperimente zur Kernstrukturuntersuchung. Hierbei leistet er einen wichtigen Beitrag zur Untersuchung der Kernstruktur bei geringen Impulsüberträgen unterhalb der Pionenschwelle. Zwischen 2003 und 2015 stellte er über einen Zeitraum von 12 Jahren das zentrale Forschungsgroßgerät des durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft finanzierten Sonderforschungsbereichs 634 „Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC“ dar. Nach Ablauf dieses Sonderforschungsbereichs wurde er im April 2016 ein wichtiger Bestandteil des Graduiertenkollegs 2128 „Accelence“. Es handelt sich dabei um ein gemeinschaftliches Projekt des Instituts für Theorie Elektromagnetischer Felder (TEMF), der TU Darmstadt und des Instituts für Kernphysik (KPH) der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, welches von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanziert wird. Des Weiteren sind im neuen Sonderforschungsbereich 1245 „Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars“ der DFG diverse Experimente am S-DALINAC eingeplant.

Während seiner Entwicklung und gesamten Betriebszeit wurde der S-DALINAC im Rahmen zahlreicher Diplom-, Bachelor- und Masterarbeiten sowie Dissertationen optimiert und weiterentwickelt.

Im Jahr 2012 wurde die Zuverlässigkeit des Beschleunigers durch die Einführung einer neuen digitalen Hochfrequenzregelung deutlich gesteigert [4, 5, 6, 7] und kurz darauf konnte die Energieunschärfe des produzierten Elektronenstrahl durch eine Umstellung auf den für Linearbeschleuniger eher unüblichen nicht-isochronen Beschleunigungsmodus um den Faktor 5 verringert werden [12].

Die jüngsten Erweiterungen sind die Installation einer dritten Rezirkulation und der damit geschaffenen Möglichkeit den Hauptbeschleuniger ein viertes Mal zu nutzen [2], eine vollständige Vereinheitlichung des Kontrollsystems, was die Zuverlässigkeit des Beschleunigers deutlich erhöht [8], sowie die Installation eines Hochenergie-Scraper-Systems zur energieabhängigen Strahlfilterung.

Die thermionische Elektronenquelle des in Abb. 2.1 und Abb. 2.2 dargestellten S-DALINAC erzeugt freie Elektronen durch Erhitzung eines 1 mm breiten Wolframdrahts mit einem Heizstrom von etwa 5 A. Diese Elektronen werden durch eine Spannung von 250 kV elektrostatisch vorbeschleunigt und in den normalleitenden Injektor extrahiert. Da eine elektrostatische Beschleunigung von Elektronen lediglich bis zu einer Endenergie von unter 10 MeV technisch umsetzbar ist, werden am S-DALINAC hochfrequente elektromagnetische Wechselfelder mit einer Frequenz von etwa 3 GHz und einer Feldstärke von etwa 5 MV/m eingesetzt. Diese Wechselfelder werden von elliptischen Hohlraumresonatoren aus Niob erzeugt, die innerhalb eines Kryostaten mit flüssigem Helium bei einem Umgebungsdruck von 35 mbar auf eine Temperatur von 2,1 K abgekühlt werden. Hierdurch können diese Kavitäten in den supraleitenden Zustand versetzt werden, was im Vergleich zu normalleitenden Hohlraumresonatoren eine deutlich effizientere Nutzung der Hochfrequenzleistung ermöglicht, da weniger Energie der hochfrequenten Wechselfelder in den Resonatorwänden dissipiert wird.

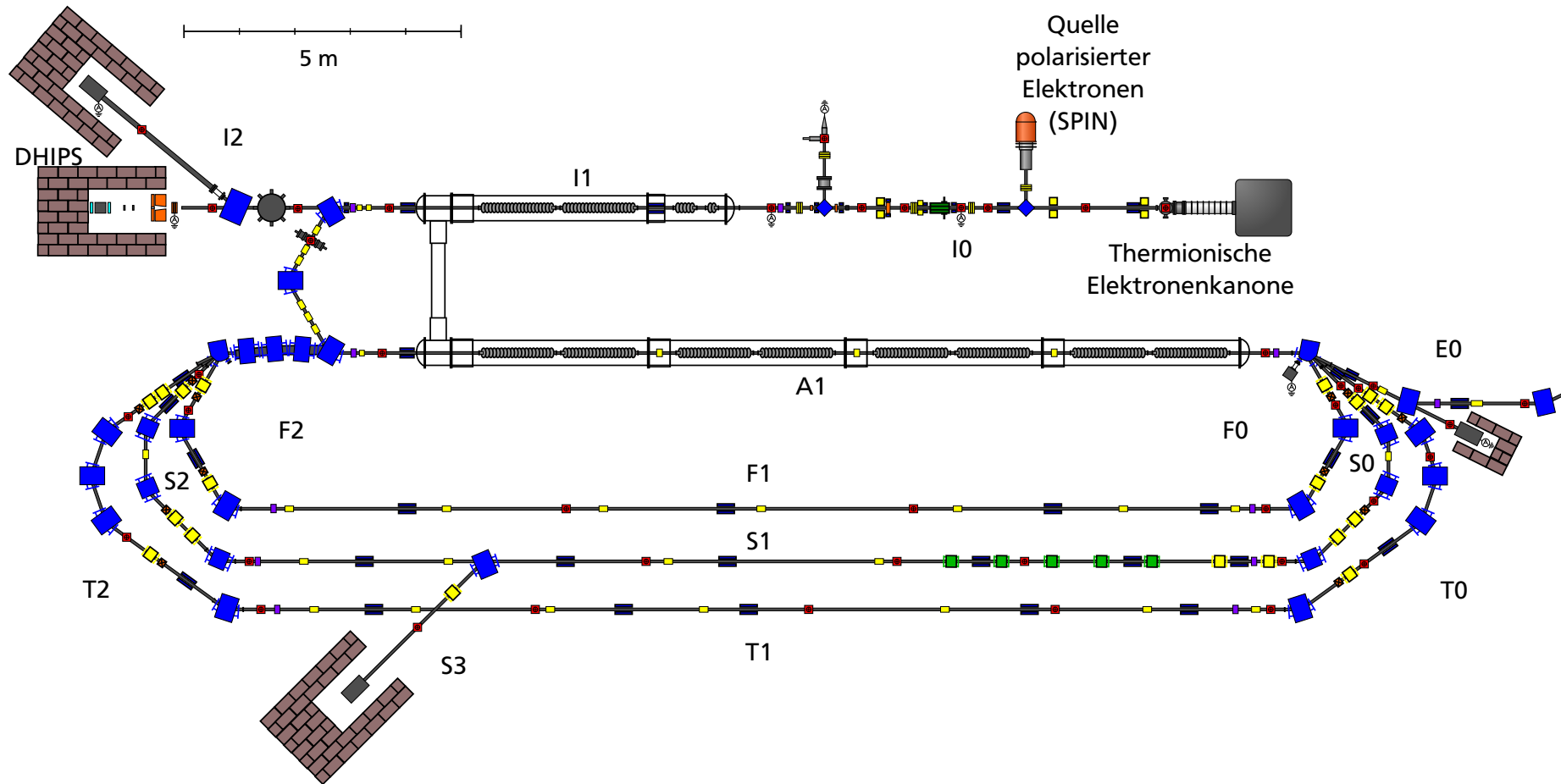


Abbildung 2.1.: Der schematische Grundriss der Beschleunigerhalle des supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleunigers S-DALINAC. An der mit E0 beschrifteten rechten Seite schließt sich direkt die Experimentierhalle an (vgl. Abb. 2.2).

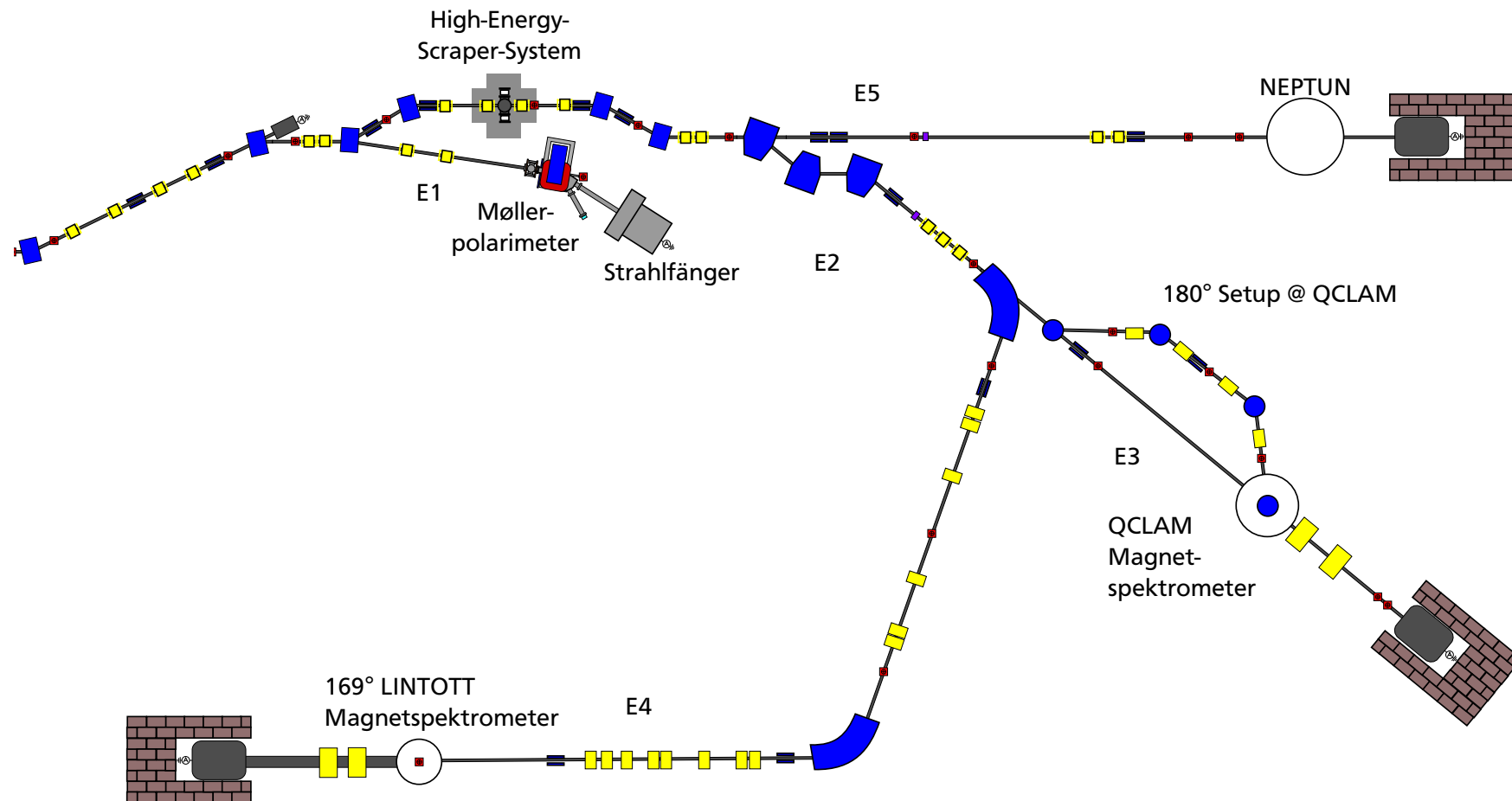


Abbildung 2.2.: Der schematische Grundriss der Experimentierhalle des supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleunigers S-DALINAC. An der linken Seite schließt sich direkt die Beschleunigerhalle an (vgl. Abb. 2.1).

Der Elektronenstrahl der thermionischen Elektronenkanone ist wegen der Erzeugungsmethode kontinuierlich und kann dadurch nicht direkt im Hochfrequenzwechselfeld der Beschleunigungskavitäten beschleunigt werden. Um diesem kontinuierlichen Strahl die zur Beschleunigung notwendige 3-GHz-Zeitstruktur aufzuprägen, wird er durch ein Chopper-Buncher-System [13] im normalleitenden Injektor geführt, auf das im späteren Kap. 11.1 noch detailliert eingegangen wird.

Durch die thermionische Erzeugung ist in diesem Betriebsmodus die Spinausrichtung der Elektronen zufällig und der extrahierte Elektronenstrahl dementsprechend unpolarisiert. Außerdem ist ohne weitere Modifikationen lediglich ein Dauerstrichbetrieb möglich. Zur Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten wurde 2011 im Rahmen einer Dissertation der S-DALINAC Polarized Injector (SPIN) als Alternative zur thermionischen Elektronenkanone eingebaut [3]. Hierbei handelt es sich um eine Elektronenkanone, die statt auf thermionischer Erzeugung auf dem fotoelektrischen Effekt beruht. Mithilfe eines Laserstrahls werden Elektronen in einer Gallium-Arsenid-Kathode unter Ausnutzung des inneren fotoelektrischen Effekts in das Leitungsband angehoben. Durch eine spezielle Behandlung der Kathodenoberfläche kann eine negative Elektronenaffinität erzeugt werden, die dafür sorgt, dass Elektronen aus dem Leitungsband in das Vakuum austreten können. Diese austretenden Elektronen werden mit einer Beschleunigungsspannung von 100 kV ebenfalls elektrostatisch vorbeschleunigt. Ein Vorteil der fotoelektrischen Kanone gegenüber der thermionischen Kanone besteht darin, dass die an geeignet gewählten Kathoden über den Fotoeffekt generierten Elektronen eine räumliche Vorzugsrichtung für den Spin aufweisen können. In der Praxis konnten Elektronenstrahlen mit einer Polarisierung von $(86,1 \pm 1,4)\%$ [3] erzeugt werden, wodurch am S-DALINAC auch spinabhängige kernphysikalische Experimente durchgeführt werden können. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass der Elektronenstrahl durch eine gepulste Bestrahlung der Kathode die Möglichkeit bietet, neben dem Dauerstrichbetrieb auch einen gepulsten Elektronenstrahl zur Verfügung zu stellen. Hierdurch können auch Experimente durchgeführt werden, die über eine zeitliche Filterung der Messsignale den entstehenden Untergrund relevant unterdrücken können, was für den Erfolg vieler der im SFB 1245 geplanten Experimente eine notwendige Bedingung darstellt.

Der mit einer passenden Zeitstruktur präparierte, niederenergetische Elektronenstrahl wird in den als Vorbeschleuniger dienenden, kryogenen Injektor geleitet. Hier durchquert der Strahl einen zweizelligen, einen fünfzelligen und zwei zwanzigzellige Hohlraumresonatoren aus Niob (vgl. Abb. 2.1). In diesem supraleitenden Injektorabschnitt gewinnen die Elektronen eine kinetische Energie von bis zu 10 MeV. Nach dem Austritt aus dem Injektor können bereits Experimente mit einem Strahlstrom von bis zu 60 μ A am Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS) durchgeführt werden [14]. Hier werden die Elektronen in einem Kupferblock gestoppt, um einen gerichteten Strahl hochenergetischer Bremsstrahlung zu generieren. Diese Bremsstrahlungsphotonen können dann für Kernresonanzfluoreszenzexperimente eingesetzt werden. Alternativ kann der vorbeschleunigte Elektronenstrahl durch den Injektorbogen um 180° abgelenkt und in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden. Die Längen der Resonatoren des Injektors sind unzureichend an die tatsächlich auftretenden Elektronengeschwindigkeiten im Injektorbereich angepasst. Da die Elektronen deswegen nicht alle Resonatorzellenmittelpunkte während dem Erreichen ihres jeweiligen Feldmaximums durchlaufen, kommt es zu einer systematischen Vergrößerung der Energieunschärfe. Zur Kompensation dieses Effekts wurde im Rahmen von [9] im Injektorbogen eine verfahrbare Aperturblende für niederenergetische Elektronen (Low Energy Scrapper System (LESS)) eingebaut, um bei Bedarf die Energieschärfe des Elektronenstrahls zu Lasten der Intensität erhöhen zu können.

Im Hauptbeschleunigerkryostaten befinden sich acht zwanzigzellige Beschleunigungsresonatoren, die zusammen einen kinetischen Energiegewinn von bis zu 30 MeV erzeugen. Am Austritt des Hauptbeschleunigers befindet sich ein speziell entworfener Dipolmagnet, der als magnetische Weiche fungiert. Hier kann der Strahl je nach Bedarf direkt in Richtung der Extraktionsstrahlführung weitergeleitet oder durch eine der Rezirkulationsstrahlführungen zurück zum Eingang des Hauptbeschleunigers umgeleitet werden. Mithilfe der drei Rezirkulationen kann der Hauptbeschleuniger bis zu vier mal durchquert werden, sodass eine maximale Endenergie des Elektronenstrahls von 130 MeV erreicht werden kann.

Hierdurch reduziert sich jedoch der maximale Strahlstrom auf etwa $20\ \mu\text{A}$. Im ursprünglichen Grundriss des S-DALINAC waren lediglich zwei Rezirkulationen vorgesehen. Da jedoch die Materialqualität der Niobresonatoren unterhalb der Erwartungen blieb und ein erhöhter Wärmeeintrag in den Kryostaten durch die beschränkte Kühlleistung des Heliumverflüssigers nicht kompensiert werden konnte, wurde im Rahmen von [2] eine dritte Rezirkulation eingebaut. Durch eine weitere Durchquerung des Hauptbeschleuniger kann so der Beschleunigungsgradient und damit auch der Wärmeeintrag bei gleicher Endenergie deutlich reduziert werden.

Nach dem Beschleunigungsvorgang wird der Elektronenstrahl über die Extraktionsstrahlführung in die Experimentierhalle geführt. Direkt zu Beginn dieser Strahlführung sind im sogenannten High Energy Scrapper System (HESS) weitere verfahrbare Aperturblenden in horizontaler und vertikaler Richtung eingebracht, die im Rahmen von [15] entwickelt wurden. Hier kann sichergestellt werden, dass Elektronen, die nicht die gewünschte Energie aufweisen, noch vor den Experimentierplätzen aus dem Elektronenstrahl gefiltert werden. Auch kann hier zu Lasten der Intensität die Energieschärfe quasi beliebig reduziert werden, sodass den Experimentieraufbauten ein Strahl mit sehr genau definierter Energie zur Verfügung gestellt wird. Eventuell kurzzeitig auftretende, erhöhte Regelungsfehler der hochfrequenten Feldamplitude bei der Beschleunigung selbst können den Energieschwerpunkt des Elektronenstrahls im geringen Maße verschieben. Die dispersive Sektion des HESS sorgt dafür, dass der Elektronenstrahl kontrolliert gestoppt wird und die Spektren der Experimente nicht mit Elektronen verunreinigt werden, die nicht den gewünschten Impulsübertrag im Target aufweisen.

Direkt neben dem HESS befindet sich der designierte Bereich, in dem das in dieser Arbeit konzipierte und in Teil I dieser Dissertation beschriebene Møllerpolarimeter errichtet werden soll. Die Strahlführung hinter dem Scrapersystem führt zu drei alternativ nutzbaren Experimentierplätzen. Am Niederenergie-Photonentagger und Neutronendetektor NEPTUN werden mithilfe eines Bremstargets Photonen erzeugt, die zur Bestrahlung von Materialproben genutzt werden können [16]. Hierbei kann für jedes Photon durch die energieaufgelöste Messung des zugehörigen gestreuten Elektrons eindeutig die Energie bestimmt werden, wodurch sich der Untergrund stark unterdrücken lässt.

Am QCLAM-Spektrometer können Elektronenstreuexperimente zur Untersuchung der Kernstruktur verschiedener Nuklide durchgeführt werden [17, 18]. Der untersuchte Streuwinkel kann hierbei durch die Möglichkeit der Rotation des Spektrometernagneten gewählt werden. Zusätzlich bietet dieses Spektrometer durch seinen speziellen Aufbau die seltene Möglichkeit, unter einem Winkel von 180° rückgestreute Elektronen messen zu können. Das QCLAM-Spektrometer bietet neben der Detektion von Elektronen die Möglichkeit, weitere Detektoren für andere Teilchensorten in der unmittelbaren Umgebung des Streuzentrums zu platzieren. Durch die Nutzung des Elektronenstrahls im Dauerstrichbetrieb kann so eine große Auswahl an Koinzidenzexperimenten durchgeführt und die Untergrundzählrate durch andere Streueignisse deutlich reduziert werden. Mit einer zusätzlichen Makropulsung des Elektronenstrahls kann die Streuanalyse zusätzlich um Flugzeitmessungen erweitert werden, was die Untergrundzählrate weiter reduziert. Da die Elektronen innerhalb des Makropulses ebenfalls im Dauerstrichmodus erzeugt werden, erhält man eine hohe mittlere Repetitionsrate und kann durch eine im Vergleich zur Einzelpulsung geringere momentane Strahlintensität die Spitzenstromstärke des Strahl gering halten, wodurch periodische kurzzeitige Detektorsättigungen vermieden werden.

Das Lintott-Spektrometer dient ebenfalls der Durchführung von Elektronenstreuexperimenten zur Kernstrukturuntersuchung, weist aber im Vergleich zum QCLAM-Spektrometer eine bessere Energieauflösung bei kleinerer Impulsakzeptanz auf [19]. Da das Detektorsystem auf die Drahtkammer in der Fokalebene des Spektrometernagneten beschränkt ist, sind keine Koinzidenzexperimente durchführbar. Außerdem ist es wegen der installierten Streukammer lediglich möglich, unter zwölf diskreten Streuwinkeln zu messen, und eine 180° -Rückstrommessung ist mit diesem Spektrometer technisch nicht möglich.

2.1 Bezeichnungskonventionen

Diese Arbeit nutzt zur Bezeichnung der einzelnen Strahlführungselemente des S-DALINAC die an dieser Beschleunigeranlage gängige Konvention. Da diese nicht selbsterklärend sind, soll hier eine kurze Erläu-

terung gegeben werden.

Die Bezeichnungen der einzelnen Elemente kodiert die Position des Elements innerhalb der Beschleunigerstrahlführung und besteht aus einer Sektionsbezeichnung, einem Typenkürzel und einem laufenden Index. Der gesamte Beschleuniger ist in verschiedene Sektionen unterteilt die in Abb. 2.1 und Abb. 2.2 aus der Beschriftung ersichtlich sind. Die Sektionsbezeichnung besteht grundsätzlich aus einem Großbuchstaben als Bezeichner und einem in Strahlrichtung durchnummerierten Index. Jedes Strahlführungs- und Strahldiagnoseelement wird entsprechend seines Typs mit zwei Großbuchstaben benannt. Eine Zuordnungstabelle der Bezeichnungskombinationen mit einigen Beispielen findet sich in Tab. 2.1.

Tabelle 2.1.: Die Bezeichnungskonvention am S-DALINAC mit Kodierungstabellen und Beispielen.

Gerätebezeichnung: **SSBBNN** mit: **SS** Sektionskürzel
BB Bezeichnerkodierung
NN laufender Index in Strahlrichtung

Liste der Sektionskürzel (**SS**):

I0	Normalleitender Injektor
I1	Supraleitender Injektor
I2	Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS)
P0	Spin-Polarized INjector (SPIN)
P1	100 keV Mott-Polarimeter
A1	Hauptbeschleuniger
F0	Eintrittsbogen der ersten Rezirkulation
F1	Rezirkulationsgerade der ersten Rezirkulation
F2	Austrittsbogen der ersten Rezirkulation
S0	Eintrittsbogen der zweiten Rezirkulation
S1	Rezirkulationsgerade der zweiten Rezirkulation
S2	Austrittsbogen der zweiten Rezirkulation
S3	Strahlführung zum Rezirkulationsstrahlfänger
T0	Eintrittsbogen der dritten Rezirkulation
T1	Rezirkulationsgerade der dritten Rezirkulation
T2	Austrittsbogen der dritten Rezirkulation
E0	Beginn der Extraktionsstrahlführung
E1	HESS und Møllerpolarimeter
E2	40°-Schikane
E3	QCLAM-Spektrometer
E4	Lintott-Spektrometer
E5	Niederenergie-Photonentagger-und-Neutronendetektor (NEPTUN)

Liste der Bezeichnerkodierungen:

SH	steerer horizontal	Horizontal ablenkender Korrekturmagnet
SV	steerer vertikal	Vertikal ablenkender Korrekturmagnet
T	target	In Strahlengang fahrbare Leuchtschirme zur optischen Strahldiagnose
QU	quadrupole magnet	Quadrupol-Fokussiermagnet
AM	alpha magnet	Ein 270°-Ablenkmagnet
F	Faraday cup	Strahlfänger mit integrierter Strommessung
WF	Wien filter	Eine Spulen-Kondensatorkombination zur Rotation des Elektronenspins
LE	magnetic lens	Solenoid; longitudinal ausgerichtete Zylinderspule
BM	bending magnet	Ablenk dipolmagnet
HF	Hochfrequenzmonitor	Strahl- und Phasenmonitor zur zerstörungsfreien Strahldiagnose
NC	normal conducting cavity	Normalleitende Kupferkavität zu Strahlpräparation
SC	superconducting cavity	Supraleitende Niobkavität zur Strahlbeschleunigung

Beispiele:

- I0QU03** Der dritte Quadrupolmagnet in der normalleitenden Injektorsektion
- A1HF02** Der zweite Strahl- und Phasenmonitor in der Hauptbeschleunigersektion
- T2SV01** Der erste vertikale Korrekturmagnet in der Austrittsbogensektion der dritten Rezirkulation



Teil I.

**Entwurf eines
Møllerpolarimeters**



3 Motivation

Durch die Installation einer Quelle polarisierter Elektronen am S-DALINAC ist es seit 2011 möglich, Experimente mit Projektilen durchzuführen, die einen ausgerichteten Spin aufweisen. In Kap. 3.1 werden einige ausgewählte Beispiele für kernphysikalische Experimente vorgestellt, die explizit polarisierte Projektile benötigen. Um diese Experimente durchführen zu können, ist es notwendig, sowohl die absolute Polarisation des Elektronenstrahls als auch die genaue Projektion der Elektronenspins bzgl. einer ausgewählten Richtung zu kennen. Die absolute Polarisation P eines Elektronenstrahls beschreibt dabei das Verhältnis:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}. \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet N_{\uparrow} die Anzahl an Elektronen, die entlang einer zunächst willkürlich gewählten Raumachse orientiert sind, während N_{\downarrow} die Anzahl der Elektronen bezeichnet, die antiparallel zu derselben Achse ausgerichtet sind. Die Polarisation beschreibt also das normierte Verhältnis der ausgerichteten Elektronen im Vergleich zur Gesamtanzahl der Elektronen im betrachteten Ensemble. Um dies etwas zu veranschaulichen, sind in Abb. 3.1 anhand eines Elektronenensembles beispielhaft drei mögliche Polarisationsgrade dargestellt. Bei einem unpolarisierten Elektronenstrahl sind die einzelnen Spins der Elektronen zufällig räumlich verteilt. Eine Messung der Orientierung bzgl. jeder beliebig orientierten Achse würde also ergeben, dass $N_{\uparrow} = N_{\downarrow}$. Dementsprechend beträgt die Polarisation in diesem Fall $P = 0$. Ein Elektronenstrahl wird erst dann als polarisiert bezeichnet, wenn für ihn eine Raumachse existiert, für die eine größere absolute Polarisation als $P = 0$ besteht. Hieraus ergibt sich das technische Problem, dass sowohl die Achse, als auch die absolute Polarisation selbst gemessen werden müssen.

An der Quelle polarisierter Elektronen können durch den Beschuss einer speziellen Gallium-Arsenid-Kathode mit einem zirkular polarisierten Laserstrahl Elektronen mit einem theoretisch möglichen Polarisationsgrad von 100% bzgl. der Elektronenflugrichtung erzeugt werden. In der Praxis konnten bisher absolute Polarisationen von bis zu $(86,1 \pm 1,4)\%$ nachgewiesen werden [3]. Die Messung der absoluten Polarisation wurde dabei mit einem 100 keV-Mottpolarimeter und einem 10 MeV-Mottpolarimeter durchgeführt, deren Funktionsweise im Abschn. 4.1 kurz erläutert wird. Potentiell auftretende Änderungen des Polarisationsgrads können dann mithilfe von Comptontransmissionspolarimetern überwacht werden, deren Funktionsweise in Abschn. 4.2 beschrieben wird. Wie es in diesen Abschnitten dargelegt wird, sind

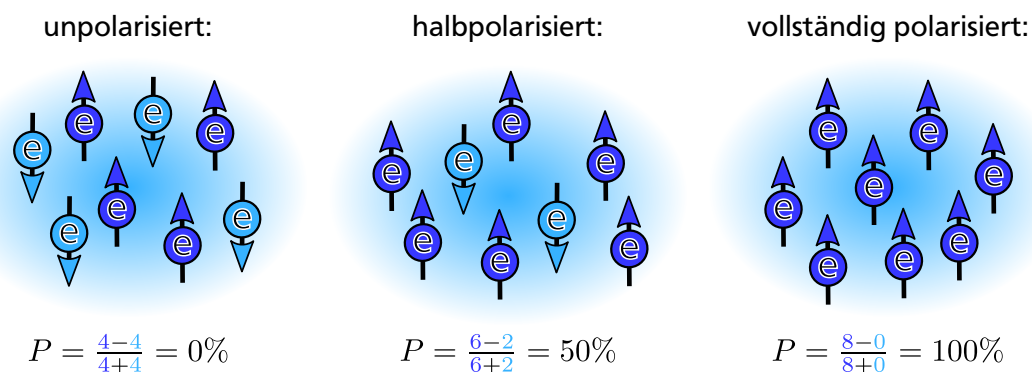


Abbildung 3.1.: Darstellung eines Elektronenensembles mit verschiedenen Polarisationsgraden. Im linken Ensemble sind gleich viele Spins nach oben ausgerichtet wie nach unten. Das Ensemble gilt als *unpolarisiert*. Im rechten Ensemble sind alle Spins gleichausgerichtet und es gilt als *vollständig polarisiert*. Im mittleren Ensemble ist das Verhältnis von nach oben gerichteten Spins im Vergleich zu den nach unten gerichteten Spins gerade 3:1, was der Definition nach einer Polarisation von 50% entspricht.

Mottpolarimeter fähig, die absolute Polarisation der Elektronen zu messen, können jedoch bei Elektronenenergien von über etwa 10 MeV nicht mehr genutzt werden. Comptontransmissionspolarimeter sind zwar auch bei höheren Energien noch einsetzbar, können jedoch lediglich relative Änderungen des Polarisationsgrads detektieren. Da sie aber häufig vor dem eigentlichen Strahlfänger platziert werden können, ohne die vorherigen Streuprozesse zu stören, können sie als parasitäre Echtzeitspindiagnoseelemente eingesetzt werden.

Am S-DALINAC besteht bisher jedoch keine Möglichkeit, die absolute Polarisation von Elektronen mit einer Energie von mehr als 10 MeV zu messen. Diese Energien können bereits nach dem supraleitenden Injektorbeschleuniger erreicht werden. Dadurch besteht spätestens nach der ersten Durchquerung des Hauptbeschleunigers keine Möglichkeit mehr, die absolute Polarisation zu überprüfen (vgl. hierzu den Grundriss des S-DALINAC in Abb. 2.1 und Abb. 2.2). Es wurde sich deswegen dazu entschlossen, ein Møllerpolarimeter hinter dem Hauptbeschleuniger zu installieren, um diese Lücke in der Spindiagnose zu beheben. Das Ziel dieser Arbeit war der Entwurf eines solchen Møllerpolarimeters für den S-DALINAC. Die Bestimmung einer geeigneten Position erweist sich jedoch nicht als trivial, weswegen an dieser Stelle noch weitere Erläuterungen gegeben werden sollen. Hierzu ist es zunächst notwendig zu verstehen, wodurch die Spinorientierung des Elektronenstrahls in einem Beschleuniger beeinflusst wird, was durch die Thomas-BMT-Gleichung dargestellt werden kann [20, 21]. Diese beschreibt die zeitliche Änderung des Spinvektors \vec{S} eines Elektrons beim Durchgang durch ein elektrisches Feld \vec{E} und ein Magnetfeld \vec{B} . Die Magnetfeldkomponenten sind hierbei in die zur Ausbreitungsrichtung parallele Komponente B_{\parallel} und die zur Ausbreitungsrichtung senkrechte Komponente B_{\perp} aufgeteilt

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{\gamma m_e} \vec{S} \times \left[(1 + g\gamma) \vec{B}_{\perp} + (1 + g) \vec{B}_{\parallel} + \left(g - \frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\vec{E} \times \vec{\beta}}{c} \right], \quad (3.2)$$

wobei die noch nicht erwähnten Symbole folgende Bedeutung haben:

- e : Elementarladung
- m_e : Masse eines Elektrons
- g : anomaler g-Faktor
- γ : Lorentzfaktor
- c : Lichtgeschwindigkeit
- $\vec{\beta}$: Elektronengeschwindigkeit relativ zur Lichtgeschwindigkeit

Es ist erkennbar, dass die Spinachse des Elektronenstrahls bei hohen Energien ($\gamma \gg 1$) durch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehende Magnetfelder stark rotiert wird. Am S-DALINAC werden die Elektronen bei ihrer Erzeugung mit longitudinal und damit in Ausbreitungsrichtung orientiertem Spin erzeugt, wodurch sowohl die Spinachse als auch die Ausbreitungsrichtung der Elektronen in den magnetischen Führungsfeldern der Dipolmagnete gedreht werden. Da die Drehung der Spinachse im Allgemeinen nicht mit der Änderung der Flugrichtung übereinstimmt, hängt die Spinorientierung am Ende des Beschleunigungsvorgang sehr stark von der erreichten Endenergie und dem aktuell eingestellten Rezirkulationsmodus ab. Des Weiteren könnten im Randfeldbereich der Führungsmagnete auch longitudinal orientierte Magnetfeldkomponenten auftreten, welche die Elektronenspinachse gemäß Gl. (3.2) ebenfalls, wenn auch in geringerem Maße, drehen. Der Beschleunigungsvorgang selbst sollte keinen Einfluss auf die Spinachsenorientierung haben, da das beschleunigende elektrische Feld parallel zur Ausbreitungsrichtung steht. Bei einer dezentralen Durchquerung der Beschleunigungsresonatoren ist jedoch nicht auszuschließen, dass transversale Komponenten des elektrischen Feldes zusätzlich auf den Spin wirken, wodurch ebenfalls eine Rotation verursacht wird. Während die hier genannten Effekte auf alle Elektronen innerhalb eines Ensembles gleichermaßen wirken, ist davon auszugehen, dass die Relativausrichtung der Elektronenspins innerhalb des Ensembles und damit die absolute Polarisation gleich bleiben.

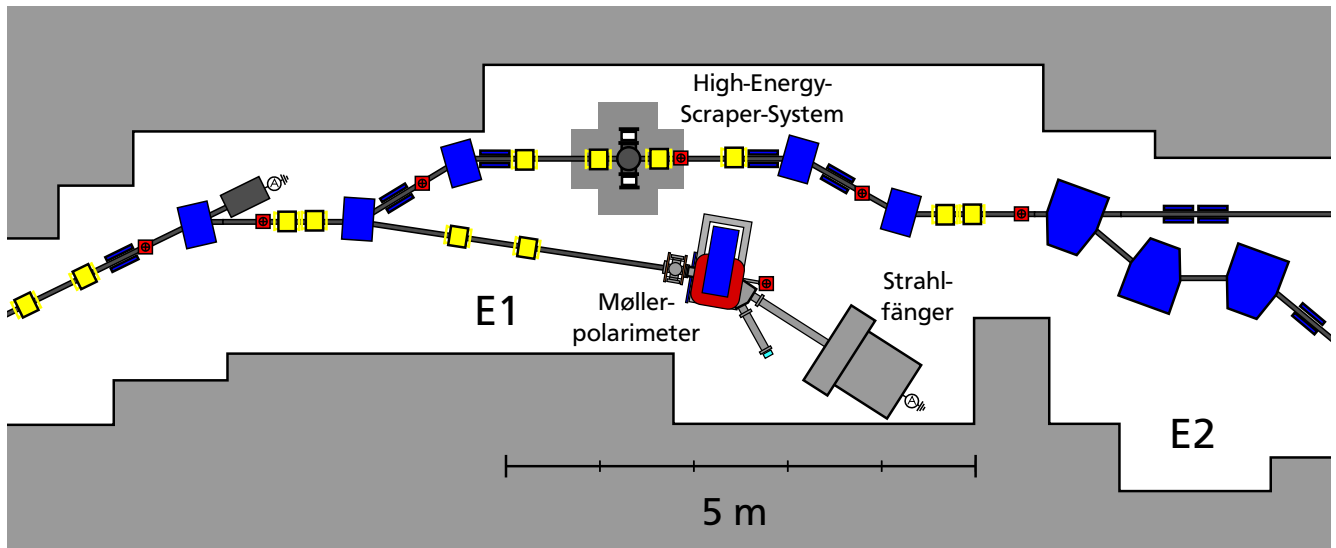


Abbildung 3.2.: Das Møllerpolarimeter soll im Extraktionsbereich E1 neben dem High-Energy-Scrapper-System installiert werden. Diese Position befindet sich vor allen Hochenergieexperimentierplätzen und kann dort die Polarisation des vollständig beschleunigten Elektronenstrahls bestimmen. Der Extraktionsbereich ist vollständig mit Betonwänden umkleidet, um den Außenbereich vor der im Betonbunker entstehenden, hochenergetischen elektromagnetischen Strahlung abzuschirmen. Wie hier zu sehen ist stehen dem Polarimeteraufbau lediglich eine Grundfläche von etwa 3 m Länge und 2 m Breite zur Verfügung.

Um der Spinachsenrotation entgegenzuwirken und die Spinachse nach dem Beschleunigungsvorgang wieder in gewünschter Richtung zu erhalten, muss die Spinachse im richtigen Maße rotiert werden. Mit steigender Energie wird eine durch elektromagnetische Felder verursachte Rotation des Spins aufgrund der hierzu notwendigen Feldstärken technisch zunehmend aufwändiger, weshalb diese Rotation bei einer niedrigen Elektronenenergie durchgeführt werden muss. Die Rotation der Spinachse wird am S-DALINAC mit Hilfe eines Wienfilters bewerkstelligt, der direkt hinter der Quelle installiert wurde (vgl. Kap. 4.3). Da die Rotation nur in der horizontalen Ebene durchgeführt werden kann, können vertikale Komponenten der Spinachse nicht mehr kompensiert werden. Dementsprechend muss die korrekte Orientierung der Spinachse vor den Experimentierplätzen messtechnisch überprüft werden. Die sinnvollste Position hierfür ist unmittelbar vor oder direkt parallel zu den Experimentierplätzen. Dies ist allerdings aufgrund der eingeschränkten Platzverhältnisse an den Experimentierplätzen nicht möglich und würde außerdem ein eigenes Absolutpolarimeter für jeden der drei Experimentierplätze notwendig machen. Die eingeschränkten Platzverhältnisse berücksichtigend, wurde als einzig sinnvolle Position eines zusätzlichen Polarimeters für den Hochenergiebereich des S-DALINAC der Extraktionsbereich E1 identifiziert. Hier soll ein Møllerpolarimeter direkt neben dem neu konzipierten High-Energy-Scrapper-System (HESS) installiert werden. Die Position und der Grundriss des Polarimeters sind in Abb. 3.2 dargestellt. Der genaue Aufbau des Møllerpolarimeters wird später in Kap. 6 detailliert behandelt.

Die geplante Position des Polarimeters liegt noch vor dem ersten Experimentierplatz des NEPTUN und kann so als Messgerät für jedes der Spektrometer verwendet werden. Der Strahl wird nach der Messung am Polarimeter jedoch noch durch vier (NEPTUN-Spektrometer) bis elf (QCLAM 180°-Aufbau) weitere Dipole abgelenkt und die Spinachse dementsprechend weiterrotiert. Dieser Umstand muss in Anbetracht der verfügbaren Platzverhältnisse jedoch in Kauf genommen werden. Der Vorteil des Polarimeters an dieser Stelle ist hierbei, dass zum Zeitpunkt der Messung sowohl der gesamte Beschleunigungsvorgang, als auch der größte Teil der Strahlableitung durch Dipolmagnete durchgeführt wurde. Bei einfachem Durchschuss des Hauptbeschleunigers besteht dies aus einer Ablenkung durch acht Dipolmagnete, während sich diese Anzahl im dreifach rezirkulierten Betrieb auf 44 Dipolmagneten erhöht. Sollten depo-

larisierende Effekte wie eine zeitliche Oszillation der Spinachse durch instabile Dipolmagnetfelder oder zeitliche Variationen des Beschleunigungsfeldes auftreten, ist zu erwarten, dass diese vor Eintritt in die Extraktionsstrahlführung stattfinden. Dies kann durch das Polarimeter an dieser Stelle bereits diagnostiziert werden. Die verbleibenden Spinrotationen in der Extraktionsstrahlführung sind im Vergleich hierzu rechnerisch gut erfassbar (vgl. hierzu Kap. 4.3).

3.1 Spinsensitive Experimente am S-DALINAC

Im niederenergetischen Bereich wurden erste Experimente bereits am Teststand des polarisierten Injektors [22] noch vor dem Einbau in die Beschleunigerstrahlführung durchgeführt. In einem dieser Experimente wurde die Orientierung linear polarisierter Bremsstrahlung untersucht, die durch den Beschuss eines Bremstargets mit Elektronen bei 100 keV unter großem Winkel zur Strahlrichtung in der Nähe der Endpunktsenergie der Bremsstrahlung entstanden [23, 24]. Die longitudinale Polarisation der einfallenden Elektronen verursacht hierbei wegen des nicht verschwindenden Stokesparameters¹ P_2 eine Rotation der linearen Polarisationsrichtung der Bremsstrahlung, die direkt zum Polarisationsgrad der Elektronen proportional ist. Es ist geplant die Energie-, Winkel- und Targetmaterialabhängigkeiten der Bremsstrahlungspolarisation in Zukunft genauer zu untersuchen [25].

In einem weiteren Experiment wurden die Absolutwerte der Stokesparameter P_1 und P_2 untersucht [26]. Wird diese Messungen mit einer Bestimmung des dritten Stokesparameters P_3 über eine Messung der zirkularen Polarisation von Bremsstrahlung mit einem Comptontransmissionspolarimeter kombiniert, ist es möglich, sämtliche Stokesparameter mit der Strahlpolarisation in Verbindung zu bringen. Solche Experimente bei sehr niedrigen Energien können zukünftig auch an einem dedizierten Aufbau zur Wasserstoffreinigung und Prüfung von Fotokathoden im Institut für Kernphysik Darmstadt durchgeführt werden [27].

Für den zukünftigen Betrieb sind ebenfalls Experimente bei höheren Energien geplant [25], von denen an dieser Stelle beispielhaft zwei erwähnt werden sollen:

Untersuchung der Ladungsdichte durch Messung der Shermanfunktion bei großen Streuwinkeln

Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses der Mottstreuung, der später in Kap. 4.1 noch ausführlicher dargestellt wird, ist im Wesentlichen von der Analysierstärkefunktion abhängig, die auch *Shermanfunktion* $S(Z, \theta, E)$ genannt wird [28, 29]. Sie ist von der Kernladungszahl Z des verwendeten Streupräparats, der Elektronenenergie E , dem Streuwinkel θ und der Projektion der Elektronenpolarisation auf die Streuebene $\vec{P} \cdot \vec{n}$ abhängig:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma(Z, \theta, E)}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \cdot (1 - S(Z, \theta, E) \cdot \vec{P} \cdot \vec{n})$$

In Abb. 3.3 ist die Shermanfunktion für Gold als Streuzentrum bei verschiedenen Energien gegen den Streuwinkel aufgetragen. Es ist deutlich erkennbar, dass das Extremum der Shermanfunktion für hohe Energien immer näher an einen Streuwinkel von 180° rückt, und die Breite des Extremums zunehmend schmaler wird. Tatsächlich wird der Wirkungsquerschnitt der Mottstreuung bei Energien oberhalb von 15 MeV nicht mehr hinreichend genau durch die Shermanfunktion beschrieben. Bei diesen Energien spielen zusätzlich die Ladungs- und Magnetisierungsdichte der Kerne eine Rolle bei der Streuung der Elektronen. Diese durch die Kernstruktur bedingte Abweichung von der Shermanfunktion wurde in [30] beschrieben und bisher erst ein einziges mal im Jahr 1999 am Mainzer Microtrons MAMI bei Streuwinkeln von 172° und einer Energie von 14 MeV vermessen [31]. In [32, 33] werden verschiedene Möglichkeiten beschrieben, aus der Abweichung des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Shermanfunktion auf die Ladungs- und Magnetisierungsverteilung zurückzuschließen. Diese Effekte treten

¹ Die Stokesparameter sind vier Parameter, die die Polarisation elektromagnetischer Strahlung charakterisieren. Der erste Faktor S_0 gibt die Intensität der Strahlung an, während die Faktoren P_1, P_2, P_3 die Projektion des Polarisationsvektors auf kartesische Koordinatenachsen angeben.

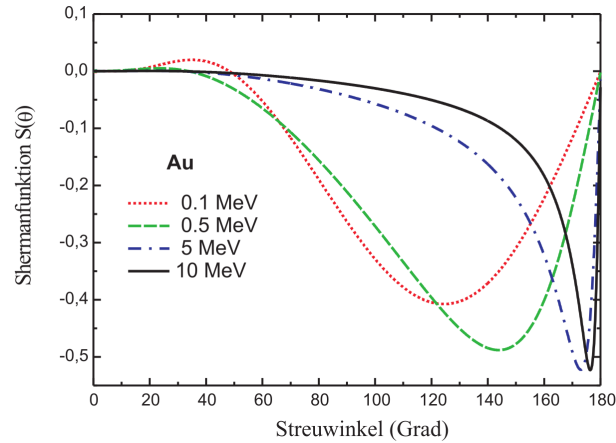


Abbildung 3.3.: Hier ist die Shermanfunktion mit Gold als Streuzentrum für verschiedene Energien gegen den Streuwinkel aufgetragen. Die Grafik wurde aus [3] entnommen.

allerdings erst bei deutlich höheren Energien in beobachtbarem Maße zu Tage. Am S-DALINAC gibt es mit dem QCLAM Spektrometer die Möglichkeit, 180°-Streuung bei Energien von über 100 MeV zu messen, was optimale Voraussetzungen für diese Art Experimente darstellt.

Vermessung der fünften Strukturfunktion in Wenig-Teilchen-Systemen

Mit polarisierten Elektronenstrahlen und unpolarisierten Streupräparaten kann bei einer koinzidenten Messung der gestreuten Elektronen mit einem weiteren Teilchen die Formel des differentiellen Wirkungsquerschnitts um Formfaktoren, oder Strukturfunktionen W_i erweitert werden. Hierbei werden sämtliche kinematischen Größen und expliziten Abhängigkeiten von Streuwinkeln und Energie in Faktoren V_i zusammengefasst:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma(Z, \theta, E)}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \cdot \left(\underbrace{V_L W_L}_{1.} + \underbrace{V_T W_T}_{2.} + \underbrace{V_{LT} W_{LT}}_{3.} + \underbrace{V_{TT} W_{TT}}_{4.} + \underbrace{h \cdot V_{LT'} W_{LT'}}_{5.} \right)$$

Es ist erkennbar, dass die fünfte Strukturfunktion von der Helizität h des Strahls abhängt und Informationen zu bspw. der Endzustandswechselwirkung enthält. Eine theoretische Einführung zu diesem Thema findet sich in [34]. Gemessen wurde diese Strukturfunktion bisher erst zwei mal [35, 36]. Am S-DALINAC können diese Experimente auf Bereiche geringen Impulsübertrags erweitert werden, was neue Einblicke in die auf der Quantenchromodynamik basierende effektive chirale Feldtheorie geben kann.



4 Vorhandene Spindiagnostik und Spinmanipulation am S-DALINAC

In diesem Kapitel soll kurz auf die bereits vorhandenen Möglichkeiten eingegangen werden, am S-DALINAC die Polarisation des Elektronenstrahls, zu messen und die bevorzugte Spinachse zu drehen. Wie in Abb. 4.1 zu sehen ist, beschränken sich die gesamte Spindiagnostik und Spinmanipulationsmöglichkeiten auf den Injektorbereich I0 bis I2. Hier stehen zunächst zwei Mottpolarimeter zur Verfügung, deren Funktionsweise in Abschn. 4.1 erklärt wird. Zusätzlich ist am DHIPS-Messplatz ein Comptontransmissionspolarimeter installiert, welches in Abschn. 4.2 genauer beschrieben wird. Um die Spinachse zu drehen, können ein Alphamagnet, sowie ein Wienfilter genutzt werden, deren Funktionsweisen in Abschn. 4.3 beschrieben werden.

4.1 Mottpolarimeter

Mithilfe von Mottpolarimetern ist es möglich, die absolute Polarisation von Elektronenstrahlen mit kinetischen Energien bis zu 10 MeV zu bestimmen [37, 38, 39, 40]. Sie nutzen dabei die Spinabhängigkeit der Mottstreuung. Diese beschreibt die Wechselwirkung eines punktförmigen geladenen Fermions mit einer statischen, punktförmigen Ladung ohne eigenen Spin.

Im Falle der Mottpolarimeter sind die beteiligten Partner polarisierte Elektronen eines Elektronenstrahls und die als stationär angenommenen Atomkerne des Streupräparats. Treten die Elektronen in das Coulombpotential V_C des Präparatkerns ein, werden sie aufgrund ihrer elektrischen Ladung abgelenkt. Diese Ablenkung wird jedoch aufgrund der Wechselwirkung des vom Elektronenspin verursachten magnetischen Moments und dem vom Präparatkern im Ruhesystem des Elektrons verursachten Magnetfelds modifiziert, wie es in Abb. 4.2 dargestellt wird. Das effektive Potential V kann also als Überlagerung von Coulombpotential und einem Spin-Bahn-Kopplungspotential V_{ls} beschrieben werden

$$V = V_C + V_{ls} \quad (4.1)$$

mit

$$V_{ls} = \frac{Ze^2}{r^3 (m_e c^2)} (\vec{r} \times \vec{p}) \cdot \vec{s} \quad (4.2)$$

$$= \frac{Ze^2}{r^3 (m_e c^2)} \vec{l} \cdot \vec{s}. \quad (4.3)$$

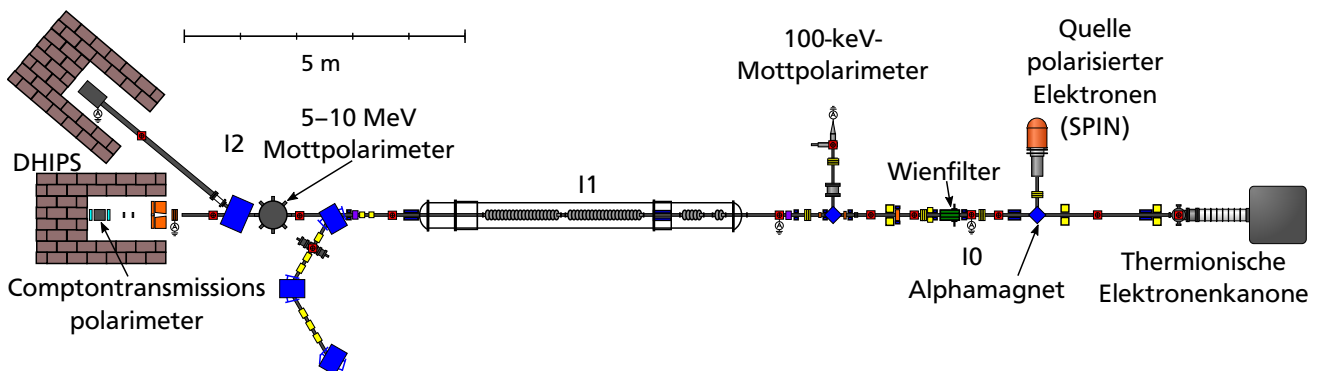


Abbildung 4.1.: Die gesamte Spindiagnostik und Spinmanipulation des S-DALINAC findet in den Injektorbereichen I0 und I2 statt. Abgebildet ist der komplette Injektorbereich bis einschließlich des DHIPS-Messplatzes. Zur Spindiagnose stehen ein 100-keV-Mottpolarimeter, ein (5–10)-MeV-Mottpolarimeter und ein Comptontransmissionspolarimeter zur Verfügung. Zur Spinmanipulation werden ein Wienfilter und ein Alphamagnet benutzt.

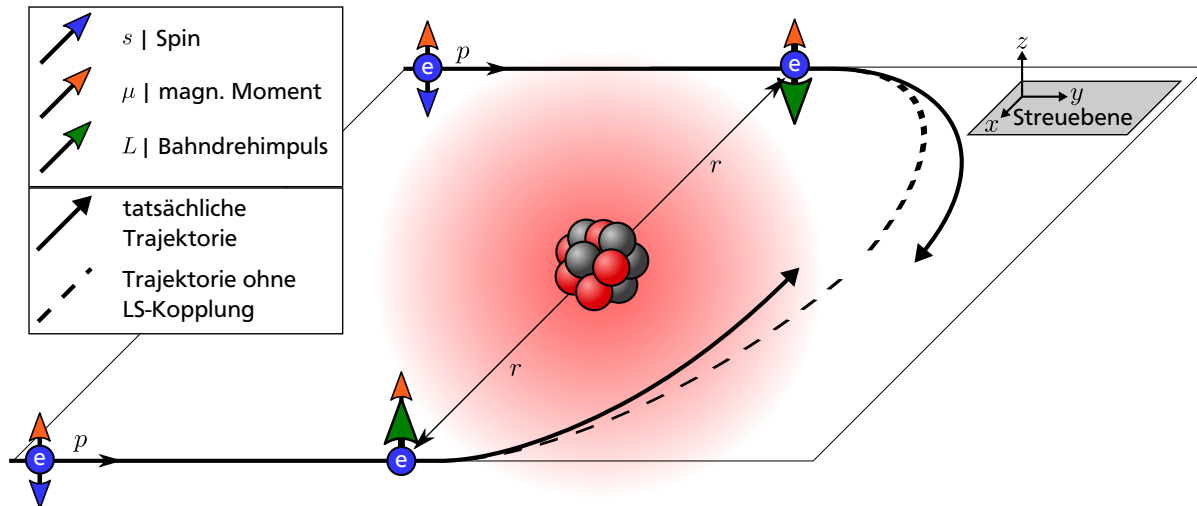


Abbildung 4.2.: Darstellung der Mottstreuung. Zwei spinbehaftete Elektronen werden am Coulombpotential eines stationären, punktförmigen Kerns gestreut. Der Streuradius und damit auch der Streuwinkel hängen dabei von der Spinausrichtung der Elektronen ab. Stehen Spin \vec{s} und Bahndrehimpuls \vec{l} antiparallel (parallel), so ist das magnetische Moment des Elektrons parallel (antiparallel) zum Bahndrehimpulsvektor, was zu einer stärkeren (schwächeren) Ablenkung führt.

Hierbei bezeichnet Z die Kernladungszahl des Targetmaterials, e die Elementarladung, \vec{r} den Relativvektor zwischen Elektron und Targetkern, $m_e c^2$ die Ruheenergie eines Elektrons, \vec{p} den Impuls des Elektrons und \vec{s} den Spin des Elektrons. Wie am Skalarprodukt zwischen dem Spin- (\vec{s}) und Drehimpulsvektor (\vec{l}) erkennbar ist, ist der Einfluss der Spin-Bahn- oder *ls*-Kopplung am größten, wenn der Elektronenspin parallel zum Normalenvektor der Streuebene also transversal zur Flugrichtung der Elektronen steht. Bei dieser Ausrichtung erhöht bzw. verringert das magnetische Moment der Elektronen das vom Targetkern auf die Elektronen ausgeübte Drehmoment am stärksten. Das auf die Elektronen wirkende Drehmoment für eine **antiparallele** Ausrichtung von Spin \vec{s} und Bahndrehimpuls \vec{l} **erhöht** sich hierbei, da das magnetische Moment $\vec{\mu}_e^s$ des Elektrons aufgrund des negativen Landé-Faktors g_e^s ebenfalls antiparallel zum Spin des Elektrons ausgerichtet ist:

$$\vec{\mu}_e^s = g_e^s \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{s} \quad (4.4)$$

Mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ und dem Landé-Faktor $g \approx -2$ für Elektronen folgt:

$$\Rightarrow \vec{\mu}_e = -\frac{e}{m_e} \vec{s} \quad (4.5)$$

Entsprechend sind in dieser antiparallelen Ausrichtung das magnetische Moment und der Bahndrehimpuls tatsächlich parallel ausgerichtet und verstärken somit das Drehmoment auf die Elektronen.

Diese Spinabhängigkeit des Streuwinkels lässt sich nutzen, um die Polarisation eines Elektronenstrahls mit einer Geschwindigkeit $\beta = v/c$ zu messen. Hierbei werden zwei Detektoren gegenüberliegend unter dem selben Streuwinkel θ platziert, wie es in Abb. 4.3 dargestellt ist. Die Zählratenasymmetrie dieser beiden Detektoren kann dann mithilfe des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Mottstreuung $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}$ in die Polarisation des Elektronenstrahls umgerechnet werden. Der Wirkungsquerschnitt besteht aus einem spinunabhängigen Teil $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{su}}$, der hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt wird,

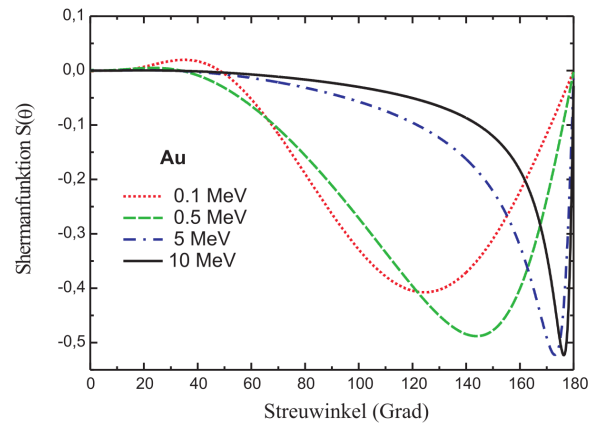
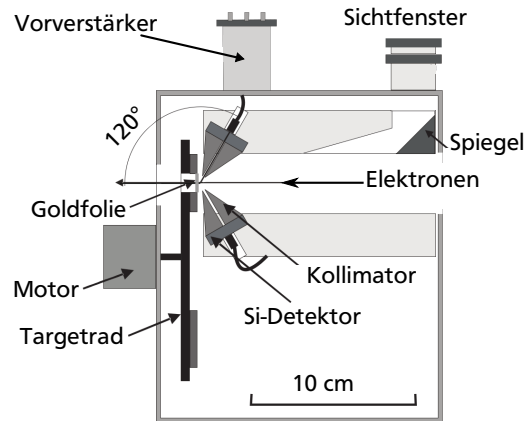


Abbildung 4.3.: Auf der linken Seite ist ein Querschnitt des 100 keV-Mottpolarimeters mit beschrifteten Einzelkomponenten dargestellt. Auf der rechten Seite ist die Shermanfunktion für Goldkerne als Streuzentren für verschiedene Strahlenergien gegen den Streuwinkel aufgetragen. Für eine Energie von 100 keV liegt das Extremum der Shermanfunktion bei 120° , weshalb das links abgebildete Mottpolarimeter auf diesen Streuwinkel optimiert wurde. Es ist außerdem erkennbar, dass das Extremum der Shermanfunktion für hohe Energien immer näher an 180° heranrückt und gleichzeitig schmaler wird. Die Grafiken wurden aus [3] entnommen und modifiziert.

und der sogenannten Sherman-Funktion $S(\theta, E, Z)$, welche die gesamte spinabhängige Dynamik beinhaltet [28, 29]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{su}} \cdot (1 - S(\theta, E, Z) \cdot p) \quad (4.6)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{su}} = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^2 \cdot \frac{1}{4E^2} \cdot \frac{1 - \beta^2 \sin^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \quad (4.7)$$

Um die Messdauer zu minimieren, müssen die Zählratenasymmetrie der beiden Detektoren sowie die Zählrate selbst möglichst groß sein. Um hohe Zählraten zu erzeugen, sollte ein möglichst schwerer Targetkern gewählt werden, da dieser den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Mottstreuung erhöht. Am S-DALINAC wird hierfür wegen den guten mechanischen und chemischen Eigenschaften eine dünne Gold- oder Silberfolien verwendet [39]. Die Zählratenasymmetrie lässt sich maximieren, indem die Detektoren im Extremum der Shermanfunktion platziert werden. In Abb. 4.3 wurden beispielhaft die Shermanfunktionen für Goldtargets und Elektronen verschiedener Energien gegen den Streuwinkel aufgetragen. Für eine kinetische Energie von 100 keV existiert ein Minimum der Shermanfunktion bei einem Streuwinkel von 120° . Das ist auch der Grund, warum die Detektoren des Niederenergiemottpolarimeters am S-DALINAC unter genau diesem Winkel installiert wurden. Des Weiteren ist erkennbar, dass die Minima der Shermanfunktion für höhere Energien zu einem Streuwinkel von 180° konvergieren und gleichzeitig schmaler werden, sodass sich die Shermanfunktion nur für Werte nah an 180° signifikant von Null unterscheidet. Bei Mottpolarimeter für Energien von über 10 MeV blockieren die verwendeten Detektoren dadurch potentiell den einfallenden Strahl. Hierdurch ist es notwendig auf die Flanke der Shermanfunktion auszuweichen, was die Zählratenasymmetrie verringert. Erschwerend kommt hinzu, dass der Wirkungsquerschnitt der Mottstreuung, wie aus Gl. 4.7 ersichtlich ist, quadratisch invers mit der Energie skaliert, sodass Messungen bei hohen Energien überproportional mehr Messzeit in Anspruch

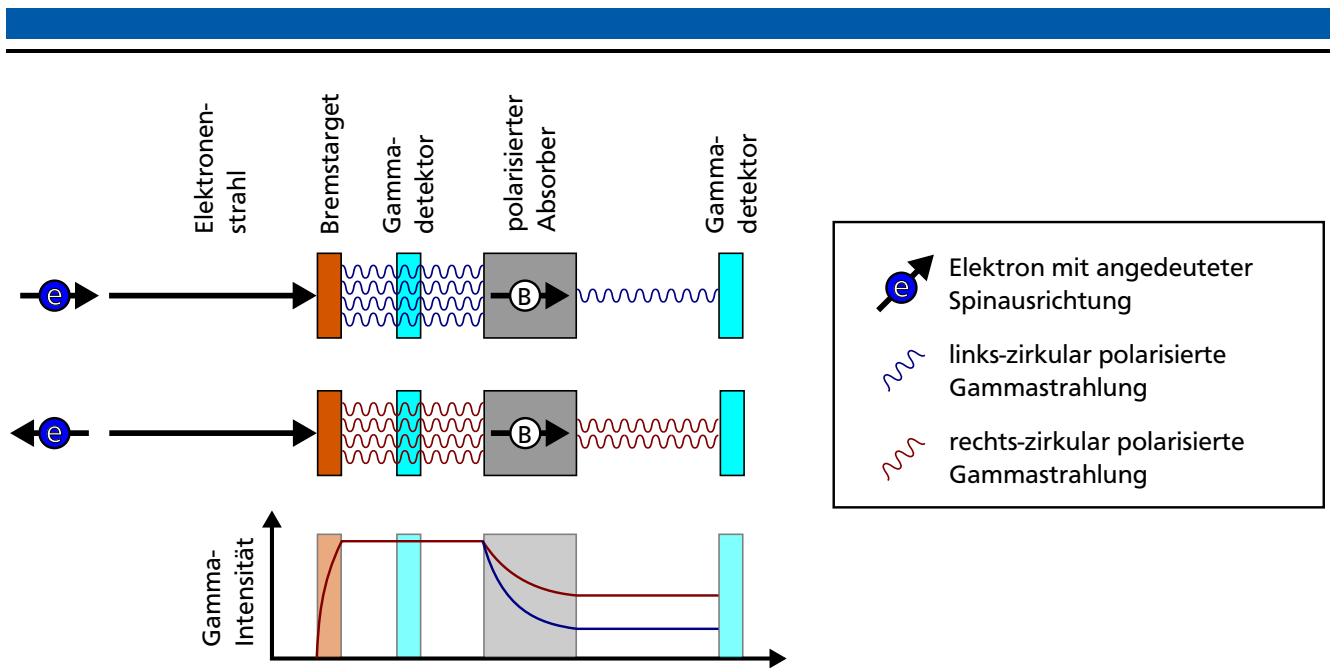


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung eines Comptontransmissionspolarimeters. Ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl wird in einem Bremstarget gestoppt um zirkular polarisierte Photonen zu erzeugen. Diese werden durch einen polarisierten Absorber geleitet. Die transmittierte Intensität hängt von der Helizität der Photonen ab, wodurch eine Polarisationsmessung durch Vergleich der Intensitäten bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung ermöglicht wird.

nehmen als Messungen bei niedriger Energie, um die gleiche Anzahl von detektierten Ereignissen zu erhalten. Zusätzlich hängt der differentielle Wirkungsquerschnitt der Mottstreuung bei hohen Energien zusätzlich von der Ladungs- und Magnetisierungsverteilung des verwendeten Streukerns ab, was eine Polarisationsbestimmung zusätzlich erschwert. Es ist also aus technischer Sicht nicht sinnvoll, Mottpolarimetrie bei über etwa (10–15) MeV zu betreiben.

4.2 Comptontransmissionspolarimeter

Bei Comptontransmissionspolarimetern (CTP) wird ausgenutzt, dass die Comptonstreuung von zirkular polarisierten Photonen an Elektronen von deren Spinausrichtung abhängt. Um diesen Effekt als Polarisationsmessung eines hochenergetischen Elektronenstrahls nutzen zu können, ist es jedoch zunächst notwendig, den Elektronenstrahl in einem Bremstarget zu stoppen, um hochenergetische Bremsstrahlung zu erzeugen. Ist der Elektronenstrahl hierbei longitudinal polarisiert, entstehen bei der Elektronenbremsung bei sehr kleinen Streuwinkeln zirkular polarisierte Photonen, deren Helizität von der Spinausrichtung des erzeugenden Elektronenstrahls abhängt. Wird diese durch ein ebenfalls longitudinal polarisiertes Target geführt, so hängt die transmittierte Intensität der Photonen von ihrer Helizität ab. Dementsprechend lässt sich anhand der transmittierten Intensität auf die ursprüngliche Polarisation rückschließen. Ein möglicher schematischer Aufbau eines solchen Polarimeters ist in Abb. 4.4 dargestellt.

Da die Transmission durch das polarisierte Target von sehr vielen zusätzlichen Parametern abhängt, die messtechnisch schwierig oder gar nicht erfassbar sind, eignet sich diese Messmethode lediglich zur Detektion von relativen Änderungen in der Strahlpolarisation. In der Praxis wird die Polarisation des Elektronenstrahls zuvor absolut vermessen und mit dem Transmissionswert des CTP verglichen. Da das Bremstarget hinter dem eigentlichen Experimentieraufbau platziert werden kann, und der Elektronenstrahl in der Regel ohnehin nach dem Experiment in einem Strahlfänger deponiert werden muss, kann ein CTP parasitär messen, ohne den eigentlichen experimentellen Aufbau zu behindern, insofern eine Rückstreuung der Elektronen vom CTP-Target verhindert werden kann. Diese Tatsache wurde auch am S-DALINAC ausgenutzt. Das bisher einzige CTP des S-DALINAC ist zwischen dem DHIPS und dem zuge-

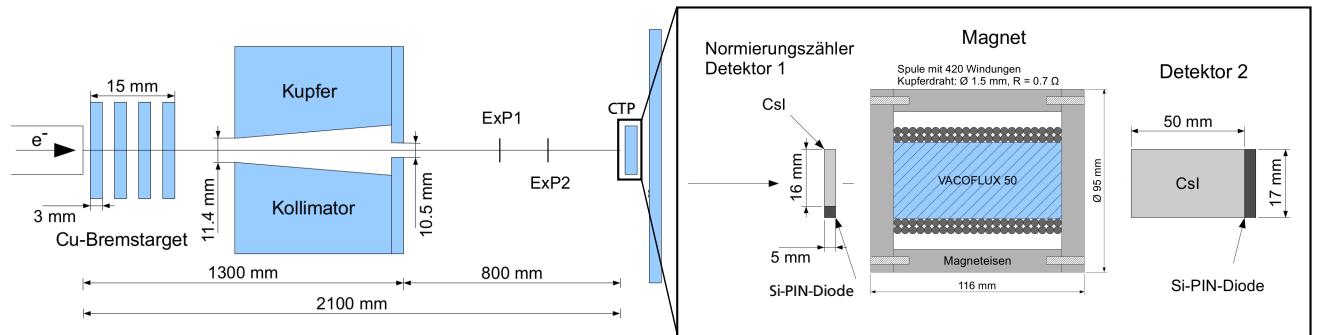


Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung des am S-DALINAC eingesetzten Comptontransmissionspolarimeters. Links ist der Messaufbau des Darmstadt High Intensity Photon Setups (DHIPS) dargestellt. Das Comptontransmissionspolarimeter befindet sich zwischen den beiden möglichen Installationspunkten für Materialproben (Exp1, Exp2) und dem Strahlfänger. Hierdurch kann eine relative Polarisationsmessung parasitär durchgeführt werden, ohne den Experimentierbetrieb zu beeinflussen. Die Grafik wurde aus [41] entnommen und modifiziert.

hörigen Strahlfänger vorgesehen. Der schematische Aufbau des DHIPS-Messplatzes und des eingesetzten CTP ist in Abb. 4.5 dargestellt.

4.3 Spinrotation durch Wienfilter und Alphas magnet

Das nach Wilhelm Wien benannte Wienfilter wird normalerweise verwendet, um geladene Teilchen abhängig von ihrer Geschwindigkeit zu filtern. Es besteht aus einem Plattenkondensator und einer Spule, die ein zum elektrischen Feld des Kondensators senkrecht stehendes Magnetfeld erzeugt, wie es in Abb. 4.6 am Beispiel des Wienfilters des S-DALINAC dargestellt wird. Werden nun geladene Teilchen rechtwinklig zu beiden Feldrichtungen in das Filter eingestrahlt, so werden sie aufgrund ihrer Ladung q abhängig von sowohl elektrischer als auch magnetischer Feldstärke abgelenkt. Die elektrische Feldkraft \vec{F}_C und die Lorentzkraft \vec{F}_L stehen aufgrund der gewählten Geometrie antiparallel, sodass sie sich gegenseitig abschwächen. Während die elektrische Feldkraft lediglich von der Ladung der Teilchen und der elektrischen Feldstärke abhängt, weist die Lorentzkraft eine zusätzliche Proportionalität zur Geschwindigkeit v , bzw. dem Impuls p der Teilchen auf. Hierdurch kann durch eine geeignete Wahl der Feldstärken von elektrischem Feld \vec{E} und Magnetfeld \vec{B} erreicht werden, dass die auf die Teilchen wirkende resultierende Kraft $\vec{F} = \vec{F}_C + \vec{F}_L$ für bestimmte Geschwindigkeiten v_0 gerade verschwindet:

$$\begin{aligned} \sum_i \vec{F}_i &= \vec{F}_C + \vec{F}_L \stackrel{!}{=} 0 \\ \Rightarrow \vec{F}_C &= -\vec{F}_L \\ \Rightarrow q\vec{E} &= -q(\vec{v}_0 \times \vec{B}) \\ \text{wobei: } \vec{E} &\perp \vec{B} \\ \Rightarrow v_0 &= \frac{|\vec{E}|}{|\vec{B}|} \end{aligned}$$

Teilchen mit dieser Geschwindigkeit können das Wienfilter also passieren, ohne eine Ablenkung zu erfahren. Geräte dieser Art werden beispielsweise vor Massenspektrometern eingesetzt, um die Geschwindigkeit der zu vermessenden Teilchen genau zu definieren.

Bei polarisierten Teilchenstrahlen kann ein solches Filter zusätzlich zur Drehung der Spinachse benutzen werden. Durchqueren spinbehaftete Teilchen ein Magnetfeld, so erfahren sie aufgrund ihres durch den

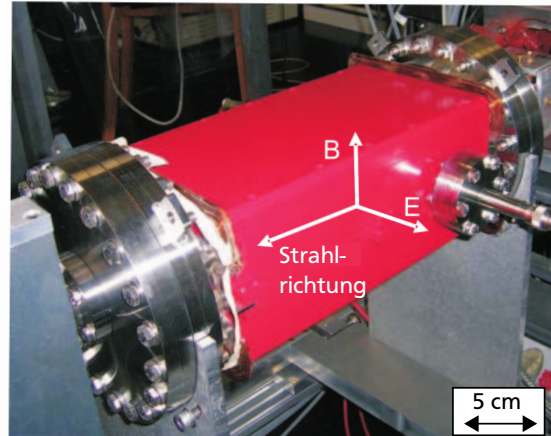
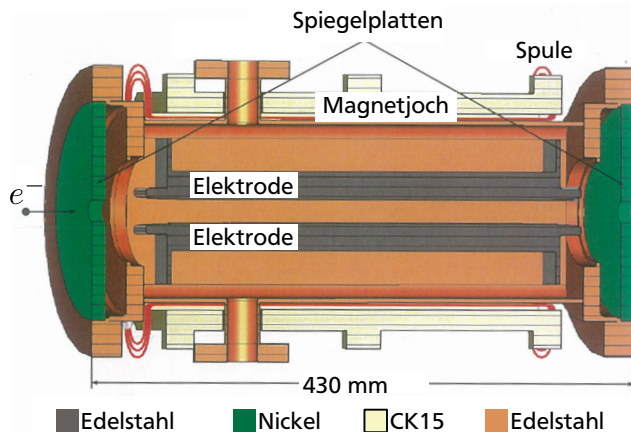


Abbildung 4.6.: Das Wienfilter des S-DALINAC. Links ist ein schematischer Querschnitt in Draufsicht abgebildet. Die beiden Kondensatorplatten zur Erzeugung eines homogenen, elektrischen Feldes und die Spulen zur Erzeugung des Dipolmagnetfeldes sind in dieser Darstellung sichtbar. Die Grafik wurde aus [42] entnommen und modifiziert. Auf der rechten Seite ist eine Fotografie des eingebauten Wienfilters in der Strahlführung abgebildet. Diese wurde aus [3] entnommen.

Spin hervorgerufenen magnetischen Moments $\vec{\mu}$ ein Drehmoment \vec{M} senkrecht zum externen Feld \vec{B} und dem magnetischen Moment selbst:

$$\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

Entsprechend der Bewegungsgleichungen für rotierende Bewegungen $\dot{\vec{J}} = \vec{M}$ vollführt die Spinachse beim Durchqueren eines externen magnetischen Feldes eine Präzessionsbewegung um die externe Magnetfeldachse. Um die geometrischen Beziehung etwas zu veranschaulichen, wurde in Abb. 4.7 beispielhaft ein Elektron beim Durchqueren eines Wienfilters dargestellt und die wirkenden Momente eingezeichnet. Die Frequenz dieser vollführten Präzessionsbewegung wird als Larmor-Frequenz f_{Larmor} bezeichnet:

$$f_{\text{Larmor}} = g_J \frac{q}{4\pi m} B.$$

Ist die für die Durchquerung des Wienfilters benötigte Zeit bekannt, kann anhand der Larmorfrequenz der Drehwinkel der Spinachse berechnet werden. Da die Larmorfrequenz von den eingestellten Feldstärken abhängt, kann durch Variation der elektrischen und magnetischen Feldstärken so jeder beliebige Drehwinkel in der durch die Wienfiltergeometrie festgelegten Ebene eingestellt werden. Ein Bild des am S-DALINAC installierten Wienfilters, der für eine Spinachsenrotation in der horizontalen Ebene ausgelegt ist, wird in Abb. 4.6 gezeigt. Da die gesamte Strahlführung des S-DALINAC in der horizontalen Ebene liegt und somit auch nur horizontale Ablenkungen durchgeführt werden, ist es ausreichend, lediglich einen Wienfilter für diese Ebene zu installieren, insofern der Elektronenstrahl horizontal in die Strahlführung injiziert wird. Da der polarisierte Elektronenstrahl in der Quelle longitudinal polarisiert mit einer vertikalen Anfangsgeschwindigkeit erzeugt wird, muss sowohl die Bewegungsrichtung, als auch die Spinachse vor der Nutzung des Wienfilters in die Horizontale gebracht werden. Bei hochenergetischen Elektronenstrahlen stimmt der Drehwinkel der Spinaches in der Regel nicht mit dem Drehwinkel der bevorzugten Spinachse überein. Im Bereich der polarisierten Quelle weisen die Elektronen aber eine ausreichend geringe Energie auf, dass diese Drehwinkel in guter Näherung übereinstimmen. Für die Ablenkung in die Horizontale wird am S-DALINAC ein Magnet verwendet, der den Strahl nicht direkt um 90° , sondern um 270° ablenkt. Durch eine optimierte Polschuhform und den somit deutlich verlängerten

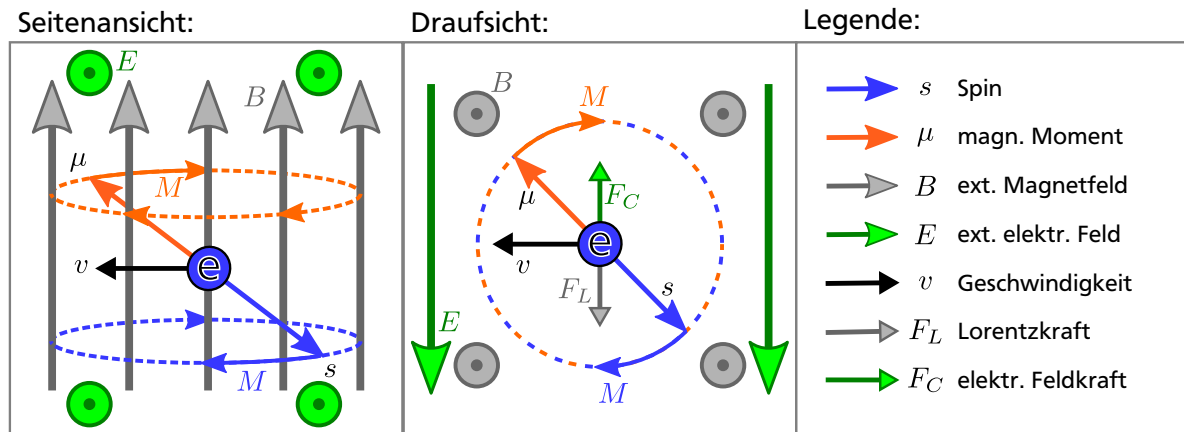
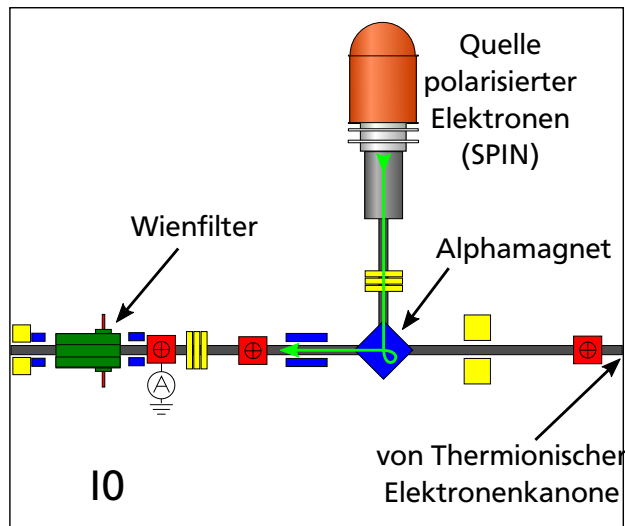
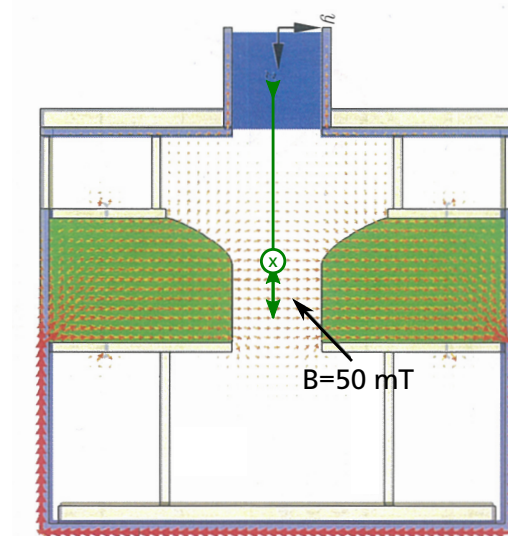


Abbildung 4.7.: Veranschaulichung der Elektronenspindynamik beim Durchqueren eines Wienfilters. Die Elektronen erfahren aufgrund ihres durch den Spin hervorgerufenen magnetischen Moments ein Drehmoment, das die Spinachse rotieren lässt. Die Spinachse (blau) und dadurch auch die magnetische Momentachse (orange) vollführen im Magnetfeld eine Präzession mit der Larmorfrequenz um die externen Magnetfeldlinien (grau). Betrag und Richtung des Geschwindigkeitsvektors (schwarz) bleiben dabei unverändert, da sich die elektrische Feldkraft (grüner, eckiger Pfeil) und die Lorentzkraft (grauer, eckiger Pfeil) gegenseitig kompensieren. Bei bekannter Durchquerungszeit des Wienfilter und entsprechend eingestellten Feldstärken von elektrischem und magnetischem Feld lässt sich die Spinachse so innerhalb der Normalebene zum Magnetfeld (Draufsicht) in jede beliebige Stellung drehen.

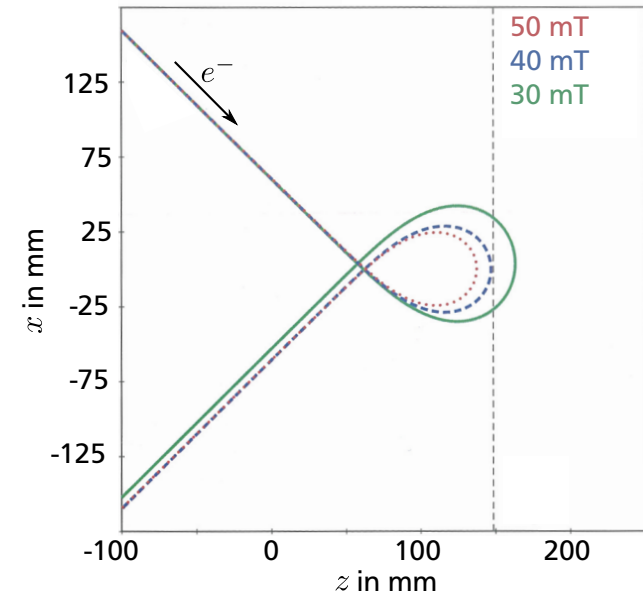
Weg im Dipolfeld des Magneten ist es so möglich den Elektronenstrahl nahezu dispersionsfrei abzulenken. Das bedeutet, dass Energieabweichungen der Elektronen von der Sollenergie keinen Einfluss auf die Austrittsposition oder den Austrittswinkel haben. Aufgrund der Flugbahn innerhalb des Magneten, die dem griechischen Buchstaben α ähnelt, wird dieser Magnet auch als Alphamagnet bezeichnet. Ein Bild dieses Magneten ist in Abb. 4.8 zu sehen. Um die gesamte Spindynamik am S-DALINAC noch einmal übersichtlich zusammenzufassen, findet sich in Abb. 4.9 einen vereinfachten Grundriss des S-DALINAC mit eingezeichneten Spinstellungen.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 4.8.: Der Alphas magnet des S-DALINAC lenkt den vertikalen polarisierten Elektronenstrahl über 270° in die horizontale Strahlführung. Hierbei werden sowohl die Bewegungsrichtung als auch der Spin horizontal gedreht. Zusätzlich verlässt der Elektronenstrahl den Alphas magneten praktisch dispersionsfrei. Grafik (a) zeigt einen Ausschnitt des S-DALINAC-Injektors mit markiertem Alphas magneten in Seitenansicht. Grafik (b) zeigt einen Querschnitt des Alphas magneten mit sichtbarer Polschuhform (grün) in Rückansicht. Der Elektronenstrahl tritt von oben ein und verlässt den Alphas magneten in die Zeichenebene hinein. Grafik (c) zeigt die Trajektorie des 100 keV Elektronenstrahls bei Durchquerung des Alphas magneten in einer Seitenansicht. Die Grafiken (b) und (c) wurden dabei aus [42] entnommen und modifiziert.

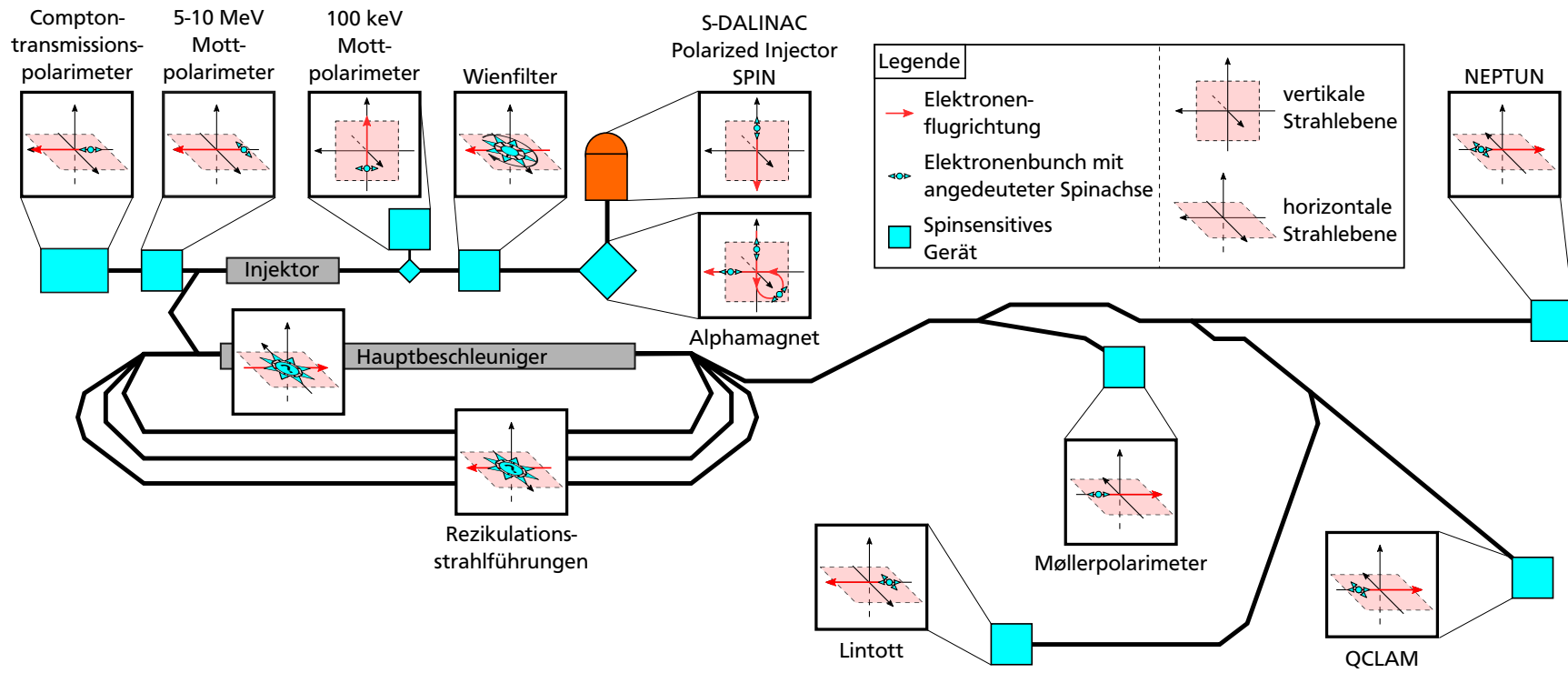


Abbildung 4.9.: Veranschaulichung der Spindynamik am S-DALINAC. Nach der Produktion sind die Elektronen longitudinal polarisiert und die Spinachse steht vertikal. Im Alphamagneten werden sowohl der Elektronenstrahl als auch die Spinachse um 270° in die Horizontale gedreht. Das Wienfilter ermöglicht dann eine beliebige Rotation der Spinachse in der horizontalen Strahlebene. Für die Benutzung der Mottpolarimeter muss die Spinachse transversal gestellt werden. Das Comptontransmissionspolarimeter kann dagegen nur longitudinal polarisierte Elektronen vermessen. Bei der Umlenkung in den Hauptbeschleuniger rotiert die Spinachse entsprechend der Dipolmagnetfelder in der horizontalen Strahlebene. Das Maß der Rotation hängt dabei von der Magnetfeldstärke, der Teilchengeschwindigkeit und der effektiven Länge jedes Dipols ab. Bis zum Møllerpolarimeter muss der Spin wieder longitudinal gedreht werden, was schon vor dem Injektor mit dem Wienfilter erreicht werden kann. Die Spektrometer benötigen je nach Experiment in der Regel entweder longitudinal oder transversal polarisierte Elektronenstrahlen.



5 Møllerpolarimetrie

Als Møllerpolarimetrie wird eine Methode zur Messung der absoluten Polarisation eines Teilchenstrahls unter Ausnutzung der sogenannten Møllerstreuung bezeichnet. Auf die theoretischen Grundlagen dieser spinabhängigen Wechselwirkung zwischen Elektronen wird in Abschn. 5.1 kurz eingegangen. Hierbei beschränkt sich dieser Abschnitt auf die für das Verständnis notwendige Minimum der Streutheorie. Ausführliche Beschreibungen der Møllerstreuungstheorie können bspw. in [43], [44] und [45] gefunden werden. Die eigentliche Funktionsweise des Polarimeters und verschiedene Möglichkeiten der Møllerpolarimetrie umzusetzen werden in Abschn. 5.2 detailliert beschrieben.

5.1 Møllerstreuungstheorie

Als Møllerstreuung wird die elektromagnetische Wechselwirkung zweier Elektronen unter Berücksichtigung der Spinwechselwirkung bezeichnet. Durch die Betrachtung der Spindynamik ist es nicht mehr möglich, die Streuprozesse klassisch zu beschreiben, wie es beispielsweise noch bei der Rutherfordstreuung möglich ist. Viel mehr müssen hierbei Methoden der Quantenelektrodynamik angewendet werden. Erstmals wurde diese spinabhängige Elektron-Elektron-Wechselwirkung von C. Møller [45] beschrieben, nach welchem dieser Prozess auch benannt wurde. In seinem erwähnten Werk wurde jedoch in der Herleitung der Streuformeln grundsätzlich über alle Spinorientierungen integriert, wodurch lediglich die Wechselwirkung von unpolarisierten Elektronenensembles beschrieben wird. Dies ist für eine Anwendung in der Polarimetrie ungeeignet, da Effekte, die von der Relativausrichtung der Spins abhängen, nicht beschrieben werden. Beispielsweise unterliegen Streuprozesse zwischen Fermionen (also auch Elektronen) in nicht-klassischer Beschreibung auf kurzer Distanz dem Pauliprinzip, welches verhindert, dass sich zwei Fermionen im selben Zustand befinden können. Dies sorgt dann dafür, dass die Streuung freier Elektronen (bspw. aus einem beschleunigten Elektronenstrahl) an gebundenen Elektronen (bspw. in einer Targetfolie) mit gleich ausgerichtetem Spin statistisch unterdrückt werden, wenn die Elektronen während des Streuprozesses einen ausreichend kleinen Abstand zueinander aufweisen. Eine dahingehend detailliertere Beschreibung der heute als Møllerstreuung bezeichneten Wechselwirkung wurde u.a. von H. A. Olsen [44] präsentiert. Konkrete Streumatrizen wurden davon ausgehend in [46] hergeleitet.

Im Folgenden soll eine knappe Zusammenfassung der in den oben erwähnten Veröffentlichungen ausgiebig dargestellten Herleitungen gegeben werden, die die für ein Møllerpolarimeter relevanten Sachverhalte präsentiert, ohne auf die Details einzugehen. Ausgangspunkt der Berechnungen ist stets eine Beschreibung des Stoßprozesses zweier Elektronen als rein elektromagnetische Wechselwirkung in erster Bornscher Näherung, oder anders formuliert als Austausch genau eines Photons als Wechselwirkungsteilchens. Die beiden Stoßpartner weisen hierbei die gleiche Masse auf und sind entweder komplett ungebunden (Strahlelektron) oder im Vergleich zu den auftretenden kinetischen Energien sehr schwach gebunden (Targetelektron). Dementsprechend kann dieser Prozess nicht über die Streuung eines Teilchens am stationären Potential des Zweiten beschrieben werden. Es muss vielmehr von einem dynamischen Stoßprozess ausgegangen werden, der primär durch den Impulserhaltungssatz bestimmt wird. Die beiden Stoßpartner sind außerdem ununterscheidbar, weshalb zwar im Eingangskanal der Streuung noch Strahl- und Targetelektron definiert werden kann, jedoch im Ausgangskanal keine Möglichkeit mehr besteht, die jeweiligen Elektronen zu identifizieren. Dementsprechend muss bei der Betrachtung bestimmter Streuwinkel stets von einer Superposition beider Möglichkeiten ausgegangen werden. Mit

diesem Ansatz kann im Schwerpunktsystem der beiden Elektronen folgende Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt hergeleitet werden [46]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{r_0^2}{4} \frac{1}{\epsilon^2 \bar{p}^4 \sin^4 \bar{\theta}} \\ & \cdot \left\{ (2\epsilon^2 - 1)^2 (4 - 3 \sin^2 \bar{\theta}) + \bar{p}^4 (4 + \sin^2 \bar{\theta}) \sin^2 \bar{\theta} \right. \\ & - [4(\epsilon^2 - 3) - \bar{p}^4 \sin^2 \bar{\theta}] \sin^2 \bar{\theta} \vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 + 2\bar{p}^2 (1 - \epsilon^2 \sin^2 \bar{\theta}) \vec{P}_1 \cdot \hat{e}_{p'_1} \vec{P}_2 \cdot \hat{e}_{p'_1} \\ & + 2\bar{p}^2 [1 - (4\epsilon^2 - 3) \sin^2 \bar{\theta} - (\epsilon - 1)^2 \sin^2 \bar{\theta} \cos^2 \bar{\theta}] \vec{P}_1 \cdot \hat{e}_{p_1} \vec{P}_2 \cdot \hat{e}_{p_1} \\ & \left. - 2\bar{p}^2 [1 - \epsilon(\epsilon - 1) \sin^2 \bar{\theta}] \cos \bar{\theta} [\vec{P}_1 \cdot \hat{e}_{p_1} \vec{P}_2 \hat{e}_{p'_1} + \vec{P}_1 \cdot \hat{e}_{p'_1} \vec{P}_2 \cdot p_1] \right\}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

wobei die Symbole folgende Bedeutung haben:

- r_0 : klassischer Elektronenradius
- $\epsilon = \frac{E}{m_e c^2}$: Gesamtenergie relativ zur Ruheenergie eines Elektrons
- \bar{p} : Impuls der Elektronen im Schwerpunktsystem
- $\bar{\theta}$: Streuwinkel im Schwerpunktsystem
- $\vec{P}_{1,2}$: Polarisationsvektor von Elektron 1 bzw. 2
- $\hat{e}_{p_{1,2}}$: Einheitsvektor in Richtung des Impulses von Elektron 1 bzw. 2, **vor** dem Stoß
- $\hat{e}_{p'_{1,2}}$: Einheitsvektor in Richtung des Impulses von Elektron 1 bzw. 2, **nach** dem Stoß

Wie in obiger Darstellung farbig angedeutet, kann Gl. (5.1) gemäß der Abhängigkeit von verschiedenen **Projektionen der Polarisationsvektoren** in einen **spinunabhängigen** und einen **spinabhängigen** Teil aufgeteilt werden, was eine kompaktere Darstellung möglich macht (vgl. hierzu [47]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left(1 + \sum_{j,k} a_{jk} P_{S,i} P_{T,k} \right) \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet $P_{S,i}$ mit $i \in \{x, y, z\}$ die räumlichen Komponenten des Polarisationsvektors des Elektronenstrahls und $P_{T,i}$ die Komponenten der Polarisationsvektors des Targets. Der explizit vom Spin **unabhängige** Teil $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0$ wird in der Literatur etwas unintuitiv schon als Møllerwirkungsquerschnitt bezeichnet [44, 46, 47]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = Z \left[\frac{\alpha \hbar c}{2m_e \bar{\gamma} (\bar{\gamma} - 1) \sin^2 \bar{\theta}} \right]^2 a_0 \quad (5.3)$$

mit

$$a_0 = (2\bar{\gamma}^2 - 1)^2 (4 - 3 \sin^2 \bar{\theta}) + (\bar{\gamma} - 1)^2 (4 + \sin^2 \bar{\theta}) \sin^2 \bar{\theta}, \quad (5.4)$$

wobei die zusätzlich auftretenden Symbole folgende Bedeutung haben:

- Z : Kernladungszahl der Targetkerne
- α : Feinstrukturkonstante
- $\bar{\gamma}$: relativistische γ -Faktor für die Elektronen im Schwerpunktsystem

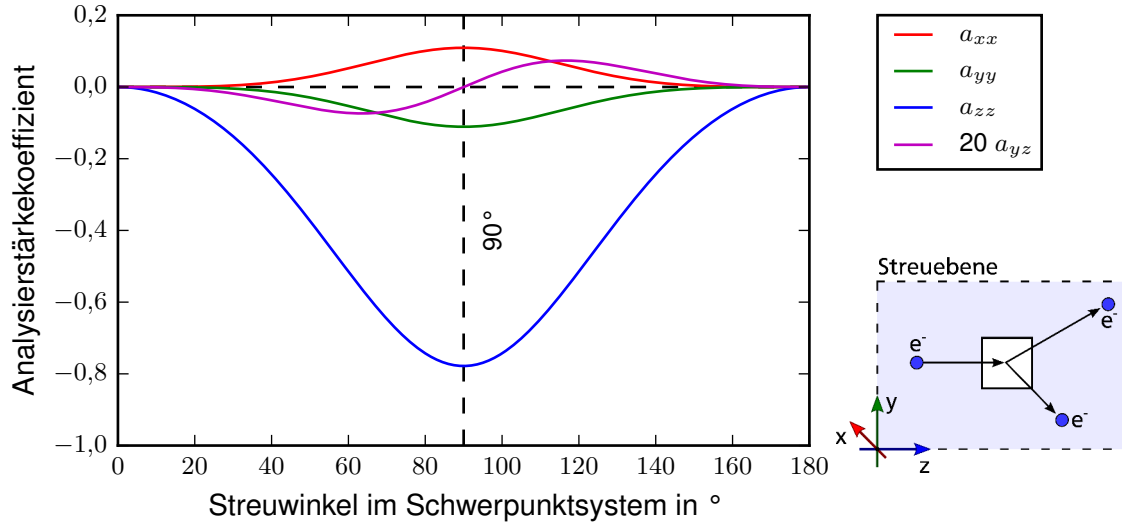


Abbildung 5.1.: Darstellung der nicht-verschwindenden Analysierstärkekoeffizienten für eine Strahlenergie von 130 MeV als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem. Es fällt auf, dass a_{zz} für alle Streuwinkel den größten Absolutwert annimmt und für einen Streuwinkel von 90° extremal wird. Außerdem ist erkennbar, dass a_{yz} sich nur sehr wenig von Null unterscheidet. Der qualitative Verlauf dieser Kurven ändert sich bei niedrigeren Energien nur unwesentlich.

Die Faktoren a_{jk} aus Gl. (5.2) werden als Analysierstärkekoeffizienten bezeichnet und geben an, wie stark der Einfluss der einzelnen Polarisationskomponenten auf den absoluten Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist. Um dies etwas zu veranschaulichen, wird nun willkürlich festgelegt, dass ein Elektronenstrahl mit einem beliebig ausgerichteten Polarisationsvektor $\vec{P}_S = (P_{S,x}, P_{S,y}, P_{S,z})^T$ entlang der z-Achse auf ein Target mit ebenfalls beliebig ausgerichtetem Polarisationsvektor $\vec{P}_T = (P_{T,x}, P_{T,y}, P_{T,z})^T$ geschossen wird, wie es in Abb. 5.1 rechts dargestellt ist. Läuft der Streuprozess komplett in der Vertikalen (also der y-z-Ebene) ab, so kann aus Gründen der Paritätserhaltung direkt geschlussfolgert werden, dass

$$a_{xy} = a_{yx} = a_{zx} = a_{xz} = 0.$$

Für die restlichen Analysierstärkekoeffizienten gilt [47]:

$$a_{zz} = \sin^2 \bar{\theta} [(\bar{\gamma}^4 - 1) \sin^2 \bar{\theta} - (2\bar{\gamma}^2 - 1)(4\bar{\gamma}^2 - 3)] / a_0 \quad (5.5)$$

$$a_{xx} = \sin^2 \bar{\theta} [(\bar{\gamma}^2 - 1)^2 \sin^2 \bar{\theta} - (4\bar{\gamma}^2 - 3)] / a_0 \quad (5.6)$$

$$a_{yy} = -\sin^2 \bar{\theta} [(\bar{\gamma}^4 - 1) \sin^2 \bar{\theta} - (2\bar{\gamma}^2 - 1)] / a_0 \quad (5.7)$$

$$a_{yz} = a_{zy} = -\sin^2 \bar{\theta} \bar{\gamma}(\bar{\gamma}^2 - 1) \sin(2\bar{\theta}) / a_0 \quad (5.8)$$

Bei einer Auftragung diese Analysierstärkekoeffizienten gegen den Streuwinkel im Schwerpunktsystem ergibt sich ein Verlauf, wie er in Abb. 5.1 für eine Strahlenergie von 130 MeV dargestellt wird, wobei sich der qualitative Kurvenverlauf bei anderen Energien nur unwesentlich ändert. Es ist deutlich erkennbar, dass a_{zz} für jeden Streuwinkel den größten Absolutwert annimmt. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Elektronenstrahlen und ebenfalls longitudinal polarisierte Targets allgemein am stärksten ändert. Da a_{zz} bei einem Wert von 90° extremal wird, sollten zu einer Maximierung der Wirkungsquerschnittsänderung hauptsächlich Møllerelektronen betrachten werden, die in einem engen Bereich um diesen Winkel gestreut wurden. Außerdem fällt auf, dass a_{yz} nur sehr wenig von Null abweicht. Dies bedeutet, dass kleine Winkelabweichungen der Polarisationsrichtungen von der z-Achse wenig Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt nehmen und im Bezug

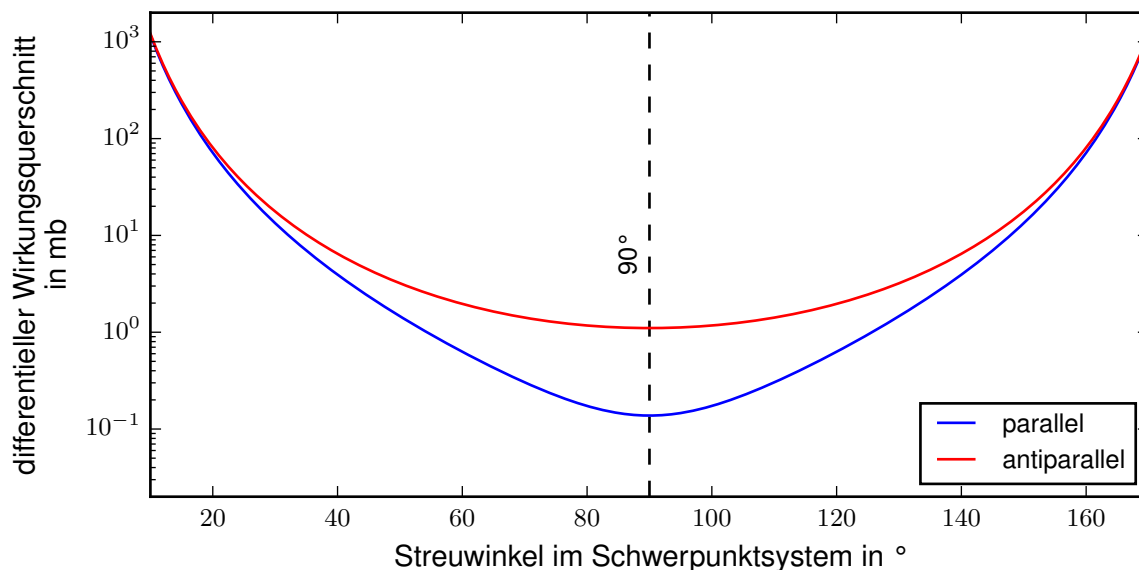


Abbildung 5.2.: Darstellung der unterschiedlichen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Møllerstreuung bei paralleler, bzw. antiparalleler Ausrichtung der Spins beider Elektronen gegen den betrachteten Streuwinkel. Die Kurvenverläufe entsprechen dem Beschuss eines vollständig polarisierten Targets durch einen vollständig polarisierten Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie von 130 MeV. Es ist zu erkennen, dass der größte Unterschied der Wirkungsquerschnitte bei einem Streuwinkel im Schwerpunktsystem von 90° liegt.

auf Polarimetrieanwendungen tolerierbar sind, solange der Polarisationsvektor noch in der Streuebene liegt. Der winkelabhängige Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für longitudinal ausgerichtete Spins ist in Abb. 5.2 für sowohl parallele, wie auch antiparallele Ausrichtung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Differenz der beiden gezeigten Kurven für einen Streuwinkel von 90° im Schwerpunktsystem am größten wird.

Der reale Experimentieraufbau ist stationär und wird daher zweckmäßigerweise im Laborsystem betrachtet. Beim Übergang in das Laborsystem müssen die Streuwinkel des Streuvorgangs transformiert werden. Wegen des hohen Impulses des Projektils verschieben sich die Streuwinkel im Laborsystem zu vergleichsweise kleinen Vorwärtswinkeln, wie es in Tab. 5.1 exemplarisch für einen Energiebereich von 30 MeV bis 130 MeV aufgelistet wird.

Um die für die Polarimetrie besondere Bedeutung der Streuung unter einem Winkel von 90° hervorzuheben wird diese begrifflich von anderen Streuwinkeln unterschieden. Bei der in Abb. 5.3 dargestell-

Tabelle 5.1.: Vergleich der Laborstreuwinkel für verschiedene kinetische Energien des Projektils und einem Schwerpunktsstreuwinkel von 90° .

kin. Energie in MeV	Laborstreuwinkel in $^\circ$
30	10,37
50	8,10
70	6,86
90	6,07
110	5,49
130	5,06

ten Streuwinkeldefinition wird dementsprechend zwischen der *symmetrischen* Møllerstreuung, bei der die Stoßpartner beide den gleichen Streuwinkel im Schwerpunktsystem von 90° aufweisen, und der *asymmetrischen* Møllerstreuung, bei der die Stoßpartner unterschiedliche Streuwinkel aufweisen, unterschieden. Dementsprechend bewegen sich die beiden Ejektile bei der asymmetrischen Møllerstreuung wegen der Rotationssymmetrie des Streuprozesses auf zwei koaxialen Kegelmänteln mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln und mit unterschiedlicher Energie, wie es in Abb. 5.3 links dargestellt ist. Bei der symmetrischen Møllerstreuung befinden sich beide Ejektile auf dem gleichen Kegelmantel auf genau gegenüberliegenden Positionen im Vergleich zur Einschussachse (vgl. Abb. 5.3 rechts). Zusätzlich weisen sie die gleiche kinetische Energie auf.

5.2 Funktionsweise eines Møllerpolarimeters

Bei der Møllerpolarimetrie wird die im vorigen Abschn. 5.1 beschriebene Abhängigkeit des differentiellen Møllerwirkungsquerschnitts von den relativen Spinausrichtungen zwischen Targetelektronen und Strahlelektronen ausgenutzt. Wie dort ebenfalls beschrieben wird, ist diese Abhängigkeit am größten, wenn die Spins longitudinal zur Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls ausgerichtet sind und die beteiligten Elektronen im Schwerpunktsystem symmetrisch, also in einem Winkel von 90° gestreut werden. Das Grundprinzip der Møllerpolarimetrie besteht nun darin, an einem longitudinal polarisierten, ferromagnetischen Target ebenfalls longitudinal polarisierte Elektronen zu streuen. Aus der sich ergebenden Streuverteilung werden die symmetrisch gestreuten Elektronen mithilfe einer Detektoranordnung gezählt. Wenn die genaue Polarisation des Targets, der abgedeckte Raumwinkel und die Strahlintensität bekannt sind, so ist die Anzahl der detektierten Elektronen N zum Wirkungsquerschnitt proportional:

$$N \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \quad (5.9)$$

Wurde bei einer ersten Messung die Anzahl der detektierten Elektronen mit parallel ausgerichtetem Spin $N^{\uparrow\uparrow}$ bestimmt, so kann in einer zweiten Messung durch Umkehrung der Strahl- oder Targetpolarisation die Anzahl der detektierten Elektronen mit antiparallel ausgerichtetem Spin $N^{\uparrow\downarrow}$ gemessen und mit der ersten Messung verglichen werden. Hieraus lässt sich der Asymmetriefaktor A errechnen:

$$A = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \quad (5.10)$$

Unter Ausnutzung der Proportionalität aus Gl. (5.9) und Gl. (5.2) lässt sich der Asymmetriefaktor auch folgendermaßen darstellen:

$$A = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = \sum_{j,k} a_{jk} P_{S,j} P_{T,k} ; \quad j, k \in \{x, y, z\} \quad (5.11)$$

Mit der Annahme, dass Strahl und Target lediglich Polarisationskomponenten in Strahlrichtung (z-Achse) aufweisen, lässt sich diese Gleichung problemlos nach der Strahlpolarisation auflösen:

$$P_{S,z} = \frac{A}{a_{zz} P_{T,z}} \quad (5.12)$$

Es ist also möglich die absolute Strahlpolarisation zu bestimmen, indem die Zählratenasymmetrie der symmetrisch gestreuten Møllerelektronen bei bekanntem Analysierstärkoeffizienten nach Gl. (5.5) und separat zu bestimmender Targetpolarisation gemessen wird.

Der schematische Aufbau eines Møllerpolarimeters ist in Abb. 5.4 gezeigt. Ein Elektronenstrahl wird auf eine ferromagnetische Targetfolie gelenkt, die sich in einem longitudinal ausgerichteten, homogenen,

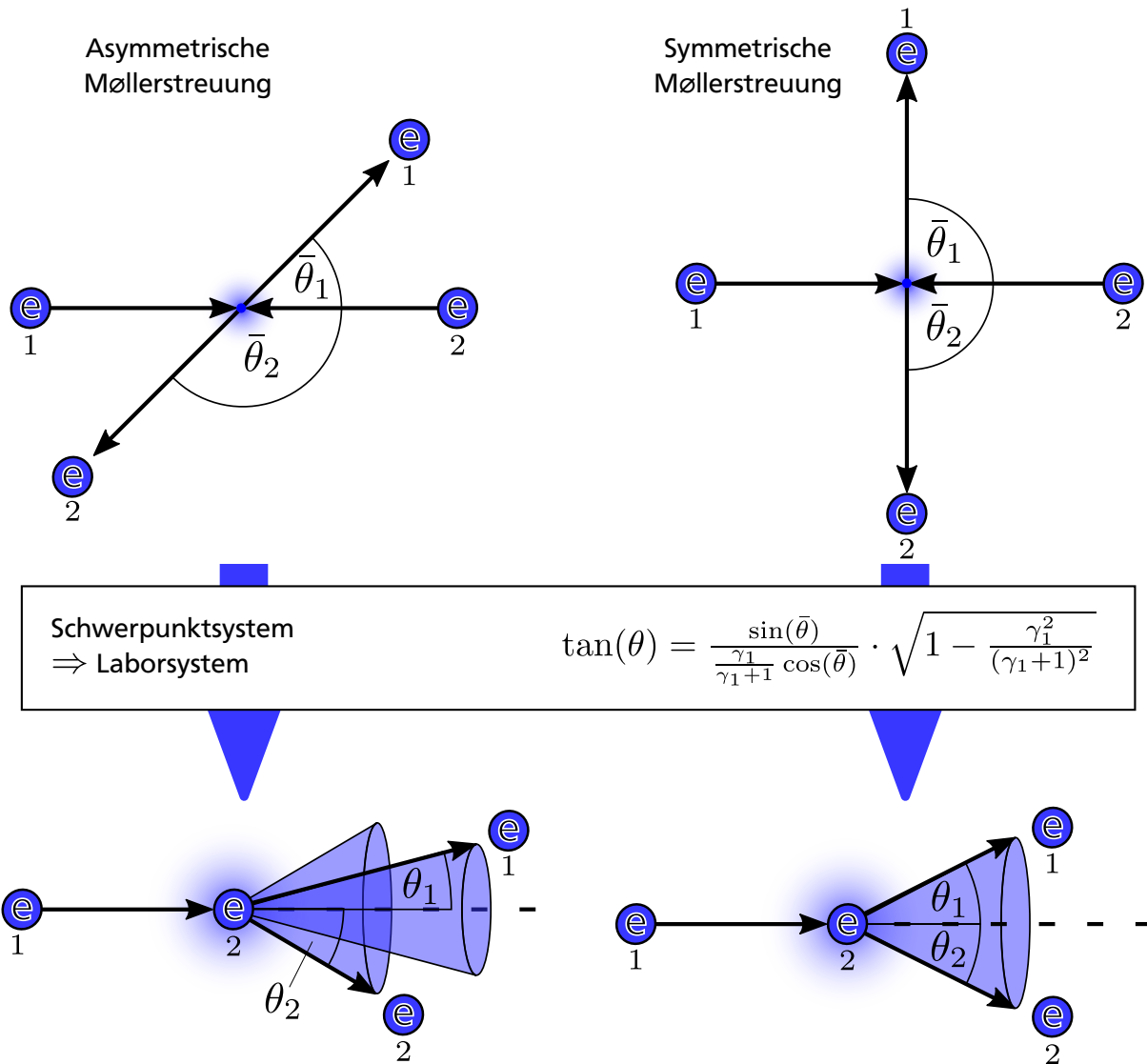


Abbildung 5.3.: Darstellung des Übergangs vom Schwerpunktsystem in das Laborsystem für asymmetrisch (links) und symmetrisch gestreute Elektronen (rechts). Im asymmetrischen Fall weisen die Ejektile unterschiedliche Streuwinkel und Energien auf, sodass sie sich auf koaxialen Kegelmänteln befinden, deren Öffnungswinkel sich unterscheiden. Im symmetrischen Fall haben die Ejektile die gleiche Energie und bewegen sich auf identischen Kegelmänteln. Die numerische Markierung der Ejektile dient in dieser Darstellung lediglich der besseren Nachvollziehbarkeit der Koordinatentransformation. Tatsächlich sind die Ejektile ununterscheidbar, weshalb der dargestellte Fall für eine vertauschte Ejektillnummerierung ebenfalls möglich ist.

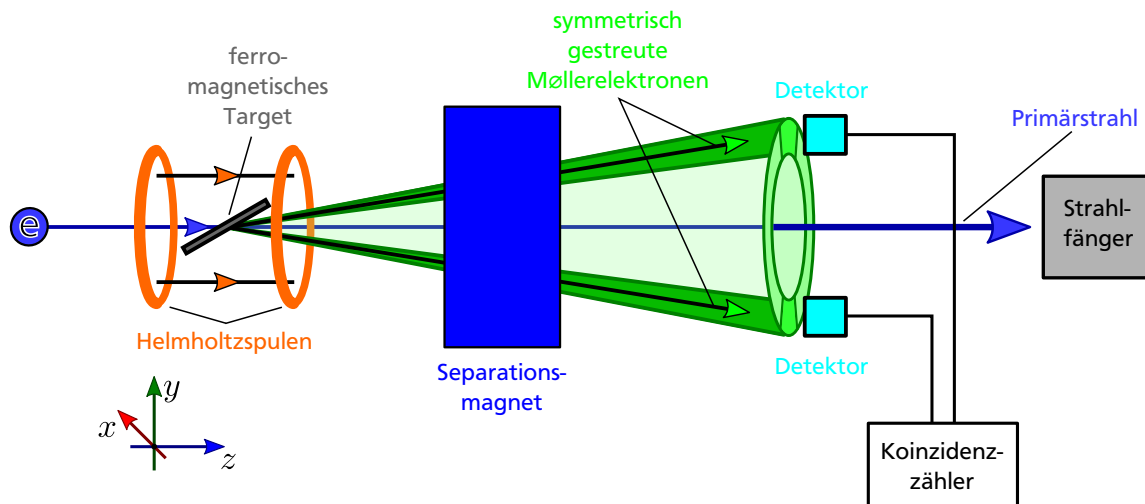


Abbildung 5.4.: Schematische Darstellung eines Zwei-Arm-Møllerpolarimeters. Der polarisierte Elektronenstrahl wird von links an einer polarisierten Targetfolie gestreut. Die symmetrisch gestreuten Elektronen werden in einer Separationsmagnetanordnung vom Primärstrahl und den asymmetrisch gestreuten Elektronen getrennt und auf zwei Detektoren geleitet. Die Detektoren sind über eine Koinzidenzschaltung verbunden, sodass zufällig gestreute Untergrundelektronen nicht gezählt werden.

magnetischen Feld befindet. Das magnetische Feld beeinflusst den Elektronenstrahl wegen der parallelen Ausrichtung nicht und dient ausschließlich der Magnetisierung der Targetfolie. Nach der Wechselwirkung mit der Targetfolie entsteht hinter dem Streupunkt rotationssymmetrisch zur Einschussachse eine kontinuierliche Elektronenverteilung (vgl. Kap. 5.1). Aus dieser Verteilung werden mithilfe einer Magnetfeldanordnung die im Schwerpunktsystem symmetrisch gestreuten Elektronen anhand ihrer Energie und ihrem Streuwinkel im Laborsystem vom Primärstrahl und den asymmetrisch gestreuten Elektronen getrennt.

Im Laborsystem des Polarimeters ist der zu separierende Winkel wegen der Koordinatensystemtransformation deutlich kleiner als 90° und zudem stark energieabhängig (vgl. hierzu Tab. 5.1). Die Geometrie und Parameter der Separationsmagnetanordnung muss demnach sehr genau auf die jeweiligen Strahlenergien angepasst werden. Nach der Separation werden die symmetrisch gestreuten Elektronen auf Elektronendetektoren geführt, wo sie registriert werden. Prinzipiell genügt es, lediglich eines der beiden beteiligten Elektronen am Detektor nachzuweisen, um die gewünschte Asymmetrie messen zu können. Møllerpolarimeter mit einem solchen Detektorsystem werden Ein-Arm-Polarimeter bezeichnet. Diese haben jedoch den Nachteil, dass sie die im Target über Møllerstreuung generierten Elektronen lediglich durch ihre bekannten Streuwinkel-zu-Energie-Beziehung identifizieren können. Hierdurch ist eine sehr aufwendige Kollimation und Energiemessung notwendig, um die Detektion von Elektronen aus anderen Streuprozessen zu verhindern. Als Alternative kann ausgenutzt werden, dass im Møllerstreuprozess zwei Elektronen entstehen, die den gleichen Streuwinkel, die gleiche Energie und eine identische Geschwindigkeit aufweisen (vgl. Abb. 5.3). Dementsprechend können zwei Detektoren an gegenüberliegenden Seiten der Streuachse positioniert werden, welche die Elektronenpaare mithilfe einer Koinzidenzelektronik zählen. Hierdurch ist es möglich, die Møllerstreueignisse von anderen Streueignissen zu unterscheiden, was die Untergrundzählrate mit technischem geringem Aufwand sehr stark unterdrückt. Das Schema eines solchen sogenannten Zwei-Arm-Polarimeters ist in Abb. 5.4 skizziert.



6 Entwurf eines Møllerpolarimeters für den S-DALINAC

Die Geometrie von Møllerpolarimetern muss aufgrund der starken Energieabhängigkeit des Møllerstreuwinkels immer auf den verwendeten Energiebereich der Beschleunigeranlage angepasst sein. Für gewöhnlich werden Møllerpolarimeter an Beschleunigeranlagen mit deutlich höheren kinetischen Energien als die des S-DALINAC betrieben. Die Anwendungsbereiche beginnen meist bei einigen Hundert Mega-elektronenvolt und erstrecken sich bis einige Giga-elektronenvolt [48, 49, 50, 51].

Während des Betriebs der Ausbaustufe B des Mainzer Mikrotrons MAMI wurde von 1990 bis 2006 ein Møllerpolarimeter für einen Energiebereich von (48–800) MeV betrieben. Die Benutzung im Niederenergiebereich stellte sich aufgrund der Kollimation dieses Polarimeterentwurfs als schwierig heraus und wurde seit der Ausbaustufe MAMI C und der damit zusammenhängenden Erhöhung der Energie nicht mehr verwendet [47]. Somit ist das Møllerpolarimeter des S-DALINAC nach das einzige Møllerpolarimeter, das auf den niedrigen Mega-elektronenvoltbereich optimiert wurde. Das primäre Problem, das sich mit diesen niedrigen Energien ergibt, liegt in dem notwendigerweise sehr großen Akzeptanzbereich für Streuwinkel von 5° bis 11° . Bei höheren Energien sind die Streuwinkel selbst, und ihre absolute Abhängigkeit von der Energie deutlich geringer, weswegen eine sehr viel kleinere Winkelakzeptanz ausreicht.

Die meisten Møllerpolarimeter nutzen deswegen eine Anordnung von einem oder mehreren Quadrupolmagneten, um die Møllerelektronen zu separieren und auf die Detektoren abzulenken. Hierbei werden die Quadrupole also weniger wegen ihren Fokussiereigenschaften, sondern vielmehr aufgrund ihres Ablenkverhaltens bei dezentralem Durchschuss genutzt. Zusätzlich profitieren diese Konzepte davon, dass der aufgeweitete Primärstrahl nicht abgelenkt, sondern durch die Separationsquadrupole fokussiert wird, sodass er in einem relativ kompakten Strahlfänger gestoppt werden kann.

Des Weiteren lässt sich der Bereich zwischen den Quadrupolen sehr gut zur Kollimation der Møllerelektronen nutzen, wie es in Abb. 6.1 am Beispiel des Hall-C-Polarimeters der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF) in den USA veranschaulicht wird. Wie aus dem in Abb. 6.2 dargestellten Grundriss der E1-Sektion des S-DALINAC ersichtlich wird, steht für den gesamten Aufbau, beschränkt durch die Betonabschirmungen und das High-Energy-Scraper-System, lediglich etwa 3 m longitudinale Strahlführung und etwa 2 m für transversale Peripherie zur Verfügung. In diesem Bereich müssen sowohl Streukammer, Kollimatorsystem, Detektor als auch ein Strahlfänger untergebracht werden.

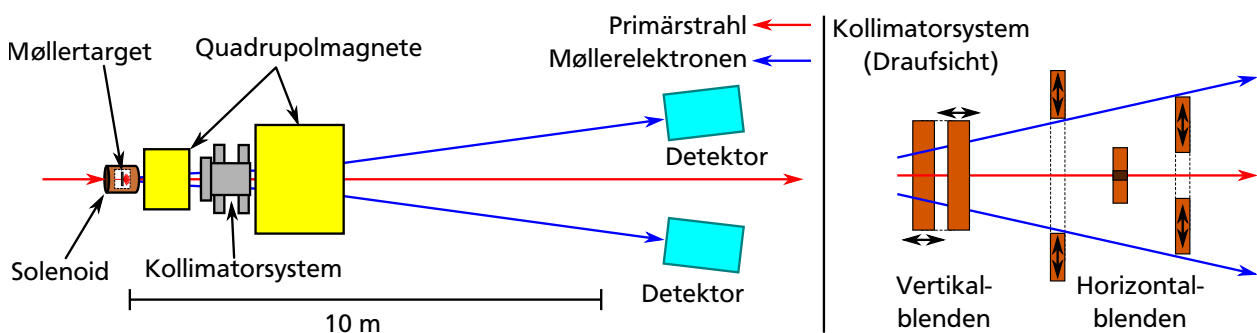


Abbildung 6.1.: Auf der linken Seite ist der schematische Grundriss des Hall-C-Polarimeters des JLab (USA) abgebildet. Er stellt ein Zwei-Arm-Møllerpolarimeter dar, das zwei Quadrupolmagnete zur Strahlseparation nutzt. Auf der rechten Seite wird eine vergrößerte schematische Darstellung des Kollimatorsystems gezeigt, das aus mehreren verfahrenbaren Blöcken zur Strahlabschirmung besteht. Beide Grafiken wurden aus [52] entnommen und ins Deutsche übersetzt.

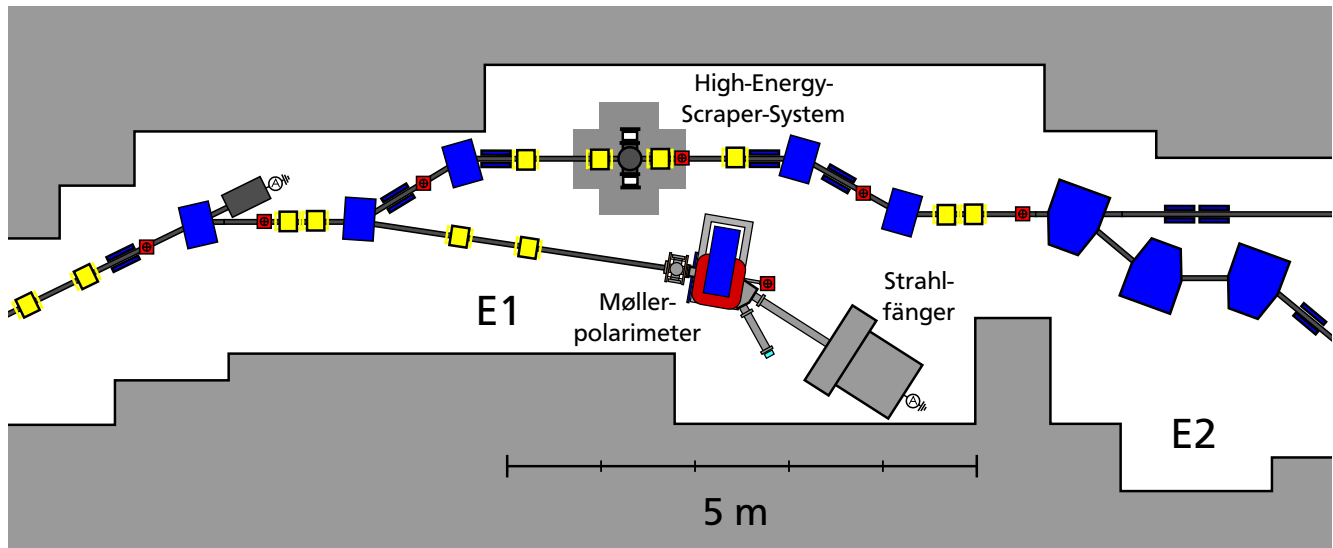


Abbildung 6.2.: Grundriss der E1-Sektion mit abgebildetem Møllerpolarimeter und High-Energy-Scrapper-System.

Tabelle 6.1.: Technische Parameter des Separationsdipolmagneten für das Møllerpolarimeter.

Polschuhöffnungswinkel	13°
Ohmscher Widerstand der Magnetspulen	385 mΩ
Maximale Stromstärke	150 A
Maximale Spannung	80 V
Volumendurchsatz des Kühlwassers	15 l/min
Druckabfall des Kühlwassers	5 bar
Maximale Temperaturerhöhung	7,9°C
Gesamtmasse	2200 kg

Bei den meisten Møllerpolarimetern steht bereits für die Strahlseparation etwa so viel Platz zur Verfügung, wie am S-DALINAC für das gesamte Polarimeter verwendet werden soll. Dementsprechend können keine Geometrien von diesen Maschinen übernommen werden [48, 49, 50, 51].

Das in dieser Arbeit entwickelte Polarimeterkonzept ist in Abb. 6.3 vollständig abgebildet. In den folgenden Teilabschnitten werden nun die einzelnen Komponenten des Polarimeters einzeln vorgestellt und die Entscheidung für den jeweiligen Entwurf begründet.

6.1 Separationsmagnet

Eine weitere Randbedingung für das hier vorgestellte Polarimeterkonzept bestand darin, dass zur Strahlseparation bereits ein Dipolmagnet angeschafft wurde und für das Polarimeter verwendet werden muss. Es handelt sich um den in Abb. 6.4 links dargestellten Dipolmagneten mit einem C-förmigen Magnetjoch, dessen Polschuhe einen Öffnungswinkel von 13° aufweisen. Die relevanten Parameter dieses Magneten sind in Tab. 6.1 zusammengefasst.

Die vorhandenen Polarimeter, die ebenfalls Dipole als Strahlseparator nutzen [49, 48], profitieren von den vergleichsweise kleinen Streuwinkeln bei hohen Energien, wodurch relativ einfache Dipolmagnete mit planparallelen Polschuhen und Polschuhabständen im Bereich von 100 mm [49] genutzt werden können. Der Separationsdipolmagnet des S-DALINAC hat stattdessen, wie bereits erwähnt, einen keilförmigen Polschuh mit einem Öffnungswinkel von 13°, um auch die bei 30 MeV gestreuten Møllerelektronen mit einem Streuwinkel von 11° mit einer ausreichenden zusätzlichen Streuwinkelakzeptanz ablenken zu können.

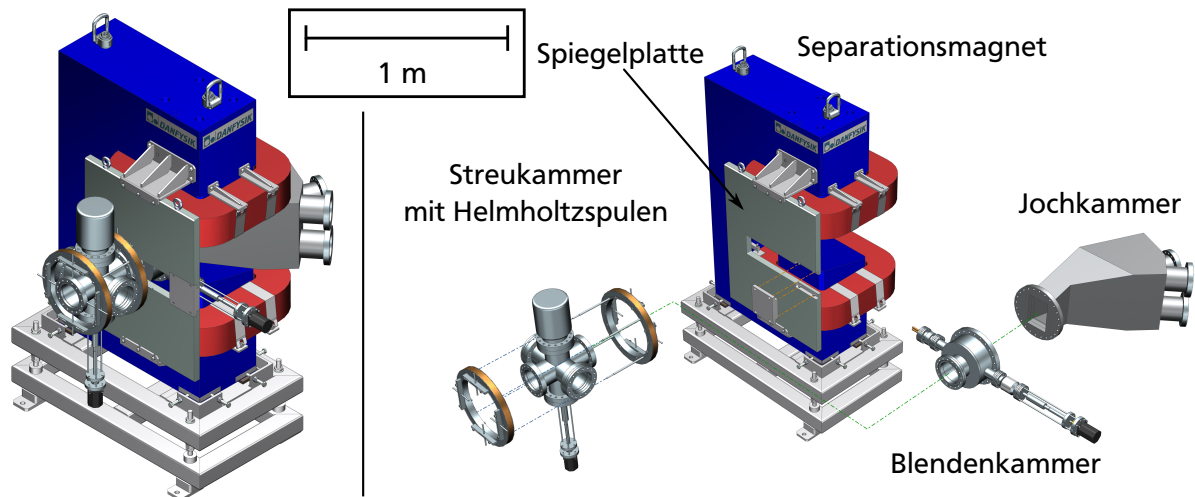


Abbildung 6.3.: Hier sind die wichtigsten Teile des in dieser Arbeit entwickelten Polarimeterkonzepts abgebildet. Die linke Seite zeigt das vollständig montierte Polarimeter in einer isometrischen Ansicht. Auf der rechten Seite wird zur Veranschaulichung der Einzelteile eine ebenfalls isometrische Explosionsansicht dargestellt. Das Polarimeter besteht aus der Streukammer mit Møllertarget und Helmholtzspulen zur Targetpolarisation, einer Blendenkammer zur Strahlkollimation, dem Separationsdipolmagneten mit einer Jochkammer zur Strahlführung, dem Detektorsystem (nicht abgebildet) und dem Strahlfänger (ebenfalls nicht abgebildet).

Der keilförmige Polschuh erzeugt aufgrund des zunehmend größer werdenden Abstandes der beiden Polschuhe zueinander ein sehr inhomogenes Feld, das bei longitudinaler Durchquerung kontinuierlich schwächer wird. Eine im Rahmen dieses Projekts durchgeführte Simulation des qualitativen Verlaufs der vertikalen Magnetfeldkomponente, die von diesem Polschuh erzeugt wird, ist in Abb. 6.4 (mittig) abgebildet.

Das Magnetfeld des Separationsmagneten wurde im Rahmen von [53] räumlich vermessen und die Unterschiede zu den Simulationen untersucht. Die simulierten Flussdichten unterscheiden sich überall um weniger als 0,1 mT vom Messwert, wobei die maximale Flussdichte bei 65 mT lag. Die für Dipolmagnete ungewöhnliche Feldverteilung sorgt dafür, dass sämtliche strahldynamischen Betrachtungen durch numerische Teilchenverfolgung erfolgen müssen, da sich diese Feldverteilung nicht mehr hinreichend mit analytischen Methoden beschreiben lässt. Wie sich im Rahmen verschiedener Teilchenverfolgungssimulationen zeigte, sind die Unterschiede zwischen der simulierten Feldverteilung und der gemessenen Feldverteilung für die weiteren Untersuchungen vernachlässigbar [54].

Speziell die vergleichsweise starken Horizontalkomponenten des Magnetfeldes auf der Austrittsseite des Magnetjochs, welche in Abb. 6.4 (rechts) dargestellt wurden, stellten sich für den Entwurf des Polarimeters wegen ihren vertikal ablenkenden Eigenschaften als problematisch heraus, was im folgenden Abschnitt genauer erläutert wird.

6.1.1 Einschussposition des Elektronenstrahls

Bei der Anschaffung des Magneten war ursprünglich angedacht, den Elektronenstrahl horizontal mittig in das Joch einzuschießen. Bei Teilchenverfolgungssimulationen stellte sich dies jedoch als ungünstig heraus, da die Elektronen in einem Feldbereich aus dem Magneten austraten, der wie in in Abb. 6.4 (rechts) dargestellt vertikal defokussierende Magnetfeldkomponenten aufweist. Dies sorgt dafür, dass der vertikale Austrittswinkel des Elektronenstrahls zum einen sehr groß ist, und zum anderen sehr stark von der Strahlenergie abhängt (vgl. hierzu auch Abb. 6.6 links für $x = -2,5 \text{ cm}$). Hierdurch wäre ein

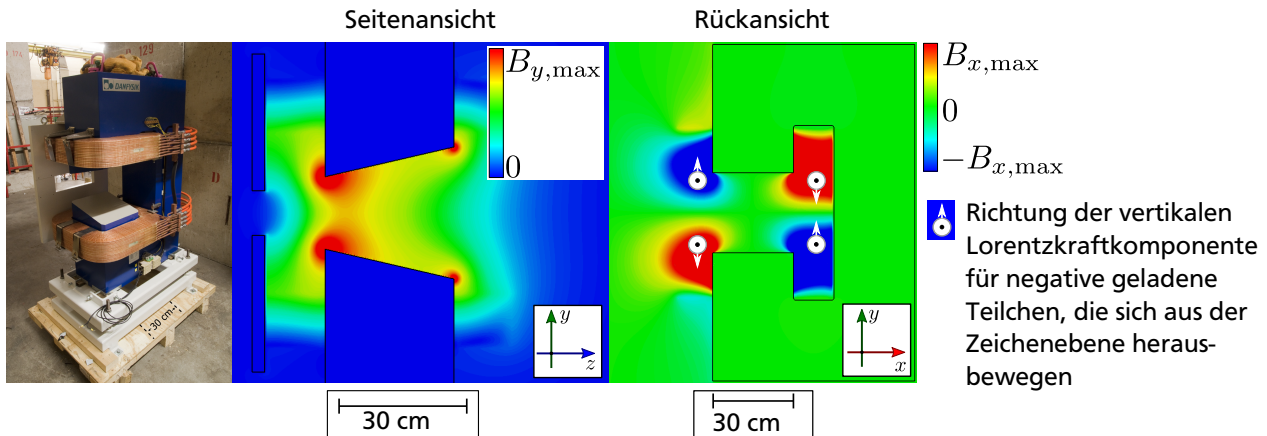


Abbildung 6.4.: Auf der linken Seite ist eine Fotografie des für das Møllerpolarimeter angeschafften Separationsmagneten von der Austrittsseite aus abgebildet. Die mittlere Grafik zeigt eine Seitenansicht des Magneten mit dargestelltem Betrag der hauptsächlich für die Ablenkung verantwortlichen Vertikalkomponente B_y des Magnetfeldes. Die rechte Grafik zeigt die Rückansicht und damit die Austrittsseite des Magneten an der Stelle des größten Jochabstands. Hier ist die horizontale Magnetfeldkomponente B_x dargestellt. Zum besseren Verständnis ist die Richtung der vertikalen Lorentzkraftkomponente eingezeichnet, die auf Elektronen in den jeweiligen Sektoren wirkt. Die Feldverteilungen wurden mit *CST Studio Suite* [55] simuliert.

bewegliches Detektorsystem mit einer sehr großen vertikalen Ausdehnung notwendig, dessen vertikale Position auf die momentan verwendete Elektronenenergie angepasst werden muss. Die Vakuumkammern, die den gestreuten Elektronenstrahl durch das Polarimeter führen, müssten dieser Bewegung entweder folgen, oder ein sehr großes Ausgangsfenster aufweisen, was aus statischen Gründen unmöglich ist. Eine in solchem Ausmaß bewegliche Vakuumkammer ist technisch nur schwer umsetzbar und sehr teuer, weswegen ein solcher Aufbau vermieden werden sollte. Durch eine horizontale Verschiebung der Einschussposition, wie es in Abb. 6.5 (rechts) dargestellt ist, konnte der Elektronenstrahl aus dem defokussierenden Bereich herausbewegt und dieser Effekt derart abgeschwächt werden, dass die symmetrisch gestreuten Elektronen das Magnetfeld nahezu horizontal verlassen, was in Abb. 6.5 (links) zu erkennen ist. Um die optimale Einschussposition in horizontaler Richtung zu finden, wurden Elektronen numerisch durch das Magnetfeld verfolgt, deren Streuwinkel im Schwerpunktsystem in einem Bereich von $90^\circ \pm 20^\circ$ also zwischen 70° und 110° liegen. Sie wurden auf einer Ebene hinter dem Magneten detektiert, die in Abb. 6.5 rechts unten mit der Achse h beschriftet ist.

Die sich ergebenden Verteilungen für die Maximalenergie von 130 MeV und die Minimalenergie von 30 MeV sind in Abb. 6.6 beispielhaft für drei Verschiebungen von der Zentralachse des Jochs bei $x = 0$ (vgl. auch hier Abb. 6.5) dargestellt. Für negative Werte von x , also einem Einschuss auf der rechten Seite des Magnetjochs ist eine sehr große vertikale Divergenz des Streumusters erkennbar, sodass sich die gestreuten Elektronen des betrachteten Winkelbereichs ober- wie unterhalb der Einschussachse auf einer Fläche von etwa 80 cm Breite und 35 cm Höhe verteilen. Diesen Bereich mit einem Detektorsystem abzudecken, ist wegen des großen technischen Aufwands und der damit verbundenen Kosten nicht zweckmäßig. Bei einer Verschiebung von $x = 6,5$ cm nach links ist Verteilung der Elektronen nahezu horizontal, sodass sich die vertikale Ausdehnung des Streumusters oben wie unten auf etwa 10 cm reduziert. Da sich die Breite der Verteilung nicht ändert, empfiehlt es sich, die Streuwinkelakzeptanz auf $90^\circ \pm 10^\circ$ zu reduzieren, um die Detektorfläche horizontal nicht zu groß auslegen zu müssen. Die dadurch reduzierte Zählrate stellt kein Problem dar, da selbst bei geringen Strahlströmen von 100 nA schon hohe Zählraten erzeugt werden, und dieser Strom problemlos bis 1 μ A erhöht werden kann (vgl. Kap. 7.1

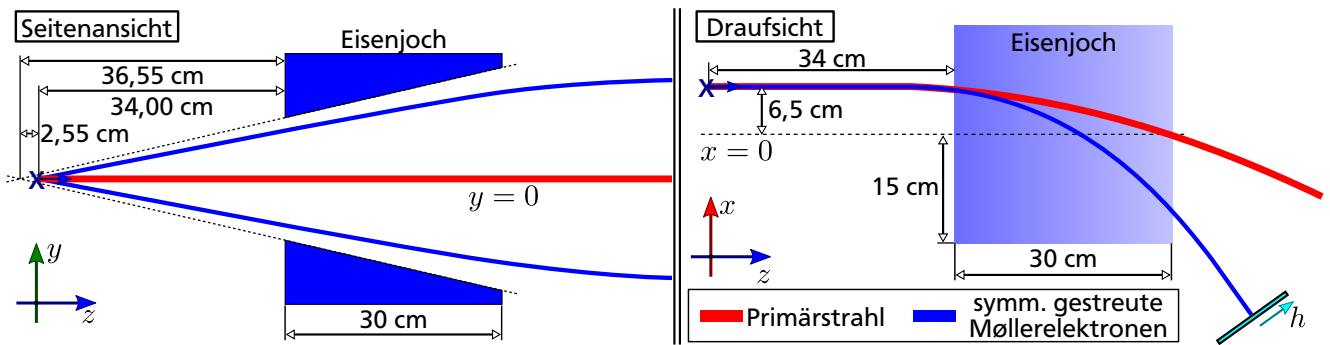


Abbildung 6.5.: Links ist eine schematische Seitenansicht und rechts eine schematische Draufsicht des Separationsmagneten dargestellt. Es ist jeweils die Position des Streuzentrums eingezeichnet. Der rot eingezeichnete Strahl stellt die Trajektorie des Primärstrahls dar, während die blau eingezeichneten Strahlen die Trajektorien der symmetrisch gestreuten Möllerelektronen markieren. In dieser Grafik wurde eine Primärstrahlenergie von 30 MeV gewählt, um die Trajektorien bei dem größten auftretenden Laborstreuwinkeln darzustellen. In der Seitenansicht ist die Verschiebung des Streuzentrums um 2,55 cm im Vergleich zum Schnittpunkt der Polschuhflächen markiert, die zur Vermeidung von Kollisionen der niederenergetischen Elektronen mit dem Magnetjoch nötig ist. In der Draufsicht ist die Verschiebung des Streuzentrums um $x = 6,5$ cm von der Zentralachse des Magneten markiert, die für die optimale Nutzung der Fokussiereigenschaften des Magneten notwendig ist. Die in dieser Ansicht mit „h“ beschrifteten Achse markiert die in Abb. 6.6 dargestellte Ebene.

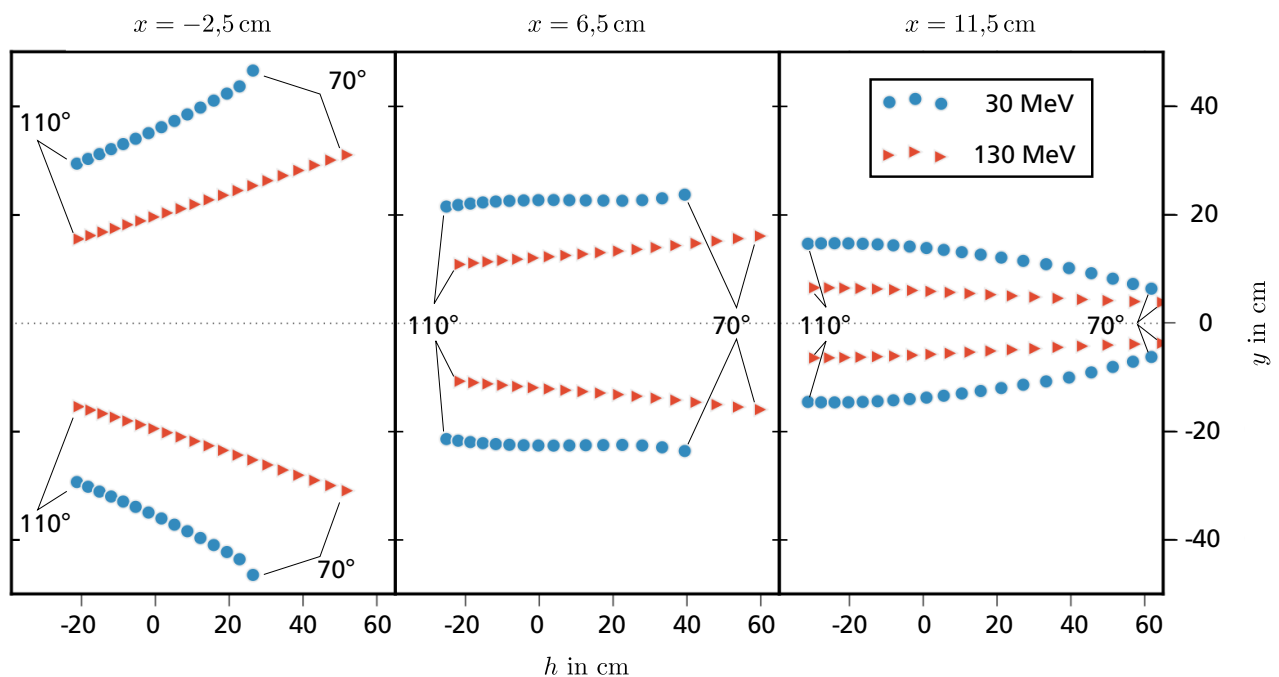


Abbildung 6.6.: Die Verteilung der gestreuten Elektronen für einen Streuwinkelbereich zwischen 70° und 110° ist für drei verschiedene horizontale Verschiebungen der Eintrittsposition dargestellt. Die Achsen bezeichnen dabei die horizontale und vertikale Koordinate auf einer Ebene, die hinter dem Separationsmagneten senkrecht zur Flugrichtung der symmetrisch gestreuten Elektronen orientiert ist (vgl. Abb. 6.5). Der Graph wurde aus [54] entnommen und modifiziert.

und Kap.7.2). Während die Darstellungen in Abb. 6.6 nur die Verteilung für einen einzelnen Azimutalwinkel der Elektronen einbezieht, muss bedacht werden, dass eine größere Azimutalwinkelakzeptanz die vertikale Ausdehnung der gezeigten Verteilungen entsprechend vergrößert. Hierdurch würde es bei einer weiteren Verschiebung der Einschussposition zu größeren Werten von x zu einer Überfokussierung kommen, sodass es zu einem Überlapp zwischen den nach oben und den nach unten gestreuten Elektronen kommen kann, wie in der Grafik zu $x = 11,5\text{ cm}$ zu erkennen ist. Da es sich in den Teilchenverfolgungssimulationen als unmöglich herausstellte, sowohl das Streumuster für 30 MeV als auch für 130 MeV gleichermaßen gut horizontal auszurichten, stellt eine Verschiebung von $x = 6,5\text{ cm}$ vom Jochmittelpunkt nach links einen annehmbaren Kompromiss dar. Da bei niedrigen Energien die unter großem Winkel gestreuten Elektronen mit der Front des Magnetjochs kollidierten, war zusätzlich eine Verschiebung des Targets um 2,55 cm näher zum Magnetjoch notwendig (vgl. Abb. 6.5 links). Diese Strecke ist die minimal notwendige Verschiebung, um Kollisionen mit dem Magnetjoch zu verhindern. Andererseits ist der Abstand zur Spiegelplatte des Separationsmagnet gerade noch ausreichend groß, um für den Entwurf der Streukammer auf kommerziell verfügbare Standardkomponenten zurückgreifen zu können (vgl. hierzu Kap. 6.2).

6.2 Streukammer

Das Zentrum der in Abb. 6.7 abgebildeten Streukammer befindet sich an der in Kap. 6.1.1 beschriebenen optimierten Einschussposition und beinhaltet insbesondere das ferromagnetische Møllerstreutarget, bzw. die gesamte Møllertargetleiter, die in Kap. 6.2.1 noch detailliert beschrieben wird. Außerdem dient sie als Halterung für einen großen Teil der notwendigen technischen Peripheriegeräte, die zur Benutzung des Polarimeters benötigt werden. Um die Kosten niedrig zu halten, und die Montage der Peripheriegeräte möglichst einfach zu gestalten, wurde die Kammer so entworfen, dass ein standardisiertes, dreiachsiges, rechtwinkliges CF100¹-Vakuumkreuz verwendet werden kann. Bei der Anschaffung dieser Kammer muss allerdings darauf geachtet werden, dass das Material des Vakuumkreuzes nicht magnetisierbar ist. Eine Variante ist hier explizit schwachmagnetischer Edelstahl². Aufgrund der mittlerweile guten kommerziellen Verfügbarkeit von Vakuumkomponenten aus Aluminium wäre eine Kammer aus gehärtetem Aluminium aufgrund der vollständigen Freiheit von ferromagnetischen Materialien allerdings zu bevorzugen.

Auf der Unterseite des Vakuumkreuzes wird der in Abschn. 6.2.4 beschriebene Targetschieber montiert, der die Targetleiter von einem Schrittmotor angetrieben innerhalb der Vakuumkammer verschieben kann. Aufgrund der geplanten Streuung des Elektronenstrahls ist zu erwarten, dass sich das Strahlvakuum aufgrund von Restgasionisation und dem thermisch induzierten Ausgasen des Targetmaterials relevant verschlechtern wird. Um diesem Effekt möglichst nah an seinem Entstehungsort entgegenzuwirken, wird eine Turbomolekularpumpe direkt von oben auf die Streukammer geflanscht. Des Weiteren befindet sich ein transparentes CF100-Fenster an der Streukammer, die eine optische Überwachung der Targetleiter mithilfe einer Kamera von außerhalb ermöglicht. Das zur Polarisation der Targetfolie benötigte und in Abschn. 6.2.3 genauer beschriebene Helmholtzspulenpaar wird von außen an die Streukammer montiert.

6.2.1 Targetleiter

Die Targetleiter dient der Halterung des Møllertargets innerhalb der Streukammer. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten einen Elektronenstrahl mit einem longitudinal polarisierten Target zur Kollision zu bringen, die beide in Abb. 6.8 dargestellt werden.

Ist die Targetfolie senkrecht zum Elektronenstrahl ausgerichtet, muss sie ebenfalls senkrecht zur Folieebene magnetisiert werden (vgl. Abb. 6.8 links). Um die Folie bei einer solchen Ausrichtung bis zur

¹ Flanschgröße entsprechend der CONFLAT-Norm: CF-Standard (ISO/TS 3669-2:2007)

² WNr. 1.4401 (X5CrNiMo17-12-2) AISI 316, (V4A)
oder wegen geringerer Permeabilität:
WNr. 1.4429 (X2CrNiMoN17-13-3), AISI 316LN

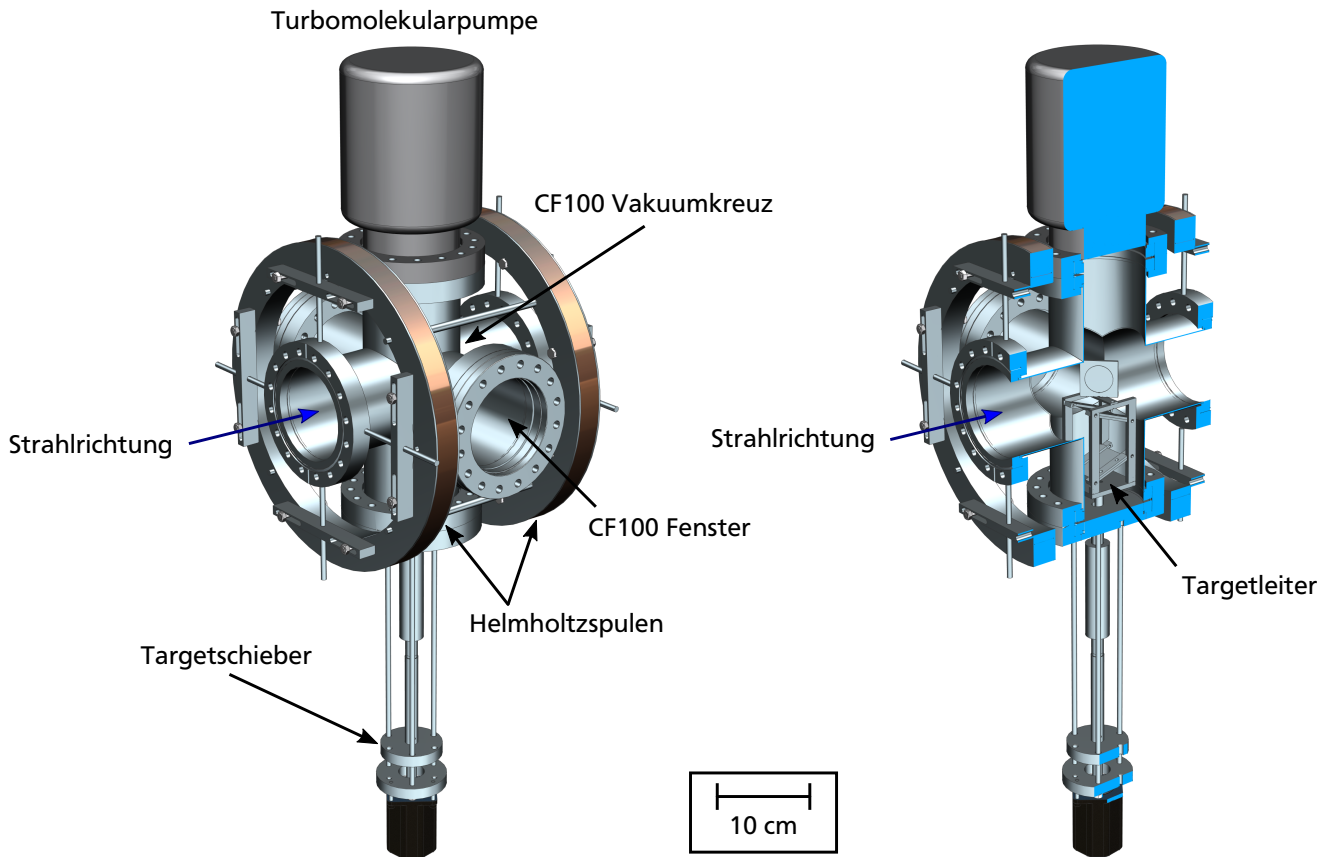


Abbildung 6.7.: Auf der linken Seite ist eine isometrische Ansicht der Streukammer abgebildet. Rechts wird eine isometrische Schnittansicht der Streukammer mit sichtbarer Targetleiter (vgl. Kap. 6.2.1) dargestellt.

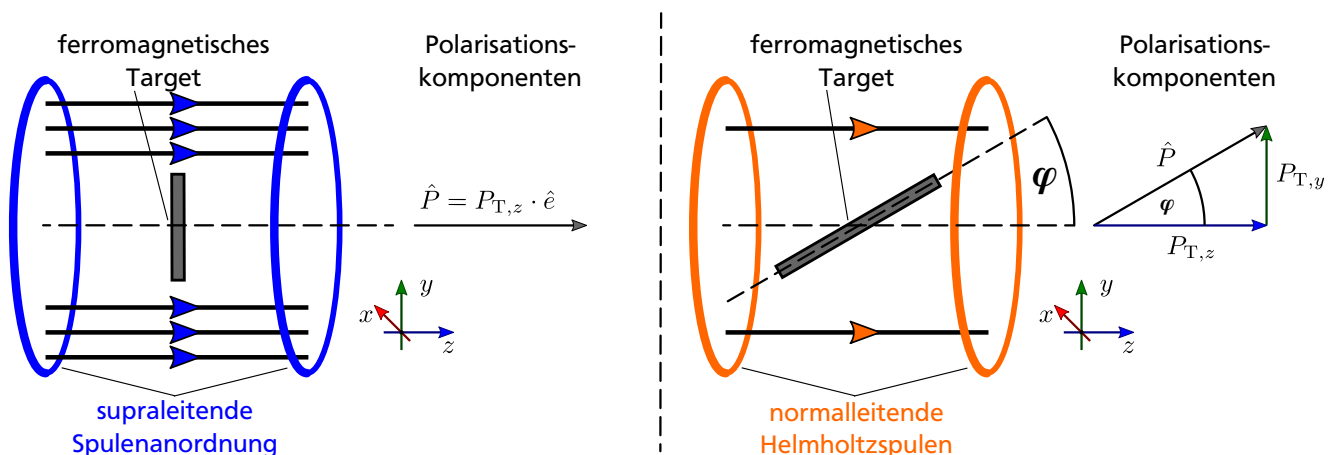


Abbildung 6.8.: Auf der linken Seite ist eine senkrecht zum Strahl ausgerichtete, ferromagnetische Targetfolie gezeigt, die wegen der notwendigen hohen Erregungsfeldstärke von supraleitenden Spulen entlang der Strahlachse polarisiert wird. Die Darstellung auf der rechten Seite zeigt eine zur Strahlachse unter einem Winkel φ verkippte, ferromagnetische Targetfolie, die von einem normalleitenden Helmholtzspulenpaar mit deutlich geringerer Erregung polarisiert wird. Durch die Verkipfung verringert sich die tatsächlich zum Strahl parallele Komponente der Targetpolarisation um den Faktor $\cos \varphi$.

Tabelle 6.2.: Vergleich der Relativverhältnisse der Analysierstärkekoeffizienten a_{yz} und a_{zz} für eine be-
tragliche Integration über verschiedene Streuwinkelakzeptanzen.

Streuwinkelakzeptanz $\Delta\theta$	Winkelakzeptanzintervall	$\frac{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} a_{yz} }{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} a_{zz} }$
20	[70, 110]	0,27 %
10	[80, 100]	0,14 %
5	[85, 95]	0,07 %

Sättigungsmagnetisierung \hat{P}_T zu erregen, sind magnetische Flussdichten nötig, die nur von supraleitenden Magneten erzeugt werden können [50, 52]. Dies ist aus technischen und finanziellen Gründen für dieses Projekt nicht umsetzbar. Die technisch einfachere Version besteht darin, die Folie innerhalb ihrer Folienebene zu polarisieren, was speziell bei weichmagnetischen Materialien eine deutlich geringere magnetische Erregung benötigt, um die Sättigungsmagnetisierung zu erreichen. Der offensichtliche Nachteil dieser Methode besteht darin, dass die Folienebene dabei parallel zum einfallenden Strahl stehen müsste, was bei einem Strahl mit einer größeren Ausdehnung als die Dicke der Folie nicht möglich ist. Dies kann umgangen werden, indem die Targetfolie mit einem kleinen Winkel φ gegen die Strahlachse verkippt wird, wie es in Abb. 6.8 rechts gezeigt wird. Die tatsächlich zum Elektronenstrahl parallel stehende Polarisationskomponente $P_{T,z}$ wird durch diese Verkipfung um den Faktor $\cos(\varphi)$ verringert. Außerdem wird eine vertikale Polarisationskomponente $P_{T,y}$ des Targets eingeführt:

$$\vec{P}_T = \hat{P}_T \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix} \neq \hat{P}_T \hat{e}_z \quad (6.1)$$

Hierdurch ergibt sich aus Gl. (5.11) unter der Annahme, dass die Strahlpolarisation wirklich rein longitudinale Komponenten aufweist ($\vec{P}_S = \hat{P}_S \cdot \hat{e}_z$):

$$A = a_{zz} P_{T,z} P_{S,z} + a_{yz} P_{T,y} P_{S,z}$$

Eine Betrachtung der beteiligten Analysierstärkekoeffizienten (vgl. Abb. 5.1) zeigt, dass a_{yz} bei symmetrischer Møllerstreuung gerade einen Wert von Null annimmt und damit keinen Einfluss auf den Asymmetriefaktor nimmt. Da das Polarimeter aber eine gewisse Streuwinkelakzeptanz von $(90^\circ \pm \Delta\theta)$ aufweisen muss, sind auch Winkel abseits von 90° zu betrachten. Hierbei fällt auf, dass der Verlauf von a_{yz} punktsymmetrisch zum Nulldurchgang bei 90° verläuft, wodurch sich der Einfluss der symmetrischen Winkelakzeptanz gerade selbst kompensiert. Und selbst wenn für eine Abschätzung des ungünstigsten Falls a_{yz} über den Bereich der Winkelakzeptanz betraglich aufintegriert und mit dem Integral von a_{zz} über den selben Bereich verglichen wird, beträgt der Einfluss dieses Mischterms im Vergleich zum dominanten Term weniger als 0,3 %, wie es in Tab. 6.2 dargestellt wird.

Gl. (5.12) kann also auch in sehr guter Näherung für leicht gegen die Strahlachse verkippte Targets angewendet werden, um die Strahlpolarisation aus dem Asymmetriefaktor zu bestimmen. Dieses Verfahren wird aufgrund der deutlich besseren technischen Umsetzbarkeit auch von einem Großteil der Polarimeter an anderen Beschleunigeranlagen verwendet [48, 47, 49].

Die für dieses Projekt entwickelte und in Abb. 6.9 dargestellte Targetleiter stellt die Møllertargetfolien in einen Winkel von 20° zum einfallenden Strahl. Dieser Winkel sorgt für eine ausreichend große Trefferfläche und verringert die für die Polarimetrie nutzbare longitudinale Polarisationskomponente lediglich auf $\cos(20^\circ) = 94\%$ des Maximalwerts. Auf der Oberseite der Targetleiter ist ein Beryllium-Oxid-Leuchtschirm angebracht. Dieses Material fluoresziert beim Beschuss mit hochenergetischen Elektronen und dient in Verbindung mit dem Vakuumfenster und einer Kamera zur optischen Strahldiagnose. Es werden zwei Møllertargets mit Verkipfungswinkeln von $+20^\circ$ und -20° auf der Targetleiter befestigt.

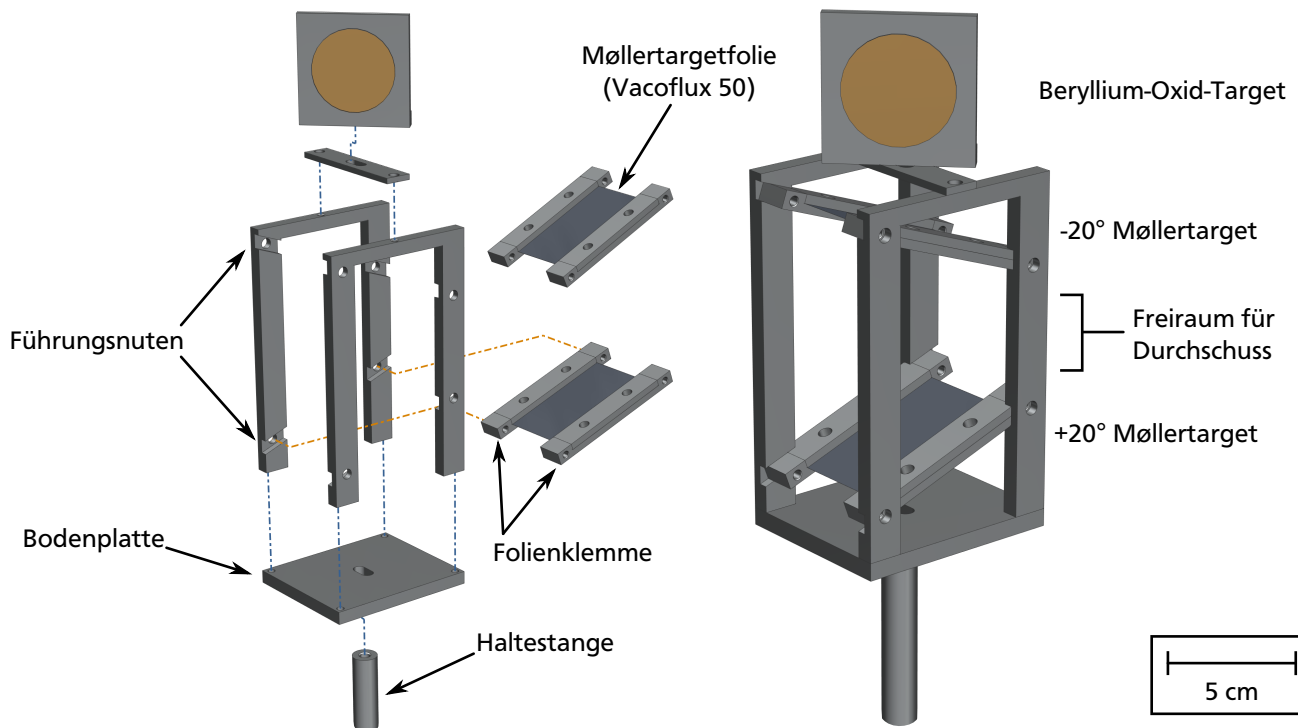


Abbildung 6.9.: Darstellung der Targetleiter. Links ist eine Explosionsansicht der Targetleiter mit Bezeichnung der Einzelkomponenten zu sehen. Rechts ist eine isometrische Ansicht der Targetleiter mit beschrifteten Leiterpositionen abgebildet.

Dies soll eine Möglichkeit liefern, potentiell auftretende Asymmetrien der gemessenen Zählrate, die lediglich durch die geometrische Anordnung des Targets zustande kommen, herauszumitteln. Hierzu sollte die Polarisationsmessung mit beiden Targetstellung einmal durchgeführt und anschließend über beiden Zählraten gemittelt werden. So können die systematischen Streuatenasymmetrien kompensiert werden. Die Lücke zwischen den beiden Møllertargets dient der Strahlidiagnose. Sie erlaubt es, den Elektronenstrahl ohne Streuung durch das Polarimeter schießen zu können, um auf einem Leuchtschirm hinter dem Separationsmagneten die Strahlposition zu kontrollieren. Hierdurch kann sichergestellt werden, dass der Strahl auf der von den Targetmittelpunkten definierten Sollachse liegt, sodass Streuungen am Rahmen der Targetleiter oder den Wänden der Vakuumkammern und damit die Untergrundzählrate des Polarimeters minimiert werden können. Die gesamten Teile der Targetleiter sowie alle in diesem Bereich verwendeten Schrauben sollten aus Aluminium gefertigt werden, um Verzerrungen des von außen angelegten Magnetfeld in der Nähe der Møllertargets zu vermeiden. Die technischen Zeichnungen für alle Komponenten der Targetleiter befinden sich als Abb. 13.3 bis Abb. 13.7 im Anhang.

6.2.2 Møllertarget

Das Targetmaterial eines Møllerpolarimeters sollte möglichst stark polarisierbar sein, um gemäß Gl.(5.11) eine möglichst große Zählratenasymmetrie und damit eine möglichst präzise Polarisationsmessung zu ermöglichen. Geringe Polarisationsgrade des Targetmaterials können dabei in begrenztem Maße durch eine Vergrößerung der Messzeit kompensiert werden (vgl. hierzu auch Abschn. 7.1 über die Messdauerabschätzung). Problematischer ist allerdings, dass die Unsicherheit der Targetpolarisation gemäß der gleichen Formel eine direkte untere Schranke für die Messunsicherheit des gesamten Polarimeters darstellt. Dementsprechend muss die Polarisation des Targets bei dem gewählten Anregungsfeld möglichst präzise bekannt sein. Polarimeter, die die Targetfolien senkrecht zum einfallenden Strahl ausrichten, nutzen in der Regel reine Eisenfolien, die über sehr starke Magnetfelder in vollständi-

ge Sättigung gezwungen werden und damit Polarisationsunsicherheiten von unter einem Prozent erreichen [50, 52]. Polarimeter, die ihre Targets in einem flachen Winkel zum einfallenden Elektronenstrahl ausrichten, nutzen in der Regel weichmagnetische Materialien, um auch mit kleinen Anregungsfeldern eine Sättigungsmagnetisierung erreichen zu können [47, 48, 49]. Es wurde sich in diesem Projekt für Vacoflux 50¹ als Targetmaterial entschieden und bereits im Vorfeld dieser Arbeit in ausreichender Menge angeschafft [56]. Es handelt sich hierbei um eine weichmagnetische Legierung mit einem Masseverhältnis von 50 % Eisen und 50 % Kobalt, die auch *Permendur* genannt wird. In Abb. 6.10 sind die Neukurven einiger kommerziell erhältlicher Legierungen dargestellt. Zum Vergleich wurde außerdem die Neukurve von Elektrostahl dargestellt, welcher eine zu reinem Eisen vergleichbare Sättigungskurve aufweist.

Es ist zu erkennen, dass die weichmagnetischen Legierungen im Vergleich zu reinem Eisen eine deutlich höhere Sättigungsmagnetisierung von etwa 2,3 T aufweisen, von der sie bei einer Anregungsfeldstärke von 8 kA/m nur noch um weniger als 1 % abweichen [57]. Die Polarisation von 50 µm dicken Folien aus Vacoflux 50 ist bei solchen Anregungsfeldstärken im Bereich von $(8,28 \pm 0,27)\%$, was einer relativen Unsicherheit von 3,2 % entspricht [48]. Da sich die Streukammergeometrie in dem hier vorgestellten Entwurf von dem in obiger Quelle angegebenen Polarimeter unterscheidet, muss die tatsächliche Polarisation der hier verwendenden Folie mit der real verwendeten Anregungsfeldstärke vermessen werden. Ein Messaufbau für eine solche Polarisationsbestimmung ist in Abschn. 6.7 beschrieben.

Die Vacofluxfolien werden für den Einsatz am Møllerpolarimeter des S-DALINAC in rechteckige Formen von 45 mm Länge und 35 mm Breite geschnitten und mithilfe der Targetklemmen in den Führungsnuten der Targetleiter befestigt (vgl. Abb. 6.9). Die Folien sind hierbei lediglich an der Seite eingespannt. Auf eine Querverstrebung wurde verzichtet, um die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung der Strahlelektronen an der Halterung der Folien zu minimieren. Die technischen Zeichnungen der Targetklemmen sind als Abb. 13.8 und Abb. 13.9 im Anhang abgebildet.

6.2.3 Helmholtzspulen

Im vorigen Abschnitt wurde beschrieben, dass zur ausreichenden Anregung der Targetfolien ein externes Magnetfeld mit einer Feldstärke von mindestens 8 kA/m nötig ist. Eine Montage der hierzu notwendigen Feldspulen innerhalb der Streukammer ist aus verschiedenen Gründen zu vermeiden. Zum einen ist das verfügbare Volumen innerhalb der Kammer stark begrenzt und die Spulen müssten in einer Weise konzipiert werden, die es ermöglicht, die Targetleiter trotzdem noch bewegen zu können. Zum Anderen müssen sämtliche Materialien der Spulen für den Einsatz im Ultrahochvakuum geeignet sein, was bei den meisten kommerziell verfügbaren Kupferdrähten oder bereits gewickelten Spulen nicht der Fall ist. Für diesen Vakuumbereich spezifizierte, isolierte Kupferdrähte übersteigen die Kosten für handelsüblichen Lackdraht erheblich. Außerdem benötigen die Spulen eine Stromversorgung von außerhalb der Vakuumkammer, wodurch zusätzliche elektrische Durchführungen notwendig sind. Aus diesen Gründen ist eine Installation der Spulen im Vakuum im Vergleich zu einer Montage außerhalb der Kammer unverhältnismäßig teuer und damit unwirtschaftlich.

Die technisch einfachere und kostengünstigere Alternative ist eine Montage der Magnetspulen außerhalb der Streukammer. Der offensichtliche Nachteil dieser Bauform ist, dass sich die Streukammer vollständig im Spuleninneren befinden. Wie in Abschn.6.2 bereits erwähnt wurde, muss bei der Beschaffung der Streukammer also darauf geachtet werden, unmagnetisches Material zu verwenden, da ansonsten ein relevanter Teil des Anregungsfeldes abgeschirmt oder die Feldverteilung im Inneren der Streukammer verzerrt werden kann. Da die Magnetfeldstärke B_0 im Zentrum eines Helmholtzspulenpaars mit N Windungen und einer Stromstärke I umgekehrt proportional zum Radius R der Spulen skaliert, ist der deutlich größere Spulenquerschnitt bei dieser Bauform ebenfalls ein Nachteil, da er eine größere Stromstärke und damit auch einen größeren Drahtquerschnitt und/oder mehr Windungen der Spule für die gleiche Magnetfeldstärke notwendig macht:

$$B_0 = \mu_0 \cdot \frac{8}{\sqrt{125}} \cdot \frac{NI}{R} \quad (6.2)$$

¹ Vacoflux 50 ist eine Legierung der Firma VACUUMSCHMELZE GmbH & Co. KG <http://www.vacuumschmelze.de>

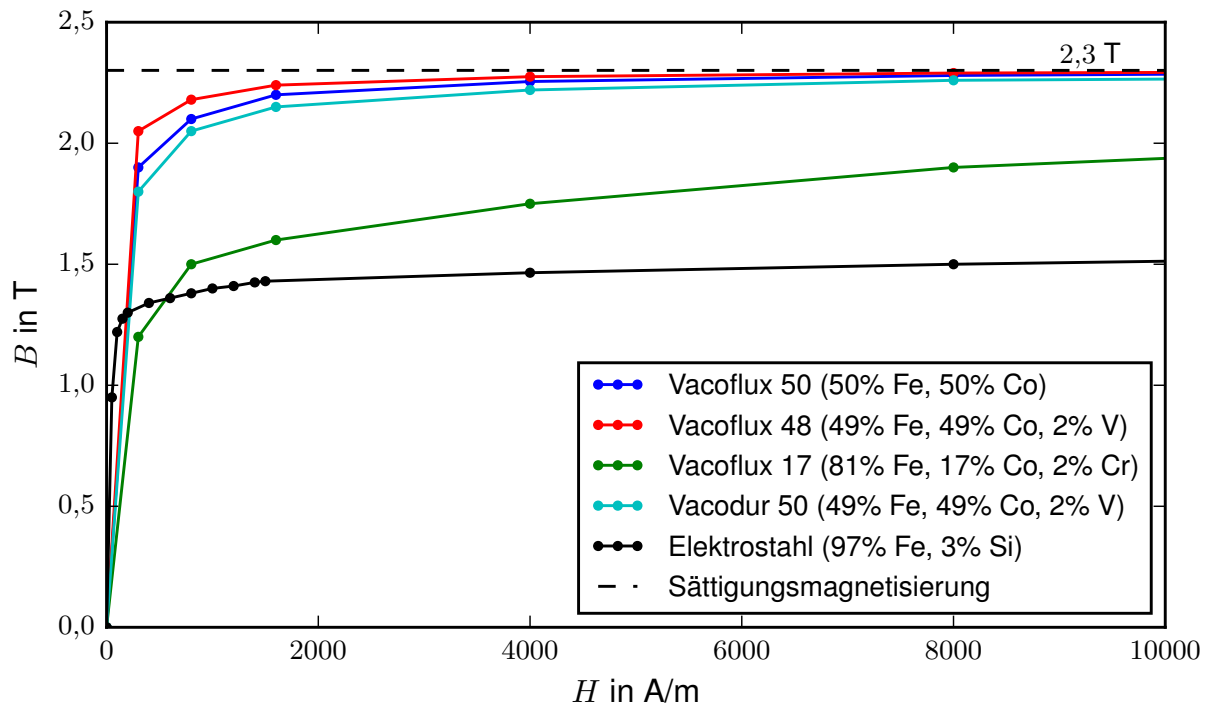


Abbildung 6.10.: Magnetische Flussdichten als Funktion der externen Magnetfeldstärke für 0,35 mm dicke Folien aus verschiedenen Eisen-Kobalt Legierungen. Als Vergleich wurde zusätzlich die Neukurve von Elektro Stahl (äquivalent zu reinem Eisen) dargestellt.

Da im Zentrum des Spulenpaars ein homogenes longitudinales Feld erzeugt werden soll, muss die Helmholtzbedingung eingehalten werden. Diese besagt, dass die beiden Spulen mit jeweils dem Spulenradius R planparallel im Abstand R zueinander stehen müssen. Durch die Abmessungen der Streukammer ergibt sich so ein mittlerer Spulenradius und Abstand von 160 mm. Um erneut Kosten und Wartungsaufwand gering zu halten, sollen die Helmholtzspulen am S-DALINAC mit den dort in großer Zahl eingesetzten CPS05-Gleichstromnetzteilen versorgt werden. Diese haben eine maximale Ausgangsspannung von 24 V bei einer maximalen Stromstärke von 7 A. Die Stromdichte innerhalb der Spulendrähte sollte außerdem den in der Elektrotechnik gängigen Grenzwert von 5 A/mm^2 nicht überschreiten, um eine thermische Zerstörung der Spulen zu verhindern. Zusätzlich sollten die Spulenquerschnitte kompakt bleiben. Unter Berücksichtigung all dieser Randbedingungen ergeben sich die Spulenparameter, die in Tab. 6.3 aufgelistet werden. Mit diesen Spulenparametern kann die notwendige Mindestfeldstärke von 8 kA/m bereits bei einer Stromstärke von 4,5 A erreicht werden. Sollte also ein Teil des Magnetfeldes von der Streukammer abgeschirmt werden, oder doch eine noch höhere Sättigung der Targetpolarisation gewünscht werden, besteht noch die Möglichkeit den Strom auf 6,1 A zu erhöhen, wodurch eine maximale Magnetfeldstärke von 11 kA/m erreicht wird, ohne die genannte Stromdichtengrenze zu überschreiten. Soll wirklich die maximale Stromstärke von 7 A genutzt werden, ist eine aktive Temperaturüberwachung der Spulen zwingend notwendig.

Die Helmholtzspulen mit oben genannten Parametern werden auf die Helmholtzspulenringe gewickelt, die in Abb. 6.11 dargestellt werden. Die Ringe weisen ein U-förmiges Profil auf, sodass der Draht mit einem rechteckigen Querschnitt aufgewickelt werden kann und gleichzeitig transversal fixiert wird. Der Abstand der Spulenringe wird durch vier Stangen definiert, die auch gleichzeitig die Parallelität der Spulen zueinander garantieren. Auf den voneinander abgewandten Seiten der Ringe werden jeweils vier Montageschienen angeschraubt, die eine Fixierung der Helmholtzspulen auf den CF100-Flanschen der Streukammer ermöglichen. Durch die Verwendung von Gewindestangen ist eine Justage der Mittel-

Tabelle 6.3.: Randbedingungen und Spulenparameter der Helmholtzspulen.

Randbedingungen:	
Spulenradius	160 mm
Mindestfeldstärke	8 kA/m
maximale Spannung	24 V
maximale Stromstärke	7 A
spez. Widerstand (Kupfer)	$1,70 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$
Spulenparameter	
Drahtdurchmesser	1,25 mm
Drahtquerschnittsfläche	1,23 mm ²
Windungsanzahl	400
Spulenquerschnittsfläche	4,91 cm ²

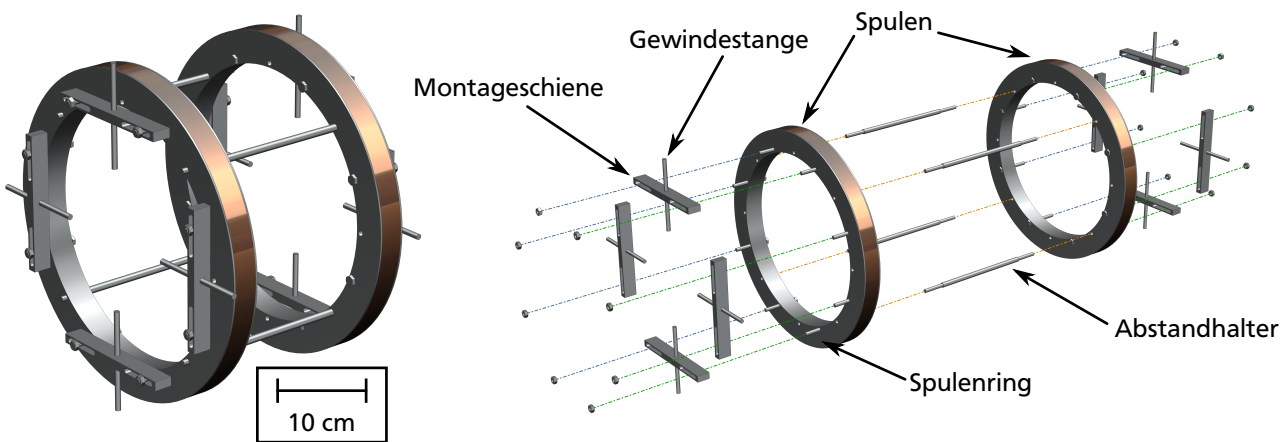


Abbildung 6.11.: Links ist eine isometrische Ansicht des Helmholtzspulenpaars abgebildet. Rechts ist eine Explosionsansicht der Helmholtzspulen mit Bezeichnung der Einzelkomponenten dargestellt.

achsen von Spulenringen und Streukammer stufenlos möglich. Die technischen Zeichnungen für alle in diesem Abschnitt genannten Komponenten befinden sich als Abb. 13.10 bis Abb. 13.12 im Anhang.

6.2.4 Targetschieber

Auf der Targetleiter befinden sich vier definierte Positionen, die je nach gewünschtem Betriebsmodus des Polarimeters in den Strahlengang gefahren werden müssen: das Beryllium-Oxid-Target, der beabsichtigte Freiraum zur Strahlendiagnose und die zwei gegensätzlich gekippten Møllertargets. Der gesamte notwendige Fahrweg beträgt dabei 12 cm. Die Leiter steht vertikal und wird durch einen Haltestab gestützt, der mit dem unteren Ende im Inneren eines Wellbalgs verschraubt ist. Dieser Wellbalg ist Teil des Targetschieberaufbaus, der in Abb. 6.12 zu sehen ist. Der Gewindestab, auf den die Haltestange aufgeschraubt werden kann, ist Teil eines zur Stabilisierung mit drei Stangen geführten Schlittens, der in den Wellbalg eingeschweißt wird. Diese Konstruktion ermöglicht eine rein vertikale Bewegung, die von außerhalb der Vakuumkammer mithilfe eines Schrittmotors gesteuert werden kann. Die Rotationsbewegung des Motors wird dabei über eine Kupplung auf eine Welle mit Außengewinde und von dieser in eine Messinghülse mit Innengewinde übertragen. Diese ist im Schlitten fixiert und konvertiert die Rotationsbewegung in eine vertikale Translationsbewegung. Das vom Schrittmotor dabei erzeugte Drehmoment wird von den gleichen drei Haltestangen kompensiert, die auch den Schlitten führen.

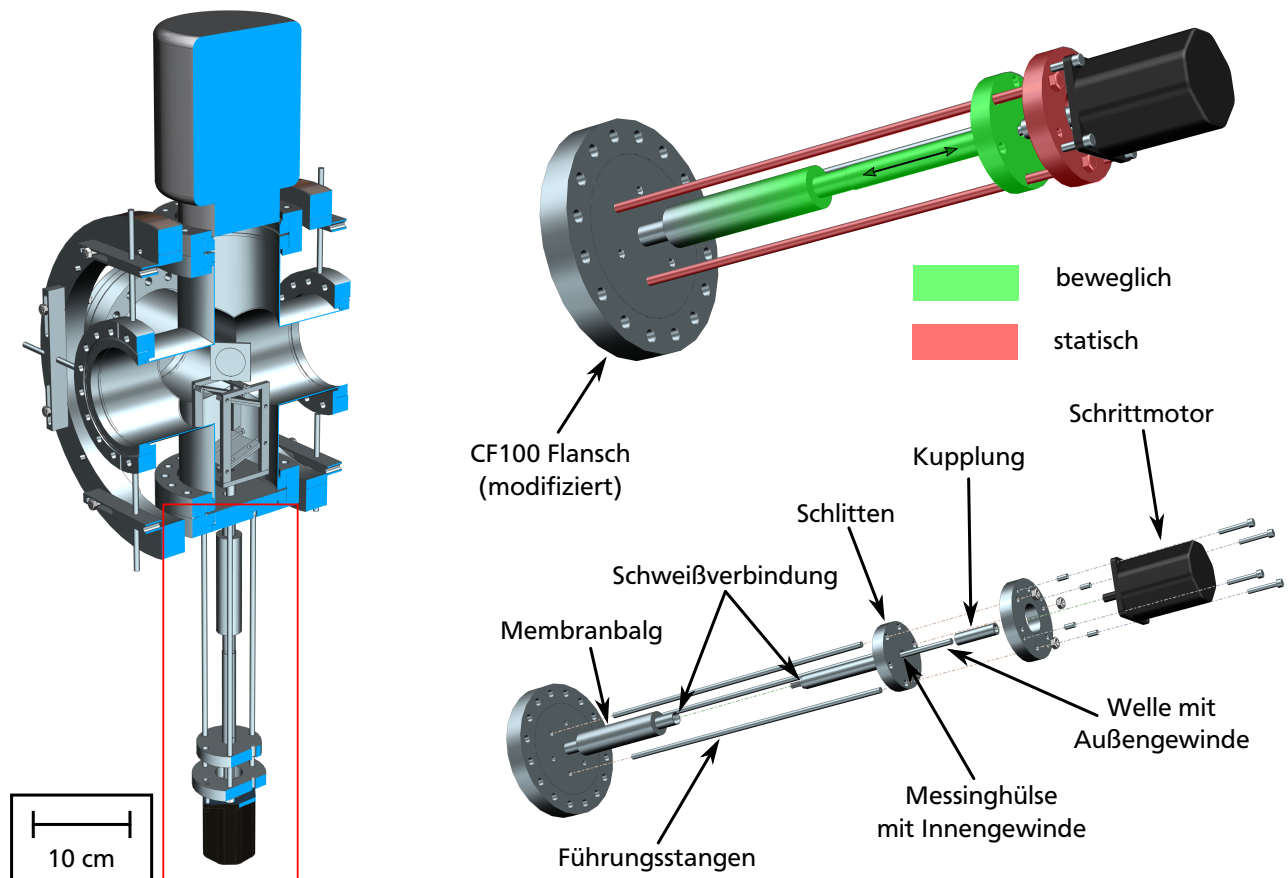


Abbildung 6.12.: Links ist ein Querschnitt der Streukammer mit markiertem Targetschieber zu sehen. Oben rechts ist eine isometrische Ansicht des Targetschiebers dargestellt, bei dem der bewegliche und der statische Teil markiert wurden. Unten rechts ist eine Explosionsansicht mit Einzelteilbeschriftungen abgebildet.

Um der durch den Druckunterschied zwischen Innen- und Außenbereich der Kammer hervorgerufenen Kraftwirkung auf den Schlitten entgegenzuwirken, sollte der Schrittmotor ein Drehmoment von mindestens 2 Nm aufweisen. Die technischen Zeichnungen zu jedem der hier gezeigten Teile befinden sich als Abb. 13.13 bis Abb. 13.17 im Anhang. Die Maße sind hierbei auf den Schrittmotor PKP268D28A-L¹ der Emis GmbH² zugeschnitten.

6.3 Blendenkammer

Beim Betrieb eines Møllerpolarimeters ohne Strahlkollimation wird die Streu- und Azimutalwinkelakzeptanz hauptsächlich durch die Detektorgröße und die Strahlführung bis zu den Detektoren bestimmt. Durch zufällige Kollisionen von Elektronen mit den Strahlführungskomponenten, Strahlrohren und Vakuumkammern werden zusätzliche Elektronen in die Detektorvolumen gestreut, was die Untergrundzählrate deutlich erhöht. Eine winkeldefinierende Strahlkollimation sorgt dafür, dass Elektronen, die sich außerhalb der Strahlführungsakzeptanz befinden, kontrolliert in den Kollimatoren gestoppt werden, und so keine Untergrundzählrate an den Detektoren verursachen können. Da hierdurch die Winkelakzeptanzen im Vergleich zum unkollimierten Betrieb künstlich verringert werden, ist neben der deutlich geringeren Untergrundzählrate auch eine geringere Møllerzählrate zu erwarten. Andererseits ist jedoch ebenfalls zu erwarten, dass eine Kollimation des Schwerpunkstreuwinkels auf einen Bereich zwischen $(90^\circ - \Delta\theta)$

¹ Basisschrittweite: 1,8°; Haltedrehmoment 2,3 Nm; Steuerstrom 2,8 A/Phase

² <http://www.emisgmbh.de>

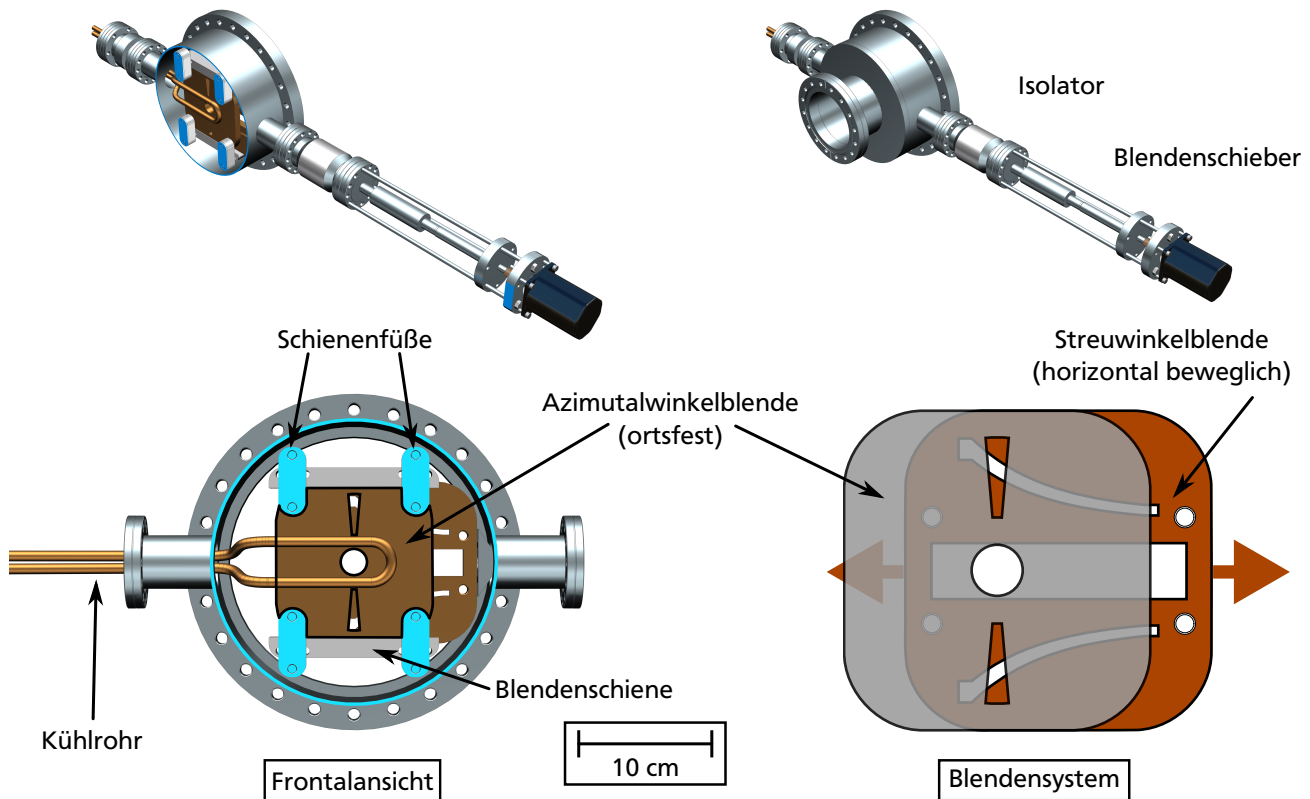


Abbildung 6.13.: Oben rechts ist eine isometrische Darstellung der Blendenkammer einschließlich des Blendenschiebers von schräg vorne dargestellt. Oben links ist die Blendenkammer aus gleicher Perspektive mit ausgeblendeter Frontplatte abgebildet, um die Blendenhalterungen sichtbar zu machen. Die Abbildung unten links stellt eine Frontalansicht der Blendenkammer ebenfalls ohne Frontplatte dar. Die Kühlrohre, die Blendenhalterung und die Azimutalwinkelblende sind sichtbar. Unten rechts wird die ortsfeste Azimutalblende transparent im Vordergrund und die horizontal bewegliche Streuwinkelblende im Hintergrund gezeigt, um die Einstellbarkeit der oberen und unteren Durchlassöffnung zu demonstrieren.

bis $(90^\circ + \Delta\theta)$ die Asymmetrie der Møllerzählrate und damit die Präzision der Messung abhängig von der Akzeptanz $\Delta\theta$ erhöht. Inwiefern dieser Effekt die Leistung des S-DALINAC-Møllerpolarimeters beeinflusst, wird in Abschn. 7.3 detailliert behandelt. An dieser Stelle soll lediglich das technische Design diskutiert werden. Die in Abb. 6.13 dargestellte Blendenkammer beinhaltet die gesamte Infrastruktur zur Strahlkollimation des S-DALINAC-Møllerpolarimeters.

Eine winkeldefinierende Kollimation muss nach der Streuung am Target und noch vor einer weiteren Strahlableitung durchgeführt werden, um dispersive Verzerrungen der Winkelverteilung zu vermeiden. Die einzig mögliche Position hierfür ist zwischen der Spiegelplatte des Separationsdipols und dem Magnetjoch. Aufgrund der engen Platzverhältnisse kann an dieser Stelle keine kommerziell verfügbare Standardvakuumkammer verwendet werden. Dementsprechend wurde im Rahmen dieses Projekts eine eigene Kammergeometrie entworfen, die noch vor der Spiegelplatte über einen CF100-Flansch mit der Streukammer und auf der Rückseite mit einer Indiumdrahtdichtung zur Jochkammer verbunden wird. Bei der Konstruktion der Kammer wurde darauf geachtet nur industriell verfügbare Standardmaße zu verwenden, um die Produktionskosten der Kammer gering zu halten. So besteht die Kammer aus Rohren mit 100 mm bzw. 210 mm Durchmesser die mit Vollmaterialblechen zusammengeschweißt werden können. Der CF100-Flansch ist als ebenfalls anschweißbares Einzelteil erhältlich. Der Ausgangsflansch

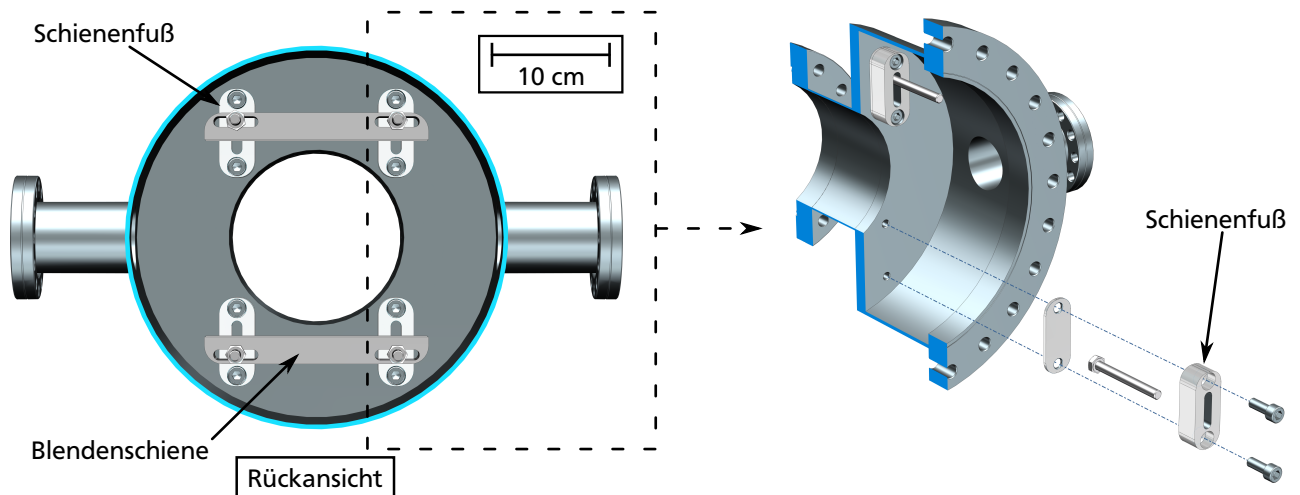


Abbildung 6.14.: Auf der linken Seite ist die Blendenkammer in Rückansicht abgebildet. Die Blenden sind nicht dargestellt, um die Blendenhalterungen erkennen zu können. Auf der rechten Seite ist eine isometrische Ansicht des links markierten Teils der Blendenkammer zu sehen. Zur besseren Sichtbarkeit wurde beispielhaft ein einzelner Schienenfuß als Explosionszeichnung dargestellt. Da die Schienenfüße aus nicht-leitfähigem Material gefertigt sind, ist die Blendenschiene elektrisch von der Blendenkammer isoliert.

kann aus einem Blech geschnitten und an das Rohr geschweißt werden. Die Dichtung über einen Indiumdraht erfordert lediglich das Fräsen einer Fixierungsnut und erfordert keine geschärfte Schneidkante wie bspw. eine der CONFLAT-Norm entsprechende Dichtungsfläche. Die seitlichen Ausgänge bestehen wiederum aus Rohren, deren Maße der DIN-CF40-Norm entsprechen und damit, wie auch das Strahlrohr des S-DALINAC, einen Durchmesser von etwa 40 mm aufweisen. Die gesamte Blendenkammer kann also in der Feinmechanikwerkstatt des Instituts für Kernphysik gefertigt werden, was die Kosten im Vergleich zu einem externen Produzenten deutlich verringert.

Trotz der spezialisierten Kammer steht für die Strahlkollimation wegen der Geometrie des Separationsdipols lediglich eine longitudinale Strecke von etwa 8 cm zur Verfügung, die sich durch zusätzlich notwendige technische Peripherie innerhalb der Blendenkammer effektiv auf etwa (3–4) cm verringert. Da die maximale Reichweite von Elektronen mit einer kinetischen Energie von 30 MeV bis 130 MeV in dem benutzten Blendenmaterial Kupfer zwischen 2 cm und 8 cm liegt [58], können die ungewünschten Elektronen in diesem Kollimationsbereich nicht komplett gestoppt werden.

Die Blenden können also lediglich die kinetische Energie der Elektronen aus ungewünschten Winkelbereichen derart verringern, dass sie durch den Separationsdipol stärker abgelenkt werden, und dadurch in den Detektoren keine Ereignisse erzeugen. Bei der Auslegung der Blendengeometrie erweist sich die starke Abhängigkeit der Streuwinkel von der Elektronenenergie wiederum als problematisch. Es ist nicht möglich, eine statische Blende zu entwerfen, die sowohl für 30 MeV, als auch für 130 MeV den gleichen Schwerpunktstreuwinkelbereich herausfiltert. Um dies zu bewerkstelligen, ist also ein bewegliches Blendensystem notwendig, das sowohl die Position als auch die Größe der Durchlassöffnung auf die entsprechende Energie anpasst. Die Azimutalwinkelakzeptanz kann jedoch für jede Energie identisch gewählt werden. Es wurde sich aus diesen Gründen dafür entschieden, das Kollimationssystem als eine Kombination von zwei jeweils 1 cm dicken Kupferscheiben zu konzipieren, wobei die vordere Platte die unbewegliche Azimutalwinkelblende darstellt. Die hintere Kupferscheibe stellt die Streuwinkelblende dar und lässt sich horizontal verschieben. Durch speziell auf die Energieverteilung angepasste Schlitze kann diese in Kombination mit der Azimutalwinkelblende eine variabel große Öffnung für die symmetrisch gestreuten Møllerelektronen bereitstellen. Die beiden Blenden werden jeweils in den Abschnitten 6.3.1 und 6.3.2 detailliert beschrieben.

Als zusätzliche Diagnose soll es möglich sein, die auf den Blenden deponierte Ladung messen zu können. Da die gesamte Strahlführung und damit auch die Blendenkammer standardmäßig geerdet werden, um Aufladungen der Strahlführung durch Strahlverluste zu vermeiden, erfordert dies eine elektrisch vollständig von der Blendenkammer isolierte Montage der Kollimationsblenden. In diesem Entwurf wird dies dadurch gewährleistet, dass die Blenden auf zwei nicht-leitenden Blendenschielen geführt werden, die mit ebenfalls nicht-leitenden Schienenfüßen an der Innenseite der Frontplatte der Blendenkammer fixiert werden. Dies ist sowohl auf Abb. 6.13 als auch auf Abb. 6.14 dargestellt. Die Verschiebung der Streuwinkelblende wird mithilfe eines Manipulators umgesetzt, der in Abschn. 6.3.3 beschrieben wird. Durch die Verwendung des Isolators kann die auf den Blenden deponierte Ladung über den Manipulator bis zum Blendenschieber geleitet und dort von außerhalb der Kammer gemessen werden. Die technischen Zeichnungen der Blendenkammer befinden sich als Abb. 13.18 bis Abb. 13.22 im Anhang.

6.3.1 Azimutalwinkelblende

Der für die azimutale Akzeptanz gewählte Winkel ist vergleichsweise unkritisch. Es muss lediglich darauf geachtet werden, dass er kleiner ist, als die Akzeptanz der folgenden Strahlführung. Durch Teilchenverfolgungssimulationen konnte eine Azimutalwinkelakzeptanz der Strahlführung von insgesamt 40° errechnet werden (vgl. Kap. 7.3.2). Da die Zählrate selbst für eine Akzeptanz von 10° genug sein wird (vgl. Kap. 7.1), wurde die Azimutalwinkelakzeptanz zur Vermeidung von Kollisionen mit den Vakuumkammern auf diesen Wert reduziert. Eine vereinfachte technische Zeichnung der Azimutalwinkelblende ist in Abb. 6.15 dargestellt.

Für den Primärstrahl ist eine zentrale Öffnung mit einem Durchmesser von 2 cm vorgesehen, was angesichts der Aufweitung des Strahls nach der Wechselwirkung mit dem Møllertarget noch immer ausreichend ist. Die vertikalen Schlitz definieren mit ihrem Öffnungswinkel gerade die azimutale Akzeptanz. Da zu erwarten ist, dass die größte Intensität von Elektronen in der Nähe des Blendenzentrums und damit von der Azimutalwinkelblende und nicht von der Streuwinkelblende absorbiert werden wird, muss diese gekühlt werden. Hierzu wird, wie in Abb. 6.13 zu sehen ist, eine kühlwasserführende Kupferrohrleitung frontal auf die Azimutalwinkelblende gelötet. Der Wasserdurchsatz wird darauf ausgelegt, dass die Blende die gesamte maximal mögliche Strahlleistung an dieser Stelle von 2,6 kW absorbiert, auch wenn dies nicht zu erwarten ist. Der Kühlwasserdurchsatz muss für diesen Fall 12 l/min betragen [59].

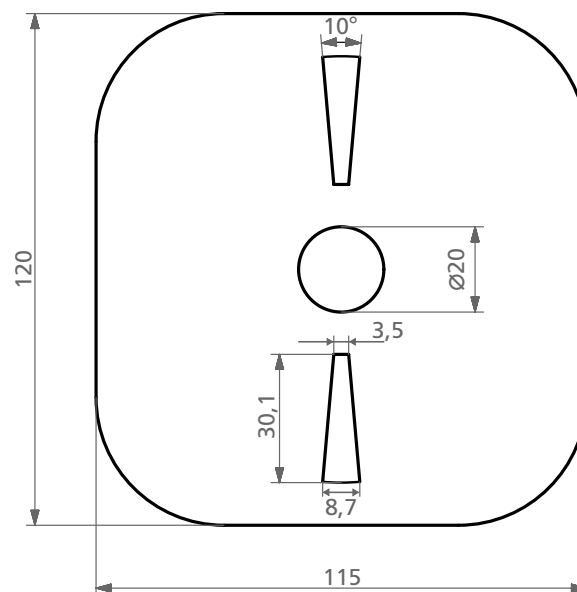


Abbildung 6.15.: Vereinfachte Darstellung der technischen Zeichnung der Azimutalwinkelblende für eine Akzeptanz von 10° . Alle eingezeichneten Längen sind in Millimetern angegeben.

Da die Azimutalwinkelblende und damit auch die Kühlwasserleitung im Gegensatz zur Streuwinkelblende stationär ist, kann das Kupferrohr nicht durch die selbe Durchführung aus der Kammer geleitet werden, wie der Blendenmanipulator. Entsprechend muss eine zweite Durchführung auf gegenüberliegender Seite genutzt werden. Auch hier wird ein CF40-Isolator verwendet, um die Blenden elektrisch gegen die Kammer zu isolieren. Beim Anschluss des Kühlwassers ist darauf zu achten, dass nicht-leitende Verbindungsschläuche verwendet werden, und das Kühlwasser einen hohen spezifischen Widerstand aufweist, um die Ladungsmessung nicht relevant zu beeinflussen. Die technische Zeichnung der Azimutalwinkelblende befinden sich als Abb. 13.23 im Anhang.

6.3.2 Streuwinkelblende

Bei der Definition der Streuwinkelakzeptanz ergibt sich das Problem, dass ein definierter Streuwinkelbereich im Schwerpunktsystem bei der Transformation ins Laborsystem, in dem das Polarimeter stationär ist, abhängig von der kinetischen Energie E der Elektronen sehr stark variiert (vgl. Kap. 5.1).

Bei festgelegtem Abstand der Streuwinkelblende zum Streuzentrum ändert sich hierdurch sowohl die vertikale Position, als auch die Höhe der Durchlassöffnung für die Elektronen. Die Streuwinkeltransformation ist, wie in Abb. 5.3 gezeigt wird, analytisch beschreibbar und erzeugt bezüglich der kinetischen Energie einen Verlauf, wie er in Abb. 6.16 dargestellt wird. Dieser analytisch bekannte Verlauf muss nun auf eine horizontal verschiebbare Blende abgebildet werden. Die horizontale Position auf der Blende soll dabei der Energie entsprechen, sodass bei einer Energieänderung des Elektronenstrahls lediglich die Blende entsprechend horizontal verschoben werden muss. Um die folgenden Betrachtungen zu verein-

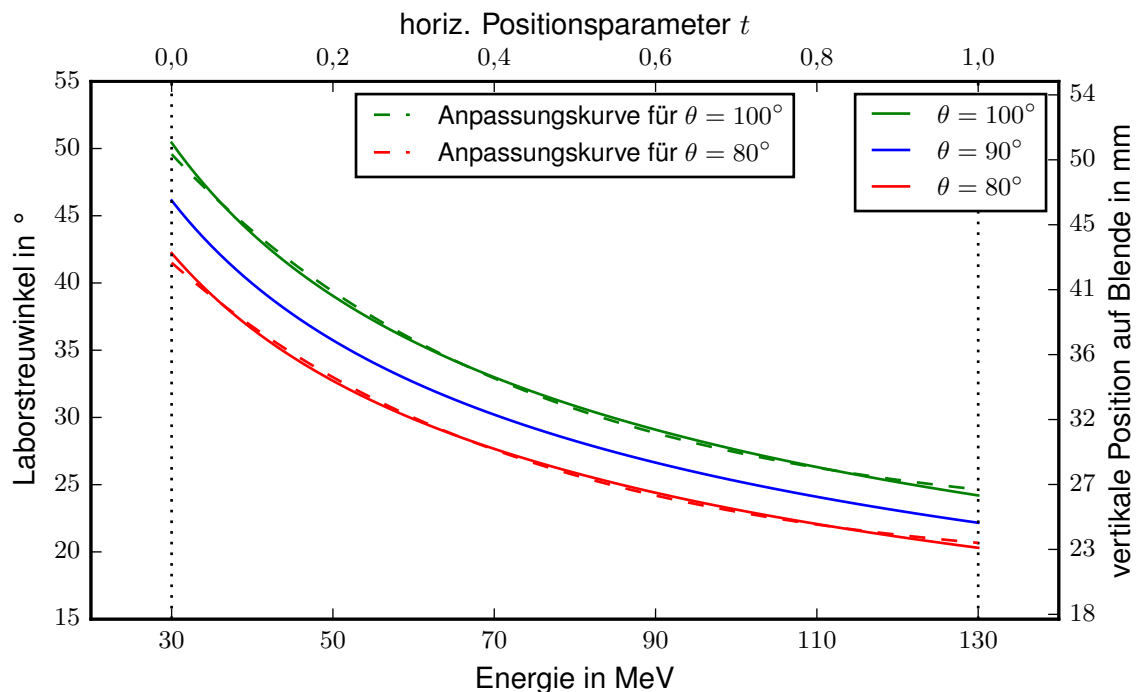


Abbildung 6.16.: Darstellung der Laborstreuwinkel von Møllerelektronen mit einem Schwerpunktsstreuwinkel von 80° , 90° und 100° . Die zweite vertikale Achse stellt die vertikale Position der Elektronen auf der Streuwinkelblende dar, während die zweite horizontale Achse den Wert des horizontalen Positionsparameters t angibt.

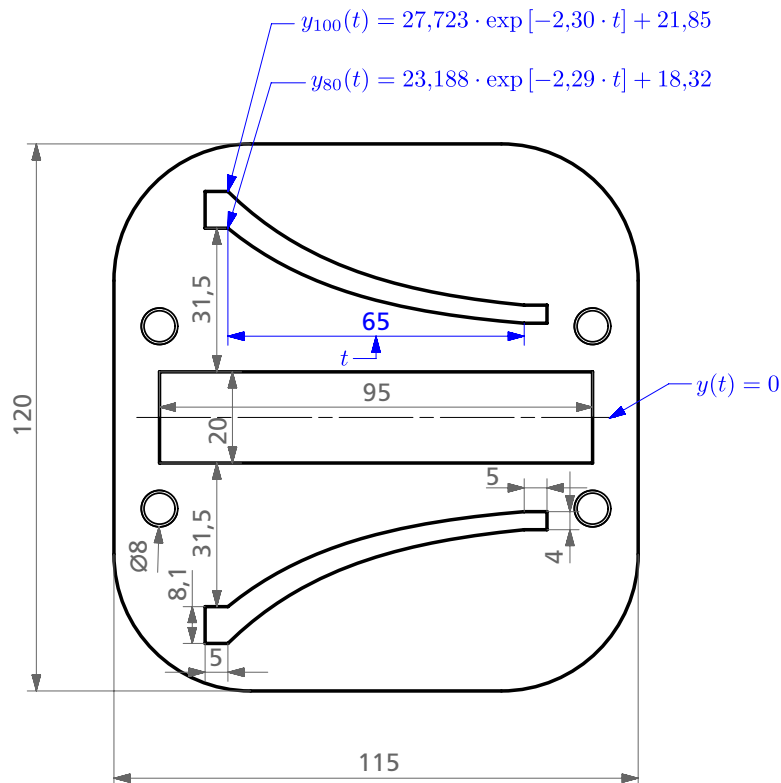


Abbildung 6.17.: Vereinfachte technische Zeichnung der Streuwinkelblende. Der vertikal zentrierte Primärstrahlschlitz und die Streuwinkelslitze sind zu erkennen. Relevante Maße der Streuwinkelslitze sind in blau gekennzeichnet.

fachen wird der Positionsparameter t eingeführt. Er bildet die horizontale Position der Blende auf das Intervall $[0, 1]$ ab und kann durch folgende Substitution aus der Energie errechnet werden:

$$t := \frac{E - 30 \text{ MeV}}{130 \text{ MeV} - 30 \text{ MeV}}; \quad E \in [30 \text{ MeV}, 130 \text{ MeV}] \quad (6.3)$$

Der errechnete Streuwinkel kann über den ebenfalls bekannten Abstand des Streutargets zur Blende in eine vertikale Strahlablage umgerechnet werden. Um für die Konstruktion jedoch die relativ komplexe Berechnung des analytische korrekten Verlaufs zu vermeiden, wurden zwei einfachere Anpassungsfunktionen y_{80} und y_{100} auf den Kurvenverlauf für einen Schwerpunkstreuwinkel von 80° und 100° angepasst und zum Vergleich ebenfalls in Abb. 6.16 dargestellt:

$$\begin{aligned} y_{80}(t) &= 23,188 \cdot \exp[-2,29 \cdot t] + 18,32; & t \in [0, 1] \\ y_{100}(t) &= 27,723 \cdot \exp[-2,30 \cdot t] + 21,85; & t \in [0, 1] \end{aligned}$$

In diesem Entwurf wurde die innerhalb der Blendenkammer maximal verfügbare horizontale Verstellbreite von 65 mm gewählt. Abbildung 6.17 zeigt eine vereinfachte technische Zeichnung der Streuwinkelblende. Um beim Verschieben der Blende nicht die 2 cm große Primärstrahlöffnung der Azimutalwinkelblende zu verdecken, befindet sich in der vertikalen Mitte der Blende ein ebenso breiter Schlitz. Die technische Zeichnung der Streuwinkelblende befinden sich als Abb. 13.24 im Anhang.

6.3.3 Blendenschieber

Die horizontale Position der Streuwinkelblende wird entsprechend der Energie des Elektronenstrahls gewählt. Da die Energie jeden beliebigen Wert zwischen 30 MeV und 130 MeV annehmen kann, muss auch

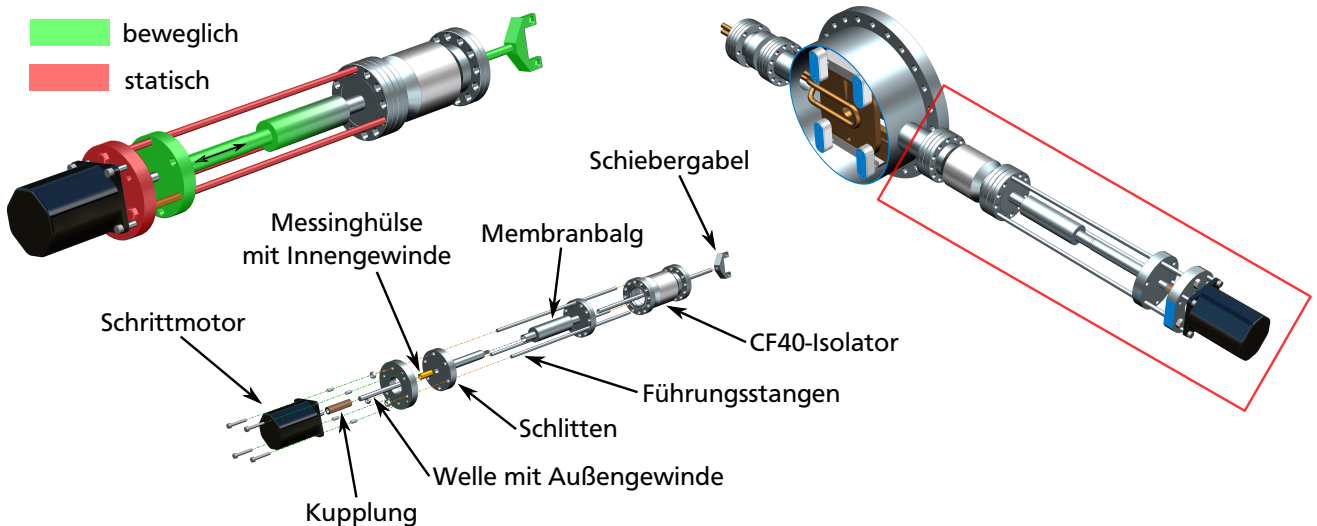


Abbildung 6.18.: Oben links ist der Blendschieber abgebildet, wobei in rot die stationären Teile und in grün die beweglichen Teile hervorgehoben werden. Oben rechts ist die Blendenkammer mit ausgeblendeter Frontplatte und markiertem Blendschieber abgebildet. Unten wird eine Explosionsansicht des Blendschiebers gezeigt, in dem die einzelnen Komponenten benannt werden.

die Streuwinkelblende jeden beliebigen Wert innerhalb ihres maximalen Stellbereichs von 6,5 cm anfahren können. Entsprechend bietet sich auch hier die Benutzung eines Schrittmotors an. Die Konstruktion des Manipulators entspricht nahezu vollständig dem Aufbau des Targetschiebers (vgl. Abschn. 6.2.4). Der primäre Unterschied ist die Länge des Stellbereichs und damit die Länge des Membranbalgs und der Führungsstangen. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle mit dem Verweis auf Abschn. 6.2.4 und der grafischen Darstellung des Blendschiebers in Abb. 6.18 nicht erneut auf die Mechanik eingegangen. Die technischen Zeichnungen für die Komponenten des Blendschiebers befinden sich als Abb. 13.25 bis Abb. 13.27 im Anhang.

6.4 Jochkammer

Die Jochkammer dient dazu, das zur Führung der gestreuten Elektronen durch das Separationsmagnetjoch benötigte Vakuum bereitzustellen. Die Jochform des Separationsmagneten und die Tatsache, dass das gesamte Volumen innerhalb des Jochs für die Führung der Elektronen frei bleiben muss stellt hohe Ansprüche an die Geometrie der Jochkammer. Es gibt für diese Kammer keine Möglichkeit auf kommerziell verfügbare Vakuumkomponenten zurückzugreifen und die Fertigung ist sehr kompliziert, weshalb hier auf jeden Fall eine Sonderanfertigung bei einem spezialisierten Hersteller in Auftrag gegeben werden muss. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vorschlag für eine solch sonderangefertigte Kammer ist in Abb. 6.19 aus verschiedenen Perspektiven abgebildet.

Die Jochkammer soll die Streuwinkelakzeptanz in vertikaler Richtung möglichst wenig einschränken, weswegen ein Kammerquerschnitt gewählt wurde der sich innerhalb des Jochs nah an dieses anlegt (vgl. Abb. 6.19 rechts oben). Da hierdurch sehr große planare Flächen entstehen, die durch die Druckdifferenz zwischen Innenseite und Außenseite der Kammer hohen mechanischen Belastungen standhalten müssen und nicht durch Querstreben versteift werden können, wurde für die Kammer eine Wandstärke von durchgängig 5 mm gewählt. Die Ausgänge für sowohl Primärstrahl, als auch symmetrisch gestreute Møllerelektronen wurden ebenfalls auf planare Flächen gesetzt die im rechten Winkel zu den zu erwartenden Ablenkwinkeln stehen, um die Fixierung der Ausgänge zu erleichtern und das Schweißen von runden Rohren auf eine abgerundete Fläche zu vermeiden. Die Ausgänge selbst bestehen aus Rohren von 100 mm Durchmesser mit angeschweißten CF100-Flanschen, die die Montage der folgenden Strahl-

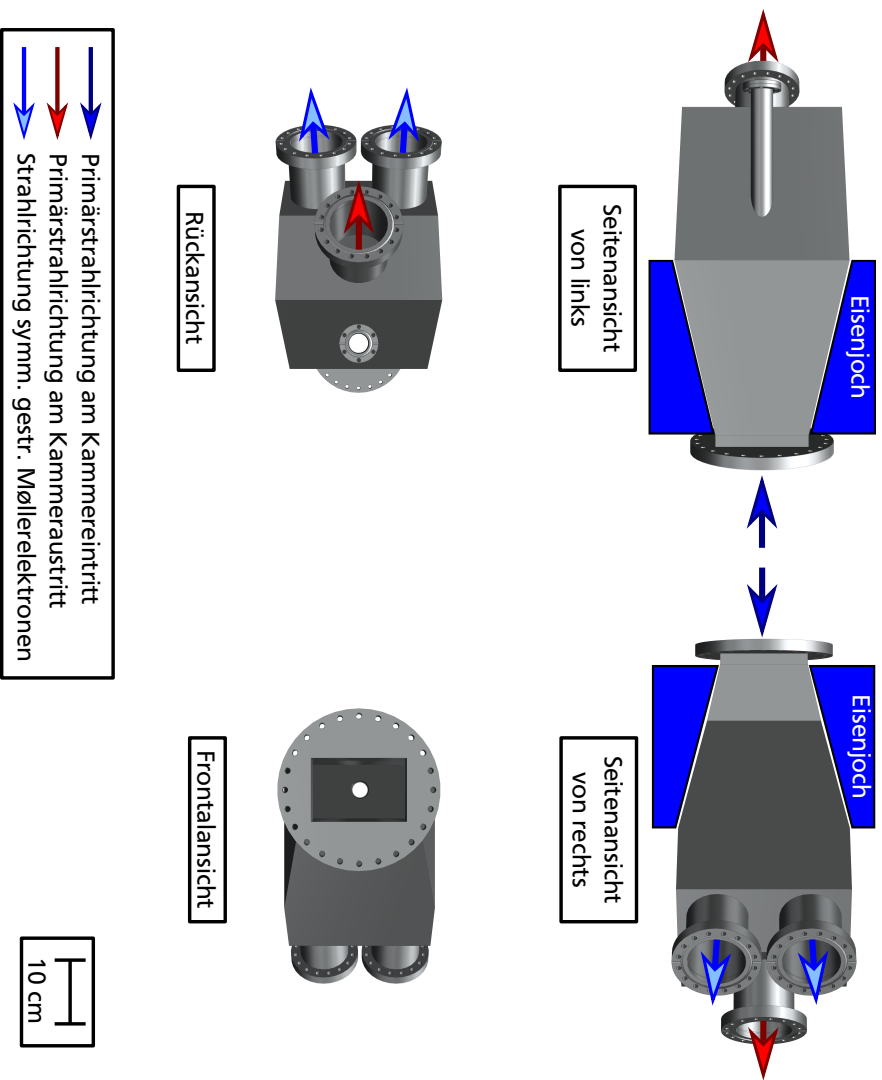
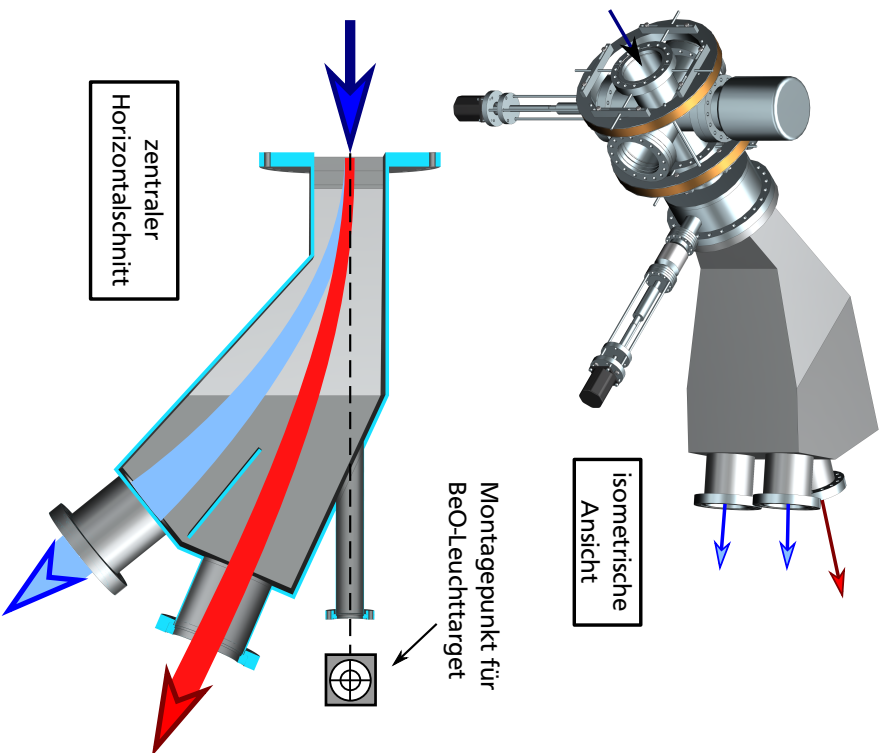


Abbildung 6.19.: Verschiedene Ansichten der Jochkammer. Links oben wird die Streu-, Blenden- und Jochkammer im aneinandermontierten Zustand dargestellt. Darunter ist ein vertikal zentrierter, horizontaler Querschnitt durch die Jochkammer abgebildet. Zur Veranschaulichung sind die Trajektorien von Primärstrahl und symmetrisch gestreuten Möllerelektronen eingezeichnet. Die rechte Seite der Abbildung zeigt beidseitige Seitenansichten, sowie eine Frontal- und Rückansicht der Jochkammer. Bei jedem Teilbild ist sowohl die Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls am Eingang der Kammer, wie auch an den einzelnen Ausgängen der Kammer angedeutet. In den Seitenansichten ist zusätzlich die Position des Eisenjochs des Separationsdipols eingezeichnet.

führung vereinfachen und größer sind, als der an dieser Stelle auf eine Azimutalwinkelakzeptanz von 10° und eine Streuwinkelakzeptanz von 20° kollimierte Elektronenstrahl. Ein weiterer Ausgang ist in Verlängerung der Eintrittsstrahlrichtung angebracht und besteht aus einem 40 mm Rohr mit angeschweißtem CF40-Flansch (vgl. Abb. 6.19 links unten). Er dient der Strahldiagnose bei der initialen Einstellung des Einschusswinkels bei abgeschaltetem Dipolmagneten. Wird ein Elektronenstrahl ohne Streutargetinteraktion auf ein an diesem Ausgang montiertes, fluoreszierendes Beryllium-Oxid-Target geführt, kann die dort sichtbare Position mit der auf dem Beryllium-Oxid-Target in der Streukammer bestimmten Position verglichen werden, um festzustellen, ob der Magnet bei abgeschaltetem Magnetfeld im richtigen Winkel durchquert wird.

Die planaren Flächen der Kammer, die sich nicht mehr im Inneren des Magnetjochs befinden, können zusätzlich auf der Außenseite durch Verstrebungen mechanisch stabilisiert werden. Diese Verstrebungen können ebenfalls als Halterungsanker genutzt werden, um die Jochkammer mit einem Gestell neben dem Separationsmagneten zu montieren, um eine möglichst gute Positionierung der drei fest miteinander verbundenen Vakuumkammern zu ermöglichen. Die genaue Konstruktion dieser Verstrebungen und Halterungen können allerdings erst in Absprache mit dem Hersteller konzipiert werden, weswegen sie im aktuellen Entwurf nicht gezeigt werden. Die technischen Zeichnungen zur Jochkammer befinden sich als Abb. 13.28 bis Abb. 13.30 im Anhang.

6.5 Strahlfänger

Zum kontrollierten Stoppen des aufgeweiteten Primärstrahls nach der Interaktion mit dem Møllertarget ist ein Strahlfänger notwendig, der Elektronen mit einer maximalen Energie von 130 MeV und einem maximalen Strom von $20 \mu\text{A}$ stoppen kann. Er muss dabei fähig sein die gesamte maximal dissipierte Leistung von 2,6 kW aufzunehmen, ohne Schaden zu erleiden. In diesem Projekt wird hierbei davon profitiert, dass bereits in [59] ein Strahlfänger konzipiert und hergestellt wurde, der seit dem dort beschriebenen Experiment nicht mehr zum Einsatz kam und für das Møllerpolarimeter zur Verfügung steht. Der schematische Aufbau des Strahlfängers ist in Abb. 6.20 dargestellt.

Der kubische Kern mit einer Kantenlänge von 30 cm besteht aus reinem Aluminium, da dieses Material durch Elektronenbeschuss nur schwach aufaktiviert wird und als relativ leichter Kern eine relativ geringe Neutronenproduktionsrate aufweist. Die maximale Eindringtiefe von Elektronen dieser Energie

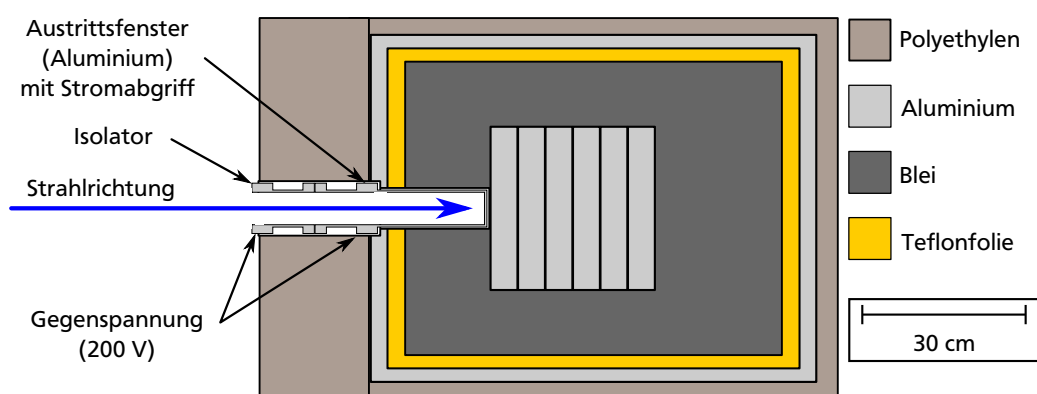


Abbildung 6.20.: Querschnitt des in [59] hergestellten Strahlfängers, der für das Møllerpolarimeter des S-DALINAC wiederverwendet wird. Er besteht aus einem in Blei eingemauerten Würfel aus reinem Aluminium. Die Außenschale besteht aus Polyethylen. Die Eingangsöffnung des Strahlfängers muss für die Benutzung am Polarimeter auf einen Durchmesser von 100 mm vergrößert werden. Um die Rückstreuwahrscheinlichkeit durch die relativ große Einlassöffnung zu minimieren wird am Eingang eine Gegenspannung von 200 V angelegt.

in Aluminium beträgt etwa 9 cm, wodurch die Strahlleistung auf der gesamten Länge des Aluminiumkerns verteilt dissipiert wird. Zusätzlich hat Aluminium eine vergleichsweise große Wärmeleitfähigkeit von 2,37 W/cm/K, was sich vorteilhaft auf die Wärmeabfuhr auswirkt. Der Kern des Strahlfängers kann bei Bedarf mit Wasser bei einem maximalen Volumendurchsatz von 121/min gekühlt werden. Ohne aktive Wasserkühlung ist er bis zu einer Betriebstemperatur von 200°C spezifiziert [59]. Selbst wenn der Strahlfänger über einen Zeitraum von einer Stunde mit maximaler Energie von 130 MeV und dem maximalen Strahlstrom von 20 μ A bestrahlt wird, ist aufgrund seiner großen Masse von über 2,8 t und der deponierten Energie lediglich von einer Erwärmung um 25 K auszugehen. Da die Messungen am Polari-meter lediglich wenige Minuten dauern und bei einem Strahlstrom von unter 1 μ A durchgeführt werden sollen (vgl. Kap. 7.1), ist eine Wasserkühlung des Strahlfängers unnötig, und auf eine Temperaturüberwachung kann verzichtet werden. Der Aluminiumkern ist zusätzlich mit Blei, und Polyethylen umkleidet, um sowohl die entstehende hochenergetische Gammastrahlung abzuschwächen, als auch die entstehenden Neutronen zu moderieren. Die Eintrittsöffnung des Strahlfängers wird gegenüber der Strahlführung auf ein Potential von 200 V gebracht, damit bei der Bremsung rückgestreute Elektronen den Strahlfänger mit geringerer Wahrscheinlichkeit wieder durch das Strahlrohr verlassen.

Die Strahlfängeröffnung ist den Anforderungen in [59] entsprechend mit einem Eintrittsöffnungsdurchmesser von lediglich 65 mm ausgestattet. Der Primärstrahl wird bei der Verwendung des Møllerpolari-meters jedoch durch die Wechselwirkung mit dem Target am Eintritt in den Strahlfänger deutlich größer

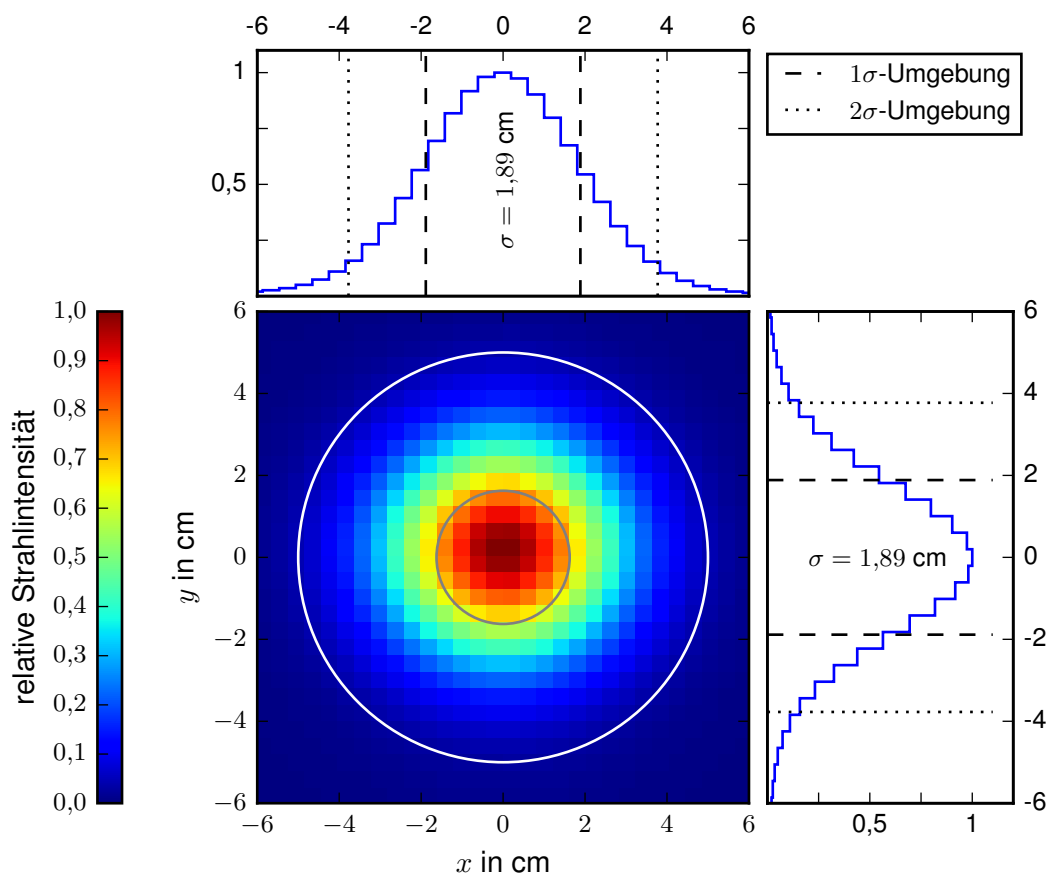


Abbildung 6.21.: Die in [54] simulierte Verteilung der Elektronen des Primärstrahls am Eingang des Strahlfängers. Die Farbskala gibt eine auf das Maximum normierte Intensitätsverteilung wieder. Der graue innere Ring deutet die Größe der ursprünglichen Eingangsöffnung an, während der weiße Ring die für den Polarimeterbetrieb vergrößerte Eingangsöffnung demonstriert.

sein, wie die in Abb. 6.21 dargestellte Simulation zeigt. Um den Strahlfänger also für das Polarimeter nutzen zu können, muss die Eintrittsöffnung auf 100 mm erweitert werden.

6.6 Detektorsystem

Das Møllerpolarimeter des S-DALINAC soll als Zwei-Arm-Polarimeter betrieben werden und dementsprechend eine koinzidente Messung zweier Detektoren nutzen. Diese Messmethode verringert die Anzahl der gezählten Ereignisse, die nicht durch symmetrische Møllerstreuung hervorgerufen wurden, sehr stark, ohne jedoch die Zählrate der Detektoren selbst zu verringern. Jeder physikalische Prozess für den der Detektor sensitiv ist, erzeugt Ereignisse im Detektor, die zur Totzeit des Detektors beitragen. Entsprechend sollten die Detektoren idealerweise lediglich Elektronen detektieren, und auf alle anderen Strahlungstypen nicht reagieren. In diesem Entwurf wurden deshalb für Cherenkovzähler als Detektoren gewählt.

Cherenkovstrahlung entsteht, wenn hochenergetische, geladene Teilchen ein Medium durchqueren, in dem die Lichtgeschwindigkeit aufgrund des Brechungsindex des Mediums kleiner ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Teilchen selbst. Detektoren, die diesen Effekt, nutzen bestehen für aus einem transparenten, sensitiven Medium wie Blei- oder Akrylglas, das in optisch guten Kontakt zu einem Fotodetektor gebracht wird. Die hochenergetischen Elektronen, die detektiert werden sollen, durchqueren das sensitive Medium, und erzeugen dabei Cherenkovphotonen, die durch das Medium zum Fotodetektor geleitet werden, der sie in ein messbares Signal umwandelt. Cherenkovzähler sind nicht sensitiv auf Neutronen, da diese keine Ladung tragen und damit auch keine Cherenkovstrahlung erzeugen können. Auch die Fotodetektoren selbst sind gegenüber Neutronen insensitiv, womit der Neutronenuntergrund für die Zählrate unerheblich ist. Andererseits beschädigt aber ein großer Neutronenbeschuss das sensitive Medium, wodurch sich die Transparenz verringert und die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen sinkt. Entsprechend sollte der Detektor keiner zu hohen Neutronenstreureate ausgesetzt werden. Ein hoher Photonenuntergrund ist ebenfalls vergleichsweise unkritisch für die Zählrate der Cherenkovzähler, da Photonen keine direkte Cherenkovstrahlung produzieren können. Es können jedoch durch Photonen innerhalb des sensitiven Detektorvolumens geladene, hochenergetische Teilchen generiert werden, die ebenfalls Cherenkovstrahlung erzeugen. Die bei diesem Vorgang erzeugten Teilchen werden allerdings eine deutlich geringere Energie und damit auch eine deutlich geringere Geschwindigkeit aufweisen, als die durch Møllerstreuung erzeugten Elektronen. Hierdurch werden durch solche Teilchen deutlich weniger Cherenkovphotonen erzeugt, als von den hochenergetischen Elektronen, die von der Targetwechselwirkung stammen [60]. Die indirekt von Gammastrahlung verursachten Ereignisse sind also im Vergleich zu den direkt von Elektronen erzeugten Ereignissen statistisch unterdrückt.

Aufgrund der hohen Geschwindigkeit der Elektronen durchqueren sie die Detektorvolumina in sehr kurzer Zeit, wodurch auch die generierten Cherenkovpulse sehr kurz sind. Die Dynamik und Totzeit der Detektoren werden also hauptsächlich durch die Messelektronik des Fotosensors beschränkt. In der Regel werden hierfür Elektronenvervielfacherröhren verwendet [61]. Fotodioden haben diesen gegenüber den Vorteil, dass sie als Halbleiterbauelemente gegenüber externen Magnetfeldern unempfindlicher und deutlich kompakter sind. Auch sind diese Dioden mittlerweile deutlich kostengünstiger in der Anschaffung.

Aus genannten Gründen werden in diesem Projekt für ein Cherenkovzählersystem, bestehend aus Akrylglas und Fotodioden, benutzt. Das Akrylglas wird in Quader von 10 cm Höhe und 10 cm Breite geschnitten und vor den runden CF100-Ausgangsfenster mit einem Durchmesser von ebenfalls 100 mm platziert. Ein im Rahmen von [54] zum Test von Fotodioden aufgebauter Detektor mit kleineren Ausmaßen ist in Abb. 6.22 dargestellt. Die dort abgebildete Fotodiode ist ein *Hamamatsu H10720 photo sensor* mit integrierter Steuereinheit. Sie muss lediglich mit einer Spannungsversorgung von 5V und einer Steuerungsspannung von 0,5V bis 1,1V zur Sensitivitätsanpassung versehen werden. Die Steuereinheit beinhaltet bereits ein Hochspannungsnetzteil zum Betrieb der Fotodiode und ist zusammen mit der Ansteuerungselektronik in einem Gehäuse installiert, was die gesamte Detektorelektronik sehr kompakt macht. Das Gehäuse hat eine Öffnung von 9 mm, die dafür sorgt, dass nur wenig Untergrundstrahlung direkt die

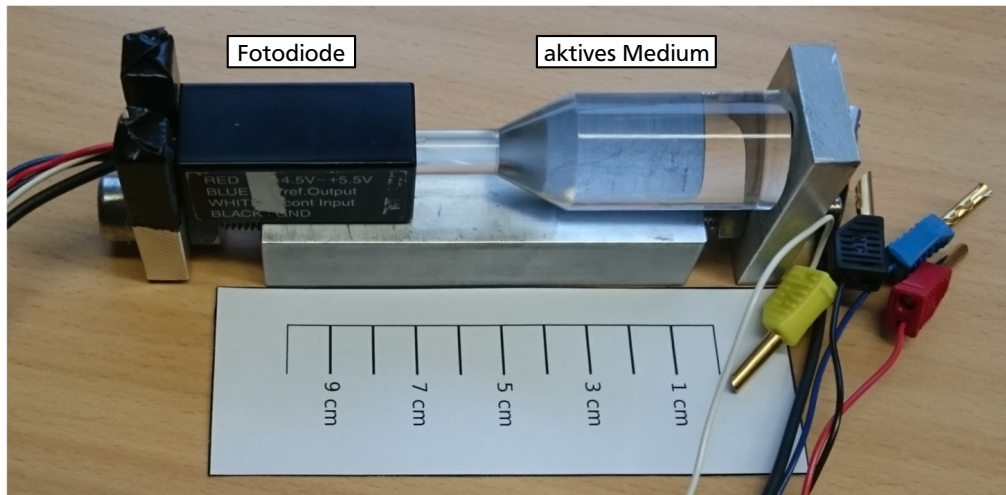


Abbildung 6.22.: Hier ist der in [54] hergestellte und vermessene Testdetektor dargestellt. Das sensitive Detektorvolumen besteht aus einem Akrylglasszylinder, der sich auf einen Durchmesser von 8 mm verjüngt um in den Hamamatsu H10720 Fotosensor eingepasst werden zu können. Die Detektorelektronik muss mit einer Betriebsspannung von 5 V und einer Steuerspannung von 0,5 V bis 1,1 V versorgt werden. Das zum Betrieb der Fotodiode benötigte Hochspannungsnetzteil ist bereits im Gehäuse integriert, wodurch die gesamte Ausleselektronik sehr kompakt ist.

Diode erreichen kann. Das Akrylglasvolumen muss aus Rohmaterialblöcken auf die passende Geometrie geschnitten und poliert werden. Das gesamte Detektorsystem muss zusätzlich gegen Umgebungslicht abgeschirmt werden, um einen möglichst geringen Dunkelstrom auf der Diode zu messen.

Trotz der gegen andere Strahlungssorten unempfindlichen Detektoranordnung sollte der Detektor an einer Position möglichst geringer Hintergrundstrahlung positioniert werden, um Beschädigungen des Systems zu vermeiden und die Hintergrundzählrate zu minimieren. Am Møllerpolarimeter des S-DALINAC sind hauptsächlich drei Quellen für Hintergrundstrahlung zu erwarten. Das Møllertarget und die Blende werden beide mit hochenergetischen Elektronen beschossen und verursachen dadurch einen intensiven Bremsstrahlungskegel in Vorwärtsrichtung, sowie eine breite Verteilung von Elektronen und Sekundärteilchen. Die Bremsstrahlungsphotonen sind unkritisch, da die Detektoren unter einem vergleichsweise großen Winkel und in großem Abstand zur Einschussachse stehen. Die gestreuten Elektronen können die Messung jedoch relevant stören. Wie allerdings in Abschn. 6.3 beschrieben wurde, sind die Blendengeometrien so konzipiert, dass sie genau diesen Fall verhindern sollen. Des Weiteren stellt der Strahlfänger eine weitere Quelle für potentielle Störungen dar. Hier wird ein intensiver und hochenergetischer Strahl vollständig gestoppt, wobei intensive Gammastrahlung, rückgestreute Elektronen und Neutronen entstehen.

Um eine geeignete Position für die Detektoren zu finden wurden ebenfalls im Rahmen von [54] Simulationen durchgeführt, die den auftretenden Untergrund am Polarimeter abschätzen sollen. Hierbei ging es nicht um eine quantitative Bestimmung der Untergrundzählrate, sondern lediglich um die Identifikation von lokalen Minima in der Verteilung der Untergrundstrahlung. Abbildung 6.23 zeigt die Ergebnisse der Simulationen für Gamma-, Elektronen- und Neutronenstrahlung. Aus diesen Simulationsergebnissen ist ersichtlich, dass der im Bereich des Magnetjochs generierte Untergrund deutlich geringer ist, als die vom Strahlfänger verursachte Untergrundintensität. Wie in der Grafik angedeutet, werden die Detektoren in einem Abstand von 42 cm von der Jochkammer positioniert.

Um bei einer Messung die von zufällig koninzidenten Ereignissen verursachte Untergrundzählrate von der tatsächlichen Møllerzählrate unterscheiden zu können, bietet sich eine Testmessung an, bei der das Zeitfenster für die Koinzidenzschtaltung bewusst mit einer Verzögerung versehen wird. Hierdurch

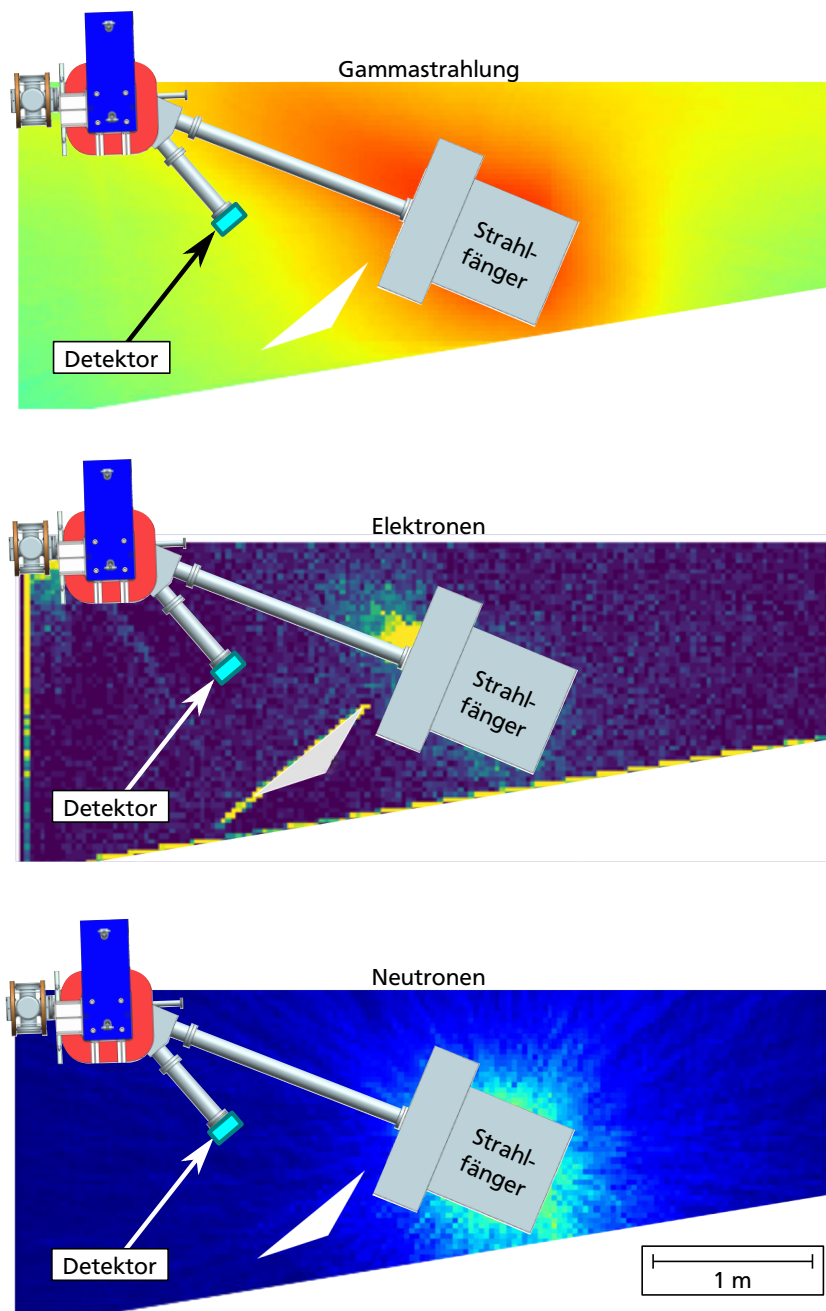


Abbildung 6.23.: Intensitätsverteilung der Untergrundstrahlung im Bereich des Møllerpolarimeters des S-DALINAC. Ein 130 MeV Elektronenstrahl wird an einer FeCo-Folie gestreut, durch einen Dipolmagneten abgelenkt und in einem Strahlfänger gestoppt. Die gezeigten Verteilungen stellen eine für jede Strahlungssorte einzeln normierte logarithmische Intensitätsverteilung dar. Da die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Detektors auf die jeweiligen Strahlungstypen nicht bekannt ist, können keine absoluten Aussagen bezüglich der erwarteten Zählrate gemacht werden. Dennoch ist erkennbar, dass eine Detektorposition näher am Joch (hellblaues Rechteck) mit weniger Untergrund belastet wird, als die während dieser Simulation noch angedachten Position in der Nähe des Strahlfängers (weißes Dreieck).

kann die reine Untergrundrate gemessen und im Anschluss von den wirklich koinzident aufgenommenen Messdaten abgezogen werden.

6.7 Targetmagnetisierungsmessungen

Da sich die Unsicherheit der Targetpolarisation gemäß Gl. (5.11) direkt auf die Messunsicherheit der Polarisationsmessung des Elektronenstrahls fortpflanzt, muss die Targetmagnetisierung bei den am Polarisimeter verwendeten Feldstärken möglichst präzise bestimmt werden. Die Targetpolarisation P_T ist dabei das Verhältnis der tatsächlichen Magnetisierung M des Targets in Vergleich zur maximal möglichen Magnetisierung bei einer Gleichausrichtung aller Spins (M_S) und sämtlicher Drehimpulse der Elektronenhülle (M_L):

$$P_T = \frac{M}{N_e \cdot \mu_B} = \frac{M_S + M_L}{N_e \cdot \mu_B}$$

Hierbei bezeichnet n_e die Elektronenvolumendichte und μ_B das Bohrsche Magneton.

Die Gesamtmagnetisierung errechnet sich aus einem Anteil der direkt durch die Ausrichtungen der Elektronenspins erzeugt wird und einem durch den Bahndrehimpuls der Elektronen in der Elektronenhülle erzeugten Beitrag. Wenngleich der Bahndrehimpulsbeitrag deutlich geringer ist muss er für eine präzise Bestimmung der Gesamtmagnetisierung doch berücksichtigt werden. Der durch die Spins hervorgerufene Magnetisierungsanteil berechnet sich entsprechend Gl. (4.4) aus dem gyromagnetischen Verhältnis g . Um den Einfluss des Bahndrehimpulses zu berücksichtigen wird ein modifiziertes gyromagnetisches Verhältnis g' eingeführt, dessen Abweichung zu $g \approx 2$ diesen Einfluss beschreibt. Das materialabhängige, modifizierte gyromagnetische Verhältnis g' kann über den Einstein-de-Haas-Effekt gemessen werden und nimmt für ferromagnetische Stoffe typischerweise Werte im Bereich von 1,83 bis 1,99 an und ist damit kleiner als 2 [62].

Es kann unter Berücksichtigung von g' gezeigt werden, dass die Polarisation P_T durch folgende Relation beschrieben werden kann [63]:

$$P_T = 2 \frac{g' - 1}{g'} \frac{M}{n_e \mu_B}.$$

Durch eine präzise Messung von M kann also die Targetpolarisation bestimmt werden.

6.7.1 Messprinzip

Zur Magnetisierungsmessung kann das in [63] beschriebene Konzept übernommen werden, welches in diesem Kapitel kompakt zusammengefasst werden soll. Hierzu wird die zu untersuchende ferromagnetische Folie im Inneren einer Messspule mit N Windungen befestigt und auf der Zentralachse einer aktiven Erregerspule fixiert, wie es in Abb. 6.24 dargestellt wird. Das durch die Erregerspule erzeugte Magnetfeld B wird umgepolt, während gleichzeitig der induzierte Spannungsimpuls in der Messspule $U(t)$ zeitaufgelöst aufgenommen wird. Durch den Vergleich einer Messung *mit* eingebrachter Folie mit einer Messung *ohne* Folie, kann auf die Magnetisierung der Folie rückgeschlossen werden:

Nach dem Induktionsgesetz gilt für die entstehende Flussänderung $\Delta\Phi$ innerhalb der Messspule:

$$\int U(t)dt = -N\Delta\Phi = 2N\Phi = 2N \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A}.$$

Der magnetische Fluss Φ_0 in der Messspule mit der Querschnittsfläche A_S und dem äußeren Erregungsfeld von H_a *ohne* eingesetzte Folie lässt sich recht einfach bestimmen:

$$\Phi_0 = \mu_0 A_S H_a$$

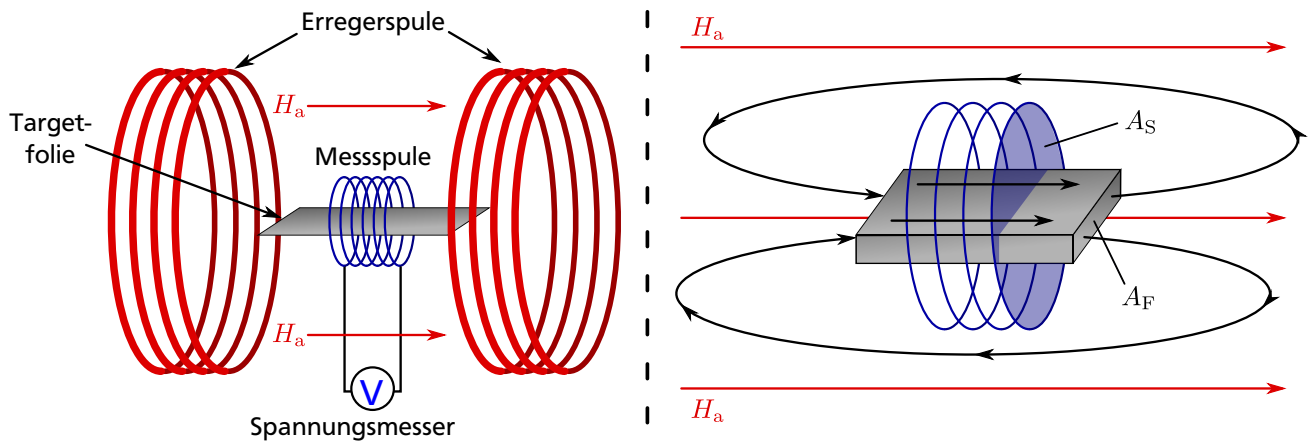


Abbildung 6.24.: Links ist der schematische Messaufbau zur Bestimmung der Targetfolienmagnetisierung abgebildet. Das durch die Erregerspule angelegte Magnetfeld H_a wird umgekehrt und gleichzeitig der in der Messspule induzierte Spannungsimpuls aufgezeichnet. Ein Vergleich dieser Messung mit und ohne Targetfolie gibt Rückschlüsse auf die Magnetisierung. Rechts ist eine vergrößerte Darstellung der Messspule mit Targetfolie abgebildet, um die Feldlinienorientierungen zu veranschaulichen.

Wird diese Messung *mit* eingesetzter Folie durchgeführt, teilt sich der Spulenquerschnitt in den von der Folie eingenommenen Querschnitt A_F und den übrigen luftgefüllten Raum der Messspule auf:

$$\begin{aligned}\Phi &= A_F B_F + (A_S - A_F) B_S \\ &= A_F \mu_0 (H_F + M) + (A_S - A_F) \mu_0 H'_a\end{aligned}$$

Hierbei muss darauf geachtet werden, dass sowohl H_F als auch H'_a nicht vollständig mit H_a aus der Messung ohne Target übereinstimmen. Die ferromagnetische Folie wird durch die Magnetisierung selbst zu einem langen dünnen Stabmagneten, dessen innere Magnetisierung der Richtung des äußeren Magnetfeldes entspricht. Da die Folie jedoch kein geschlossenen Ring darstellt, erzeugt sie an ihren Stirnflächen Magnetfeldlinien, die sich wie in Abb. 6.24 rechts dargestellt entgegen der äußeren Feldausrichtung zur anderen Stirnfläche spannen. Dieses entmagnetisierende Randfeld beeinflusst damit das effektive Feld, das die Folie und Messspule durchsetzt (vgl. hierzu bspw. [64]). Dieser Effekt hängt vom Verhältnis des Folienquerschnitts zur Folienlänge ab. Entsprechend sollte eine sehr lange, dünne Folie verwendet werden, um diesen Effekt zu minimieren. Aus diesem Grund wird in diesem Polarimeterentwurf auch eine lediglich 50 μm dicke Folie mit einer Länge von 45 mm verwendet.

Es ergibt sich also für die Differenz der magnetischen Flüsse bei Messungen mit und ohne Folie:

$$\begin{aligned}2N \cdot (\Phi - \Phi_0) &= \int U(t) dt - \int U_0(t) dt \\ &= 2N \mu_0 [A_F M - A_F (H'_a - H_F) - A_S (H_a - H'_a)]\end{aligned}$$

In [63] konnte durch Messungen gezeigt werden, dass die beiden Korrekturterme ($H'_a - H_F$) und ($H_a - H'_a$) vernachlässigbar sind. Sie werden deswegen in den weiteren hier präsentierten Formeln ebenfalls vernachlässigt. Mit diesen Vereinfachungen ergibt sich für die Magnetisierung der Folie:

$$M = \frac{1}{2\mu_0 N A_T} \cdot \left(\int U(t) dt - \int U_0(t) dt \right)$$

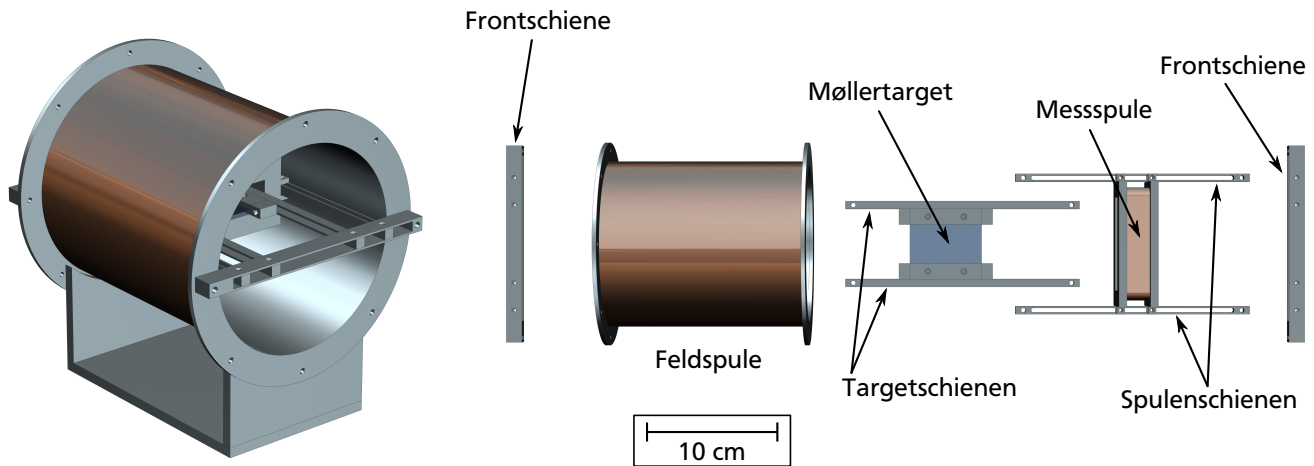


Abbildung 6.25.: Auf der linken Seite ist eine isometrische Ansicht des Magnetisierungsmessstandes abgebildet. Rechts ist eine Explosionsansicht in Draufsicht mit benannten Einzelkomponenten dargestellt.

Durch die Ersetzung von N_e durch die Kernladungszahl Z , die molare Masse m_{mol} , die Dichte der Targetfolie ρ und der Avogadrokonstanten N_A ergibt sich letztendlich für die Targetpolarisation selbst:

$$N_e = \frac{ZN_A\rho}{m_{\text{mol}}}$$

$$\Rightarrow P_T = \frac{m_{\text{mol}}}{ZN_A\mu_B\mu_0} \cdot \frac{1}{N\rho A_T} \frac{g'-1}{g'} \cdot \left(\int U(t)dt - \int U_0(t)dt \right)$$

Zur Abschätzung der gesamten Messunsicherheit können die Naturkonstanten des ersten Terms aufgrund der extrem kleinen Unsicherheiten als fehlerfrei angenommen werden. Bei der Anzahl der Spulenwicklungen kann unter der Verwendung eines Zählwerks davon ausgegangen werden, dass die Wicklungsanzahl ganzzahlig stimmt. Bei der ersten und letzten Wicklung kann großzügig eine Unsicherheit von 0,25 Wicklungen angenommen werden, die von der Zuführung und Abführung der Drähte herrühren können, wodurch der Gesamtbeitrag zur Unsicherheit der Wicklungsanzahl bei einer Spule von deutlich über 100 Wicklungen jedoch unter 0,2% liegen sollte. Zur Messunsicherheit der Dichte liegen keine Daten des Herstellers vor, weshalb die Masse und auch die Fläche der Targetfolie selbst bestimmt werden müssen, wobei aber auch von einem Messfehler von unter 0,1% auszugehen ist. Der gyromagnetische Faktor ist für Vacoflux 50-Folien aus Messungen bekannt. Er beträgt $g' = 1,916 \pm 0,002$ und liefert ebenfalls nur einen relativen Messunsicherheitsbeitrag im Bereich von 0,1% [62].

Der größte Beitrag zur Messunsicherheit dürfte bei der Bestimmung der Differenz integrierter Induktionsspannungen auftreten. In Veröffentlichungen anderer Polarimeter, die eine solche Magnetisierungsmessung durchgeführt haben, werden von Messunsicherheiten von insgesamt 2 bis 4% berichtet [47, 48, 65]. Bei Polarimetern, die mit supraleitenden Magneten polarisierte Eisentargets verwenden ist die Messunsicherheit für M hierbei so gering, dass die Messunsicherheit der Targetpolarisation sogar durch die Unsicherheit von g' dominiert wird [50, 52].

6.7.2 Entwurf eines Messstandes zur Targetpolarisationsbestimmung

Der Entwurf des Magnetisierungsmessstandes orientiert sich an dem in [63] beschriebenen Messstand des Crystal-Barrel-Polarimeters. Die Abmessungen der Spulen und Halterungen wurden an die Targetfolienmaße dieses Polarimeterentwurfs angepasst, sodass die Möllertargets zusammen mit ihrer Halterung in den in Abb. 6.25 dargestellten Messstand eingespannt werden können. Die Möllertargethalterungen

Tabelle 6.4.: Randbedingungen und resultierende Spulenparameter für die Feld- und Messspule des Magnetisierungsmessstandes.

Randbedingungen:	
Mindestfeldstärke	8 kA/m
maximale Spannung	24 V
maximale Stromstärke	7 A
spez. Widerstand (Kupfer)	$1,70 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$
Spulenparameter der Feldspule	
Drahtdurchmesser	1,25 mm
Windungsanzahl	400
Spuleninnendurchmesser	100 mm
Spulenparameter der Messspule	
Drahtdurchmesser	0,3 mm
Windungsanzahl	1000
Spulenbreite (innen)	62 mm
Spulenhöhe (innen)	17 mm

werden dabei mithilfe der Targetschienen im Inneren der Feldspule auf Position gehalten. Diese Schienen werden wiederum mit den Frontschienen auf der Vorder- und Rückseite der Feldspule fixiert, um eine mittige Ausrichtung der Targetfolien in der Feldspule zu gewährleisten. Die zusätzlich angebrachten Spulenschienen ermöglichen es, die rechteckige Messspule über einer beliebigen longitudinalen Position der Targetfolie zu platzieren.

Um die Magnetisierung der Folie im Messstand mit der Magnetisierung in der Streukammer vergleichen zu können, muss das angelegte Feld um $\cos(20^\circ) = 94\%$ reduziert werden, um den Anstellwinkel der Folie in der Streukammer zu berücksichtigen. Dementsprechend muss die Feldspule ein Magnetfeld mit einer Amplitude von min. 7,5 kA/m generieren können und kann ebenfalls über ein CPS05-Netzteil betrieben werden, weswegen auch hier eine maximale Stromstärke von 7 A und eine maximale Spannung von 24 V benutzt werden kann. Aufgrund der Stromstärke muss auch für diese Spule wieder ein Drahtdurchmesser von min. 1,25 mm verwendet werden. Mit 400 Windungen und einer daraus resultierenden maximalen Feldamplitude von 19,5 kA/m liefert diese Spule deutlich mehr als das erforderliche Minimum und kann deutlich unterhalb der kritischen Stromdichte betrieben werden.

Für die Messspule sind deutlich mehr Windungen nötig, um in der Messung eine möglichst hohe induzierte Spannungsamplitude zu erzeugen. Da hier aber ein deutlich geringerer Strom zu erwarten ist, kann ein deutlich dünnerer Draht von etwa 0,3 mm verwendet werden, um das Gesamtvolumen der Messspule klein zu halten. In [63] wurden mit 1000 Windungen gut verwertbare Ergebnisse erzielt, weswegen eine solche Spule auch für diesen Messstand vorgeschlagen wird. Die Spulenparameter sind in Tab. 6.4 noch einmal kompakt dargestellt. Die technischen Zeichnungen für alle notwendigen Komponenten befinden sich als Abb. 13.31 bis Abb. 13.35 im Anhang.



7 Numerische Charakterisierung des Polarimeters

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Geometrien der einzelnen Polarimeterkomponenten präsentiert wurden, soll in diesem Kapitel durch numerische Betrachtungen der Nachweis erbracht werden, dass dieses Polarimeterkonzept auch verlässliche Polarisationsmessungen erlaubt. Hierzu gehört eine Abschätzung der benötigten Messdauer, die notwendige Größe des Strahlflecks auf dem Møllertarget und der damit verbundenen Targetfolientemperatur, die Bestimmung der tatsächlichen Winkelakzeptanzen, eine Abschätzung zur Relevanz des sogenannten Levchukeffekts, sowie der Bestimmung des tatsächlichen Analysierstärkekoeffizienten.

7.1 Messdauerabschätzung

Wie in Kap. 5.2 beschrieben nutzt die Møllerpolarimetrie als primäre Messgröße die sogenannte Zählratenasymmetrie A (vgl. Gl. (5.11)):

$$A = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = \sum_{j,k} a_{jk} P_{S,j} P_{T,k}; \quad j, k \in \{x, y, z\} \quad (7.1)$$

Hierbei bezeichnet $N^{\uparrow\downarrow}$ die Gesamtanzahl der gezählten, koinzidenten Ereignisse der Messung mit *antiparalleler* Spineinstellung und $N^{\uparrow\uparrow}$ die Gesamtanzahl der gezählten, koinzidenten Ereignisse der Messung mit *paralleler* Spineinstellung, bei einer Messung gleicher Dauer und gleichem Primärstrahlstrom. Um ggf. auftretende Schwankungen des Strahlstroms zu kompensieren, müssen Messdauer und Strahlstrom durch einen Vergleich der kumulierten Ladung im Strahlfänger des Møllergestreute Elektronen, als auch U^x zufällig koinzidente Untergrundelektronen (bspw. durch Streuungen an der Vakuumkammer, Rückstreuung aus dem Strahlfänger o.ä.) gezählt werden, gilt:

$$N^x = M^x + U^x, \quad x \in \{\uparrow\downarrow, \uparrow\uparrow\} \quad (7.2)$$

und damit für den Asymmetriefaktor A :

$$A = \frac{(M^{\uparrow\downarrow} + U^{\uparrow\downarrow}) - (M^{\uparrow\uparrow} + U^{\uparrow\uparrow})}{(M^{\uparrow\downarrow} + U^{\uparrow\downarrow}) + (M^{\uparrow\uparrow} + U^{\uparrow\uparrow})} \quad (7.3)$$

Die koinzidente Untergrundzählrate R_U , die durch Rückstreuung aus dem Strahlfänger verursacht wird, kann durch Zählen der Ereignisse U_0 in einem Zeitraum t_0 ohne Target im Strahlengang ermittelt werden:

$$R_U = \frac{U_0}{t_0} \quad (7.4)$$

Aufgrund der hohen Energie der Primärelektronen wechselwirkt nur ein sehr geringer Anteil der Primärelektronen tatsächlich mit den Targetelektronen, bzw. Targetatomen. Daher ist nicht zu erwarten, dass sich diese vom Strahlfänger verursachte Untergrundzählrate bei einer Messung *mit* Target relevant ändert. Um die Untergrundrate der an den Kammerwänden gestreuten Elektronen abschätzen zu können, kann die Untergrundzählrate *mit* Møllertarget im Strahlengang, aber einem verzögerten Zeitfenster für die Koinzidenzschaltung bestimmt werden, wie es auch unter anderem in [52] vorgeschlagen wird. Wurde eine solche Untergrundmessung durchgeführt, lässt sich die Anzahl der Untergrundeignisse bei einer Messung der Dauer t_m mithilfe dieses Messwerts bestimmen:

$$U = R_U \cdot t_m = U_0 \cdot \frac{t_m}{t_0} \quad (7.5)$$

Speziell kann davon ausgegangen werden, dass sich die Untergrundzählrate bei parallel ausgerichteten Spins nicht relevant von der Untergrundzählrate bei antiparallel ausgerichteten Spins unterscheidet, weshalb angenommen werden kann, dass:

$$U^{\uparrow\downarrow} \approx U^{\uparrow\uparrow} \approx U \quad (7.6)$$

Damit vereinfacht sich Formel 7.3 zu:

$$A = \frac{M^{\uparrow\downarrow} - M^{\uparrow\uparrow}}{M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U} \quad (7.7)$$

Es ist zu erwarten, dass die Unsicherheit der Magnetisierungsmessung etwa 4% beträgt (vgl. Kap. 6.7 oder bspw. [48]). Soll die relative Gesamtunsicherheit der Polarisationsmessung nicht durch die zufällige Messabweichung der Ereignisanzahl bei der Bestimmung der Zählratenasymmetrie dominiert werden, so muss diese auf einen Wert von unter 4% gebracht werden:

$$u_{\text{rel}}(A) = \frac{u(A)}{A} \stackrel{!}{<} 0,04 \quad (7.8)$$

Hierbei wird $u(A)$ über die Fortpflanzung von Messunsicherheiten nach Gauß berechnet¹. Entsprechend gilt für die Gesamtunsicherheit:

$$u(A) = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial M^{\uparrow\downarrow}} \cdot u(M^{\uparrow\downarrow})\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial M^{\uparrow\uparrow}} \cdot u(M^{\uparrow\uparrow})\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial U} \cdot u(U)\right)^2}$$

mit:

$$\frac{\partial A}{\partial M^{\uparrow\downarrow}} = \frac{2M^{\uparrow\uparrow} + 2U}{(M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U)^2} \quad (7.9)$$

$$\frac{\partial A}{\partial M^{\uparrow\uparrow}} = -\frac{2M^{\uparrow\downarrow} + 2U}{(M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U)^2} \quad (7.10)$$

$$\frac{\partial A}{\partial U} = \frac{-2M^{\uparrow\downarrow} + 2M^{\uparrow\uparrow}}{(M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U)^2} \quad (7.11)$$

$$u(M^{\uparrow\downarrow}) = \sqrt{M^{\uparrow\downarrow}} \quad (7.12)$$

$$u(M^{\uparrow\uparrow}) = \sqrt{M^{\uparrow\uparrow}} \quad (7.13)$$

$$u(U) = \sqrt{U} \quad (7.14)$$

Damit folgt:

$$u(A) = 2\sqrt{\frac{(M^{\uparrow\downarrow}(M^{\uparrow\uparrow} + U)^2 + M^{\uparrow\uparrow}(M^{\uparrow\downarrow} + U)^2 + U(M^{\uparrow\downarrow} - M^{\uparrow\uparrow})^2)}{(M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U)^4}}$$

$$\Rightarrow u_{\text{rel}}(A) = \frac{2(M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U)}{M^{\uparrow\downarrow} - M^{\uparrow\uparrow}} \sqrt{\frac{(M^{\uparrow\downarrow}(M^{\uparrow\uparrow} + U)^2 + M^{\uparrow\uparrow}(M^{\uparrow\downarrow} + U)^2 + U(M^{\uparrow\downarrow} - M^{\uparrow\uparrow})^2)}{(M^{\uparrow\downarrow} + M^{\uparrow\uparrow} + 2U)^4}}$$

¹ Da die Ereignisanzahl eigentlich Poissonverteilt angenommen wird, müsste an dieser Stelle korrekterweise eine Monte-Carlo-Simulation zur Abschätzung herangezogen werden [66]. Die Unterschiede in der Interpretation der Ergebnisse sind jedoch vernachlässigbar, weshalb hier der Einfachheit halber die Fortpflanzung von Messunsicherheiten nach Gauß angewendet wird.

Die zu erwartende Anzahl von Ereignissen lässt sich über den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung berechnen [67, 68]:

$$M^{\uparrow\downarrow/\uparrow\uparrow} = r^{\uparrow\downarrow/\uparrow\uparrow} t_m \quad (7.15)$$

$$= \frac{I_S t_m}{e} \cdot \mu \frac{N_A}{m_{\text{mol}}} \cdot \int d\Omega \left(\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unp}} \cdot \left(1 + \sum_{i,j} a_{ij} P_S^{\uparrow\downarrow/\uparrow\uparrow} P_T \right) \right) \quad (7.16)$$

mit:

I_S :Strahlstrom

t_m :Messdauer

e :Elektronenladung

μ :Massenbelegung des Targets

N_A :Avogadrokonstante

m_{mol} :molare Masse des Targets

a_{ij} :Analysierstärkekoeffizient

P_S :Polarisation des Strahls

P_T :Polarisation des Targets

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unp}}$:diff. Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Møllerstreuung

Die Anzahl der durch den Strahlstrom verursachten Interaktionen im Target kann wegen der Verifizierung der Messung durch den Vergleich der im Strahlfänger deponierten Ladung für die Messungen mit anti-/paralleler Ausrichtung der Spins als gleich angenommen werden. Außerdem ist nicht zu erwarten, dass sich die Targetbeschaffenheit selbst im Zeitraum der Messungen ändert (vgl. hierzu die Targettemperaturabschätzung in Kap. 7.2). Zusätzlich ist sowohl der abgedeckte Raumwinkel, als auch der polarisationsunabhängige Teil des Integranden für beide möglichen Messungen gleich. Es kann dementsprechend von folgender Proportionalität ausgegangen werden:

$$M^{\uparrow\downarrow}/M^{\uparrow\uparrow} \propto \left(1 + \sum_{i,j} a_{ij} P_S^{\uparrow\downarrow/\uparrow\uparrow} P_T \right) \quad (7.17)$$

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass im Experiment die Polarisation des Targets beibehalten wird, während zwischen den Messungen die Polarisation des Strahls um 180° gedreht wird. Aufgrund des verwendeten Targetmaterials (Vacoflux 50) und dessen Sättigungsmagnetisierung von 8% beträgt $P_T = +0,08$. Im Folgenden sollen nun sowohl eine minimale, eine realistische und eine konservative Abschätzung für die benötigte Messdauer gegeben werden. Für eine **Minimalabschätzung** der nötigen Messdauer gehen wir davon aus, dass der Strahl zu 100% polarisiert ist und der Analysierstärkekoeffizient etwa seinen im späteren Kap. 7.5 berechneten Maximalwert von $a_{zz} = -0,73$ erreicht:

$$P_S^{\uparrow\uparrow} = +1 \quad (7.18)$$

$$P_S^{\uparrow\downarrow} = -1 \quad (7.19)$$

$$P_T = +0,08 \quad (7.20)$$

$$a_{zz} = -0,73 \quad (7.21)$$

Daraus ergibt sich ein Verhältnis der Ereignisse im Experiment von:

$$\frac{M^{\uparrow\downarrow}}{M^{\uparrow\uparrow}} = \frac{1 + (-7/9) \cdot (-1) \cdot (+0,08)}{1 + (-7/9) \cdot (+1) \cdot (+0,08)} \quad (7.22)$$

Für eine **realistische Abschätzung** der Zählraten wird angenommen, dass die Strahlpolarisation lediglich 75 % erreicht, der Analysierstärkekoeffizient im mittleren anzunehmenden Bereich liegt und das Target bis in Sättigung magnetisiert wurde:

$$P_S^{\uparrow\uparrow} = +0,75 \quad (7.23)$$

$$P_S^{\uparrow\downarrow} = -0,75 \quad (7.24)$$

$$P_T = +0,08 \quad (7.25)$$

$$a_{zz} = -0,7 \quad (7.26)$$

Für eine **konservative Abschätzung**, wird eine Strahlpolarisation von gerade einmal 30 %, der niedrigste berechnete Analysierstärkekoeffizient und ein magnetisch nicht vollständig gesättigtes Target angenommen:

$$P_S^{\uparrow\uparrow} = +0,3 \quad (7.27)$$

$$P_S^{\uparrow\downarrow} = -0,3 \quad (7.28)$$

$$P_T = +0,06 \quad (7.29)$$

$$a_{zz} = -0,67 \quad (7.30)$$

Des Weiteren wird für alle Abschätzungen eine recht konservative Zählrate von lediglich 10 kHz angenommen. Um mit diesen Annahmen und der statistischen Bedingung für den Asymmetriefaktor (Gl. (7.8)) die notwendige Minimalanzahl von Messereignissen zu bestimmen, muss der Untergrund abgeschätzt werden. Hierzu wird eine Untergrundergebnisanzahl U_ρ relativ zur Anzahl gezählter Messereignisse bei der parallelen Messung angenommen. Das Verhältnis dieser beiden Raten wird im Folgenden als Rauschfaktor ρ bezeichnet:

$$U_\rho = \rho \cdot M^{\uparrow\uparrow} \quad (7.31)$$

Wie Abb. 7.1, in der die erwarteten Zählraten als Funktion des Strahlstroms dargestellt werden, entnommen werden kann, entspricht diese Zählrate einem Strahlstrom von nur wenigen Nanoampere und ist ein bewusst sehr niedrig gewählter Wert. Hier profitiert das Polarimeter des S-DALINAC von der im Vergleich zu anderen Beschleunigeranlagen recht niedrigen Energie des Elektronenstrahls, dem damit relativ großen differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem für kernphysikalische Experimente vergleichsweise dicken Target.

Die mit all diesen Annahmen abgeschätzten Messdauern sind in Tab. 7.1 angegeben.

Tabelle 7.1.: Die abgeschätzten Messdauern für eine Polarisationsmessung mit dem Møllerpolarimeter unter verschiedenen Randbedingungen.

Rauschfaktor ρ	notwendige Messzeit		
	konservativ	realistisch	optimistisch
0%	0:07:09	0:00:35	0:00:18
50%	0:10:44	0:00:53	0:00:27
100%	0:14:19	0:01:10	0:00:36
150%	0:17:54	0:01:28	0:00:45

Relativierend sei an dieser Stelle noch erwähnt, dass wegen der koinzidenten Messmethode mit einem Rauschfaktor von sogar deutlich unter 1 % gerechnet werden kann [48]. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich bei einer sehr niedrig angesetzten Zählrate von etwa 10 kHz und den oben erwähnten Polarimeterparametern selbst bei sehr schlechten experimentellen Voraussetzungen noch Messzeiten von lediglich einigen Minuten ergeben.

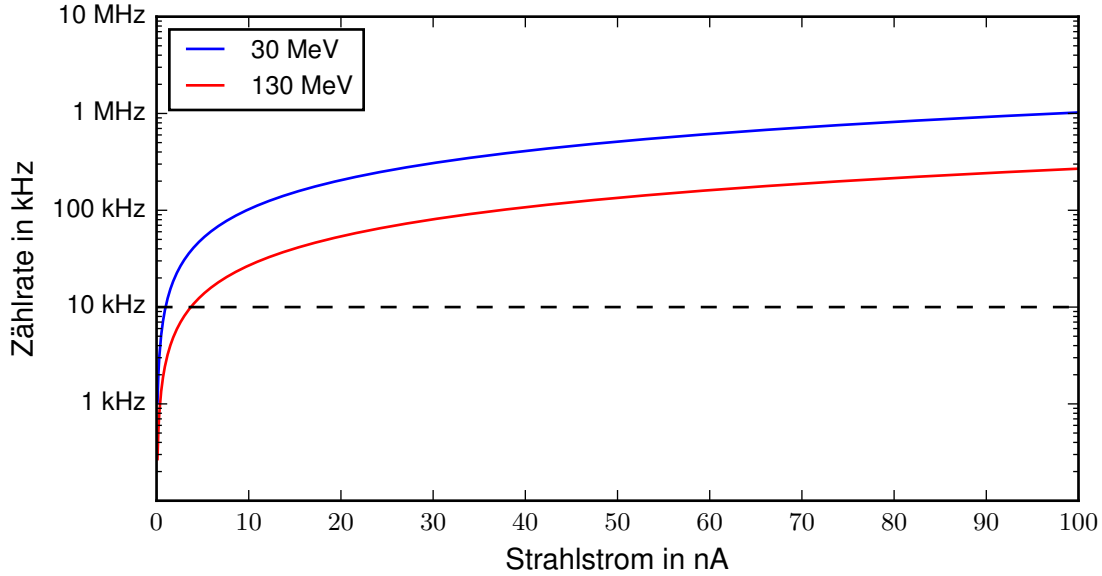


Abbildung 7.1.: Die erwartete Zählrate an den Detektoren für eine Streuwinkelakzeptanz von 10° , einer Azimutalwinkelakzeptanz von 20° und einer Vacofluxtargetdicke von $50 \mu\text{m}$ bei einem Anstellwinkel von 20° für Energien von 30 MeV und 130 MeV als Funktion des Strahlstroms.

7.2 Targettemperatur

Durch den Beschuss der polarisierten Møllertargetfolie ist zu erwarten, dass sie sich aufgrund der deponierten Strahlleistung erwärmt. Dies birgt zwei Gefahren für den Polarimeterbetrieb. Sollte sich die Folie punktuell derart erwärmen, dass ihr Schmelzpunkt erreicht wird, ist mit der Zerstörung der Folie zu rechnen, was das Polarimeter unbrauchbar macht. Die Schmelztemperatur sowohl von Eisen, als auch Kobalt liegen allerdings im Bereich von etwa 1500°C wodurch ein solches Ereignis ausgeschlossen werden kann, wie aus weiter unten vorgenommenen Betrachtungen hervorgeht. Eine weitere Gefahr für den Betrieb birgt allerdings schon eine deutlich geringere Erwärmung aufgrund des Einflusses auf die Targetpolarisation. Eine Erhitzung des Targets auf Curie-Temperatur sorgt dafür, dass das Target unabhängig vom äußeren Magnetfeld aufgrund der thermischen Bewegung grundsätzlich als unpolarisiert anzusehen ist. Bei dem verwendeten Material liegt die Curietemperatur bei etwa 950°C [57]. Auch unterhalb dieser Temperaturschwelle liegt eine Temperaturabhängigkeit vor, weshalb vermieden werden sollte, die Folien mehr als 60 K über Umgebungstemperatur zu erwärmen. Hier verringert sich die Targetmagnetisierung um deutlich weniger als 0,3% [65]. Es muss also abgeschätzt werden, mit welcher Targettemperatur während des Betriebs zu rechnen ist, um bei zu hohen Temperaturen entsprechende Gegenmaßnahmen zu ergreifen.

Um die Erwärmung des Targets abschätzen zu können, muss zunächst bestimmt werden, wie viel Energie ein einzelnes Elektron beim Durchgang durch die Targetfolie durchschnittlich deponiert. Da die maximale Eindringtiefe der Elektronen bei den verwendeten kinetischen Energien deutlich größer ist als die Targetdicke, ist nicht von einer vollständigen Absorption der Elektronen auszugehen, bei der sie ihre gesamte Energie deponieren würden. Der Energiebetrag, den sie über Streuprozesse an das Targetmaterial abgeben, wird deswegen über die Bethe-Bloch-Formel abgeschätzt:

$$-\frac{dE}{dz} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (7.32)$$

Hierbei haben die Formelsymbole folgende Bedeutung:

- $-\frac{dE}{dz}$: Energieverlust des Projektils pro Einheitslänge
- N_a : Avogadrokonstante
- r_e : klassischer Elektronenradius
- m_e : Elektronenmasse
- c : Lichtgeschwindigkeit
- ρ : Massendichte des Streutargets
- Z : Ladungszahl des Streutargets
- z : Ladungszahl des Projektils
- A : Massezahl des Streutargets
- β : Projektilgeschwindigkeit relativ zu c
- τ : kinetische Energie des Projektils in Vielfachen der Elektronenruheenergie
- I : mittleres Anregungspotential
- δ : Dichtekorrekturfaktor
- C : Schalenkorrekturfaktor

Der Korrekturfaktor $F(\tau)$ ist für Elektronen als Projektil wie folgt definiert:

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \left(\frac{\tau^2}{8} - (2r_e + 1) \ln 2 \right) (\tau + 1)^{-2}$$

Mit diesen Formeln kann also die im Target der Dicke d_T dissipierte Wärmemenge ΔQ eines Elektronenstrahls der Stromstärke I_S über eine Bestrahlungsdauer t_m abgeschätzt werden. Hierbei wird aufgrund der geringen Targetdicke die Energiedeposition von der Eindringtiefe unabhängig als konstant angenommen:

$$\Delta Q = \left| \left(-\frac{dE}{dz} \right) \right|_{z=0} \cdot d_T \cdot \frac{I_S}{e} \cdot t_m$$

Für die transversale Stromdichteverteilung $j(x, y)$ des Elektronenstrahls wird ein zweidimensionales Gaußprofil mit einem Ladungsschwerpunkt bei $(x, y) = (x_0, y_0)$ mit in beiden Raumrichtungen identischen Standardabweichungen $\sigma_x = \sigma_y =: \sigma$ und einer maximalen Stromdichte von \hat{j} angenommen:

$$j_{\text{Gauss}}(x, y) = \hat{j} \cdot \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (7.33)$$

Der gesamte Strahlstrom kann durch eine Integration über beide Raumdimensionen erhalten werden:

$$I_S = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_{\text{Gauss}}(x, y) dx dy = 2\pi\sigma^2 \hat{j}. \quad (7.34)$$

Um die Targettemperaturerhöhung leichter abschätzen zu können, werden nun diverse Vereinfachungen eingeführt, die gleichzeitig sicherstellen, dass die Temperaturerhöhung *überschätzt* wird. Zunächst einmal wird davon ausgegangen, dass sich der vom Strahlfleck abgedeckte Bereich der Targetfolie adiabatisch, also vollständig ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung erwärmt. Zusätzlich wird angenommen, dass sich die gesamte deponierte Energie auf der Targetfolie homogen auf einem Zylinder mit dem

Tabelle 7.2.: Zur Targettemperaturabschätzung verwendete Werte. Bei fehlenden Herstellerangaben für die Targetfolie wurde ein gleichgewichteter Mittelwert für Eisen und Kobalt verwendet.

Foliendicke d_T	50 μm
Folienanstellwinkel	20°
Massezahl A (gemittelt)	57,5
Spezifische Wärmekapazität (gemittelt)	435 $\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$
Massendichte (gemittelt)	7,94 $\cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
Strahlstrom	1 μA
Bestrahlungsdauer	90 Minuten

Radius R verteilt, wobei an jeder Stelle des Zylinders die *maximale* Stromdichte \hat{j} aus dem zuvor eingeführten Gaußprofil vorherrscht. Eine Integration über die Ladungsdichteverteilung des Zylinders soll dabei wieder den gesamten Strahlstrom I_S ergeben:

$$I_S = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_{\text{Zylinder}}(x, y) dx dy = \pi R^2 \hat{j}. \quad (7.35)$$

Zusammen mit Gl. (7.34) ergibt sich dann für den Radius des Zylinders unter der Voraussetzung, dass σ , R und \hat{j} jeweils nur positive Werte annehmen können:

$$\Rightarrow R = \sigma \sqrt{2}. \quad (7.36)$$

Mit dem so definierten Zylinder kann die Masse m berechnet werden, die von der deponierten Energiemenge erwärmt wird:

$$m = \rho \cdot V = \rho \cdot \pi R^2 d_T = 2\pi \rho \sigma d_T.$$

Unter Verwendung der spezifischen Wärmekapazität $\kappa = \frac{\Delta Q}{m_T \Delta T}$ des Targetmaterials lässt sich die maximale Erhöhung der Temperatur innerhalb des betrachteten Zylinders errechnen:

$$\Delta T = \frac{I_S t_m}{2\pi e \kappa \rho \sigma} \cdot \left| \left(-\frac{dE}{dz} \right) \right|_{z=0}.$$

In Abb. 7.2 wurden die abgeschätzten Temperaturerhöhungen der Folie am Ort des Strahlflecks auf dem Møllertarget für einen Strahlstrom von 1 μA bei Dauerbestrahlung über einen Zeitraum von 90 Minuten für verschiedene Strahldurchmesser und Energien dargestellt. Zur Berechnung der Dichte, Massezahl, Ladungszahl und spezifischen Wärmekapazität des Targets wurden, wenn keine Herstellerangaben verfügbar waren, gleichgewichtete Mittelwerte für Eisen und Kobalt verwendet, die in Tab. 7.2 zusammengefasst werden.

Die Polarisation des Targets ändert sich bei einer Erwärmung um zusätzliche 60 K um maximal 0,3% [65], was als akzeptabel anzusehen ist, da die Polarisation ohnehin eine Unsicherheit von mindestens 2% aufweist. Wird die Strahlfleckgröße für eine Polarisationsmessung durch Anpassung der Fokussierung auf einen Durchmesser von über 7,35 mm gebracht, kann davon ausgegangen werden, dass die Temperaturerhöhung keinen signifikanten Einfluss auf die Targetpolarisation nimmt. Zudem muss beachtet werden, dass diese Werte aus einer bewussten Überschätzung der Temperaturerhöhung resultieren. Die tatsächliche Strahlzeit wird deutlich kürzer sein und bei deutlich weniger Strahlstrom durchgeführt werden, als es für diese Abschätzung angenommen wurde. Zusätzlich wird ebenfalls ein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfinden, was die punktuelle Targettemperatur an der Position

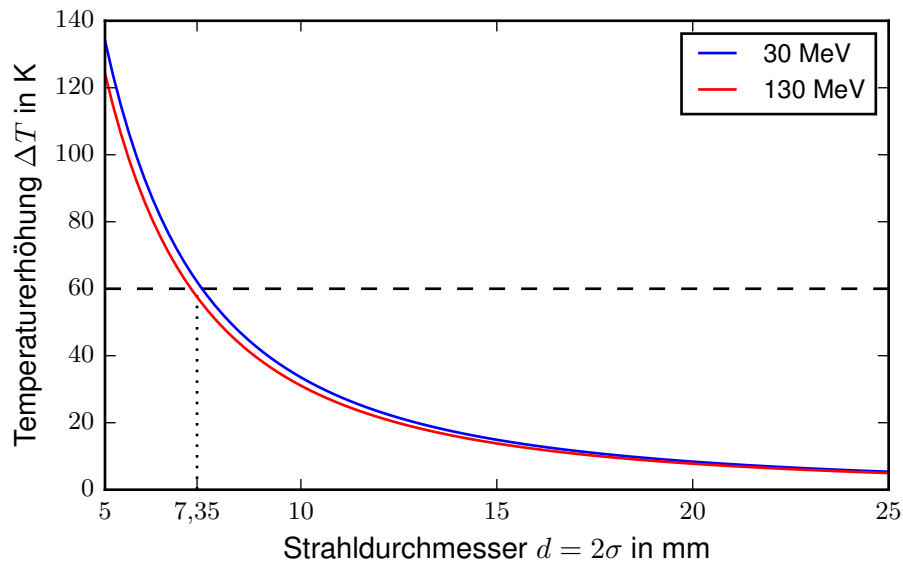


Abbildung 7.2.: Abschätzungen zur Temperaturerhöhung der Targetfolie durch Strahlbeschuss. Die Temperaturerhöhung ist gegen den Strahldurchmesser d für 30 MeV und 130 MeV aufgetragen. Die abgebildeten Kurvenverläufe resultieren aus einer kontinuierlichen Bestrahlung der Folie mit einem Strahlstrom von $1 \mu\text{A}$ über einen Zeitraum von 90 min unter Vernachlässigung des Wärmeaustauschs mit der Umgebung. Für die Dichte, Ladungszahl, Massezahl und spezifische Wärmekapazität der Folie wurden gleichgewichtete Mittelwerte von Eisen und Kobalt verwendet (vgl. Tab. 7.2).

des Strahlflecks zusätzlich verringert. Es ist also sicher davon auszugehen, dass die Temperaturerhöhung des Targets unkritisch bleibt, solange der Strahldurchmesser 7,35 mm nicht unterschreitet. Da die Targetfolien in dem hier präsentierten Entwurf sowohl vertikal, als auch transversal Abmessungen von über 25 mm aufweisen, stellt ein defokussierter Strahl kein Problem dar, solange der Targetrahmen nicht getroffen wird. Diese Schlussfolgerung deckt sich auch mit den in [54] unabhängig durchgeführten Abschätzungen.

7.3 Teilchenverfolgungssimulationen

Nachdem erste, mit *CST Studio Suite* [55] durchgeführte Teilchenverfolgungssimulationen zur Festlegung der Einschussposition des Elektronenstrahls in das Magnetjoch genutzt wurden (vgl. Kap. 6.1), müssen nun detailliertere Teilchenverfolgungssimulationen durchgeführt werden, die den gesamten Polarimetraufbau und sämtliche in vorigen Kapiteln beschriebene Einzelteile beinhalten. Diese Simulationen wurden im Rahmen von [54] aufgrund des größeren Funktionsumfangs mit Geant4 [69] durchgeführt. Diese Simulationsbibliothek bietet zusätzlich die Möglichkeit, physikalische Streuprozesse mit der Teilchenverfolgung zu verbinden, und dadurch auch Sekundärteilchen zu verfolgen, um eine eventuelle Interaktion mit den Detektoren zu prüfen. In diesem Abschnitt wird explizit die Intensitätsverteilung auf den Detektoren und der Einfluss der Aperturblende auf die gemessene Zählrate untersucht.

7.3.1 Tatsächliche Winkelakzeptanz

Zu Untersuchung der Intensitätsverteilung auf den Detektoren wurde die vollständige in Kap. 6 dargestellte Geometrie für die Teilchenverfolgungssimulationen verwendet. An den Ausgangsfenstern der Jochkammer wurden zwei quadratische Detektorflächen von jeweils 10 cm Kantenlänge definiert, welche alle Elektronen registrieren, die diese Fläche durchqueren. Da das Austrittsfenster aus einem CF100-Flansch bestehen wird, kann durch einen Detektor dieser Größe das komplette Austrittsfenster abgedeckt

Tabelle 7.3.: Simulierte Auswirkungen der Aperturblende auf die Zählratenasymmetrie. Es werden die normierte Anzahl gezählter Ereignisse für parallel, bzw. antiparallel ausgerichtete Elektronen bei Energien von 30 MeV und 130 MeV mit und ohne Aperturblenden verglichen. Durch den Einbau der Blenden erhöht sich die Asymmetrie unwesentlich, während die Gesamtzählrate deutlich reduziert wird. Die Daten in dieser Tabelle wurden aus [54] entnommen.

Energie in MeV	Blenden	normierte Anzahl gezählter Ereignisse parallel	normierte Anzahl gezählter Ereignisse antiparallel	Asymmetriefaktor
130	ohne	13,260 ± 0,03	75,53 ± 0,16	0,701 ± 0,8 · 10 ⁻³
130	mit	03,251 ± 0,01	47,15 ± 0,03	0,747 ± 4,0 · 10 ⁻³
30	ohne	03,518 ± 0,03	30,39 ± 0,20	0,733 ± 3,0 · 10 ⁻³
30	mit	02,083 ± 0,01	22,86 ± 0,06	0,745 ± 9,0 · 10 ⁻³

werden. Die Ergebnisse der Teilchenverfolgungssimulationen, sowie verschiedene Darstellungen der tatsächlichen Winkelakzeptanz des Polarimeters sind in Abb. 7.3 dargestellt. Wie dort ersichtlich wird, beträgt die gesamte Azimutalwinkelakzeptanz 40° und die Schwerpunkstreuwinkelakzeptanz (90 ± 10)°.

7.3.2 Einfluss der Aperturblenden

Zur Beurteilung der Wirkung der Aperturblenden wurden zwei unabhängige Simulationen durchgeführt, die zum einen den Einfluss der Blenden auf die gemessene Zählratenasymmetrie und zum anderen den Einfluss der Blenden auf die gemessene Untergrundzählrate quantifizieren sollen.

Es wurden Paare von Møllergestreuten Elektronen mit paralleler, bzw. antiparalleler Spinausrichtung am Ort des Møllertargets erzeugt und durch das mit *CST Studio Suite* simulierte Magnetfeld verfolgt. Hierbei wurde für Strahl- und Targetpolarisation jeweils eine vollständige Polarisation von $P_T = P_S = 1$ angenommen.

Dies wurde sowohl für eine Eingangsenergie von 30 MeV, als auch 130 MeV für einen Schwerpunkswinkelbereich von 65° bis 115° durchgeführt. Der Winkelbereich ist deutlich größer als die Winkelakzeptanz des Polarimeters, wodurch auch potentiell an den Vakuumkammerwänden gestreute Elektronen simuliert werden. Abbildung 7.3 zeigt die normierte Intensitätsverteilung der Elektronen auf der Detektorebene auf drei verschiedene Arten und verdeutlicht die tatsächliche Winkelakzeptanz des Polarimeters.

Da die Elektronenpaare ohne Berücksichtigung des differentiellen Wirkungsquerschnitts zur Streuung mit paralleler $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ oder antiparalleler Spinausrichtung $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ in diesem Winkelbereich erzeugt wurden, mussten die detektierten Ereignisse $N^{\uparrow\uparrow}$ und $N^{\uparrow\downarrow}$ entsprechend des Wirkungsquerschnitts gewichtet werden:

$$A = \frac{N^{\uparrow\downarrow}\sigma^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}\sigma^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow}\sigma^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}\sigma^{\uparrow\uparrow}} \quad (7.37)$$

Die Auswirkungen der Blende auf die simulierte Zählratenasymmetrie ist in Tab. 7.3 zusammengefasst. Wie erwartet (vgl. Abschn. 6.3) erhöht sich die Zählratenasymmetrie bei gleichzeitiger Reduktion der gesamten Zählrate. Auffällig ist jedoch, dass die Asymmetrie sich nur im sehr geringen Maße von maximal 4,5 % erhöht, während sich die absolute Zählrate durch den Einsatz der Kollimationsblenden auf etwa 30 % der Zählrate ohne Blende reduziert.

Bei voriger Simulation wurden aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts der Møllerstreuung ausschließlich Møllergestreute Elektronen erzeugt, um die Simulationszeit gering zu halten. Aus diesem Grund wurde in einer zweiten Simulation ein Elektronenstrahl mit den gleichen Energien wie zuvor mit einer dünnen Targetfolie zur Kollision gebracht und sämtliche in der Bibliothek von Geant4 verfügbaren physikalischen Effekte mitsimuliert.

Ein energieaufgelöster Vergleich der entstehenden Ereignisse ist in Abb. 7.4 dargestellt. Wenig überraschend wird der Gammastrahlungsuntergrund durch die Benutzung der Blenden nicht wesentlich

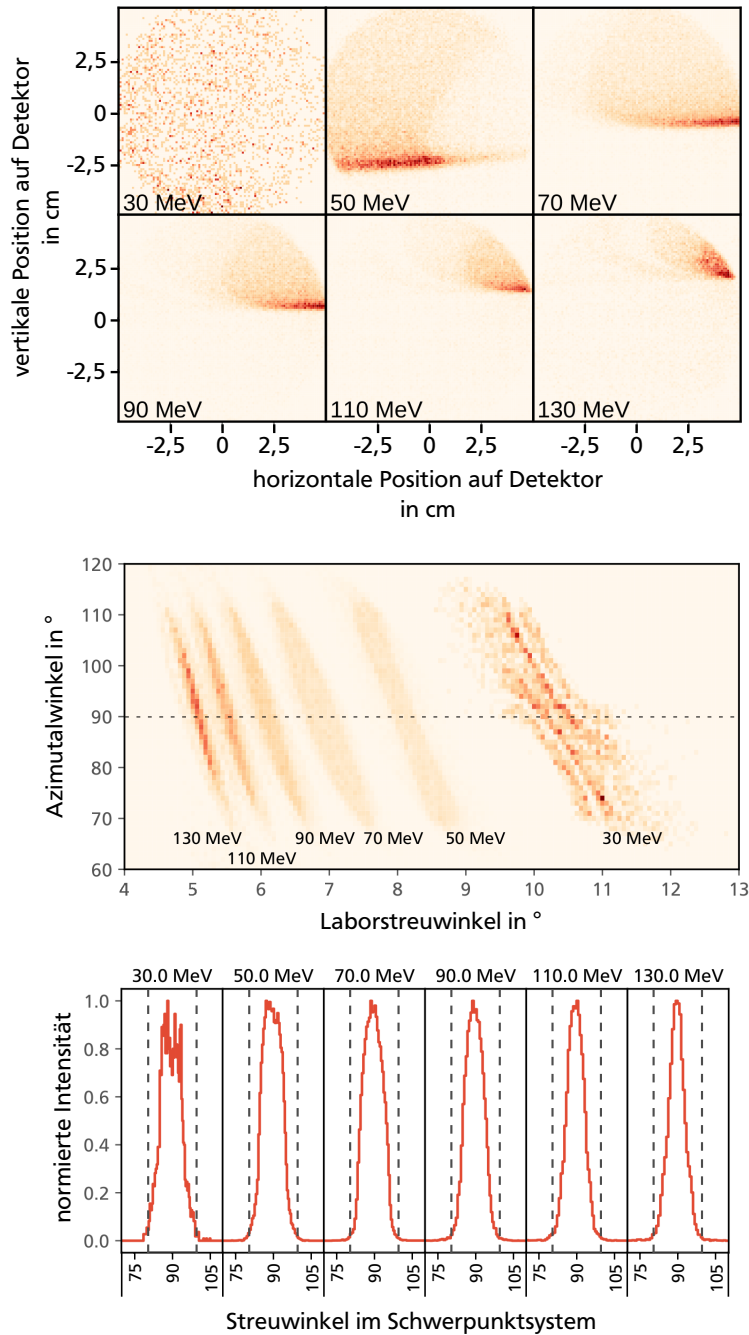


Abbildung 7.3.: Darstellungen zur simulierten Winkelakzeptanz des Polarimeters. Auf dem oberen Bild ist die Intensitätsverteilung der Møllergestreuten Elektronen auf dem Detektor dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, dass sich der Strahlfleck abhängig von der Energie auf der Detektorfläche verschiebt, jedoch immer noch mit seinem Intensitätsmaximum die Detektorfläche trifft. Lediglich bei 30 MeV befindet sich das Intensitätsmaximum nicht mehr auf der Detektorfläche. Das Polarimeter kann jedoch trotzdem für eine Energie von 30 MeV verwendet werden, da auch im abgedeckten Bereich eine Zählratenasymmetrie besteht. Das mittlere Bild zeigt Akzeptanz des Azimutalwinkels gegen die Akzeptanz des Laborstreuwinkels. Auf dem unteren Bild ist die relative Intensitätsverteilung der auf den Detektoren detektierten simulierten Elektronen gegen ihren jeweiligen Schwerpunkstreuwinkel aufgetragen. Die Verteilungen für negative Winkel sind nicht dargestellt, da sie zu den Winkelverteilungen der positiven Winkel identisch sind. Die Grafiken wurden alle aus [54] entnommen und modifiziert.

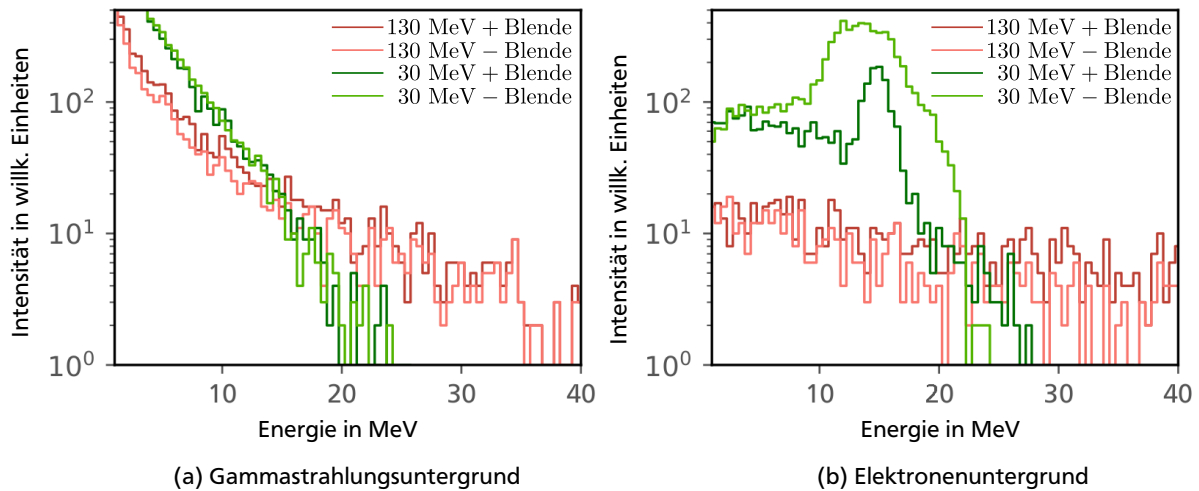


Abbildung 7.4.: Energieaufgelöster Vergleich der den Detektor erreichenden, simulierten Untergrundstrahlung mit und ohne eingebaute Blende. Die Simulation wurde für 30 MeV und 130 MeV durchgeführt. Die Grafik wurde aus [54] entnommen und modifiziert.

beeinflusst. Während bei hohen Energien auch der Elektronenuntergrund kaum beeinflusst wird, ist dieser bei der niedrigsten Energie deutlich erhöht. Diese Ereignisse erzeugen jedoch in den meisten Fällen keine koinzidenten Ereignisse, sodass sie nicht zur Zählratenasymmetrie beitragen. Die Zählrate und damit die Totzeit werden aber trotzdem durch diesen Untergrund unvorteilhaft beeinflusst.

Zusammenfassend ist hier zu vermerken, dass die Benutzung der Aperturblenden wie sie in Kap. 6.3 vorgestellt werden durch die in [54] durchgeführten Simulationen nicht sinnvoll erscheint. Die Verbesserung der Zählratenasymmetrie konnte trotz der optimierten Blendengeometrie nur durch eine deutliche Verringerung der absoluten Zählrate erreicht werden, wodurch kein messtechnischer Vorteil ergibt. Zur Durchführungen der Simulationen mussten aber speziell bzgl. der Bestimmung des Untergrunds diverse Annahmen und Vereinfachungen vorgenommen werden, deren Anwendbarkeit erst der Betrieb des Polarimeters zeigen wird. Für die Anschaffung der benötigten Teile zur Inbetriebnahme des Polarimeters wird empfohlen die Blendenkammergeometrie wie in Kap. 6.3 zu übernehmen um sich die Option der Installation beweglicher Blenden offen zu halten. Für die Erstinbetriebnahme kann aber zunächst auf die Installation der Aperturblenden und des Blendenschiebers verzichtet werden. Erst wenn die Untergrundbelastung und deren Quellen durch den Betrieb des Polarimeters bekannt sind, sollten spezialisierte Blendengeometrien entworfen werden.

7.4 Levchukeffekt

Bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte werden die Berechnungen in der Regel im Schwerpunktsystem durchgeführt, da die Darstellung der Formeln sich einfacher gestaltet. Bei der Transformation in das Laborsystem wird vernachlässigt, dass die in der Atomhülle gebundenen Elektronen des Targets nicht ruhen, da die Bindungsenergie der Atomhülle im Vergleich zu den bei der Streuung auftretenden kinetischen Energien vernachlässigbar klein sind. Trotzdem konnte L. G. Levchuk in [70] zeigen, dass es durch die Vernachlässigung dieser Targetelektronenbewegung zu einer Überschätzung der bestimmten Strahlpolarisation kommen kann, die die übliche Messunsicherheit von (1–4) % übersteigen kann. Das von Levchuk beschriebene Problem resultiert aus der Tatsache, dass die tatsächlich polarisierten Elektronen von ferromagnetischen Materialien in den hochenergetischen Schalen sitzen und aufgrund der geringen Bindungsenergie eine sehr schmale Impulsverteilung aufweisen, wie es in Abb. 7.5 veranschaulicht wird. Die paarweise gekoppelten und damit unpolarisierten Elektronen der niederenergetischen Schalen haben wegen der höheren Bindungsenergie eine deutlich breitere Impuls-

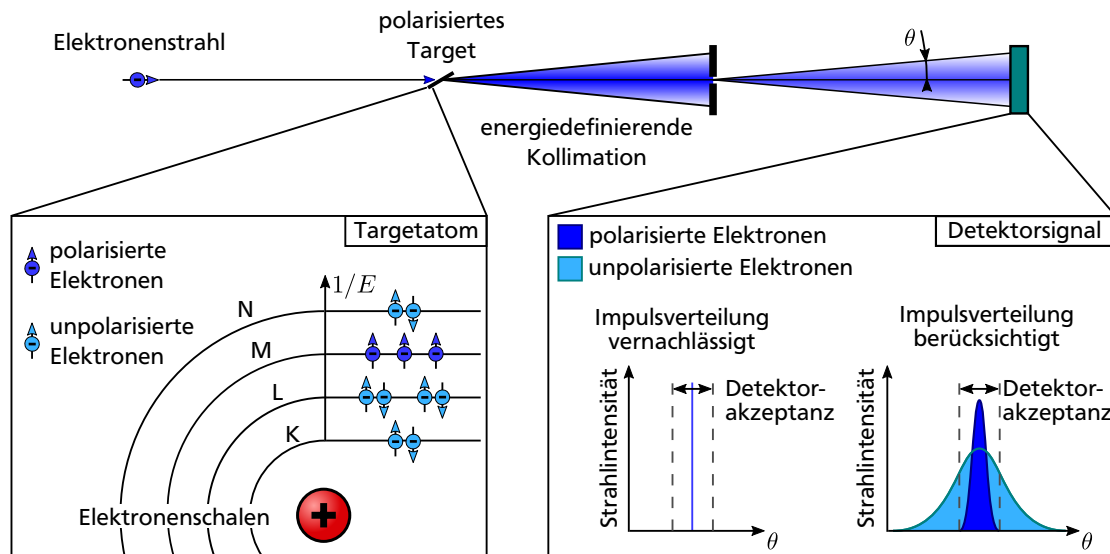


Abbildung 7.5.: Veranschaulichung des Levchukeffekts. Da tatsächlich polarisierte Elektronen des Targets in den hochenergetischen Schalen der Atomhülle sitzen, weisen sie eine deutlich schmalere Impulsverteilung auf, als die paarweise gekoppelten Elektronen in den inneren Schalen. Diese Impulsverteilung überträgt sich auch auf die Møllergestreuten Elektronen, sodass die an polarisierten Elektronen gestreuten Stoßpartner eine schmalere Streuwinkelverteilung aufweisen als die Streupartner unpolarisierter Elektronen. Bei einer sehr schmalen Winkelakzeptanz eines Polarimeters kann es passieren, dass zwar alle Stoßpartner von polarisierten Elektronen, aber nicht alle Stoßpartner von unpolarisierten Elektronen detektiert werden. Dies führt potentiell zu einer relevanten Überschätzung der Strahlpolarisation.

verteilung. Diese unterschiedlichen Impulsverteilungen pflanzen sich durch den Streuvorgang auch auf die Møllergestreuten Elektronen fort, sodass die Wechselwirkung mit Elektronen aus inneren Schalen ebenfalls zu einer breiteren Impulsverteilung der gestreuten Elektronen führt. Werden nun in einem Polarimeter sehr kleine Winkelbereiche um den gewünschten Streuwinkel selektiert, besteht die Gefahr, zwar alle Streupartner von polarisierten Elektronen zu detektieren, jedoch einen relativ großen Anteil der Streupartner unpolarisierter Elektronen zu ignorieren, da diese außerhalb der Winkelakzeptanz liegen. Da durch die Vernachlässigung der Impulsverteilung jedoch davon ausgegangen wird beide Gruppen gleichermaßen zu detektieren, wird die tatsächliche Polarisation des Elektronenstrahls relevant überschätzt, da auf eine falsche Gesamtmenge normiert wird. Abbildung 7.5 soll diesen Vorgang zusätzlich veranschaulichen.

Dieser Effekt ist aus offensichtlichen Gründen besonders für Ein-Arm-Polarimeter mit einer sehr kleinen Winkelakzeptanz kritisch [48] und kann bei vielen Polarimetern mit großer Winkelakzeptanz tatsächlich vernachlässigt werden, oder macht lediglich kleine Korrekturen notwendig. Da die meisten Polarimeter allerdings bei deutlich höheren Energien arbeiten als das geplante Polarimeter des S-DALINAC, musste untersucht werden, ob dieses Polarimeter den Levchukeffekt trotz großer Winkelakzeptanz berücksichtigen muss, oder nicht.

Da gängige Simulationsbibliotheken keine Funktionen zur Verfügung stellen, um einen solchen Effekt zu simulieren, wurde in [54] zur Untersuchung dieses Effekts für das Møllerpolarimeter des S-DALINAC ein eigener Simulationscode entwickelt. Der Simulationscode wurde anhand von Literaturwerten und existierenden Bibliotheken verifiziert und ausführlich in oben genannter Arbeit dokumentiert. Da der Levchukeffekt umso deutlicher hervortritt, je kleiner die Energie der Projektile ist, wurde mit diesem

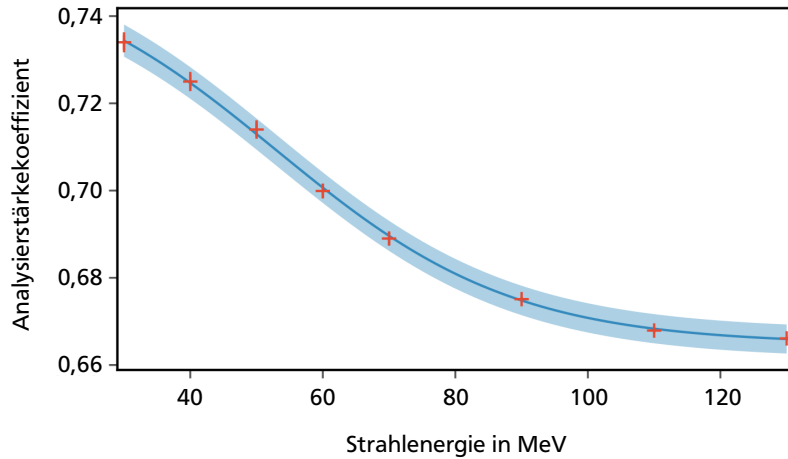


Abbildung 7.6.: Der simulierte energieabhängige Verlauf des Analysierstärkekoeffizienten a_{zz} . Die eingezeichnete Kurve ist eine heuristische Funktion, die in ihren Parametern auf eine möglichst gute Übereinstimmung an die simulierten Datenpunkte angepasst wurde. Der blaue Bereich markiert eine Umgebung mit einprozentiger Abweichung von der angepassten Funktion. Es ist zu erkennen, dass alle simulierten Datenpunkte deutlich näher an dem Funktionsgraphen liegen. Die Grafik wurde aus [54] entnommen und modifiziert.

Code der Levchukeffekt für die Minimalenergie des Polarimeters von 30 MeV simuliert. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Zählraten mit oder ohne Betrachtung des Levchukeffekts um weniger als 1% verändern. Da die hauptsächlich durch die Magnetisierungsmessung verursachte Messunsicherheit des Polarimeters voraussichtlich bei 3-4% liegt und der Levchukeffekt für höhere Energien sogar noch weniger relevant in Erscheinung tritt, kann dieser Effekt für das Møllerpolarimeter ignoriert werden.

7.5 Analysierstärkekoeffizient

Wie bereits in Kap. 5.2 beschrieben wurde, wird die Strahlpolarisation P_S über den Asymmetriefaktor A , die Targetpolarisation P_T und den Analysierstärkekoeffizienten a_{zz} über folgende Relation bestimmt:

$$A = a_{zz} P_T P_S \quad (7.38)$$

Wie in Kap. 5.1 beschrieben wurde sind die Analysierstärkekoeffizienten prinzipiell analytisch bestimmbar. Allerdings hängen sie stark vom Streuwinkel des betrachteten Elektrons ab. Entsprechend kann ein mittlerer Analysierstärkekoeffizienten für ein Polarimeter mit endlicher Winkelakzeptanz lediglich berechnet werden, wenn die Winkelakzeptanz sehr gut bekannt ist.

Die Bestimmung der Winkelakzeptanz ist jedoch bei der komplizierten Polarimetergeometrie und dem energieabhängigen Abbildungsverhalten des Separationsmagneten analytisch nicht möglich (vgl. Abschn. 7.3.1). Aus diesem Grund wurde in [54] eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt, um die gemessene Zählratenasymmetrie mit den initial eingestellten Polarisationen in Zusammenhang zu bringen und damit effektiv die mittleren Analysierstärkekoeffizienten für alle benötigten Energien zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. 7.6 dargestellt.

Die in dieser Abbildung dargestellte Kurve ist eine rein heuristische Kurve, die auf die simulierten Datenpunkte angepasst wurde, um bei der Ansteuerung des Polarimeters eine einfache Möglichkeit zu besitzen

die Zählratenasymmetrie in eine Strahlpolarisation umzurechnen. Die verwendete Funktionsgleichung und optimierten Fitparameter sind:

$$f(E) = p_1 \frac{\exp[p_2(E + p_4)]}{1 + \exp[p_2(E + p_4)]} + p_3$$

$$p_1 = 0,0889$$

$$p_2 = 0,05574 \frac{1}{\text{MeV}}$$

$$p_3 = 0,6648$$

$$p_4 = -53,01 \text{ MeV}$$

Der blau hinterlegte Bereich in der Abbildung markiert eine einprozentige Abweichung vom angepassten Funktionsgraphen. Die simulierten Datenpunkte liegen alle deutlich näher am Anpassungsgraphen als der markierte Bereich andeutet. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die Anpassungsfunktion eine sehr gute Näherung zum tatsächlichen Verlauf des Analysierstärkekoeffizienten angibt.

8 Zusammenfassung des ersten Teils

Da es am S-DALINAC keine Möglichkeit gibt, die Polarisation von Elektronen bei Energien von über 10 MeV zu messen, wurde in dieser Arbeit ein Konzept für ein (30–130)-MeV-Møllerpolarimeter vorgestellt, das dieses Diagnosedefizit beheben kann. Hierbei handelt es sich um ein Zwei-Arm-Polarimeter, das an einem polarisierten Target symmetrisch Møllergestreute Elektronen durch einen Separationsdipolmagneten vertikal vom Primärstrahl trennt und mithilfe von Cherenkovzählern detektiert.

Bei dem Entwurf wurde der bereits vorhandene Separationsdipol mit einem Polschuhöffnungswinkel von 13° verwendet und eine zu seiner Geometrie passende Vakuumkammern entworfen. Das polarisierte Target aus einer Eisen-Kobalt-Legierung wird in der Streukammer mit einer eigens hierzu entworfenen, verfahrbaren Targetleiter in den Strahlengang gebracht und dabei von einem außerhalb der Streukammer installierten Helmholtzspulenpaar magnetisiert. Die auf die Streukammer folgende Blendenkammer bietet die Möglichkeit gekühlte, winkeldefinierende Blendensysteme zu installieren und von außen zu manipulieren. Die auf die Jochform des Separationsdipolmagneten angepasste Jochkammer verbindet die Blendenkammer mit den Detektoren und der Strahlführung zu dem Strahlfänger.

Die abgeschätzte Messdauer für eine Polarisationsbestimmung beträgt selbst im Falle eines nur im geringen Maße polarisierten Strahls und einer hohen Hintergrundzählrate lediglich wenige Minuten. Die Temperatur der durch den Elektronenstrahl aufgeheizten Targetfolie bleibt während der Messung ausreichend gering, dass die Magnetisierung der Targetfolie nicht signifikant beeinflusst wird. Mithilfe diverser numerischer Simulationen konnte demonstriert werden, dass dieser Entwurf zur Polarisationsmessung genutzt werden kann. Die tatsächliche Streuwinkelakzeptanz beträgt im Schwerpunktsystem $(90 \pm 10)^\circ$ und die Azimutalwinkelakzeptanz 40° . Der Einfluss des Levchuk-Effekts ist bei diesem Entwurf vernachlässigbar. Die gesamte Messunsicherheit wird durch die Unsicherheit der Targetmagnetisierung dominiert und beträgt maximal 4%. Um die Targetmagnetisierung präzise bestimmen zu können, wurde ein auf die Targetfoliengeometrie dieses Entwurfs optimierter Messaufbau vorgestellt.

Die Polarimeterkomponenten können jederzeit mithilfe der im Anhang dargestellten technischen Zeichnungen gefertigt, oder von kommerziellen Anbietern gekauft und in der Extraktionsstrahlführung installiert werden. Der Separationsdipolmagnet wurde bereits an der vorgesehenen Position platziert und seine korrekte Positionierung durch Vermessungstechniker verifiziert [71].



Teil II.

**Phasenstabilisierung des
S-DALINAC-Injektorstrahls**



9 Motivation

Die Elektronen am S-DALINAC werden in einem elektromagnetischen Wechselfeld mit einer Frequenz von etwa 3 GHz beschleunigt. Hierbei muss der Zeitpunkt, zu dem die Elektronen in die Beschleunigungsstrukturen eintreten, sehr präzise definiert werden, um eine möglichst effiziente Beschleunigung zu erzielen. Der Zeitpunkt wird so gewählt, dass die Elektronenbunche¹ die Mitte des Beschleunigungsresonators genau dann erreichen, wenn dieser auch das Maximum des elektrischen Feldes erreicht. Hierdurch erfahren die Elektronen den maximal möglichen Energiegewinn. Da für die Beschleunigungseffizienz lediglich zeitliche Relativabstände zwischen dem Eintritt in den Resonator und dem Erreichen des Feldmaximums relevant sind, und es aufgrund des Dauerstrichbetriebs keinen Unterschied macht, wenn diese Zeitpunkte um eine ganze Periode der Betriebsfrequenz verschoben werden, wird die Zeit im Beschleunigerbetrieb in Vielfachen dieser Periode gemessen und jede Periode in 360° geteilt. Die so modifizierten Zeitangaben werden dann im Bezug auf den Elektronenstrahl als Strahlphase, und im Bezug auf das beschleunigende, elektrische Feld in den Resonatoren als Beschleunigungsphase bezeichnet. Stimmt die Strahlphase nicht mit der Beschleunigungsphase überein, verringert sich der Energiegewinn der Elektronen beim Durchgang durch den Resonator. Außerdem verbreitert sich die Energieverteilung des gesamten Bunches, da eine Beschleunigung auf der Flanke des elektrischen Feldes systematisch eine longitudinale Energieabhängigkeit innerhalb des Bunches erzeugt. Dieser Effekt wurde in [12] ausgenutzt, um durch eine Anpassung der magnetischen Strahlführung und der Verschiebung der Beschleunigungsphase auf die Anstiegsflanke des elektrischen Feldes im Resonator die initiale Energieunschärfe über mehrere Rezirkulationsvorgänge zu konservieren. Jedoch erfordert dieser Beschleunigungsmodus ebenfalls eine sehr präzise definierte und vor allem auch zeitlich konstante Strahlphase.

Tatsächlich konnte in der Vergangenheit festgestellt werden, dass die Beschleunigungseffizienz im Betrieb des S-DALINAC während einer laufenden Strahlzeit stark variierte, was kontinuierliche Korrekturen seitens der Operateure erforderlich machte. Durch ein erwiesenermaßen sehr stabiles, digitales Hochfrequenzregelungssystem, welches in [4, 5, 6] entwickelt und getestet sowie in [7] in Betrieb genommen wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die Beschleunigungsphase zeitlich konstant ist. Eine Desynchronisation der Strahl- und Beschleunigungsphasen ist also lediglich aufgrund einer Variation der Strahlphase zu erwarten. Da die kinetische Energie der Elektronen im S-DALINAC sehr schnell die Ruheenergie der Elektronen übersteigt, bewegen sich die Elektronen in den meisten Bereichen des Beschleunigers in sehr guter Näherung mit der Lichtgeschwindigkeit, sodass keine Flugzeitänderungen durch eine Variation der Energie zu erwarten sind. Dementsprechend sollte der Elektronenstrahl nach einer initialen Abstimmung der Strahl- und Beschleunigungsphase stets zum gleichen Relativzeitpunkt in die Resonatoren eintreten, insofern der durch die Rezirkulationen zurückgelegte Weg konstant bleibt, wovon auszugehen ist.

Während diese Annahme bei der ein- oder mehrfachen Durchquerung des Hauptbeschleunigers hinreichend erfüllt ist, erweisen sie sich gerade am Injektorbeschleuniger als nicht gerechtfertigt. Im Bereich zwischen den Elektronenquellen und dem supraleitenden Injektorbeschleuniger weist der Strahl lediglich eine kinetische Energie von 250 keV auf, was einer Elektronengeschwindigkeit von etwa 74% der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Elektronen in diesem Bereich ändern also bei Energiegewinn, oder -verlust tatsächlich noch ihre Geschwindigkeit und damit auch den Ankunftszeitpunkt in der ersten Beschleunigungsstruktur.

Durch detaillierte Untersuchungen der Strahlphase mit den in Kap. 10 beschriebenen Phasenmonitoren konnte die thermionische Elektronenquelle als Fehlerursache identifiziert werden. Die an der Quelle angelegte Hochspannung erwies sich in der Vergangenheit als instabil, sodass die kinetische Startenergie der Elektronen einer starken zeitlichen Variation unterlag. Eine genauere Diagnose der Hochspan-

¹ Die bei der Aufprägung der für die Beschleunigung notwendigen Zeitstruktur entstehenden Elektronenpakete werden dem englischen Fachbegriff entsprechend auch im Deutschen als *Elektronenbunche* oder in Kurzform als *Bunche* bezeichnet. Diese Bezeichnung wird im Folgenden auch weiterhin benutzt.

nungsversorgung der Elektronenkanone, die im Rahmen von [72] durchgeführt wurde, identifizierte zwei Mechanismen, die die Stabilität der Kanone beeinflussten. Die häufig auftretenden Spannungsspitzen, wie sie in Abb. 9.1 links abgebildet sind, konnten auf mehrere defekte Kontaktstellen an der Beschleunigungskaskade der Elektronenquelle zurückgeführt und durch mechanische Nachbearbeitung oder Austausch defekter Einzelteile behoben werden. Der zweite Mechanismus äußerte sich durch Spannungseinbrüche der Beschleunigungsspannung um mehrere Kilovolt, die über mehrere Minuten oder sogar Stunden andauerten, wie es in Abb. 9.1 rechts dargestellt ist. Diese Spannungseinbrüche sorgten für eine Phasenverschiebung am Injektoreintritt von 46° , was einen Strahlbetrieb temporär unmöglich machte. Dieser Effekt konnte auf defekte Isolatoren zurückgeführt werden, die in periodischen Abständen einen zusätzlichen Leitungskanal eröffneten und damit die Hochspannung der Quelle reduzierten. Nach der Identifikation konnte dieser Effekt aber ebenfalls behoben werden.

Trotz dieser Maßnahmen konnten noch immer relevante Strahlphasenschwankungen im Injektorbereich festgestellt werden, die unkorrigiert über Zeiträume von mehreren Stunden zu einer Strahlphasenverstimmung von mehr als 4° führten, wie es in Abb. 9.2 dargestellt wird. Da eine Strahlphasenverstimmung von bereits 1° zu einer Energieunschärfenvergrößerung um den Faktor 4 führt, ist eine solche Verstimmung für den Strahlbetrieb nicht tolerierbar [73]. Selbst mit kontinuierlicher manueller Korrektur der Strahlphase ist eine Stabilität von weniger als 1° dauerhaft nur schwer erreichbar. Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Dissertation eine aktive Injektorphasenregelung entwickelt und in Betrieb genommen, die die Strahlphase hinter dem supraleitenden Injektor stabilisiert.

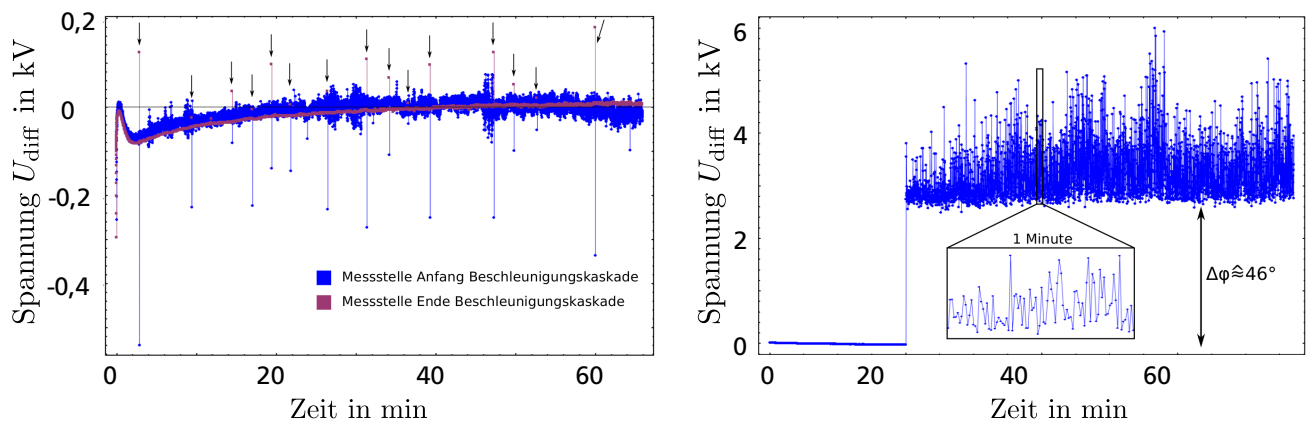


Abbildung 9.1.: Auf der linken Seite ist die gemessene Spannungsdifferenz zum Sollwert von 250 kV der thermionischen Elektronenkanone dargestellt. Die durch fehlerhafte Kontakte verursachten Spannungsspitzen der Hochspannung sind mit Pfeilen markiert. Auf der rechten Seite ist eine durch einen fehlerhaften Isolator verursachte längerfristige Spannungsänderung dargestellt, die die Hochspannung der Kanone um 3 kV absenkt und damit die Strahlphase um 46° verschiebt. Die Grafiken wurden aus [72] entnommen und modifiziert.

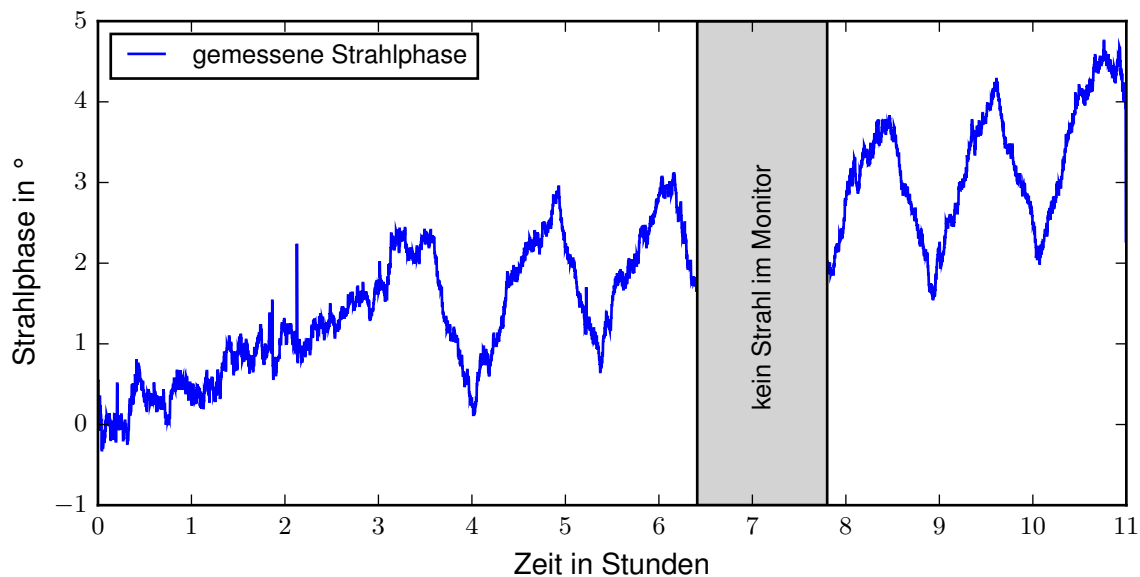


Abbildung 9.2.: Der zeitliche Verlauf der gemessenen Strahlphase am Hochfrequenzmonitor I1HF01 hinter dem supraleitenden Injektorkryostaten. Sowohl ein kontinuierlicher Trend, als auch eine Phasenszillation mit Periodenlängen von etwa einer Stunde sind deutlich zu erkennen.



10 Strom- und Phasenmonitore

Die Strom- und Phasenmonitore sind die für dieses Projekt zentralen Diagnoseelemente, weshalb ihre Funktionsweise und Ausleseelektronik in diesem Kapitel vorgestellt werden. Sie bestehen aus einem zylindrischen Hohlraumresonator aus Edelstahl, der entlang seiner Zentralachse vom Elektronenstrahl durchquert wird. Die Geometrie der Resonatoren wird auf eine Resonanzfrequenz von 3 GHz optimiert, sodass die Elektronen mit ihrer Wiederholrate von ebenfalls 3 GHz ein elektromagnetisches Wechselfeld innerhalb der Resonatoren effektiv anregen können, wie es in Abb. 10.1 links dargestellt wird. Aufgrund ihrer hohen Resonanzfrequenz werden diese Diagnoseelemente auch häufig als Hochfrequenzmonitore (HF-Monitore) bezeichnet. Die Resonatorgeometrie ist dabei darauf ausgelegt, dass durch die relativ breitbandige Anregung des Elektronenstrahls ausschließlich eine bzgl. der Zentralachse rotationsymmetrische Schwingungsmode mit genau einem Extremum auf der Zentralachse angeregt wird, wie es mittig in Abb. 10.1 dargestellt wird. Sämtliche anderen Schwingungsmoden werden aufgrund der geringen Anregung durch den Elektronenstrahl, sowie dem relativ hohen ohmschen Widerstand der Resonatorwände, stark gedämpft. Der auf der linken Seite von Abb. 10.1 erkennbare Abstimmkolben dient hierbei für die Feinabstimmung der Resonanzfrequenz auf die Wiederholrate des Elektronenstrahls. Die auf der gleichen Abbildung erkennbare Messantenne führt das im Resonator schwingende elektromagnetische Feld als Spannungssignal aus dem Resonator heraus und kann durch die in Kap. 10.1 beschriebene Messelektronik weiterverarbeitet werden. Die Amplitude des im Monitor schwingenden elektrischen Feldes ist hierbei zum Strahlstrom proportional, sodass die Monitore als Strahlstrommessgeräte verwendet werden können, ohne dabei den Strahl selbst zu beeinflussen. Die Phase des im Monitor schwingenden, elektromagnetischen Feldes kann mit der Phase eines Referenzoszillators verglichen werden, um so die Strahlphase bestimmen zu können.

Die im Rahmen von [74, 75] am S-DALINAC installierten HF-Monitore sind in Abb. 10.2 auf dem Grundriss des S-DALINAC markiert. Es ist zu erkennen, dass an jedem Eintritt und Austritt der am S-DALINAC vorhandenen 180° ablenkenden Strahlführungen ein Strom- und Phasenmonitor installiert wurde. Hierdurch kann die Flugzeit der Elektronen durch diese Bögen gemessen werden, was zur Einstellung verschiedener strahldynamischer Parameter genutzt werden kann.

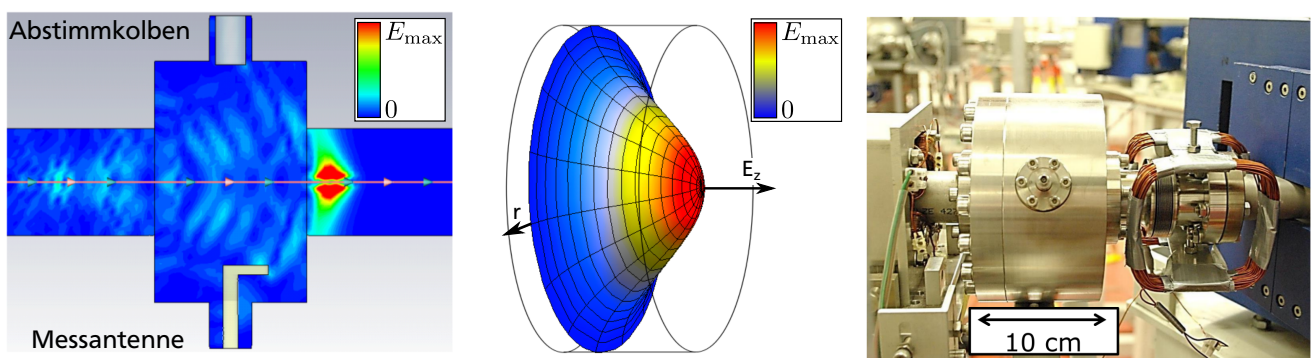


Abbildung 10.1.: Links ist der Querschnitt eines Strahl- und Phasenmonitors abgebildet, wobei die absolute elektrische Feldstärkeverteilung eines den Monitor durchquerenden Elektronenbunches dargestellt wird. Zusätzlich sind die Messantenne und der Abstimmkolben benannt. Mittig ist die räumliche Feldverteilung der longitudinalen elektrischen Feldstärkekomponente innerhalb des Resonatorvolumens für die vom Elektronenstrahl angeregte Schwingungsmode dargestellt. Auf der rechten Seite wird eine Fotografie des im Rahmen dieses Projekts eingebauten Monitors I1HF01 gezeigt, der sich hinter dem supraleitenden Injektorbeschleuniger befindet.

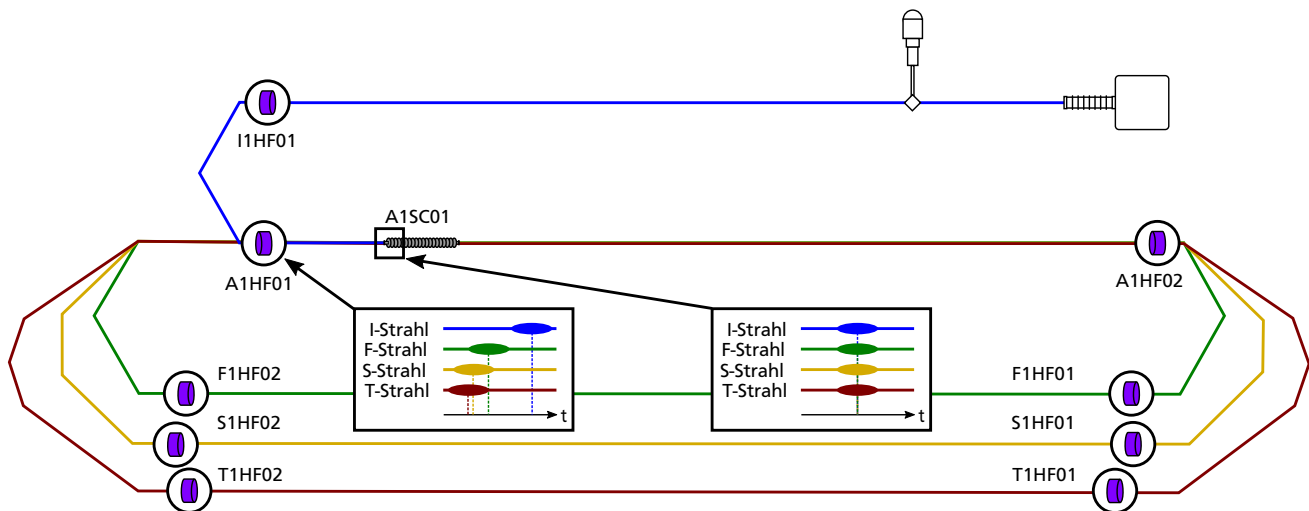


Abbildung 10.2.: Grundriss des S-DALINAC mit hervorgehobenen Strahlstrom- und -phasenmonitoren. Die Monitore befinden sich an jedem Eintritt und Austritt der 180° ablenkenden Rezirkulationsbögen, um eine Messung der Flugdauer durch diese Bögen zu ermöglichen. Im Monitor A1HF01 überlagern sich bis zu vier Elektronenstrahlen unterschiedlicher Energie und potentiell unterschiedlicher Phase. Er ist deshalb als Messgerät für eine aktive Phasenregelung ungeeignet. Der Monitor I1HF01 wurde zu diesem Zweck nachträglich eingebaut.

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin die Strahlphase beim ersten Eintritt in den Hauptbeschleuniger zeitlich konstant zu halten. Hierzu wäre es optimal die Strahlphase an genau dieser Stelle zu messen und dieses Messsignal als Eingangswert für eine aktive Regelschleife zu verwenden. Bei einer Betrachtung von Abb. 10.2 erscheint der HF-Monitor A1HF01 zunächst als das geeignetste Messgerät hierfür. Wie aber ebenfalls in dieser Abbildung angedeutet wird, weist dieser HF-Monitor das Problem auf, dass er lediglich bei einem einfachen Hauptbeschleunigerdurchschuss die tatsächliche Eintrittsphase des Injektorstrahls misst. Sobald der Elektronenstrahl das erste mal rezirkuliert wird, befinden sich in diesem HF-Monitor mindestens zwei überlagerte Elektronenstrahlen mit unterschiedlicher Energie und unterschiedlicher Geschwindigkeit, deren Strahlphasen erst am Eintritt in den ersten Beschleunigungsresonator des Hauptbeschleunigers wieder exakt übereinstimmen. An der Position des Monitors A1HF01 weisen die rezirkulierten Strahlen und der Injektorstrahl noch unterschiedliche Phasen auf, wodurch dieser Monitor immer nur eine Überlagerung verschiedener strahlinduzierter Signale messen kann, die nicht synchronisiert sind. Durch diese komplexen Abhängigkeiten der gemessenen Phase von der tatsächlichen Injektorphase eignet sich der Monitor A1HF01 nicht zur Stabilisierung der Injektorphase. Aus diesem Grund wurde für dieses Projekt im Rahmen von [76] der in Abb. 10.1 rechts dargestellte HF-Monitor I1HF01 direkt am Ausgang des Injektorbeschleunigers installiert, und als Strahlphasenmessgerät für die neu entwickelte Injektorphasenregelung verwendet.

10.1 Ausleseelektronik

Das aus den HF-Monitoren ausgekoppelte Spannungssignal stellt eine Sinusschwingung mit einer Frequenz von 3 GHz dar. Eine direkte Digitalisierung dieses hochfrequenten Signals ist technisch zwar möglich, aber für die hier thematisierte Anwendung nicht notwendig. Die für die Strahl diagnose relevanten Parameter dieses Signals sind die Amplitude und Phase der gemessenen Sinusschwingung, welche sich im Vergleich zu einer 3 GHz-Schwingung um mehrere Größenordnungen langsamer ändern. Aus diesem Grund wird das gemessene Signal mithilfe eines Referenzoszillators, der die Betriebsfrequenz des S-DALINAC vorgibt, in das Basisband mit einem Frequenzbereich von 0 MHz bis 1 MHz herunterge-

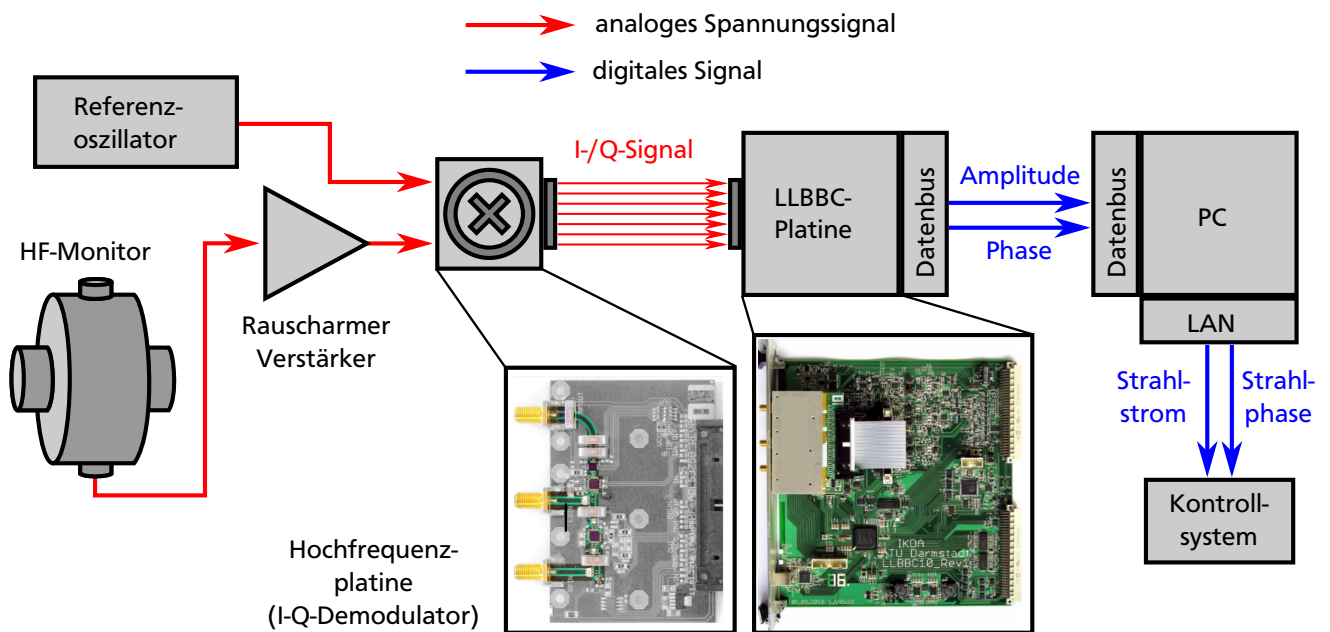


Abbildung 10.3.: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik der HF-Monitore. Das hochfrequente Messsignal des Monitors wird mithilfe eines Referenzsignals demoduliert und mit 1 MS/s digitalisiert. Die LLBBC-Platine errechnet aus den digitalisierten Signalen die Amplitude und Phase und stellt sie einem PC mit geringerer Datenrate zur Verfügung. Der PC errechnet den Strahlstrom und die Strahlphase und gibt diese Werte an das Kontrollsystem weiter.

mischt und erst im Anschluss digitalisiert. Die digitalisierten Signale werden dann von einem Mikrocontroller aufbereitet und über ein Datenbussystem an einen PC weitergeleitet, welcher die Daten dann in menschenlesbarer Form dem Kontrollsystem des S-DALINAC zur Verfügung stellt. Eine schematische Darstellung dieser Auswertungskette ist in Abb. 10.3 dargestellt. Die Elektronikkomponenten werden hierbei entsprechend der auftretenden Signalfrequenzen auf einer Hochfrequenzplatine und einer niederfrequenten Auswertungplatine separiert. Das vergleichsweise schwache Signal des HF-Monitors wird zunächst rauscharm verstärkt, um es mit einem ausreichend hohen Pegel über Kabel aus der Beschleunigerhalle führen zu können. Die verstärkten Signale werden dann auf der Hochfrequenzplatine durch elektronische Mischer mit dem Referenzsignal des Oszillators demoduliert. Hierbei wird das Messsignal einmal direkt (I-Signal), und zusätzlich noch einmal nach einer Verzögerung von einer Viertel Periodendauer des Referenzsignals (Q-Signal) digitalisiert. Diese sogenannte Quadraturamplituden-Demodulation ist mathematisch identisch zu der Projektion des komplexwertigen Messsignals in ein mit der Frequenz des Referenzoszillators rotierendes Koordinatensystem. Hierdurch kann das Messsignal als ein Vektor im I-Q-Koordinatensystem dargestellt werden.

Die I-Q-Signale werden dann von der sogenannten LLBBC-Platine¹ digitalisiert und mithilfe eines CORDIC-Algorithmus², der auf einem FPGA-Chip³ implementiert ist, in eine gemessene Strahlphase und Amplitude umgerechnet. Diese werden über einen seriellen Datenbus mit hoher Datenrate an einen Computer übertragen, der die Daten mit geringerer Datenrate an das Kontrollsystem des S-DALINAC weiterleitet. Die technischen Details zur Hochfrequenzplatine und der Auswertungplatine werden in [7] ausführlich dargestellt. Informationen zum verwendeten Kontrollsystem können in [8] gefunden werden.

¹ LLBBC = Low Level BaseBand Controller

² CORDIC = COordinate Rotation DIGital Computer

³ FPGA = Field Programmable Gate Array - eine konfigurierbare Logikgatteranordnung

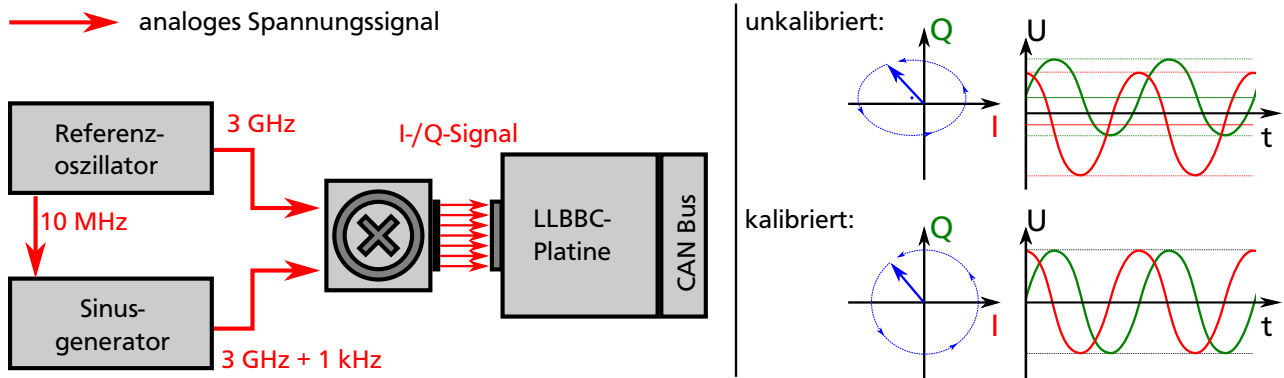


Abbildung 10.4.: Auf der linken Seite ist eine schematische Skizze des Kalibrationsaufbaus für die Hochfrequenzplatinen dargestellt. Zwei synchronisierte Signalerzeuger liefern ein um 1 kHz gegeneinander verstimmtes Signal, welches auf den Referenz- und Signaleingang der Hochfrequenzplatine geführt wird. Die Amplituden und Versätze der von der Platine gelieferten, digitalen Signale werden durch die LLBCC-Platine korrigiert. Auf der rechten Seite ist jeweils ein I-Q-Diagramm und die zugehörigen Zeitreihen des I- bzw. Q-Signals für eine unkalibrierte, und eine kalibrierte Platine stilisiert dargestellt.

Auf zuvor angesprochenem Computer ist ebenfalls die für dieses Projekt entworfene Phasenregelung implementiert. Sie arbeitet wegen der relativ langsamen Dynamik der zu korrigierenden Phasenabweichungen mit einer vergleichsweise geringen Datenrate von etwa 10 S/s, die auch für die Datenübertragung an das Kontrollsystem benutzt wird.

Zu Beginn dieses Projekts konnte von den vorhandenen Monitoren aufgrund eines Mangels an Ausleseelektronik jeweils nur ein einziges Exemplar ausgelesen werden, wodurch eine durchgängige Überwachung der Strahlphase an kritischen Positionen in der Strahlführung nicht möglich war. Im Rahmen von [8] wurden zusätzliche Elektronikkomponenten angeschafft und installiert, sodass eine parallele Auslese aller Monitore möglich wurde. Im Rahmen der hier präsentierten Arbeit wurden alle HF-Monitore mit der Ausleseelektronik verbunden und kalibriert. Auf die Kalibration und die zu erwartende Messgenauigkeit des Phasenmesssignals wird in Kap. 10.2 eingegangen.

10.2 Kalibration und Genauigkeit

Die Hochfrequenzkomponenten des HF-Moduls unterliegen fertigungsbedingt gewissen Toleranzen, sodass sich baugleiche Komponenten im geringen Maße in ihrer Leistung unterscheiden. Um ein verlässliches Messsignal von diesen Platinen zu erhalten ist es notwendig, die installierte Hardware vor dem Einsatz zu kalibrieren. Zur Kalibration dieser Hochfrequenzplatinen, werden sie mit dem Referenzoszillator und einem weiteren Sinusgenerator verbunden, wie es in Abb. 10.4 dargestellt wird. Die beiden Signalerzeuger werden über ein 10-MHz-Referenzsignal miteinander synchronisiert, um relative Drifts der Quellen zueinander auszuschließen. Würden nun beide Generatoren ein Signal gleicher Frequenz erzeugen, ergäbe sich im I-Q-Diagramm nach dem Demodulator ein stationärer Punkt. Wird allerdings einer der beiden Sinusgeneratoren um eine definierte Frequenz Δf verstimmte, so rotiert der demodulierte Signalvektor im I-Q-Diagramm mit gerade dieser Frequenz. Im Idealfall sollte hierbei im I-Q-Diagramm ein perfekter Kreis um den Ursprung entstehen. Das I-, bzw. Q-Signal stellt die Projektionen des Signals auf die horizontale, bzw. vertikale Achse im I-Q-Diagramm dar. Dementsprechend wird bei einer Messung des I-, bzw. Q-Signals im Idealfall zwei perfekte Sinusschwingungen mit der gleichen Amplitude und einer Phasenverschiebung von 90° erwartet, die beide symmetrisch um einen Wert von Null oszillieren. Bei einer solchen Kalibrationsmessung wird jedoch sowohl das I-, als auch das Q-Signal wegen oben erwähnten Toleranzen leicht unterschiedliche Amplituden und potentiell einen Versatz zur Null aufweisen. Diese Verstimmungen können durch diese Messung identifiziert und digital herausgerechnet

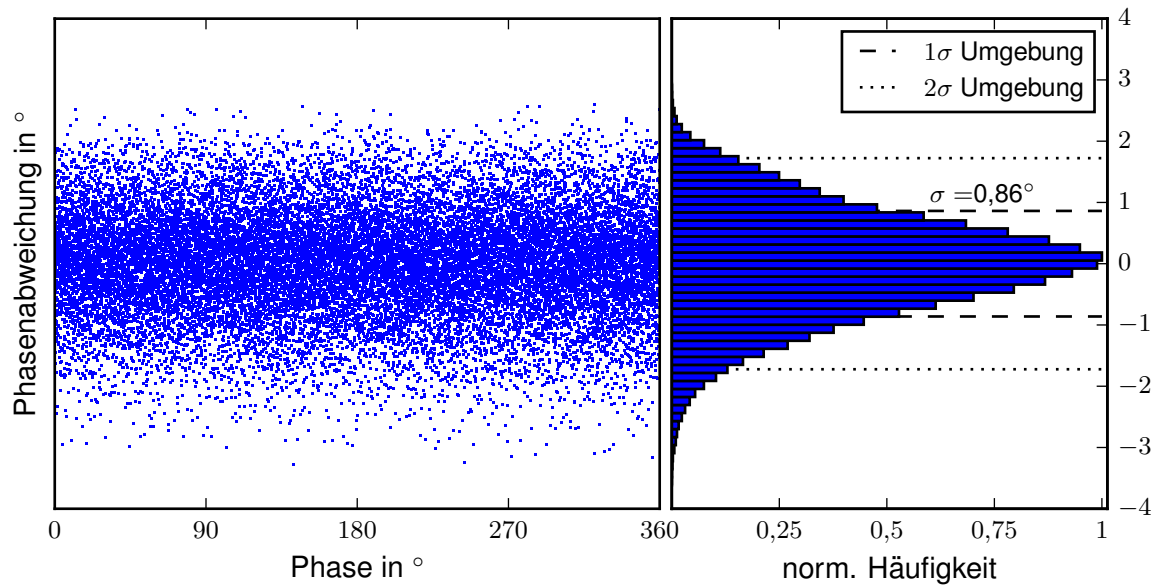


Abbildung 10.5.: Darstellung des Phasenrauschens von I1HF01. Der zugrundeliegende Datensatz wurde mit dem in Abb. 10.4 dargestellten Aufbau aufgenommen. Auf der linken Seite wurde die Phasenabweichung der gemessenen Werte gegen die Referenzphase aufgetragen. Die Referenzphase wurde durch eine an den Datensatz angepasste Sinuskurve definiert. Zur besseren Darstellung werden nur 1 % der aufgenommenen Messwerte abgebildet. Auf der rechten Seite wurden durch eine Projektion auf die Phasenabweichungsachse die Verteilung der Phasenabweichungen dargestellt. Die Standardabweichung beträgt $0,86^\circ$.

werden. Diese Kalibrationsmessungen wurden im Rahmen dieses Projekts für sämtliche Hochfrequenzplatten der HF-Monitore durchgeführt. Die resultierenden Kalibrationswerte wurden in das Kontrollsystem des S-DALINAC eingepflegt.

Zusätzlich können aus den aufgenommenen Kalibrationsdaten noch Informationen zum Phasenrauschen der verwendeten Hardware extrahiert werden. In Abb. 10.5 ist beispielhaft das Phasenrauschen der Ausleseplatte für den Monitor I1HF01 dargestellt. Es werden die Messdaten einer fünfsekündigen Messung mit einer Abtastrate von 1 MS/s gezeigt. An das gemessene I-, bzw. Q-Signal wurde eine Sinuskurve angepasst. Die Grafik in Abb. 10.5 zeigt die Phasendifferenzen des Messsignals zu der Phase der Anpassungsfunktion. Hierbei wurden die Phasendifferenzen gegen die Phase der Anpassungsfunktion aufgetragen. Die Standardabweichung des Phasenrauschens beträgt $0,86^\circ$. Dieses Phasenrauschen resultiert aus einer vollständig unkorrelierten Überlagerung zweier unabhängiger Generatoren und der Messelectronik. Wenn das Phasenrauschen der Signalquellen wie in diesem Fall unbekannt ist, kann nicht ohne weiteres identifiziert werden, ob dieses Rauschen dominant von den Generatoren oder der Auswerteelektronik verursacht wird, sodass diese Messung lediglich zur Bestimmung einer oberen Schranke für die Phasenmessung verwendet werden kann. Während des Strahlbetriebs wird jedoch sowohl die Strahlphase, als auch die Referenzphase für die HF-Monitore von einem einzigen Referenzoszillator bereitgestellt. Das Phasenrauschen ist hierdurch perfekt korreliert, wodurch die Messsignale der Monitore deutlich präziser bestimmt werden können, als in dieser Kalibrationsmessung.



11 Phasenstabilisierung der Injektorphase

Wie im Kap. 10 bereits erklärt wurde, dient die am HF-Monitor I1HF01 hinter dem supraleitenden Injektorbeschleuniger gemessene Strahlphase als Eingangssignal für die aktive Phasenregelung. Um die Strahlphase an dieser Stelle zeitlich konstant zu halten, müssen auftretende Phasendrifts bereits vor dem Eintritt in den Injektorbeschleuniger kompensiert werden, da die Elektronen beim Durchqueren dieses Abschnitts bereits bis auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden und im Anschluss ihre Geschwindigkeit nur noch unwesentlich ändern. Hierdurch ist es nicht ohne größeren technischen Aufwand möglich die Flugzeit der Elektronen und damit die Strahlphase zu verändern. In der IO-Sektion weisen die Elektronen allerdings noch eine Geschwindigkeit von lediglich 74% der Lichtgeschwindigkeit auf, wodurch sich die Flugzeit der Elektronen durch relativ kleine Änderungen der kinetischen Energie noch relevant beeinflussen lässt. In den folgenden Abschnitten werden einige Komponenten vorgestellt, die einen aktiven Einfluss auf die Phase nehmen können und dadurch als Phasenstellglied für die Regelung in Frage kommen.

11.1 Phasenstellglieder

Um einen Überblick über alle Komponenten zu geben, die einen aktiven Einfluss auf die Strahlphase nehmen, ist in Abb. 11.1 der komplette Injektorbereich des S-DALINAC abgebildet, wobei die entsprechenden Komponenten explizit benannt werden. Die im Bezug auf die Manipulation der Strahlphase wichtigsten Geräte sind hierbei der sogenannte Chopper mit der zugehörigen Chopperblende, der Buncher, sowie der supraleitende, zweizellige Beschleunigungsresonator. Um den Einfluss dieser Komponenten auf die Strahlphase verstehen zu können, wird in den nun folgenden Abschnitten die Funktionsweise jeder dieser Komponenten kurz erläutert.

11.1.1 Chopper

Der sogenannte Chopper ist ein aus Kupfer gefertigter zylindrischer Hohlraumresonator, der direkt hinter den Elektronenquellen des S-DALINAC eingebaut wurde und in Abb. 11.2 rechts abgebildet wird [13]. Bei der Durchquerung des Choppers wird der kontinuierliche Elektronenstrahl abhängig von seinem Eintrittszeitpunkt durch das elektromagnetische Wechselfeld im Inneren des Hohlraumresonators transversal zu seiner Ausbreitungsrichtung abgelenkt. Wie es in Abb. 11.2 veranschaulicht wird, bewegen sich die Elektronen nach der Durchquerung des Choppers auf einem Kegelmantel. Die hinter dem Chopper befindliche Blende schneidet aus dem auf sie projizierten Kreis von Elektronen einzelne Elektronenpakete aus dem kontinuierlichen Strahl und erzeugt so einen mit einer Frequenz von 3 GHz gepulsten Elektronenstrahl geringerer Intensität. Da der Chopper aus dem ursprünglich kontinuierlichen Strahl einen gepulsten Strahl mit einer Frequenz von 3 GHz erzeugt, definiert er die Strahlphase. Bei einer aktiven

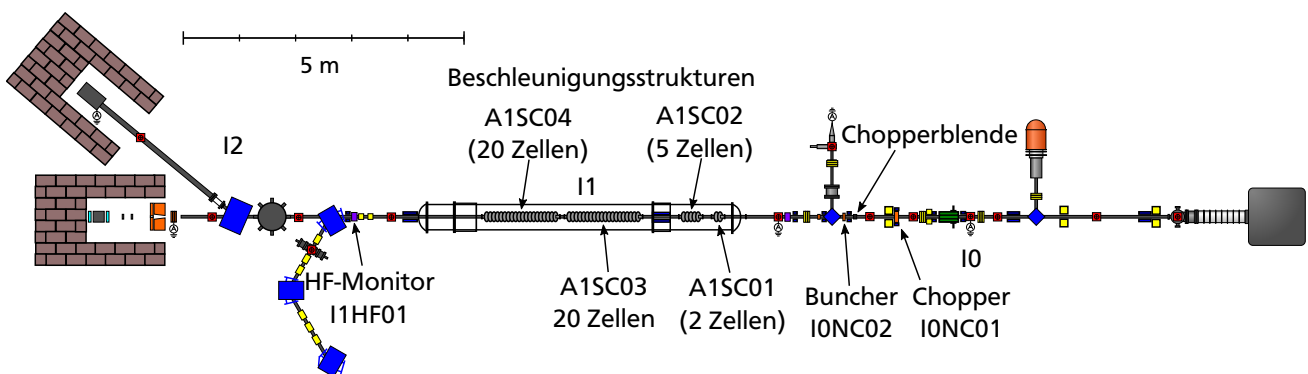


Abbildung 11.1.: Der Injektor des S-DALINAC mit benannten Phasenstellgliedern.

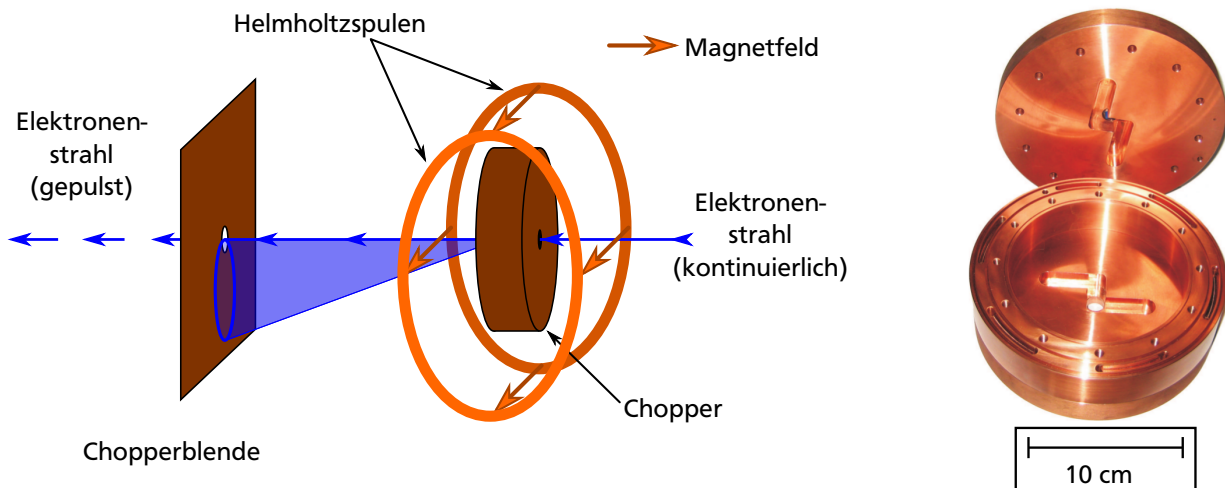


Abbildung 11.2.: Auf der linken Seite wird die Funktionsweise des Choppers schematisch dargestellt. Der kontinuierliche Elektronenstrahl wird durch das elektrische Feld im Inneren des Chopperresonators abhängig von seinem Eintrittszeitpunkt auf einen Kegelmantel abgelenkt. Um bei der Benutzung des Choppers keinen vertikalen Strahlversatz zu generieren wird der Kegelmantel am Chopperaustritt durch ein Paar Luftspulen vertikal gekippt, sodass die Chopperblende auf der ursprünglichen Strahlachse liegt. Durch eine Blende werden einzelne Pakete aus dem Elektronenstrahl separiert. Auf der rechten Seite ist eine Fotografie des Chopperresonators abgebildet. Diese Fotografie wurde aus [3] entnommen.

Verstimmung des Choppers müssten jedoch die Stellphasen jeder darauffolgenden Hochfrequenzkomponente synchron nachgestellt werden, was speziell bei den aktiv geregelten Beschleunigungsstrukturen zu einer reduzierten Stabilität führt und ein echtzeitfähiges Kontrollsystem erfordert.

11.1.2 Buncher

Die durch den Chopper generierten Elektronenpakete weisen je nach Größe der Blendenöffnung eine zeitliche Länge von etwa (30–50) ps auf, welche im Vergleich zur Akzeptanz der Beschleunigungsstrukturen von etwa 5 ps noch deutlich zu groß ist [42]. Die notwendige longitudinale Fokussierung wird durch sogenannte Buncher erreicht [13]. Ihre prinzipielle Wirkungsweise ist in Abb. 11.3 dargestellt. Die zu langen Elektronenpakete werden in den Buncher injiziert, in dem wie in einem Beschleunigungsresonator ein longitudinal ausgerichtetes elektrisches Feld mit 3 GHz schwingt. Hierbei wird die Phase des Wechselfeldes so angepasst, dass der longitudinale Schwerpunkt des Bunches gerade zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs den Resonator durchquert, sodass diese nicht durch das Feld beeinflusst wird. Elektronen die *früher* den Resonator durchqueren, werden durch das noch nicht abgeklungene Wechselfeld *abgebremst*, während Elektronen die *später* ankommen von dem bereits ansteigenden Feld *beschleunigt* werden, wie es in Abb. 11.3 oben dargestellt wird. Hierdurch wird innerhalb eines Elektronenpakets ein Geschwindigkeitsgradient erzeugt, der nach einer durch die Amplitude des elektrischen Feldes definierten Driftstrecke zu einer longitudinalen Fokussierung und damit zu einer zeitlichen Verkürzung des Elektronenpakets von 50 ps auf 5 ps führt [42]. Die Fokallänge wird so gewählt, dass der Bunch innerhalb des ersten Beschleunigungsresonators seine longitudinale geringste Ausdehnung aufweist, um die Beschleunigungseffizienz zu maximieren.

In diesem Modus hat der Buncher keinerlei Einfluss auf die Strahlphase. Wird der Buncher jedoch mit einem bewusst eingeführten Phasenversatz $\Delta\varphi$ zum Nulldurchgang des elektrischen Feldes betrieben, kann er zusätzlich zu seiner longitudinalen Fokussierung noch als be- oder entschleunigendes Element

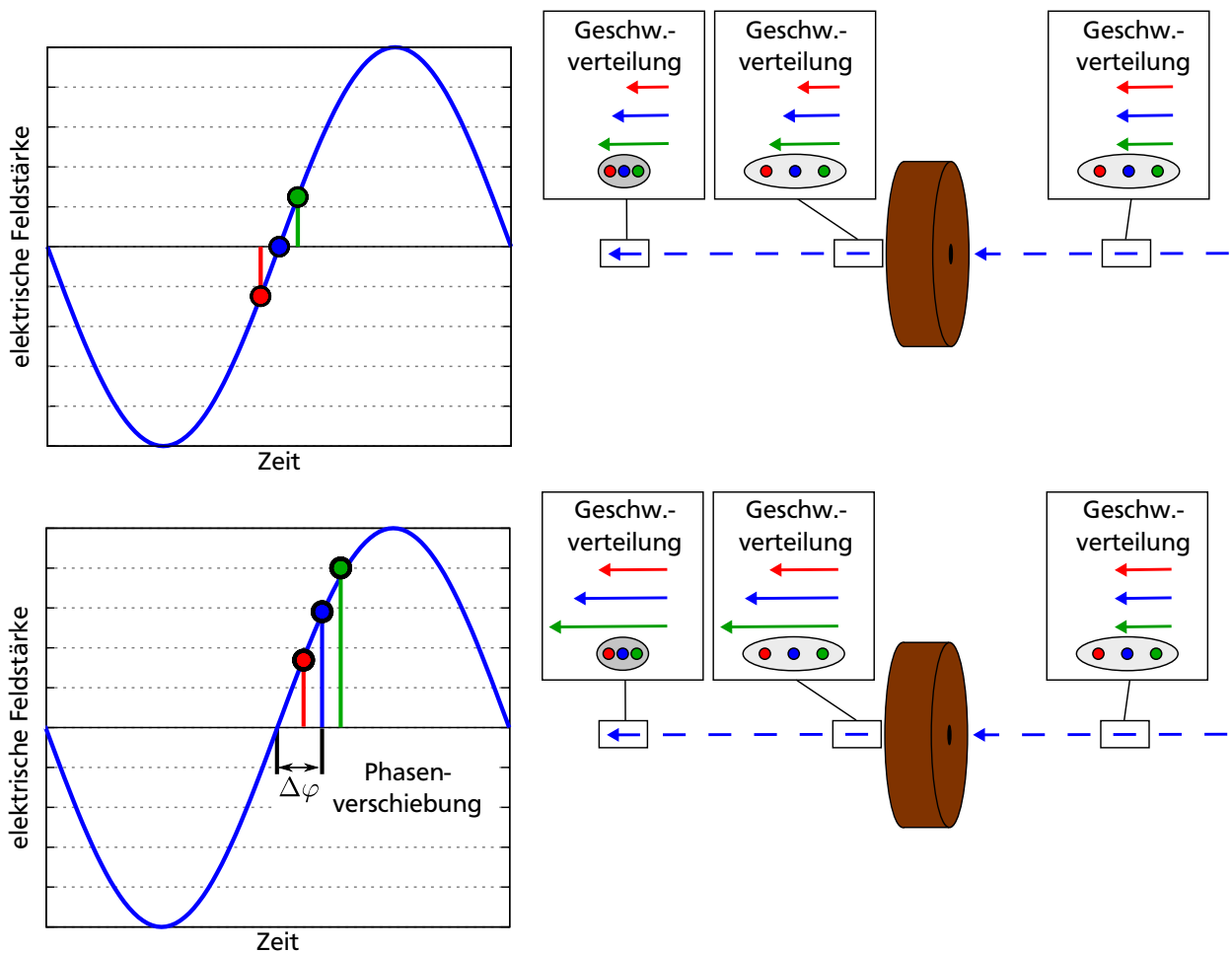


Abbildung 11.3.: Auf der oberen Abbildung ist die normale Funktionsweise des Bunchers schematisch dargestellt. Die Mitte eines Elektronenpakets erreicht die Mitte des Bunchers genau dann, wenn die elektrische Feldstärke im Inneren gerade verschwindet. Elektronen die früher in den Buncher eintreten, werden leicht abgebremst, während spätere Elektronen leicht beschleunigt werden. Nach einer definierten Driftstrecke reduziert sich die longitudinale Ausdehnung des Elektronenpakets. In der unteren Abbildung wird die Nutzung des Bunchers zur Phasenmanipulation veranschaulicht. Der Elektronenstrahl wird nicht zum Nulldurchgang, sondern etwas früher/später in den Buncher eingebracht. Hierdurch erfährt der Schwerpunkt des Elektronenpakets neben einer longitudinalen Fokussierung zusätzlich eine Beschleunigung.

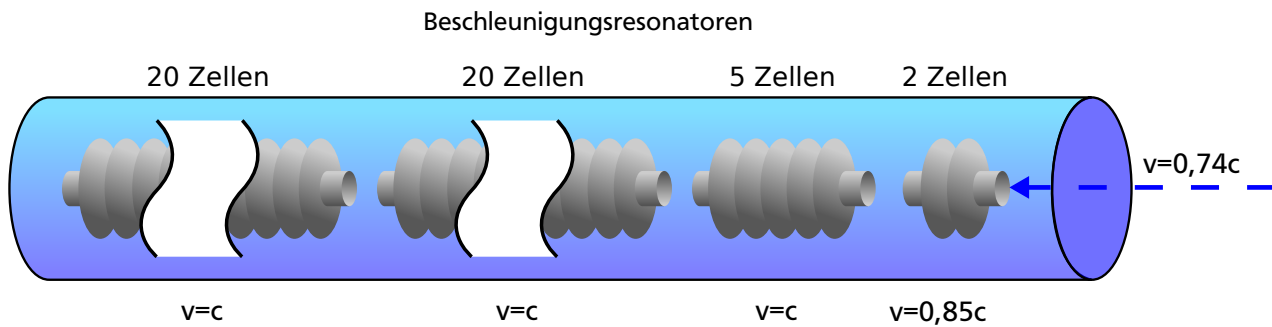


Abbildung 11.4.: Schematische Darstellung der supraleitenden Resonatoren im Injektorkryostat. Die zweizellige Struktur ist auf eine Teilchengeschwindigkeit von 85 % der Lichtgeschwindigkeit optimiert. Alle anderen Resonatoren sind auf eine Teilchengeschwindigkeit von der Lichtgeschwindigkeit ausgelegt. Der Elektronenstrahl tritt mit einer kinetischen Energie von 250 keV und damit einer Geschwindigkeit von 74 % der Lichtgeschwindigkeit in den Kryostaten ein.

genutzt werden, wie es in Abb. 11.3 unten dargestellt ist. Durch die Änderung der kinetischen Energie ändert sich ebenfalls die Geschwindigkeit des Bunches und nach der zuvor schon angesprochenen Driftstrecke ebenfalls der Ankunftszeitpunkt und damit auch die Strahlphase.

11.1.3 Zweizellige Beschleunigungsstruktur

Der zweizellige Beschleunigungsresonator ist der erste der supraleitenden Resonatoren innerhalb des Injektorkryostats, der in Abb. 11.4 schematisch dargestellt wird. Der Zellenabstand des zweizelligen Resonators ist auf eine Teilchengeschwindigkeit von 85 % der Lichtgeschwindigkeit optimiert, während alle anderen Resonatoren auf Lichtgeschwindigkeit optimiert sind. Der Elektronenstrahl weist beim Eintritt in den zweizelligen Resonator eine Geschwindigkeit von 74 % der Lichtgeschwindigkeit auf wodurch er seine Geschwindigkeit im Resonator tatsächlich noch signifikant erhöht. Durch eine Variation der Beschleunigungsphase dieses Resonators und damit der Änderung des Energiegewinns beim Durchqueren dieser Struktur, kann wiederum Einfluss auf die Flugzeit der Elektronen und damit auf die Strahlphase genommen werden.

11.1.4 Effektivität der Stellglieder

Um herauszufinden welche der in den vorigen Abschnitten genannten Komponenten am besten geeignet ist, um als Stellglied einer aktiven Regelung genutzt zu werden, wurde der Einfluss der Komponenten auf die Strahlphase messtechnisch untersucht. Hierzu wurde der Elektronenstrahl lediglich durch die Injektorstrahlführung geführt und anschließend im Strahlfänger des DHIPS-Messplatzes gestoppt. Die Stellphasen der potentiellen Stellglieder wurden nacheinander im Rahmen der Injektorakzeptanz variiert und gleichzeitig die Strahlphase am HF-Monitor I1HF01 gemessen. Hierbei wurden zwei Kriterien betrachtet. Zum einen muss geprüft werden, ob der Stellbereich der Phase zur Kompensation der Phasendrifts von etwa 5° (vgl. Abb. 9.2) ausreicht. Zum anderen sollte sich die Strahlphase beim Ändern der Stellphase möglichst linear ändern, um den Regelalgorithmus möglichst einfach implementieren zu können. In Abb. 11.5 sind die Ergebnisse dieser Effektivitätsmessung dargestellt. Bei der Durchführung der dort dargestellten Messungen wurde für jedes Stellglied der komplette Phasenakzeptanzbereich des supraleitenden Injektors ausgeschöpft. Eine größere Verschiebung der Stellphasen resultiert in einem teilweisen oder vollständigen Strahlverlust im Injektorkryostaten. Es ist erkennbar, dass der Chopper die Strahlphase zwar in guter Näherung linear, jedoch mit einer maximalen Strahlphasenänderung von 2° in viel zu geringem Maße beeinflusst. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Strahlphasenänderung des Choppers auch gleichzeitig die Relativphase sämtlicher folgender HF-Komponenten beeinflusst. Eine

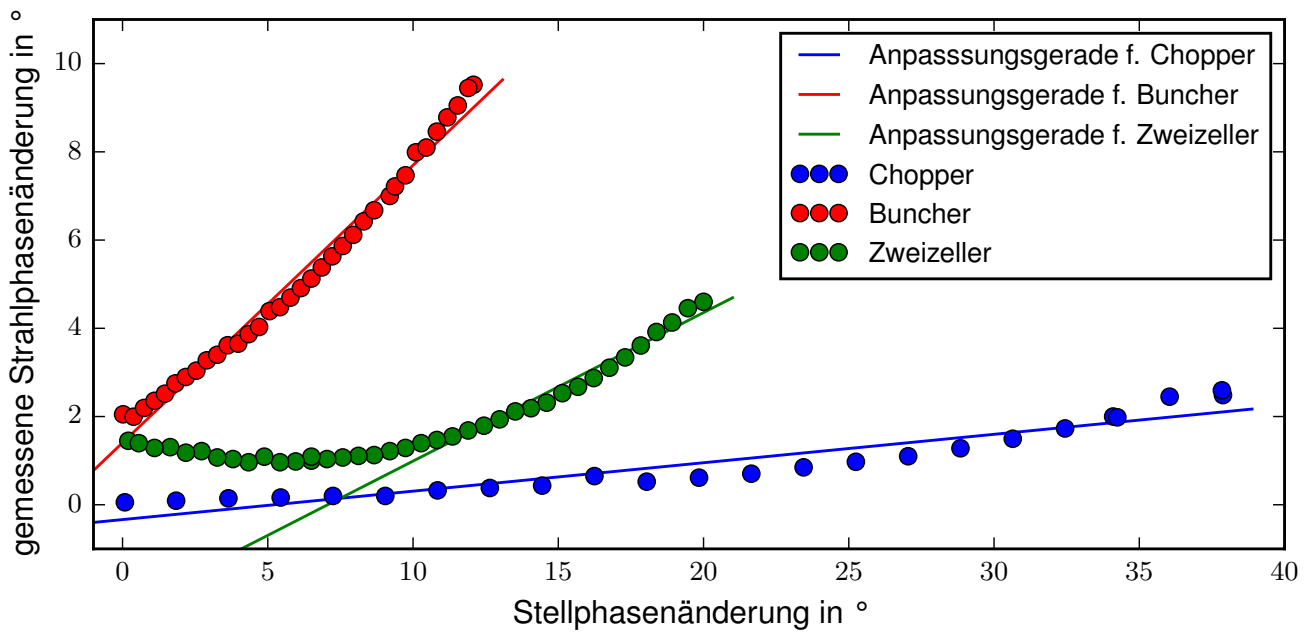


Abbildung 11.5.: Einfluss der Phasenstellglieder. Die Änderung der gemessenen Strahlphase im HF-Monitor I1HF01 ist gegen die Stellphasenänderung verschiedener Phasenstellglieder vor dem supraleitenden Injektorkryostaten aufgetragen. Zur besseren Unterscheidung der einzelnen Kurven wurden die Messwerte der einzelnen Komponenten leicht vertikal gegeneinander versetzt. Die Messunsicherheiten entsprechen der Markierungsgröße. Es ist erkennbar, dass der Buncher den stärksten Einfluss auf die Strahlphase nimmt und dabei in guter Näherung linear agiert.

Änderung der Chopperphase sorgt dabei speziell zu einer Änderung der Strahlphase im Buncher, wodurch dieser wiederum einen beschleunigenden Effekt auf den Strahl ausübt und der Phasenänderung des Choppers entgegenwirkt. Der zweizellige Beschleunigungsresonator hat durch eine maximale Strahlphasenänderung von etwa 4° ebenfalls einen zu geringen Einfluss und weist eine nichtlineare Kennlinie auf. Der Buncher erweist sich mit einer maximalen Strahlphasenänderung von 8° als die Komponente mit dem stärksten Einfluss auf die Strahlphase, wobei seine Phasen Kennlinie auch in sehr guter Näherung linear verläuft. Die Option, Stellphasen aller HF-Komponenten synchron zu ändern, wurde aufgrund der dadurch verursachten Verringerung der Stabilität der Hochfrequenzregelung der supraleitenden Komponenten verworfen. Die alleinige Regelung der Buncherphase weist bei gleichem Effekt nicht diesen Nachteil auf, weshalb diese Methode für eine aktive Regelung der Buncherphase verwendet wird.

11.2 Regelschleife

Eine schematische Darstellung der gesamten Regelschleife ist in Abb. 11.6 dargestellt. Die Strahlphase φ_{mess} wird am HF-Monitor I1HF01 gemessen und durch eine Differenzbildung mit einer vom Operateur eingestellten Sollphase φ_{soll} verglichen. Die so erhaltene Regelabweichung $\Delta\varphi$ wird an den eigentlichen Regelalgorithmus weitergeleitet. Der Regelalgorithmus ist ein klassischer PI-Regler, also ein parallel arbeitender Proportional- und Integralregler. Der Proportionalregler multipliziert die Regelabweichung mit einem konstanten Wert und ändert die Setzphase des Bunchers direkt mit diesem Wert. Die Dynamik dieses Reglers ist sehr hoch, jedoch bleibt stets ein kleiner Restfehler zum Sollwert bestehen. Um diesen Restfehler zu kompensieren wird der deutlich langsamere Integralregler zusätzlich verwendet. Dieser summiert über eine einstellbare Zeitspanne die Regelabweichungen auf und verändert die Setzphase des Bunchers proportional zu diesem aufsummierten Wert. Beim Einsatz dieses Phasenreglers zeigte sich je-

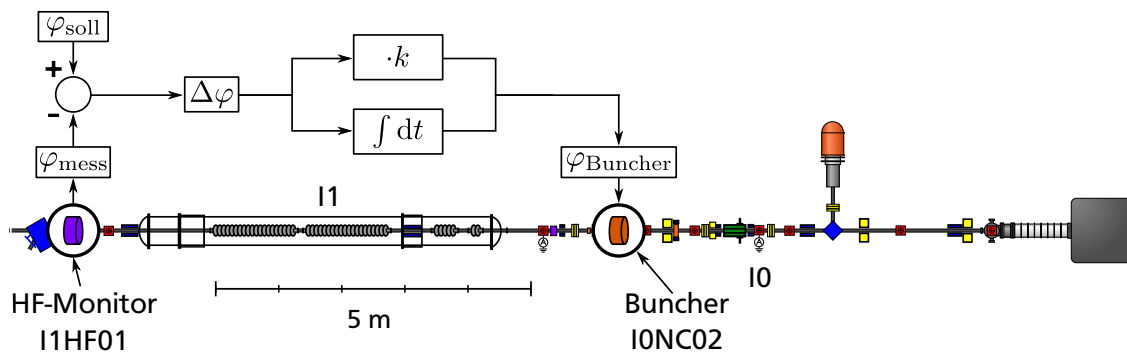


Abbildung 11.6.: Darstellung der Regelschleife der aktiven Phasenregelung. Die gemessene Phase φ_{mess} wird durch Differenzbildung mit der vom Operateur eingestellten Sollphase φ_{soll} verglichen. Die entstehende Regelabweichung $\Delta\varphi$ wird an den eigentlichen Regelalgorithmus weitergeleitet. Dieser besteht aus einem Proportionalregler und einem Integralregler, die parallel arbeiten. Der Buncher wird auf die errechnete Stellphase φ_{Buncher} eingestellt.

doch, dass die durch den Proportionalregler erreichte Regelgenauigkeit bereits ausreichend gut ist (vgl. Kap. 11.3), sodass der Regler auch ohne Integralregler verwendet werden kann.

11.3 Geregelte Phasendynamik

Die im Rahmen dieser Arbeit implementierte Strahlphasenregelung ist seit Januar 2015 am S-DALINAC in Betrieb und wird seitdem zur Phasenstabilisierung eingesetzt. In Abb. 11.7 ist beispielhaft ein Vergleich der Phasendynamik mit und ohne aktiver Regelung dargestellt. Die gemessene Strahlphase im HF-Monitor I1HF01 zeigt bei deaktivierter Regelung die bereits in Kap. 9 beschriebenen Oszillationen und Drifts. Es ist deutlich erkennbar, dass sich bei der Aktivierung der Regelung die gesamte Phasendynamik vom Messsignal auf die Stellphase des Bunchers verschiebt und damit die gemessene Strahlphase über mehrere Stunden hinweg konstant auf dem Sollwert gehalten wird. Die Stellphase des Bunchers wird dabei um bis zu 8° verstimmt und weist dabei eine Phasenstellgeschwindigkeit von durchschnittlich $\Delta\varphi_{\text{Buncher}}/\Delta t = 1^\circ/\text{s}$ auf.

Zur Quantifizierung der Verbesserung der Phasenstabilität wurde eine weitere Messung durchgeführt, die die Strahlphase über einen Zeitraum von 2,5 Stunden mit und ohne Phasenregelung vergleicht. Die Messergebnisse sind in Abb. 11.8 dargestellt. Aus den gezeigten Projektionen ist ersichtlich, dass die Standardabweichung der aktiv geregelten Signals $0,022^\circ$ beträgt, während sie im ungeregelten Fall bei $0,15^\circ$ liegt. Anhand dieser Messung konnte also gezeigt werden, dass sich die Phasenabweichung zur Sollphase hinter dem Injektor durch die Nutzung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten aktiven Phasenregelung im Vergleich zum ungeregelten Fall um 85% reduzieren lässt und sämtliche Drieffekte kompensiert werden.

Das in den hier präsentierten Messungen bestimmte Phasenrauschen ist deutlich geringer als das in Kap. 10.2 mit zwei unabhängigen Generatoren gemessene Phasenrauschen. Wie auch schon dort beschrieben wurde, ist dies darauf zurückzuführen, dass bei den hier präsentierten Messungen sowohl Buncher als auch der HF-Monitor von dem *selben* Referenzoszillator versorgt werden und diese Messungen also tatsächlich eine *relative* Phasenänderung darstellen, die tatsächlich deutlich geringer ausfallen kann, als die in Kap. 10.2 angegebenen $0,86^\circ$.

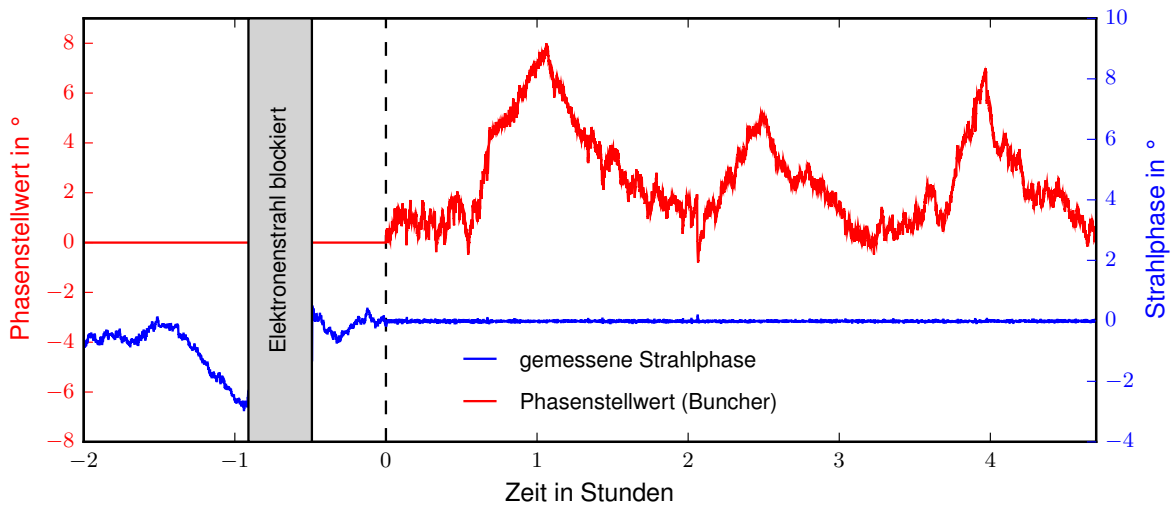


Abbildung 11.7.: Zeitverlauf der gemessenen Phasenabweichung des Elektronenstrahls im HF-Monitor I1HF01 (blau) und der Stellphase des Bunchers. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wurde die Injektorphasenregelung aktiviert. Es ist deutlich erkennbar, dass die zuvor sichtbare Dynamik der Strahlphase vollständig auf das Phasenstellglied übertragen wird, sodass die gemessene Strahlphase nahezu konstant bleibt.

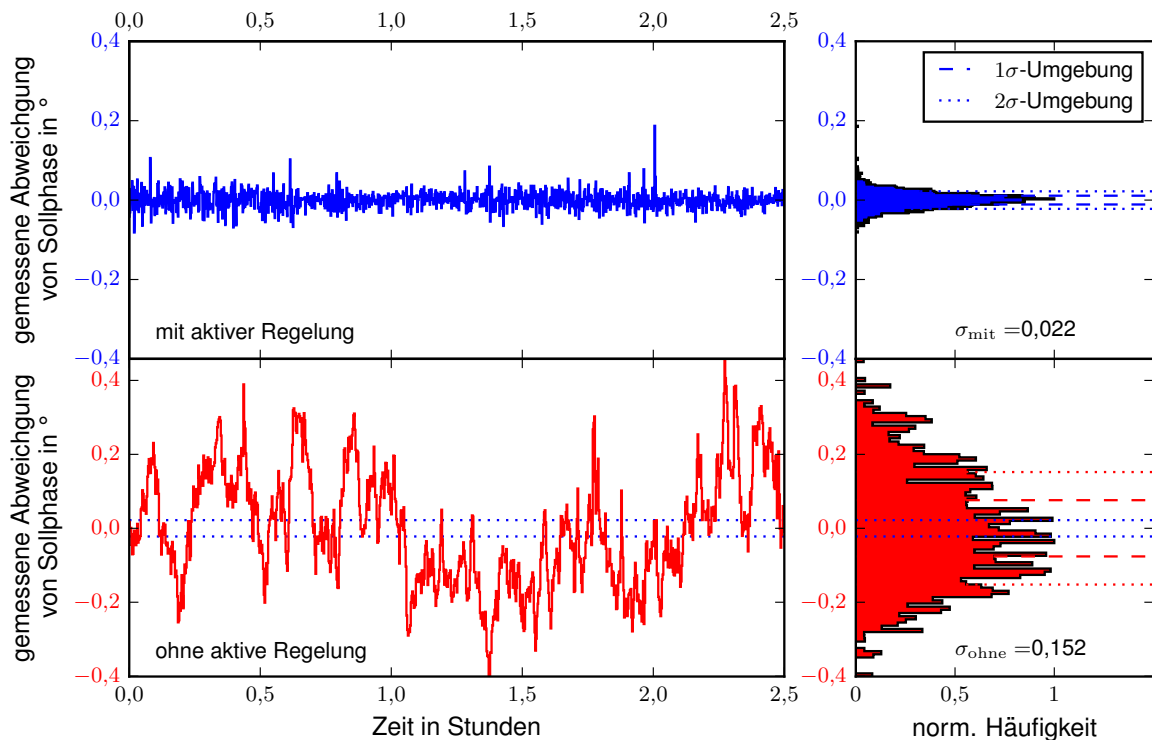


Abbildung 11.8.: Zeitverläufe der im HF-Monitor I1HF01 gemessenen Phasenabweichung mit aktiviertem (oben, blau) und deaktiviertem (unten, rot) Phasenregler. Auf der rechten Seite sind die Projektionen der Phasenabweichungen dargestellt und die jeweiligen Standardabweichungen angedeutet. Zum besseren Vergleich wurde die 2σ -Umgebung für den aktivierten Regler ebenfalls in der Darstellung des deaktivierten Reglers angedeutet.



12 Zusammenfassung des zweiten Teils

In der Vergangenheit wurde beim Betrieb des S-DALINAC festgestellt, dass die Strahlphase im Bereich des Injektorbeschleunigers starken zeitlichen Variationen unterworfen ist. Diese Strahlphasenänderungen sorgen für eine Reduzierung der Beschleunigungseffizienz und damit einer Erhöhung der Energieunschärfe des beschleunigten Elektronenstrahls, weshalb diese Variationen bisher manuell durch den Operateur korrigiert werden mussten. Das Ziel dieser Arbeit war es, diese Korrekturen vollständig zu automatisieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierzu ein zusätzlicher Strahlstrom- und Strahlphasenmonitor hinter dem Injektorbeschleuniger eingebaut und zusätzlich die Möglichkeit geschaffen, die Strahlphase an acht weiteren Positionen in der Strahlführung gleichzeitig zu überwachen. Um die Strahlphase zu stabilisieren wurde eine aktive Phasenregelung entwickelt und in Betrieb genommen. Sie verwendet den Buncher als Phasenstellglied, welcher im Rahmen dieser Arbeit als der effektivste Strahlphasenmanipulator identifiziert wurde.

Die aktive Regelung verwendet die hinter dem supraleitenden Injektorbeschleuniger gemessene Strahlphase und eine durch den Operateur definierte Sollphase, um mithilfe eines parallelgeschalteten Proportional- und Integralreglers eine neue Stellphase für den Buncher festzulegen. In Messungen am Beschleuniger konnte gezeigt werden, dass Drifteffekte durch die Regelung vollständig kompensiert werden. Die Phasenabweichung des Elektronenstrahls von seiner Sollphase reduziert sich hierbei im Vergleich zum unregulierten Fall um 85 %.



Teil III.

Anhang



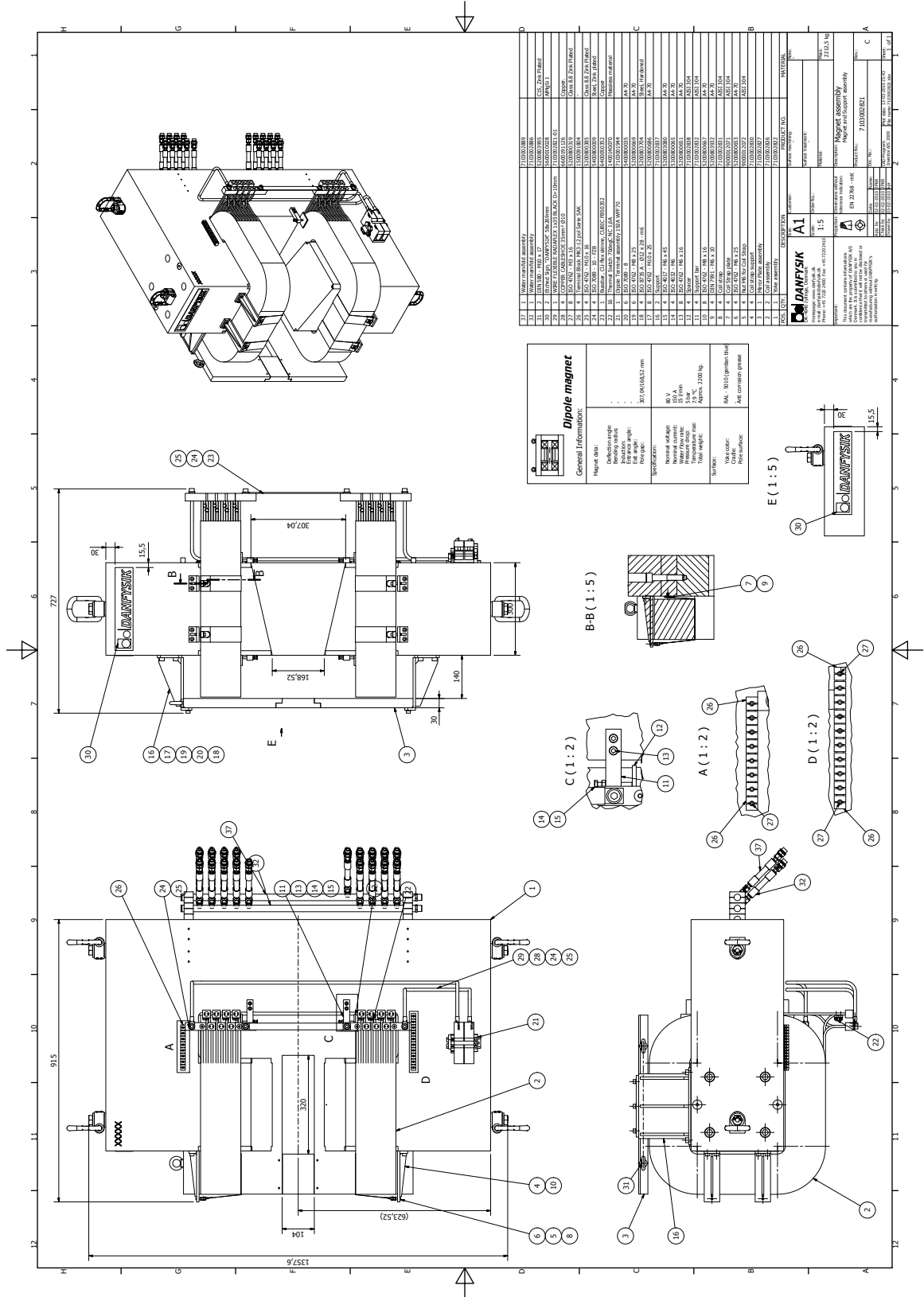


Abbildung 13.1.: Datenblatt zum Separationsdipolmagneten Teil 1/2

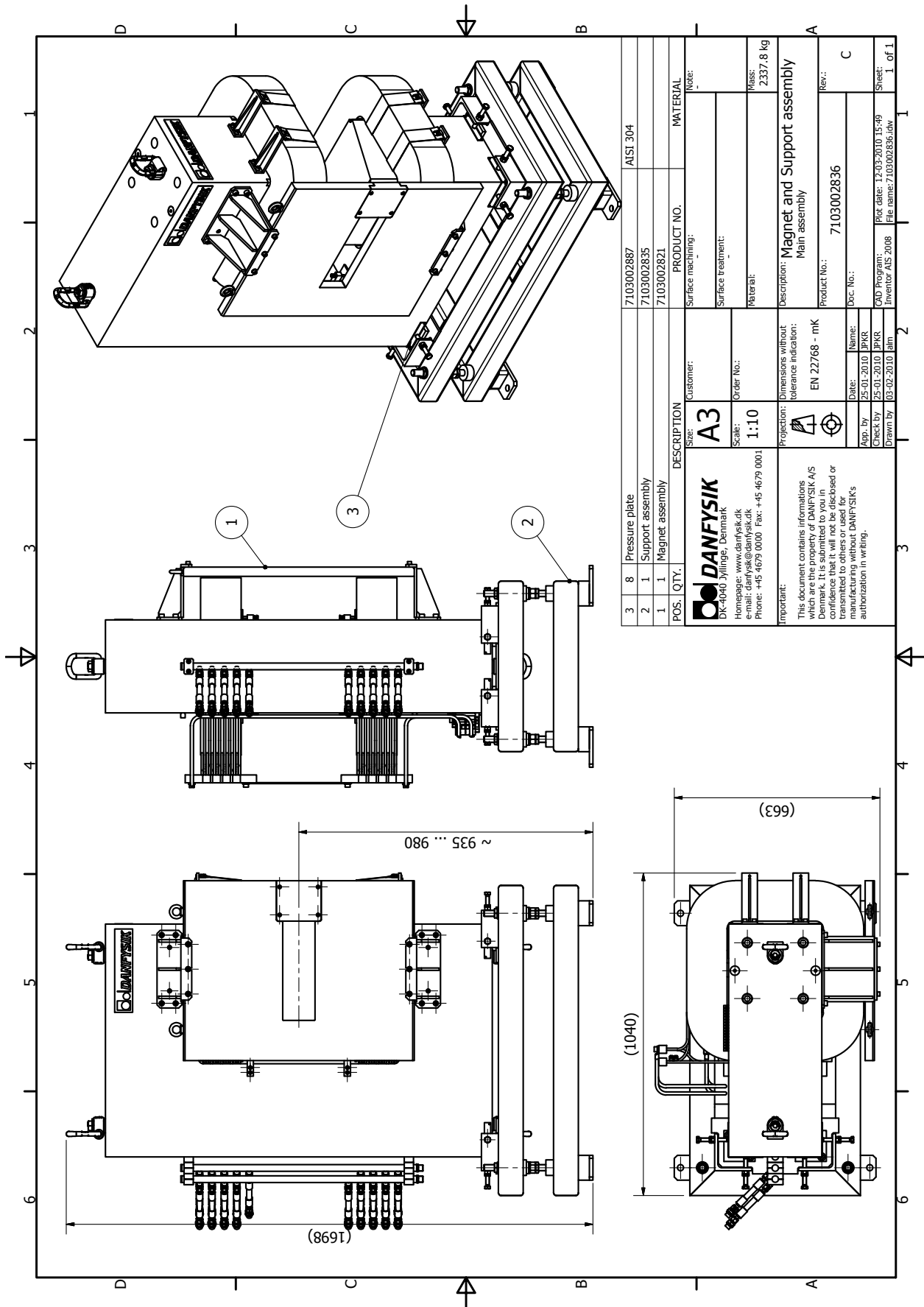


Abbildung 13.2.: Datenblatt zum Separationsdipolmagneten Teil 2/2

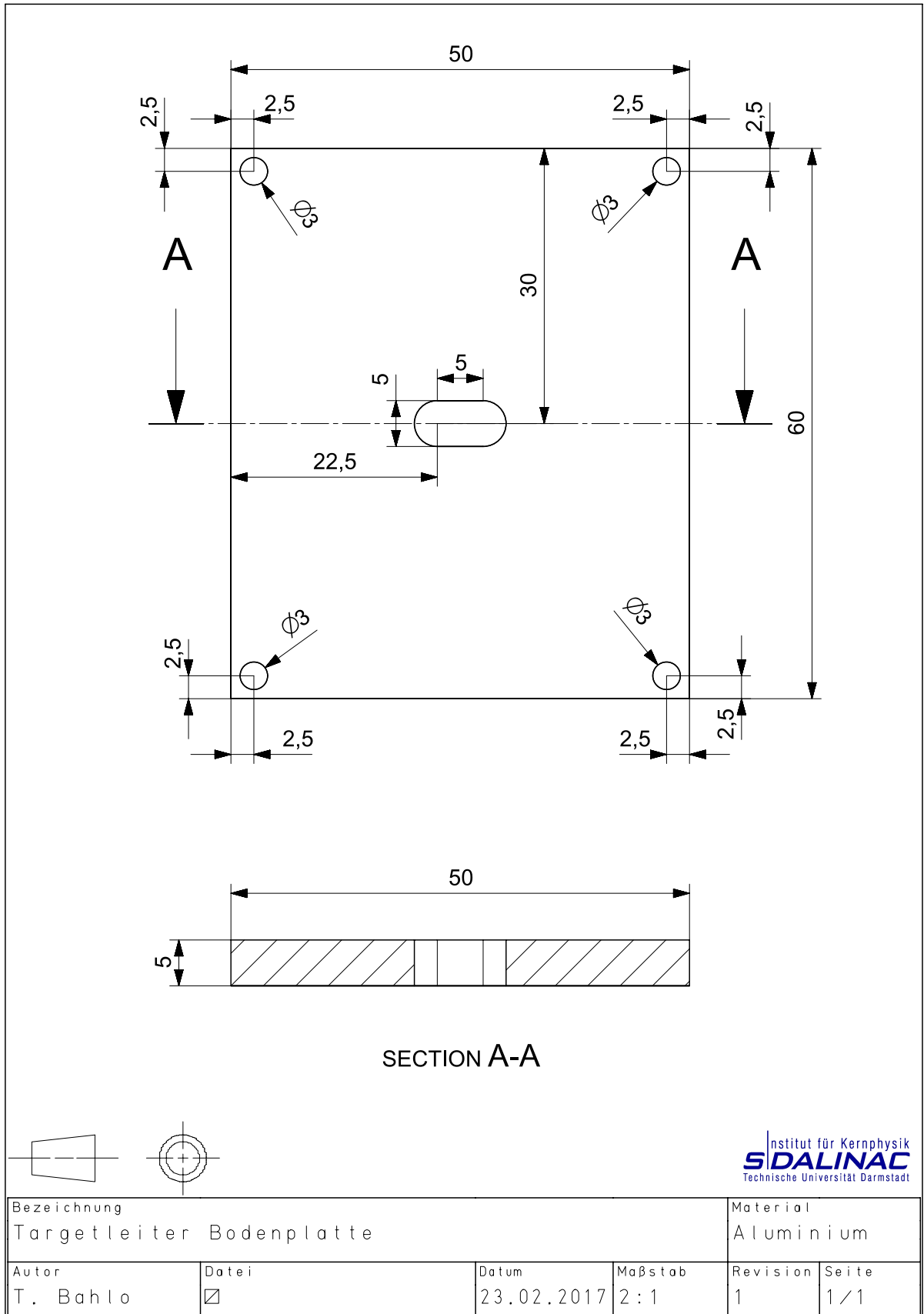


Abbildung 13.3.: Technische Zeichnung der Bodenplatte der Targetleiter

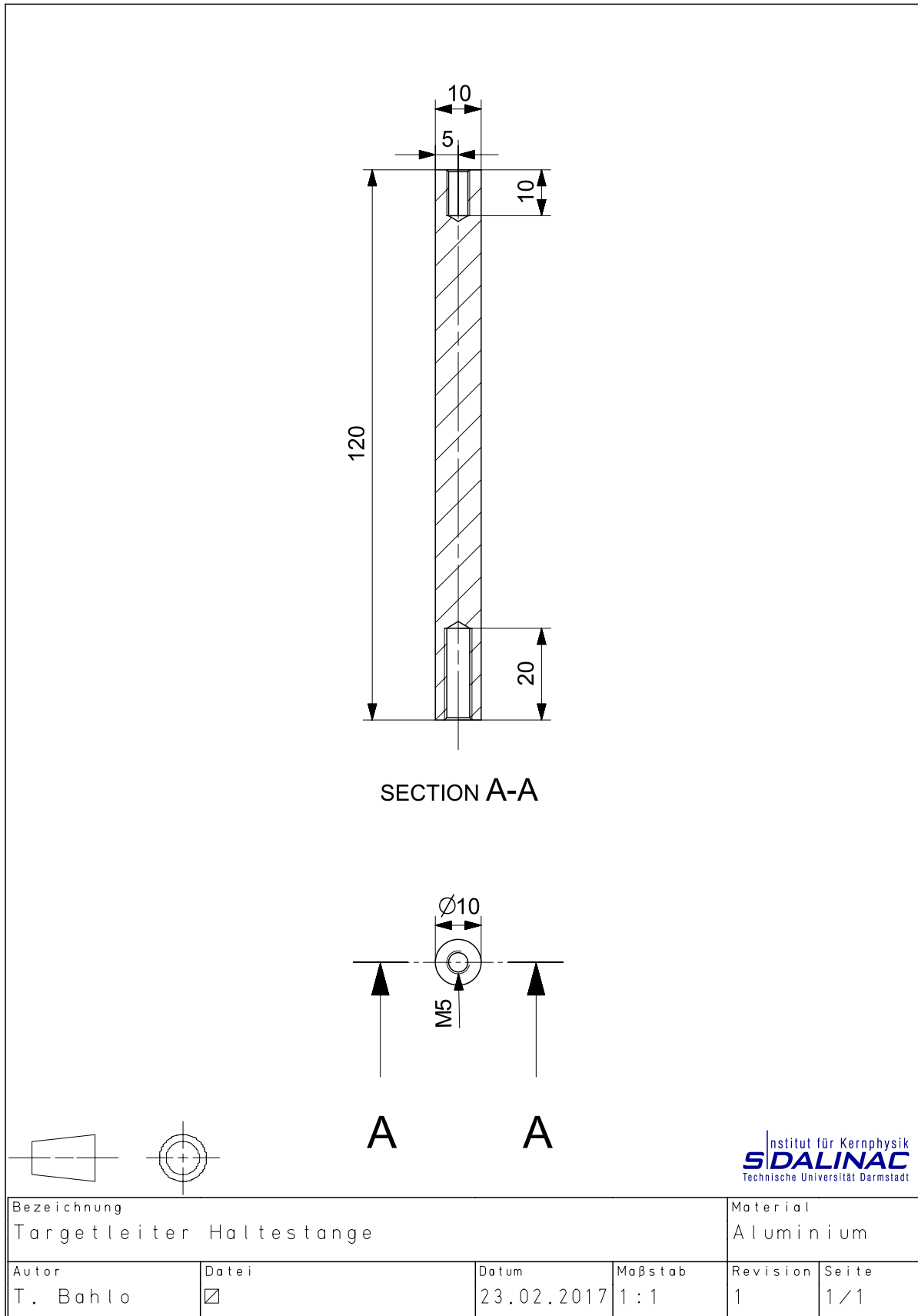


Abbildung 13.4.: Technische Zeichnung der Targetleiterhaltestange

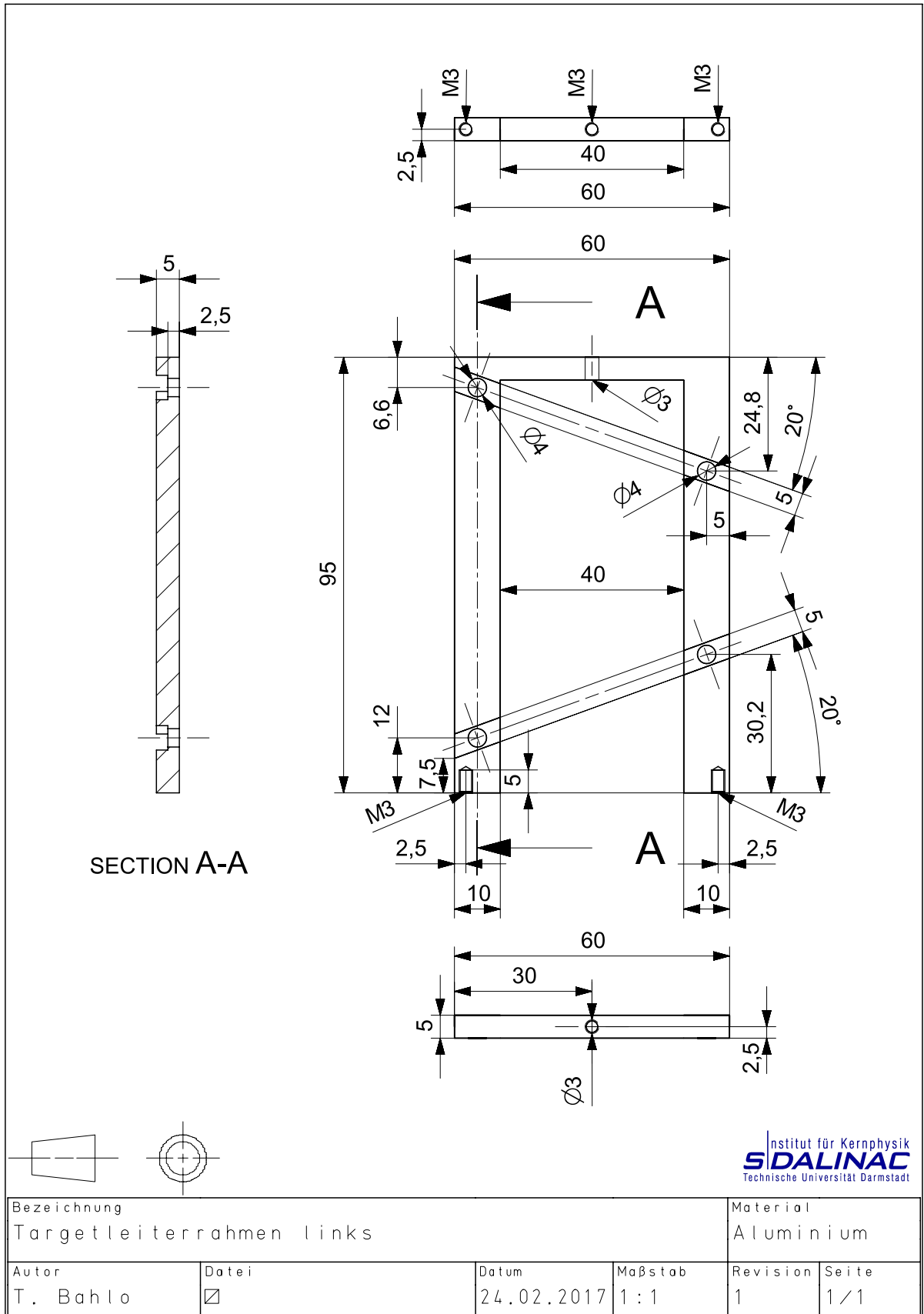


Abbildung 13.5.: Technische Zeichnung des linken Targetleiterraums

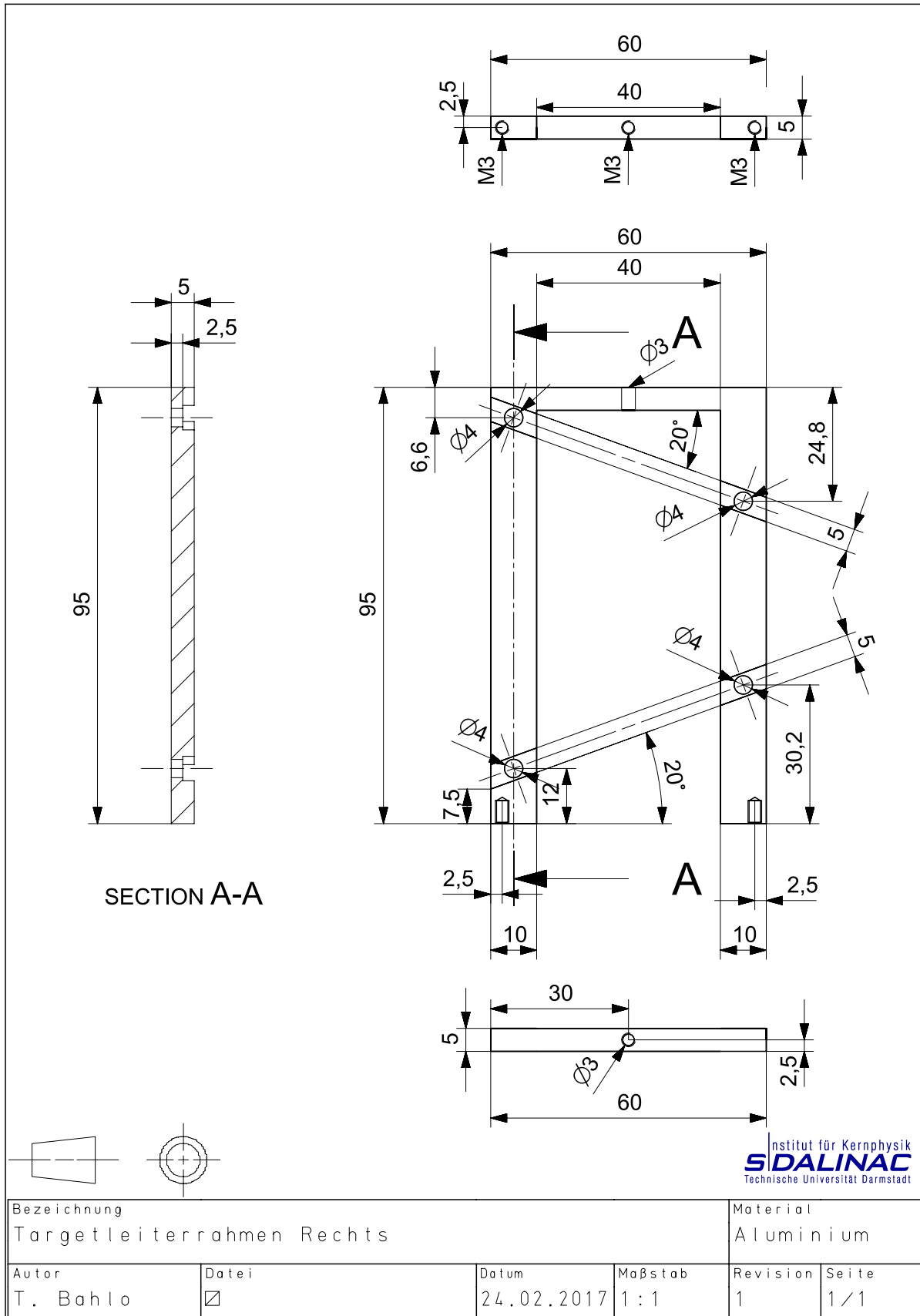


Abbildung 13.6.: Technische Zeichnung des rechten Targetleiterraums

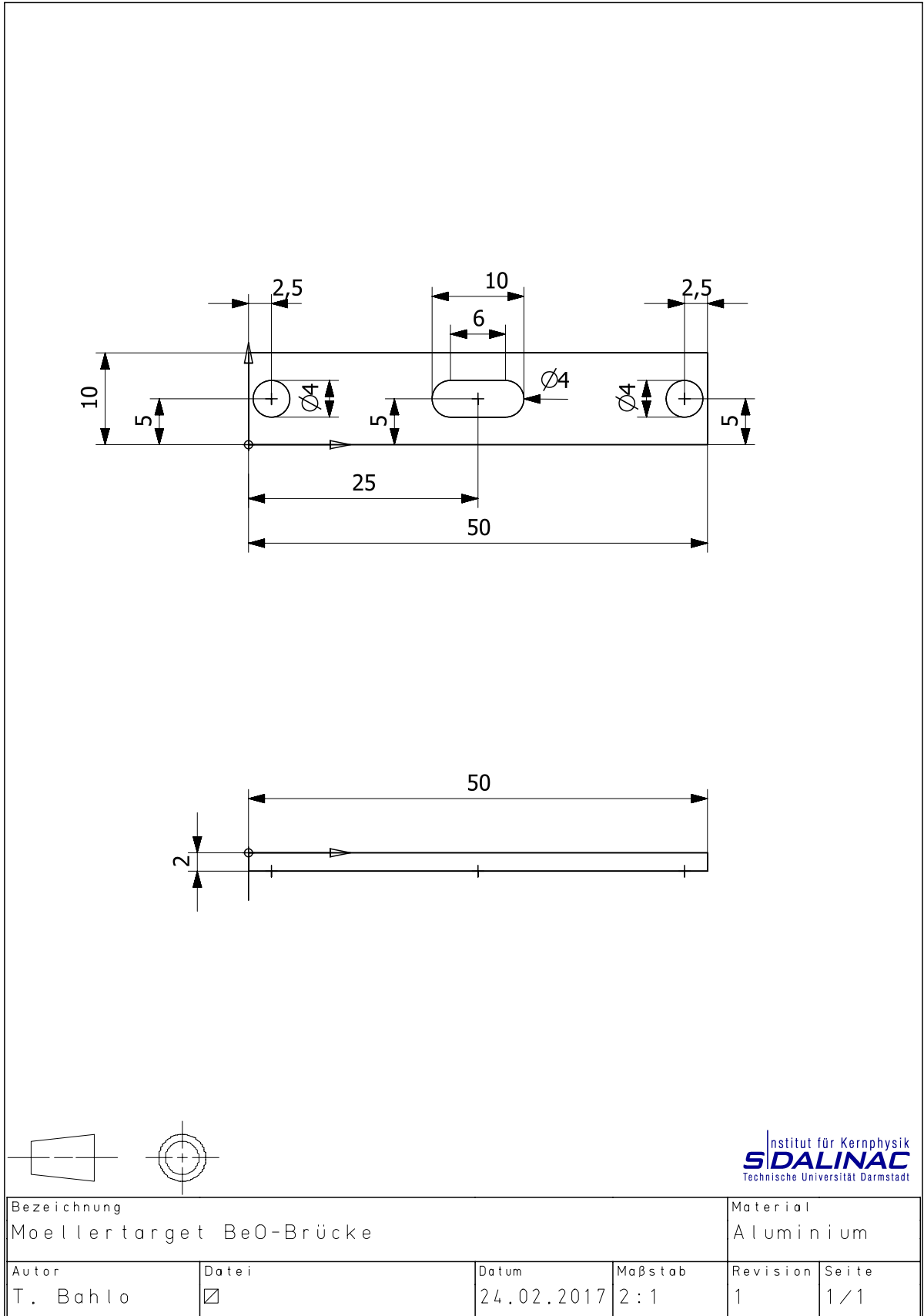


Abbildung 13.7.: Technische Zeichnung der BeO-Brücke der Targetleiter

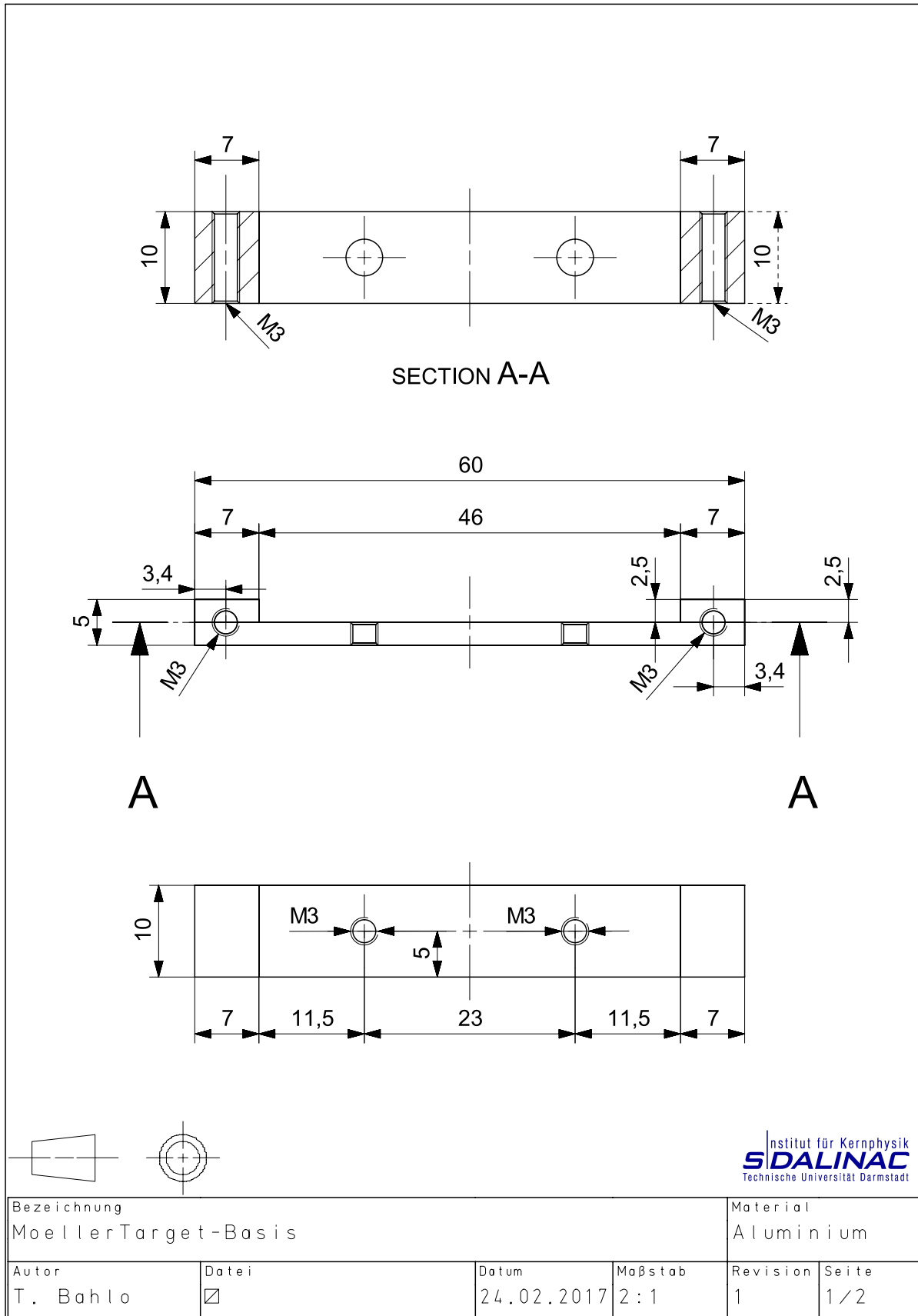
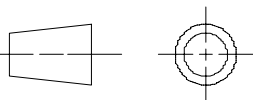
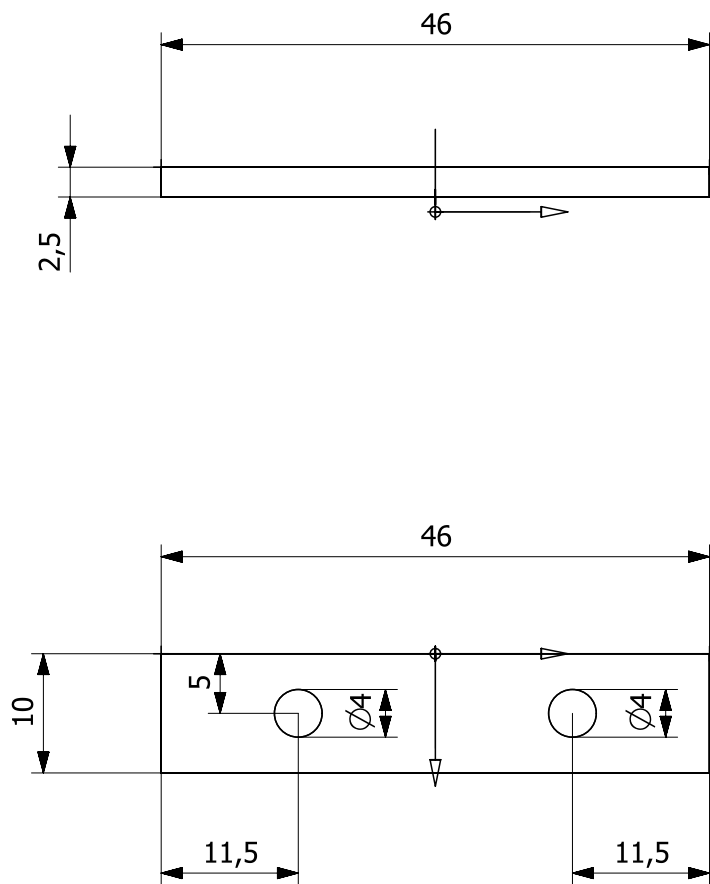


Abbildung 13.8.: Technische Zeichnung der Moellertargetbasishalterung



Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung MoellerTarget-Klemme				Material Aluminium	
Autor T. Bahlo	Datei <input checked="" type="checkbox"/>	Datum 24.02.2017	Maßstab 2:1	Revision 1	Seite 2/2

Abbildung 13.9.: Technische Zeichnung der Moellertargetklemme

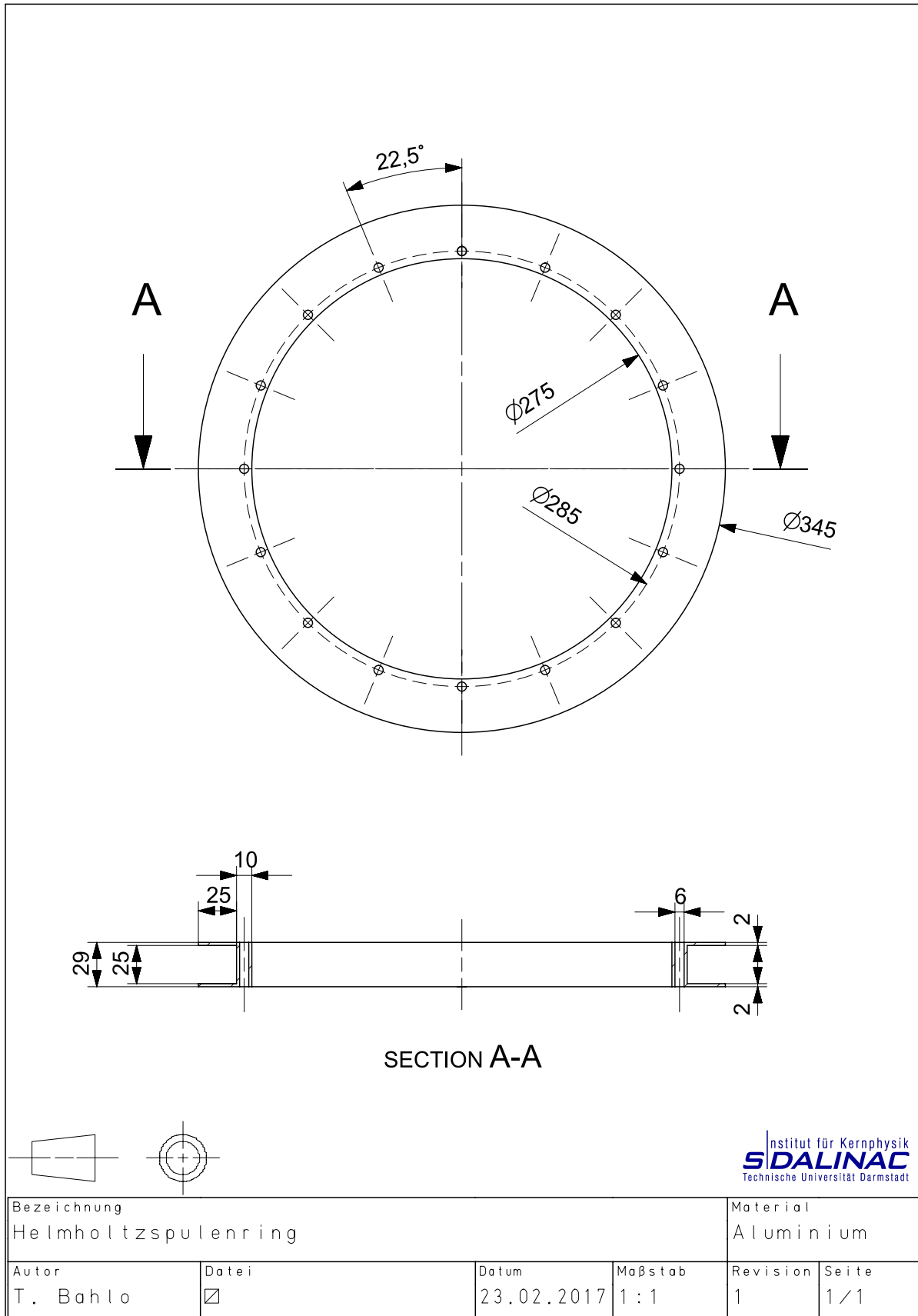


Abbildung 13.10.: Technische Zeichnung des Helmholtzspulenrings

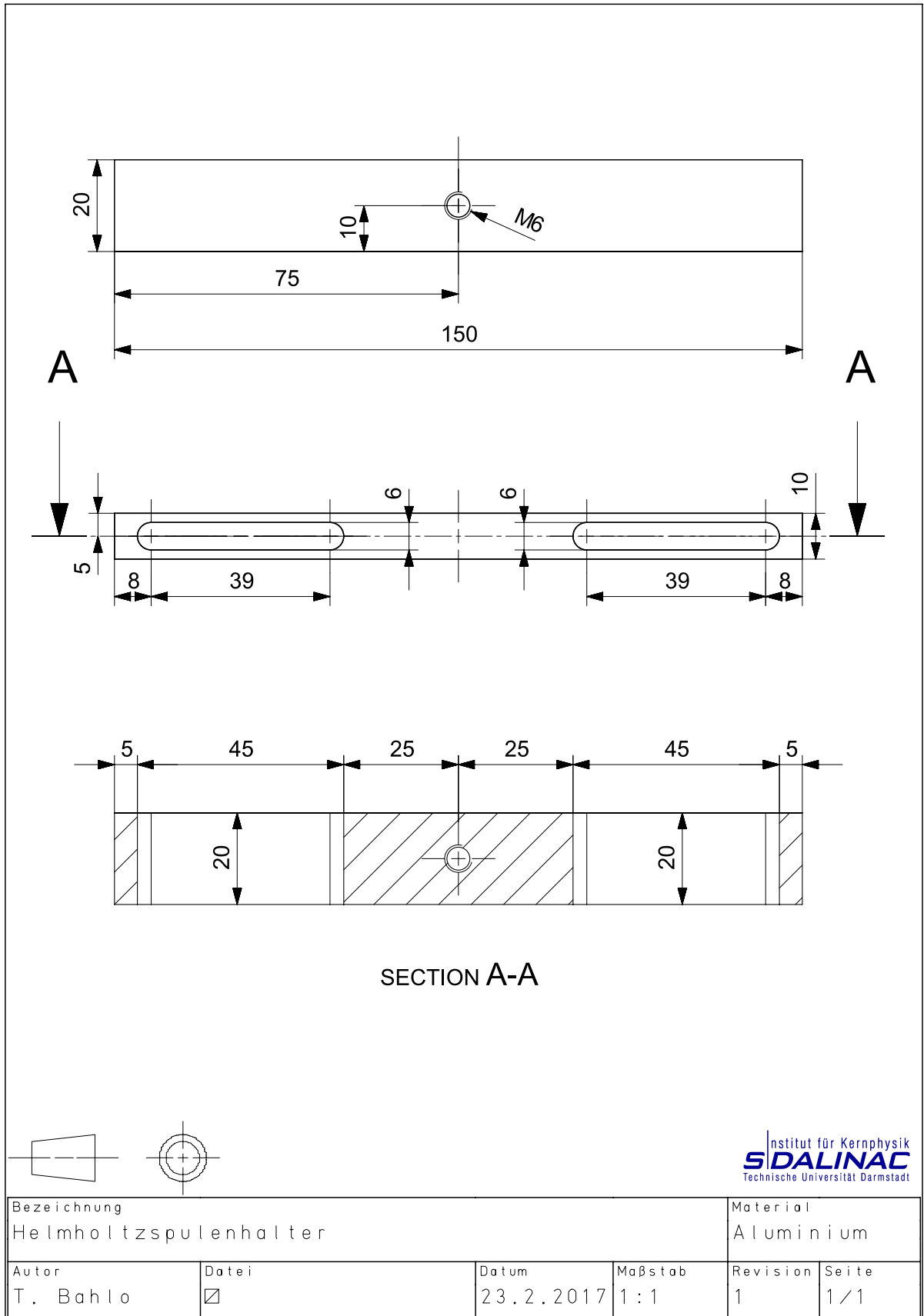
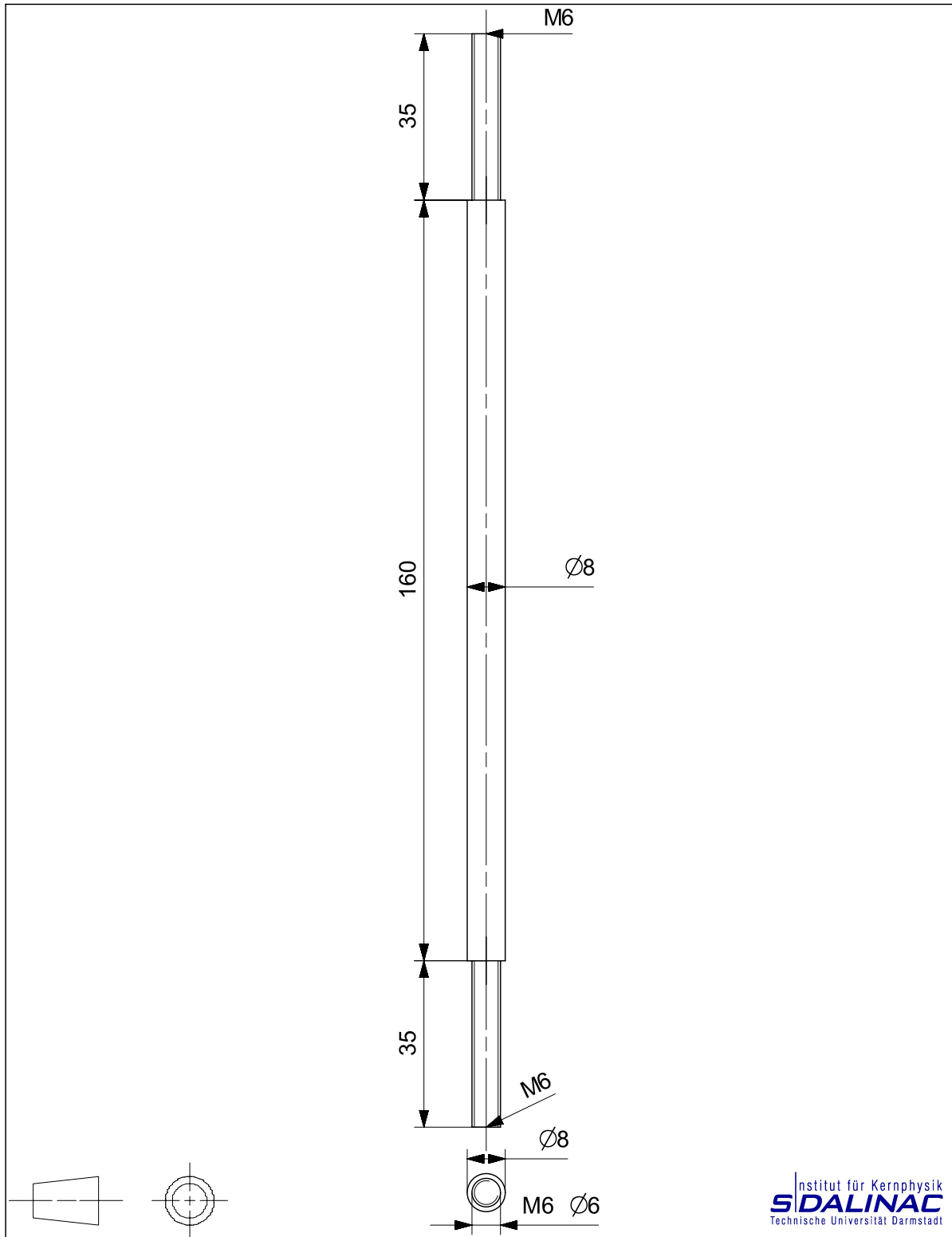


Abbildung 13.11.: Technische Zeichnung des Helmholtzspulenhalters



Bezeichnung Helmholtzspulen Abstandhalter				Material Aluminium	
Autor T. Bahlo	Datei <input checked="" type="checkbox"/>	Datum 23.02.2017	Maßstab 1 : 1	Revision 1	Seite 1 / 1

Abbildung 13.12.: Technische Zeichnung der Helmholtzspulenabstandhalter

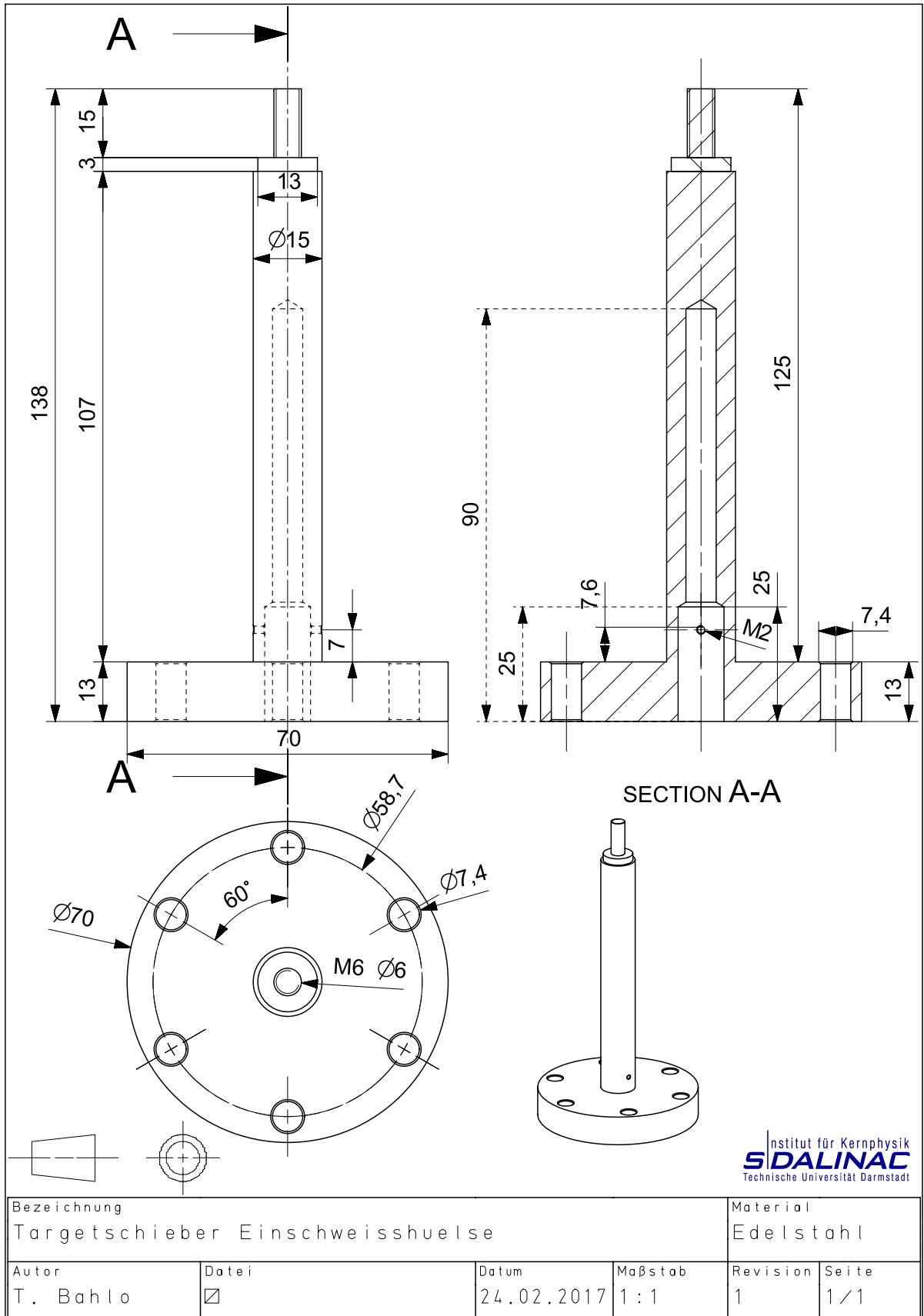


Abbildung 13.13.: Technische Zeichnung der Einschweißhülse des Targetschiebers

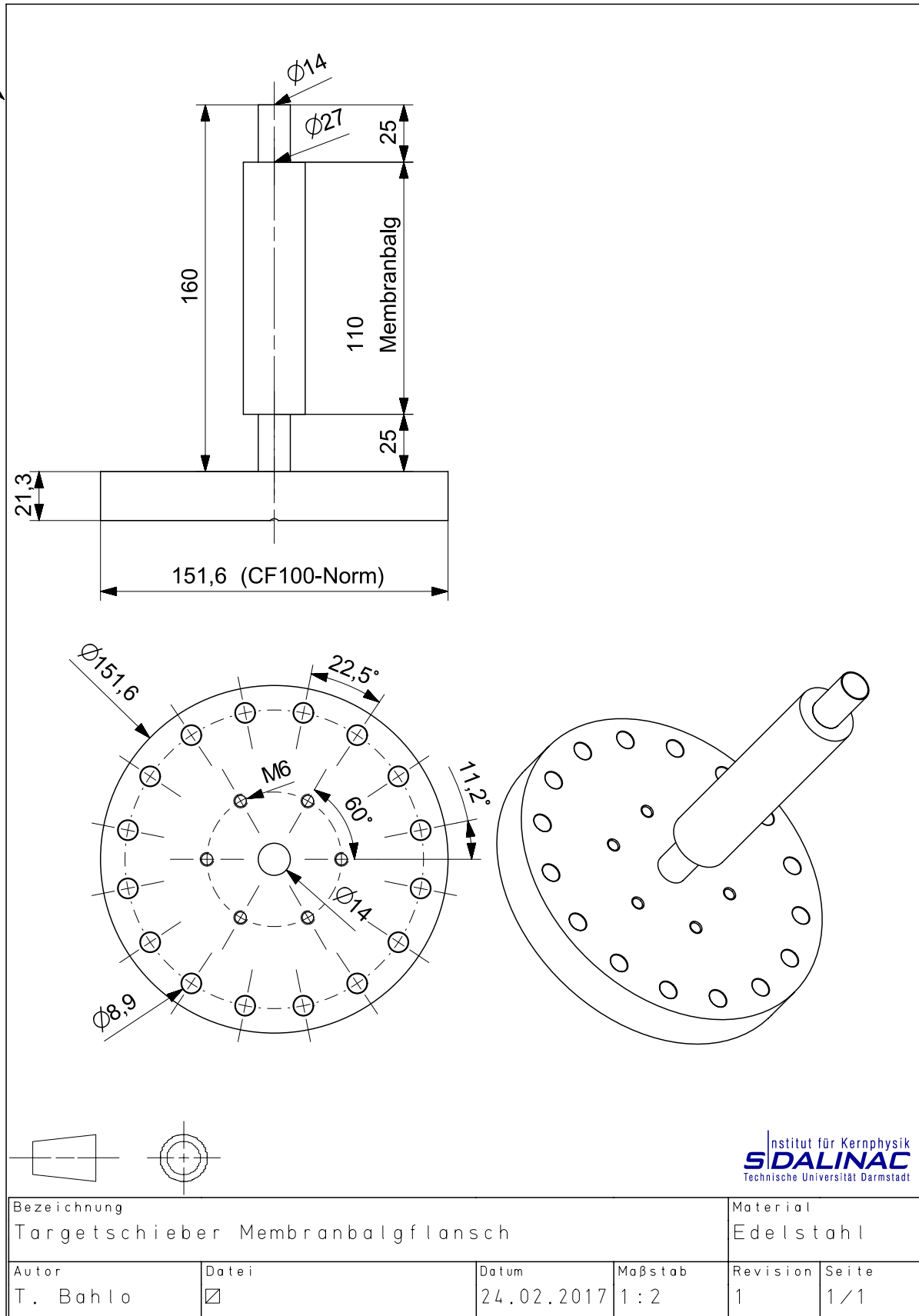


Abbildung 13.14.: Technische Zeichnung des in ein CF-100-Blindflansch eingeschweißten Membranbalg

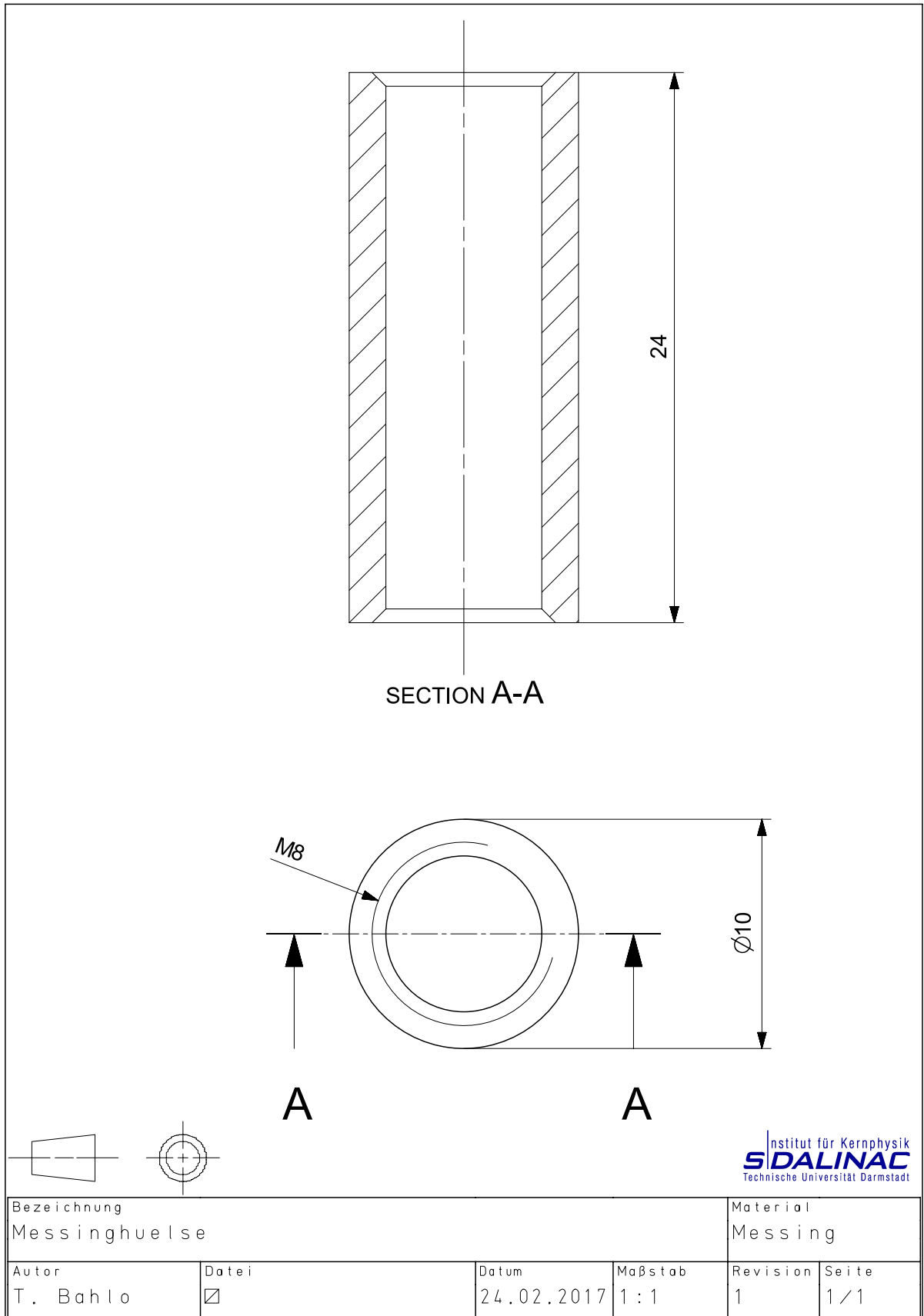


Abbildung 13.15.: Technische Zeichnung der Messinghülse

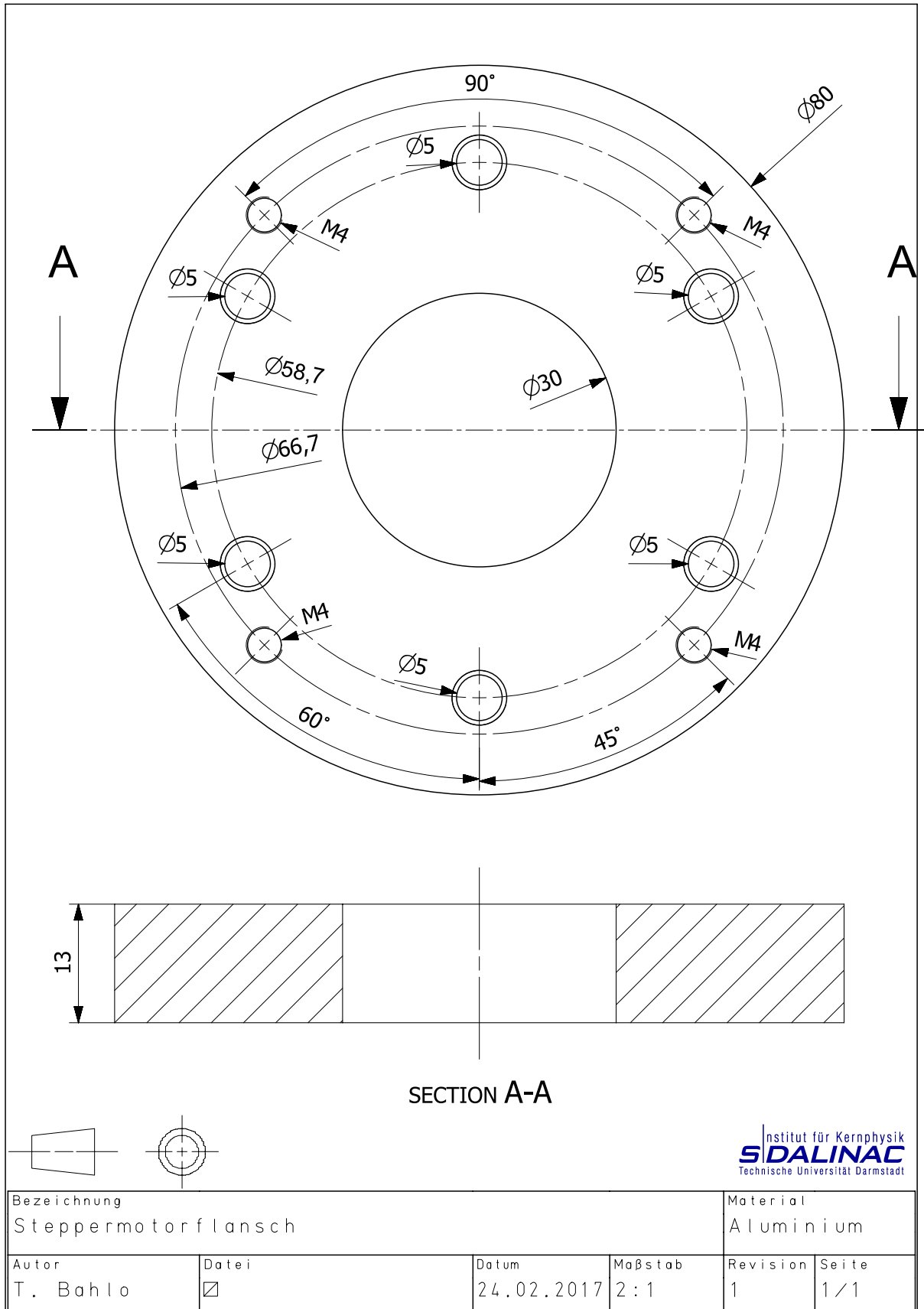


Abbildung 13.16.: Technische Zeichnung des Schrittmotorflansches

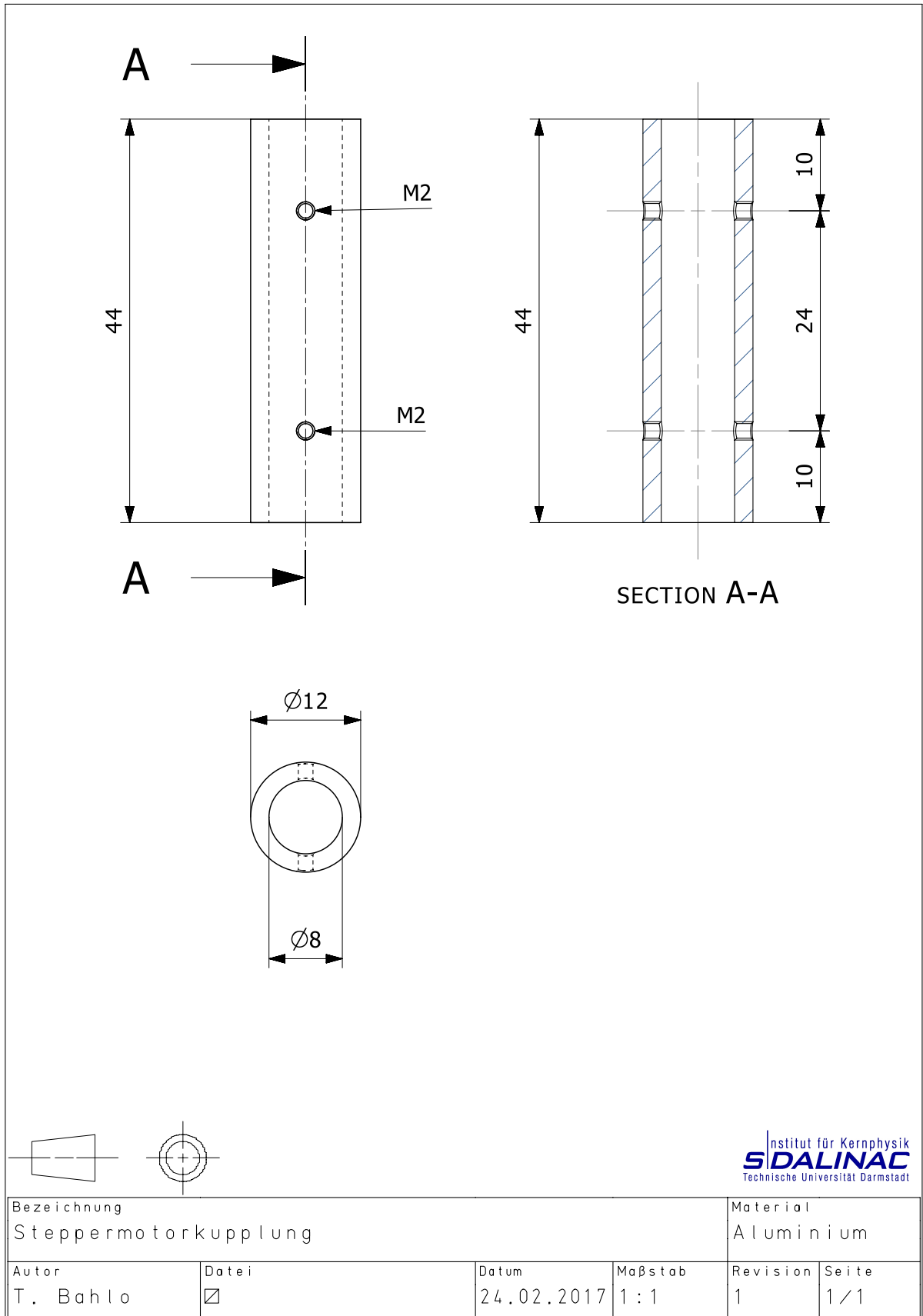
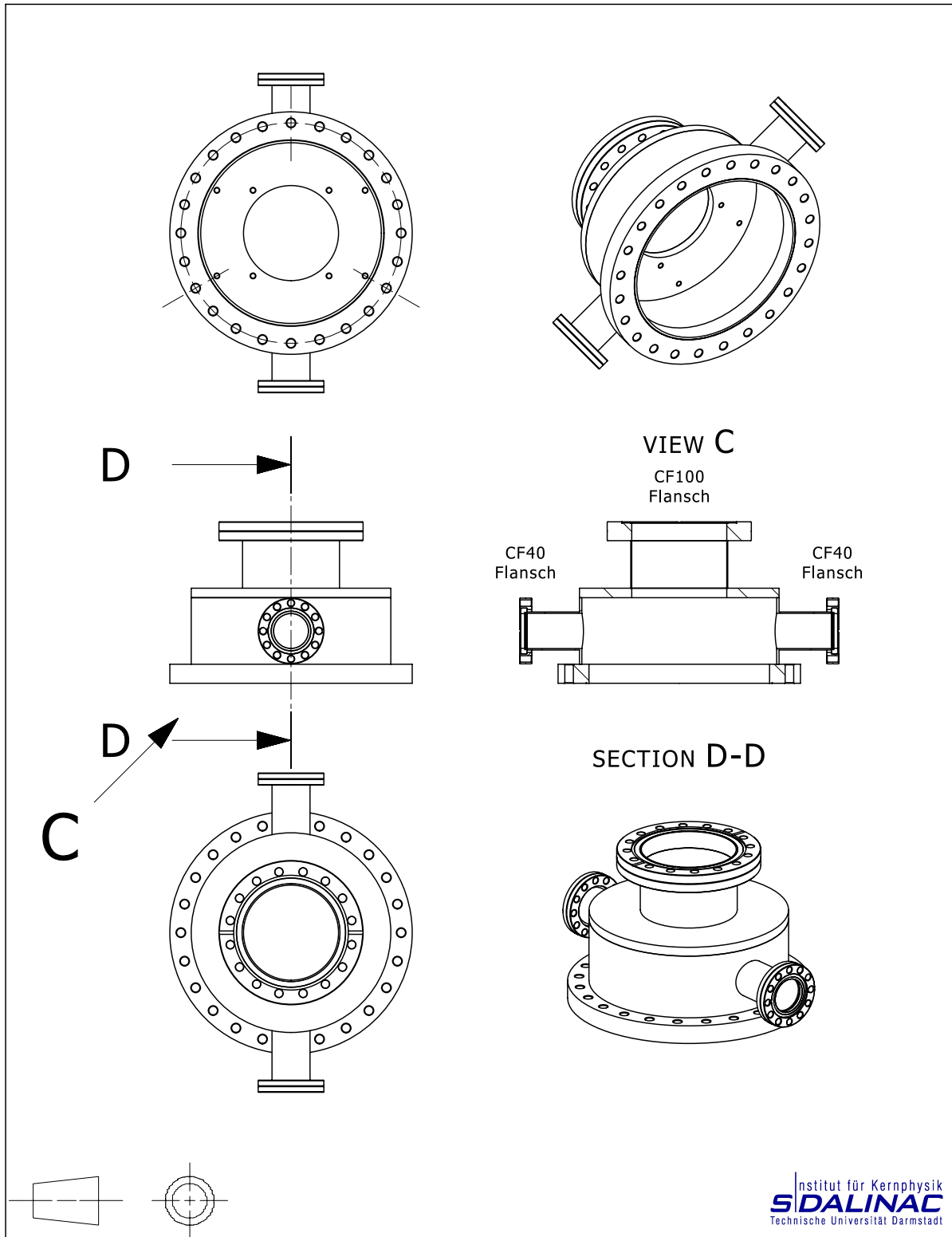


Abbildung 13.17.: Technische Zeichnung der Schrittmotorkupplung



Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung Blendenkammer Übersicht				Material Edelstahl	
Autor T. Bahlo	Datei <input checked="" type="checkbox"/>	Datum 04.11.2016	Maßstab 1:5	Revision 1	Seite 1/1

Abbildung 13.18.: Technische Zeichnung der Blendenkammer (Überblick)

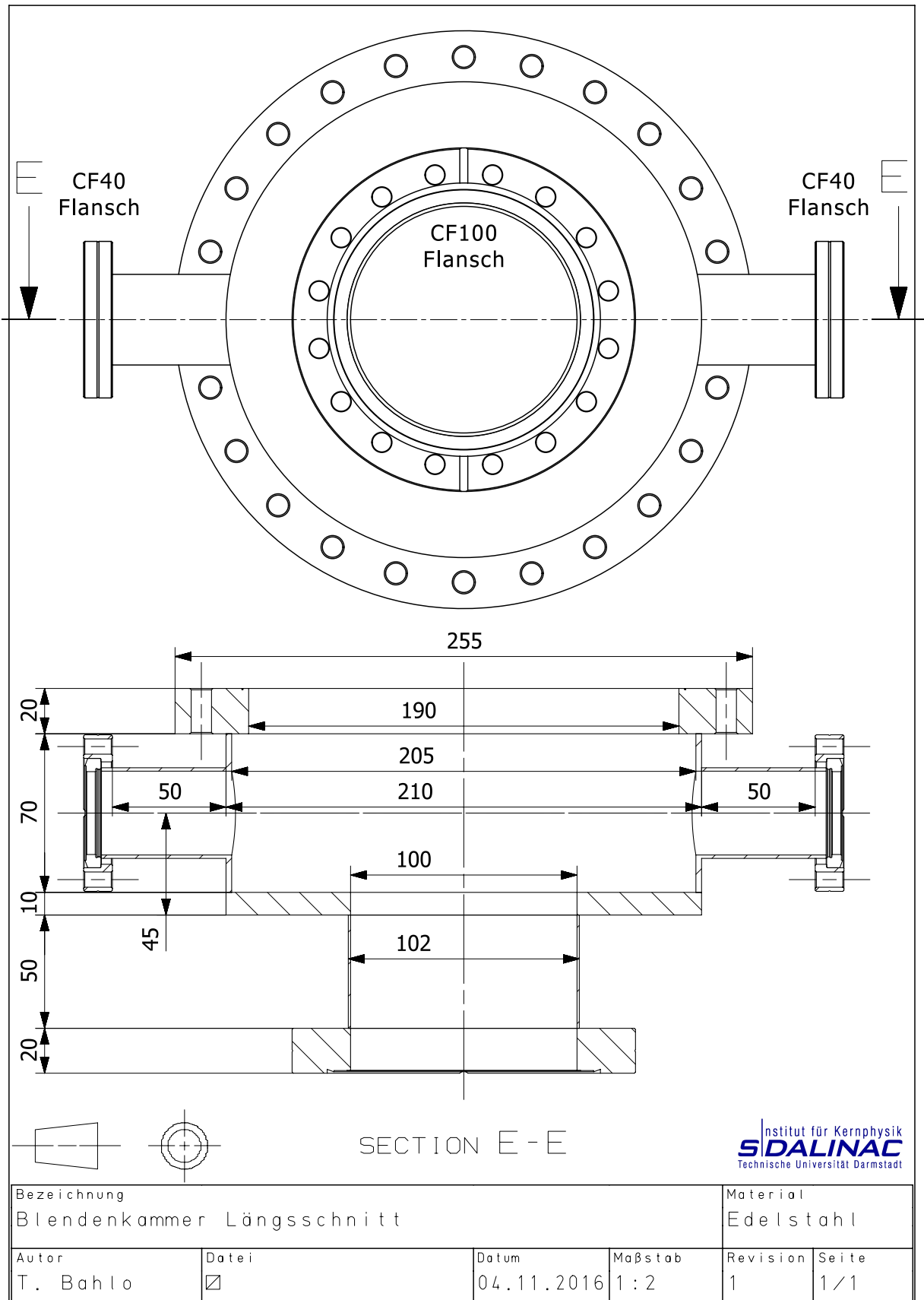


Abbildung 13.19.: Technische Zeichnung der Blendenkammer
(Längsschnitt)

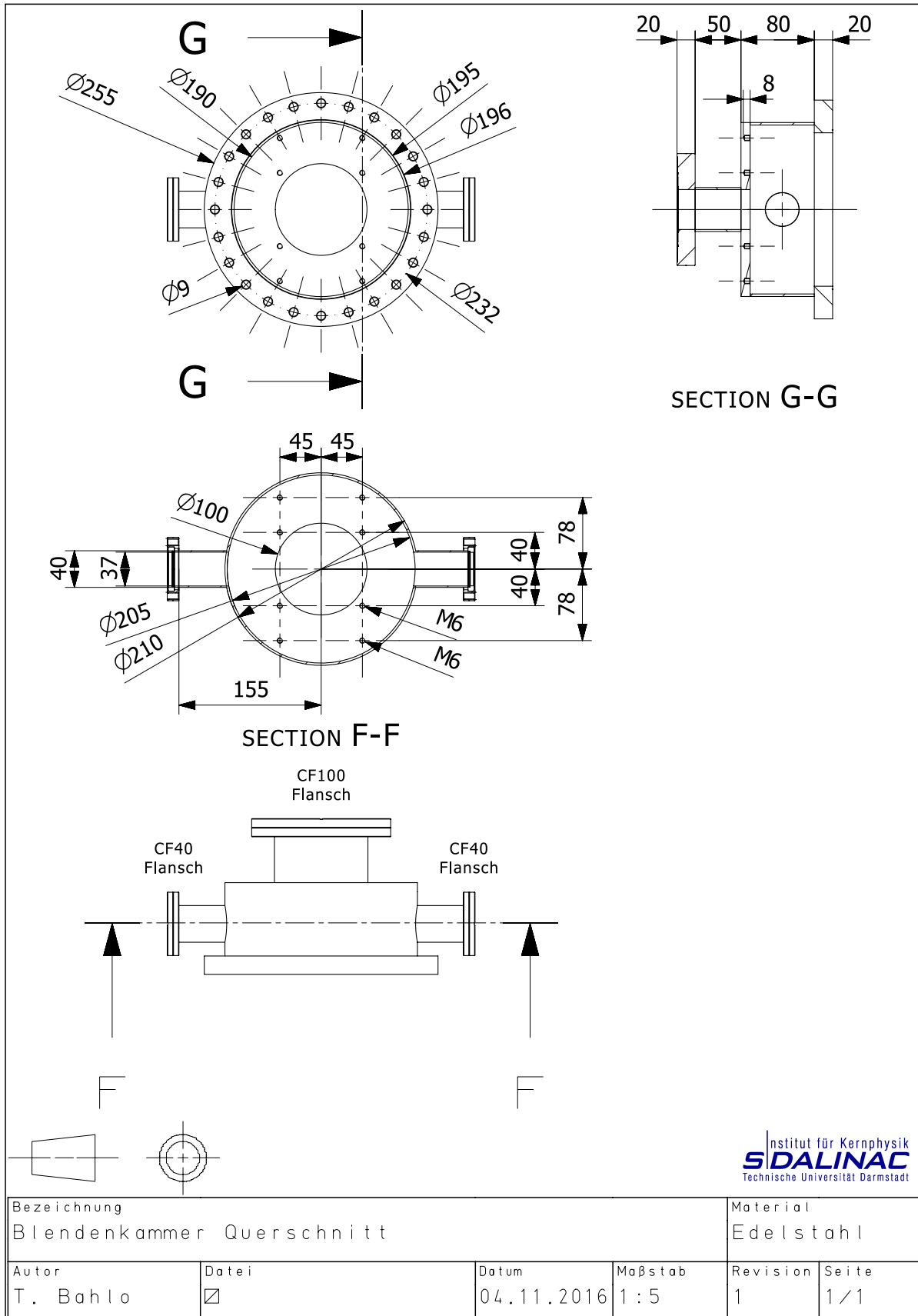


Abbildung 13.20.: Technische Zeichnung der Blendenkammer (Querschnitt)

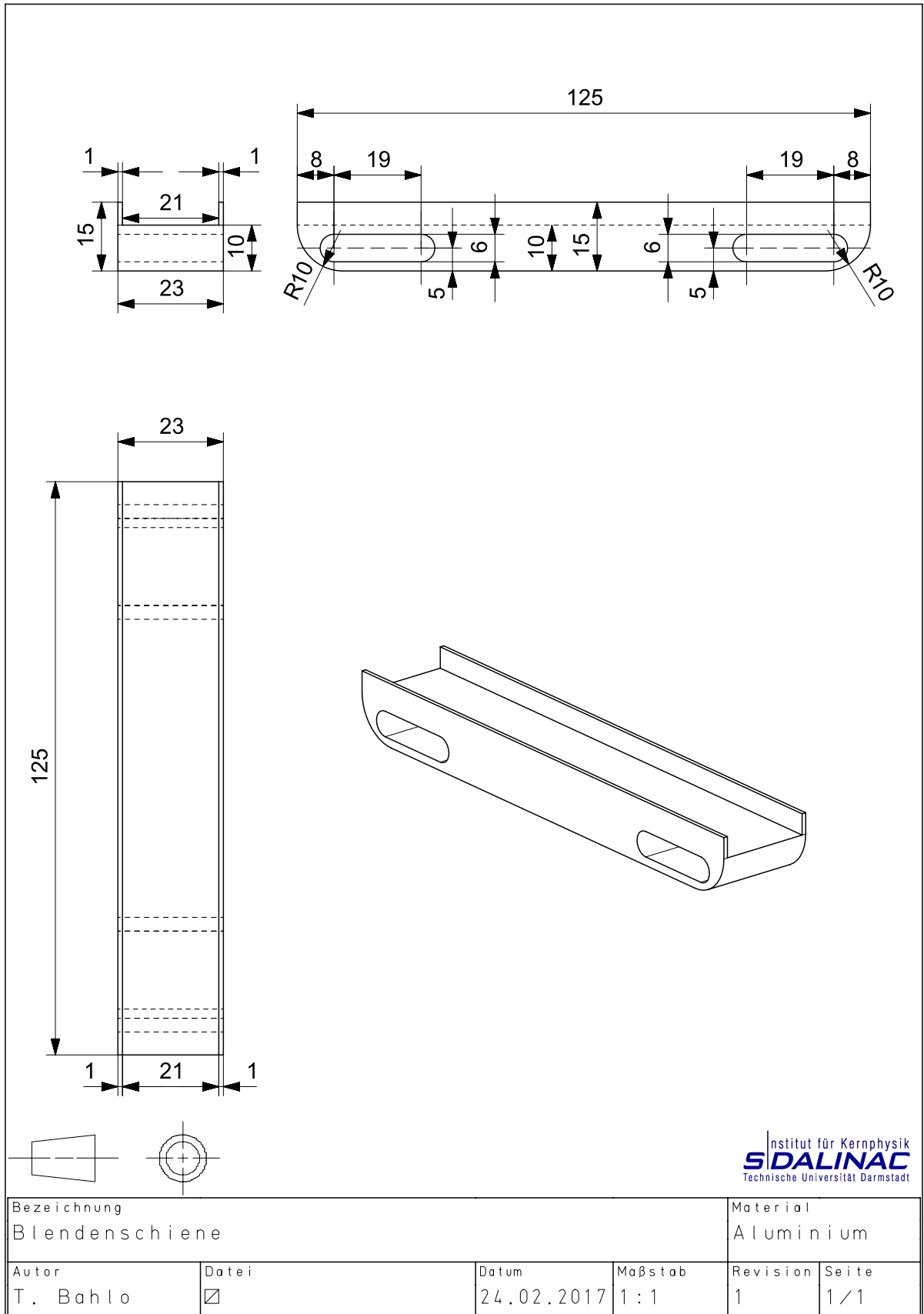


Abbildung 13.21.: Technische Zeichnung der Blendenschiene

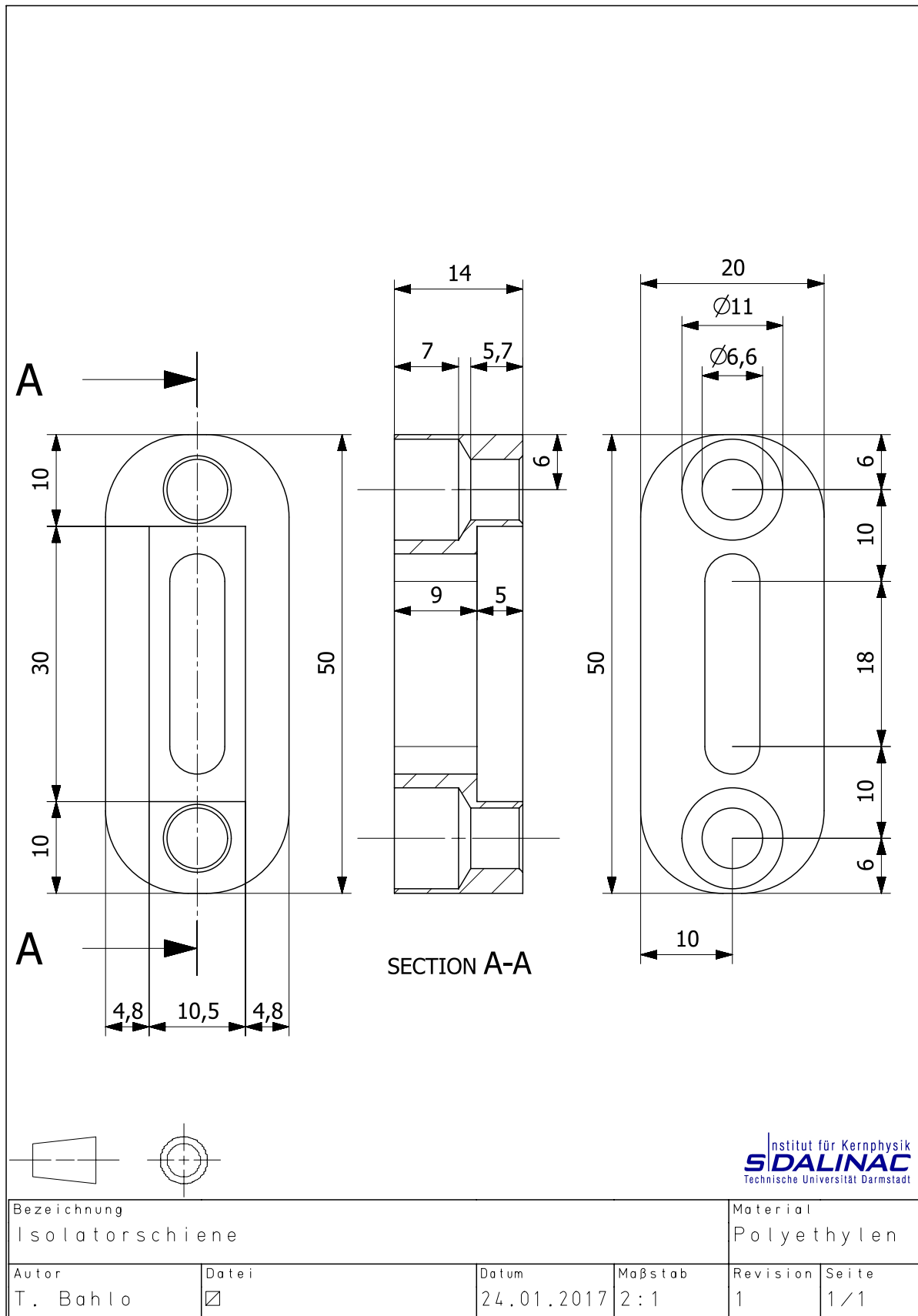
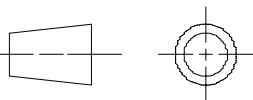
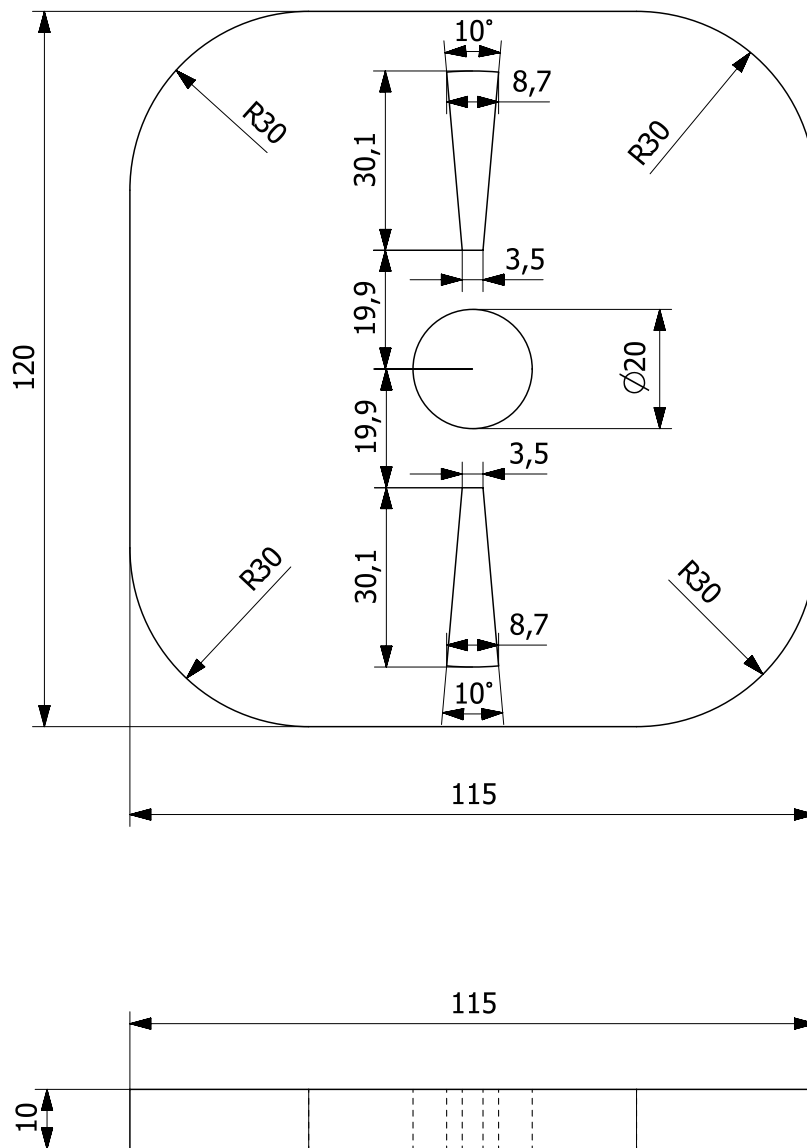


Abbildung 13.22.: Technische Zeichnung der Isolatorschiene



Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung Aperturblende				Material Kupfer	
Autor T. Bahlo	Datei <input checked="" type="checkbox"/>	Datum 24.02.2017	Maßstab 1:1	Revision 1	Seite 1/1

Abbildung 13.23.: Technische Zeichnung der Azimutalblende

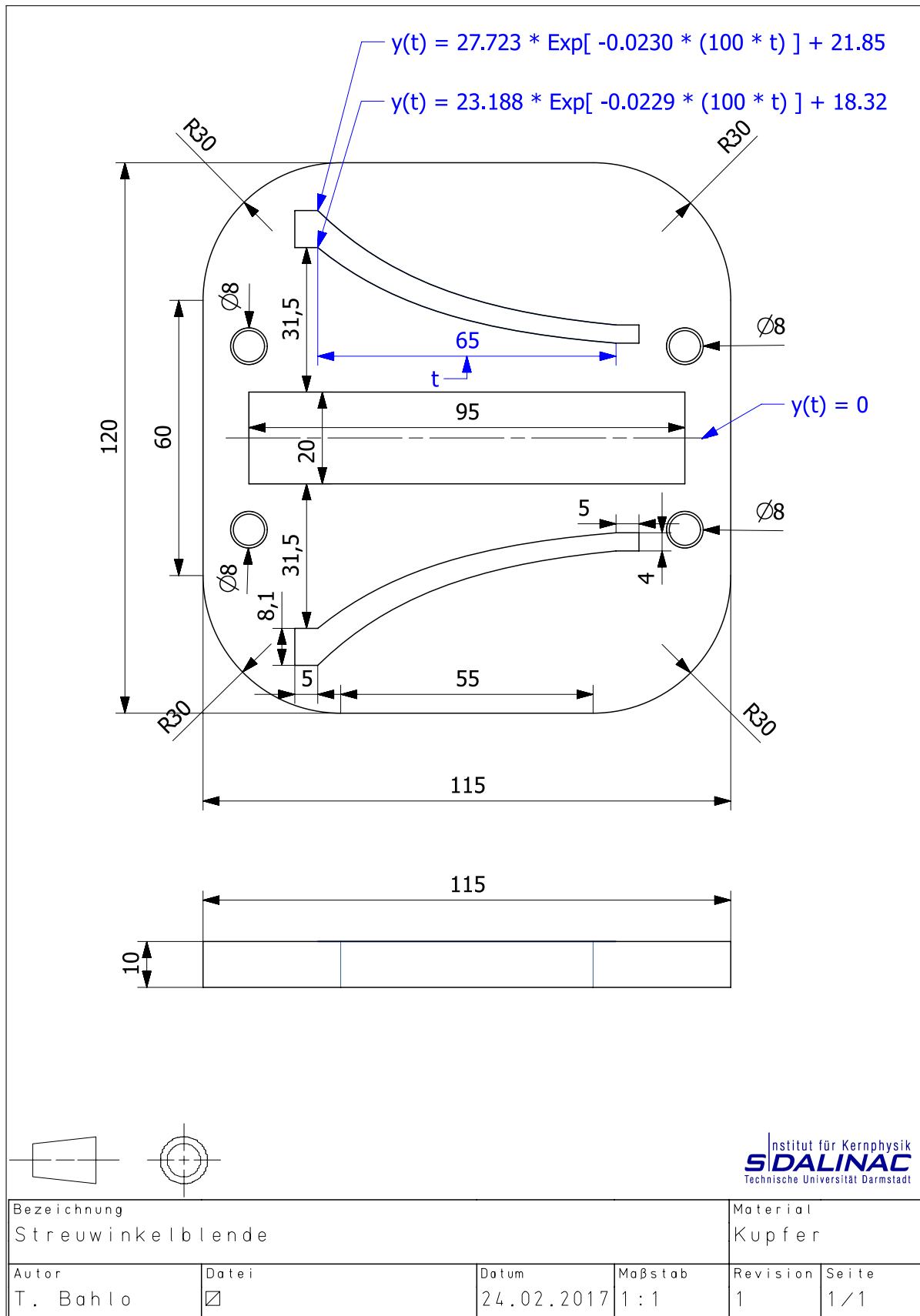


Abbildung 13.24.: Technische Zeichnung der Streuwinkelblende

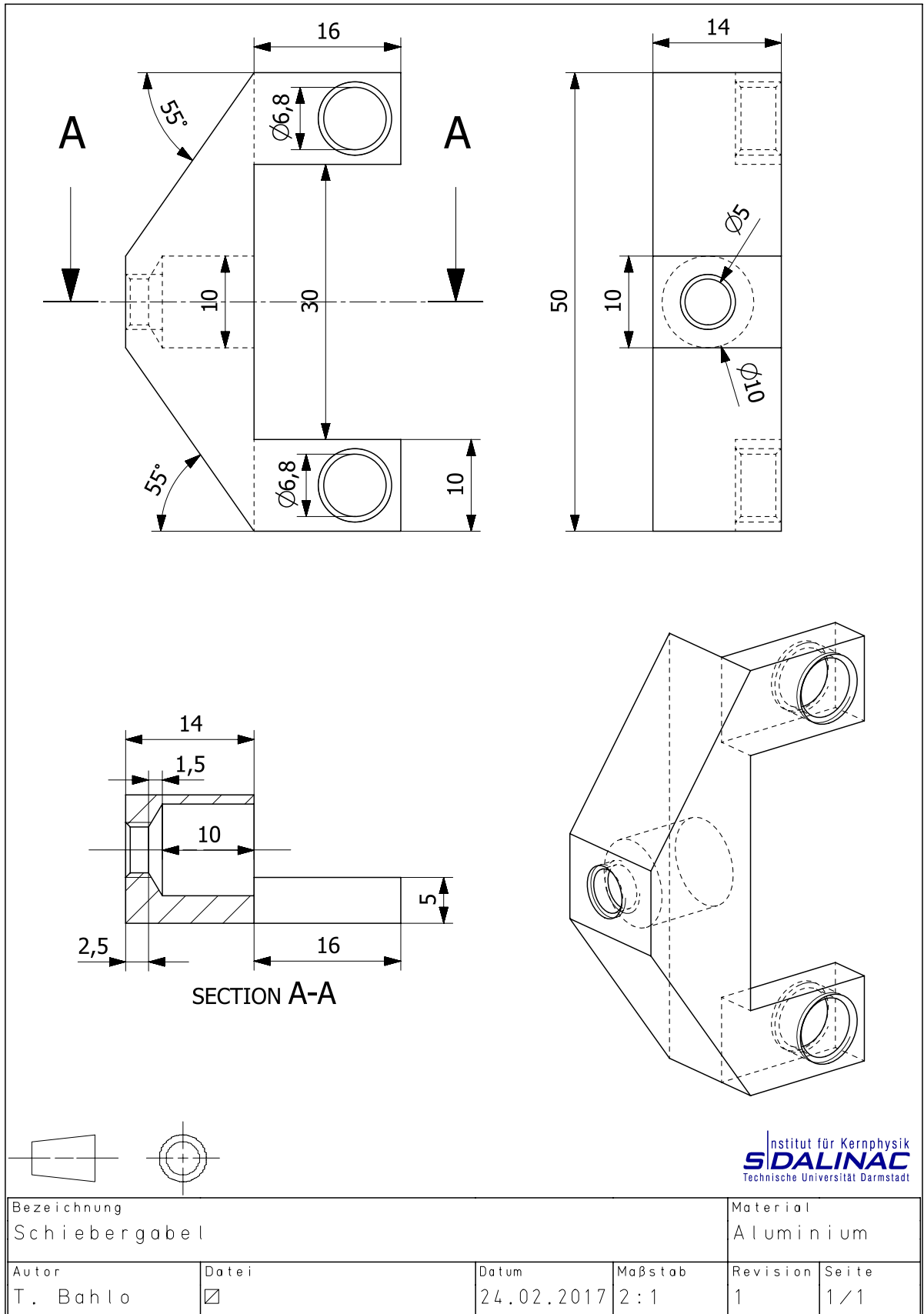


Abbildung 13.25.: Technische Zeichnung der Blendschiebergabel

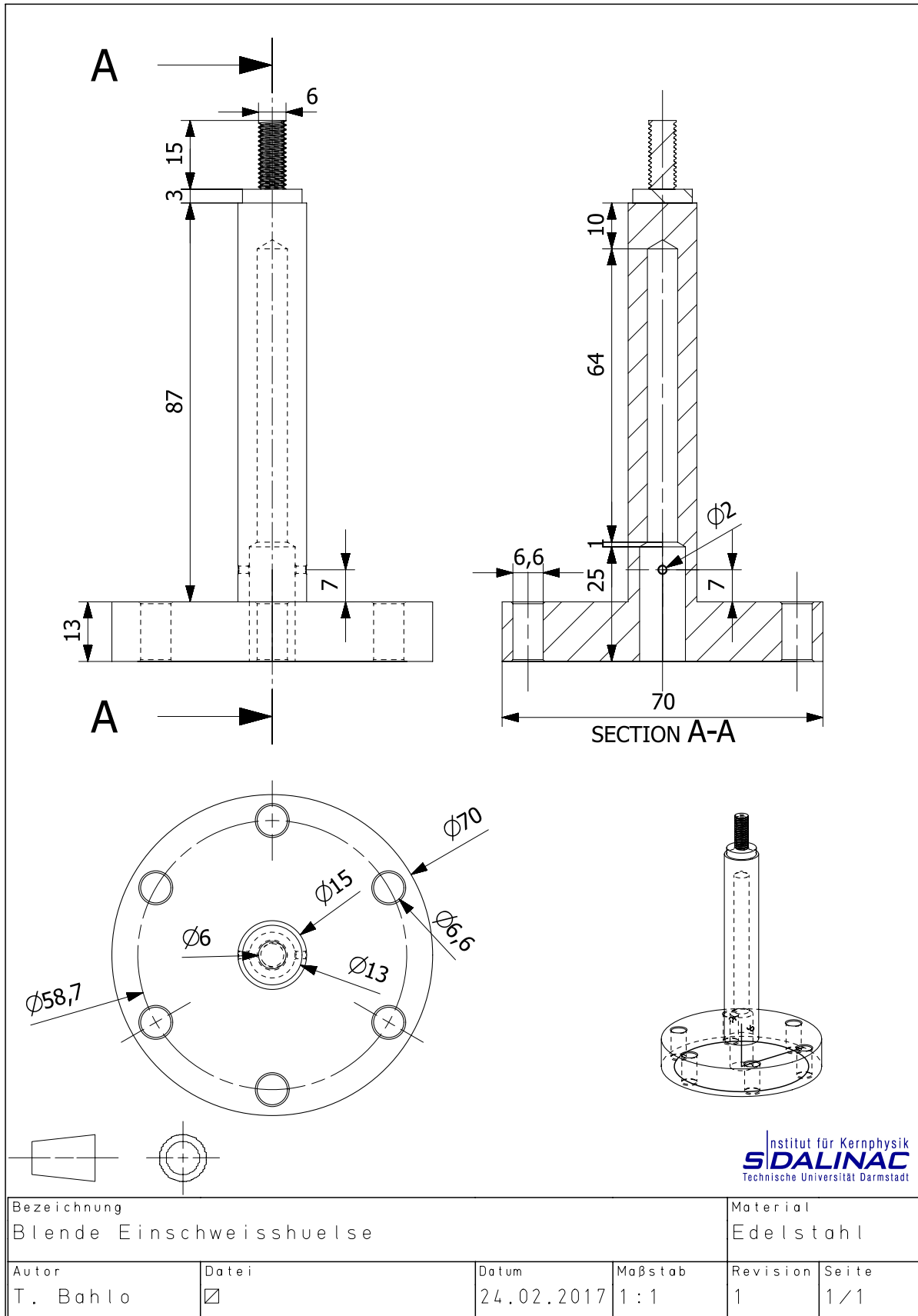


Abbildung 13.26.: Technische Zeichnung des Blendenschieberbalgflansches

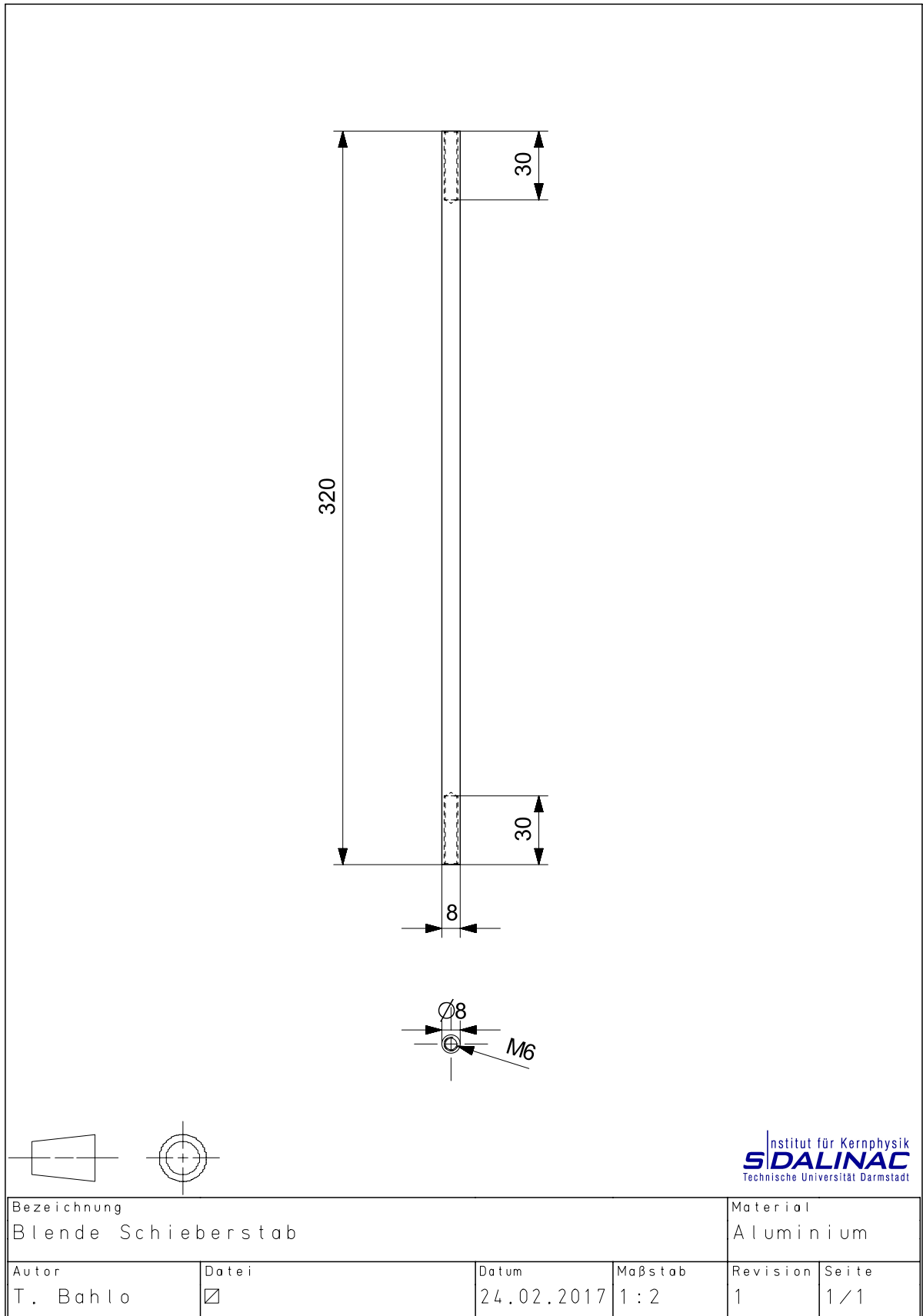


Abbildung 13.27.: Technische Zeichnung des Blendenschieberstabs

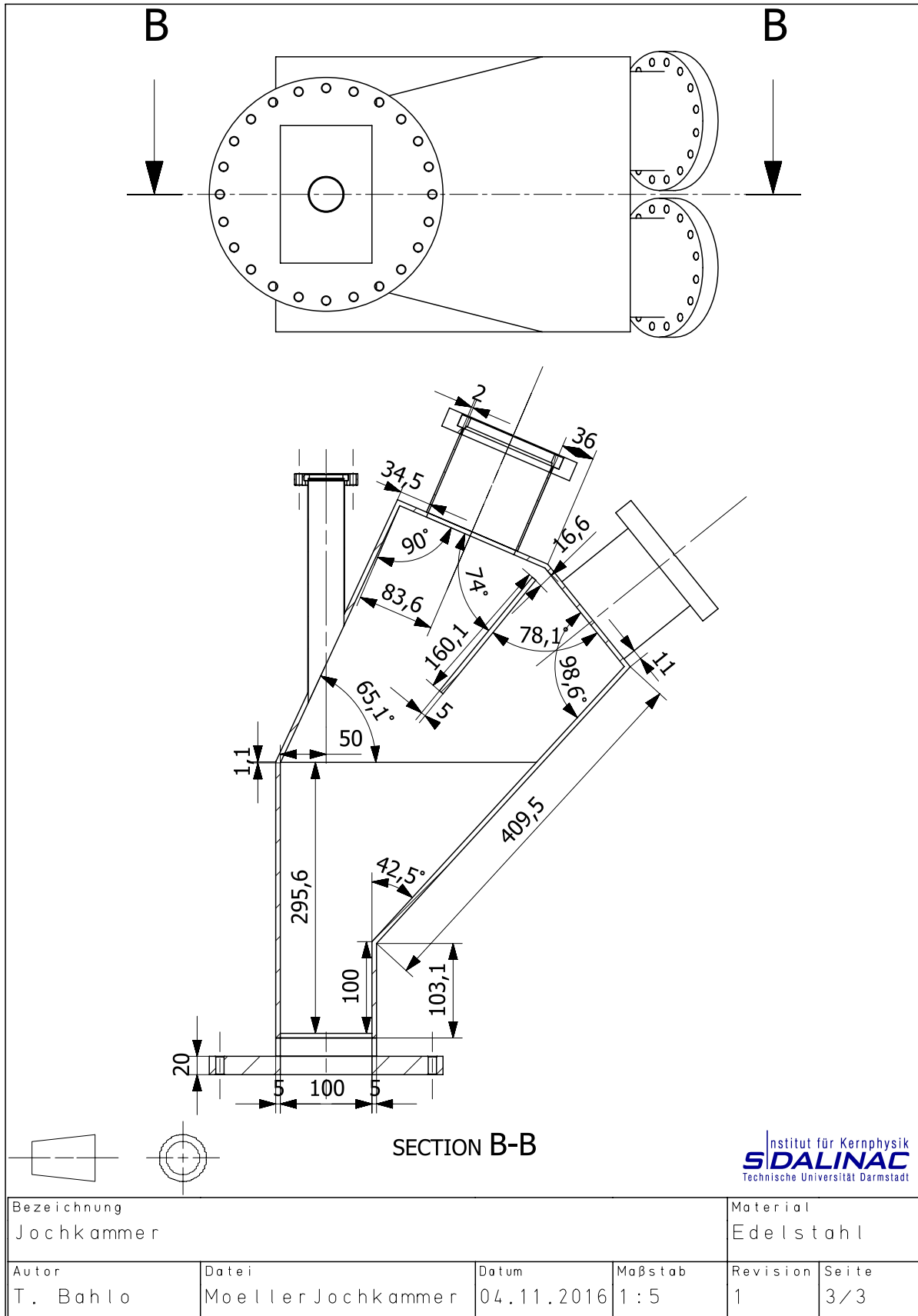
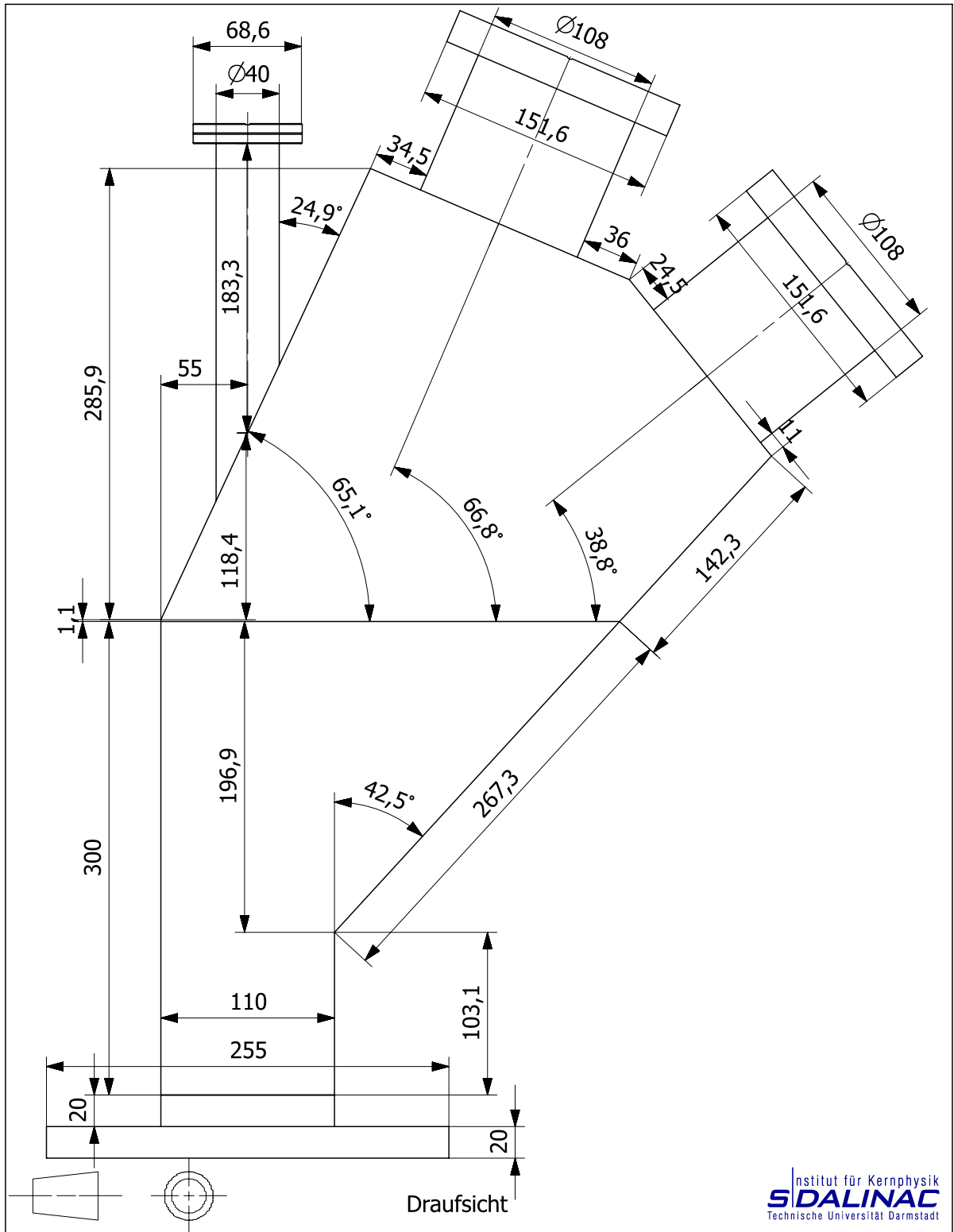


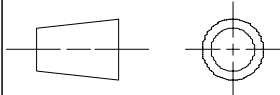
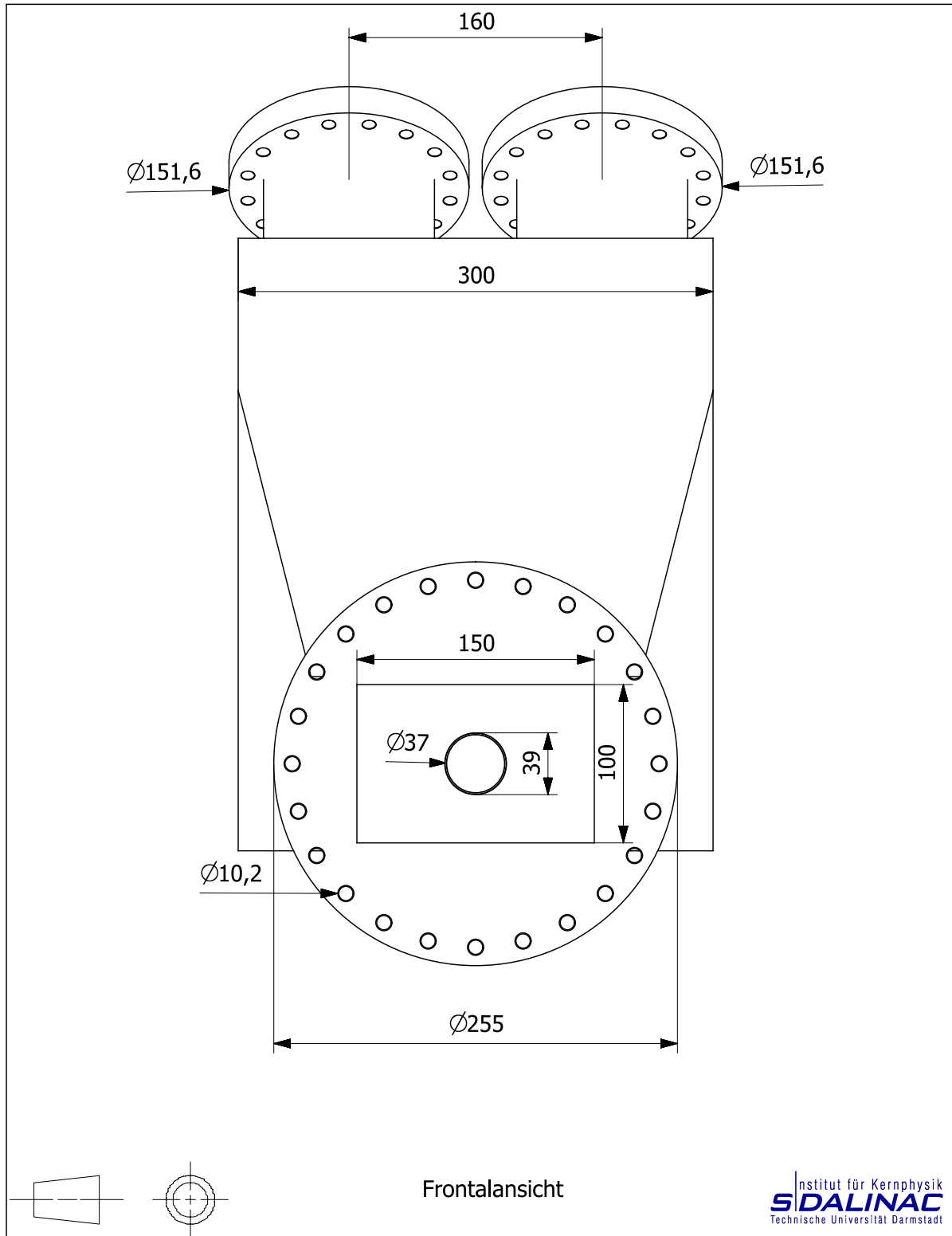
Abbildung 13.28.: Technische Zeichnung der Jochkammer Seite 1/3



Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung Jochkammer				Material Edelstahl	
Autor T. Bahlo	Datei MoellerJochkammer	Datum 04.11.2016	Maßstab 1:3	Revision 1	Seite 2/3

Abbildung 13.29.: Technische Zeichnung der Jochkammer Seite 2/3



Frontalansicht

Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung Jochkammer				Material Edelstahl	
Autor T. Bahlo	Datei MoellerJochkammer	Datum 04.11.2016	Maßstab 1:3	Revision 1	Seite 1/3

Abbildung 13.30.: Technische Zeichnung der Jochkammer Seite 3/3

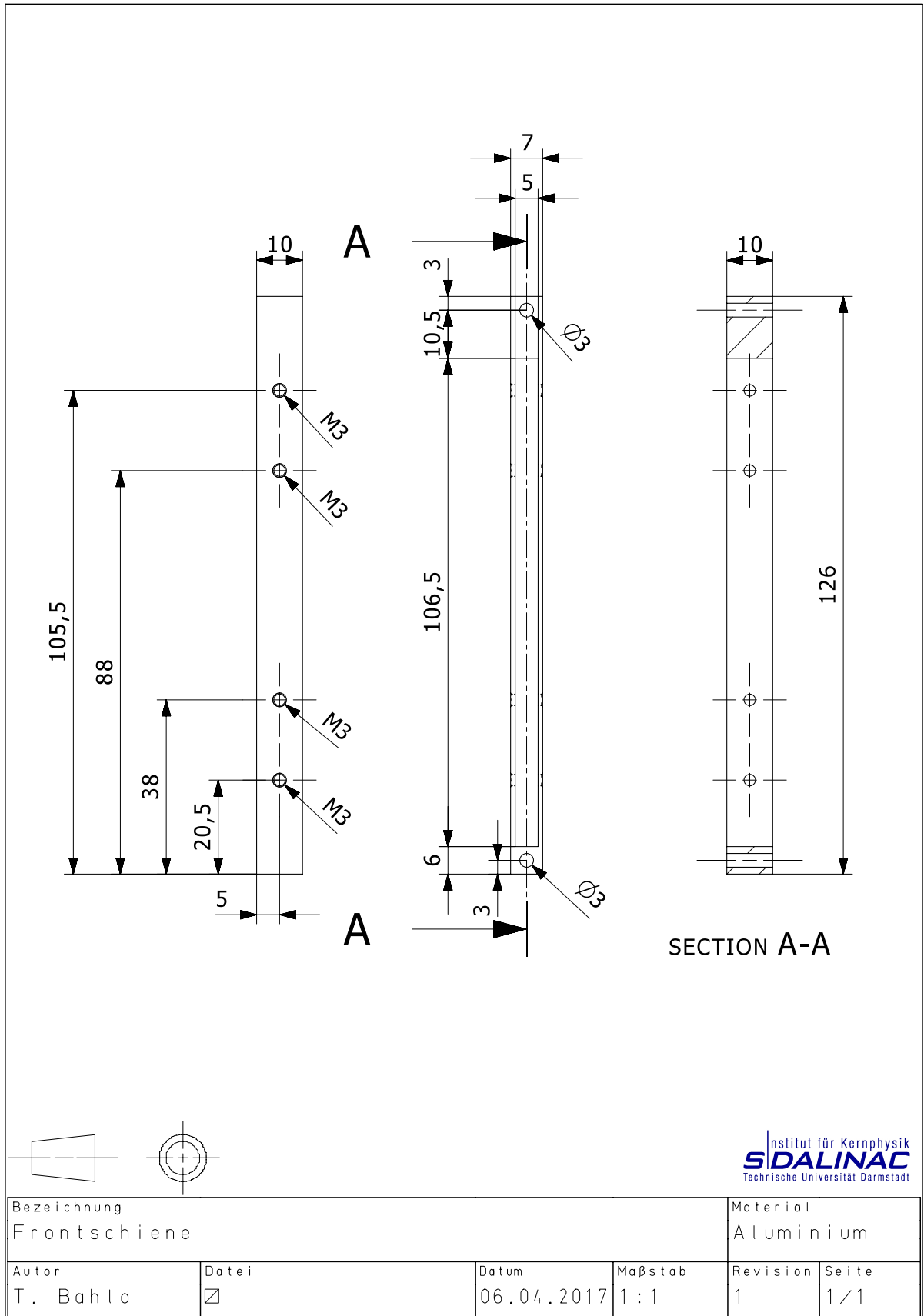


Abbildung 13.31.: Technische Zeichnung der Frontschiene

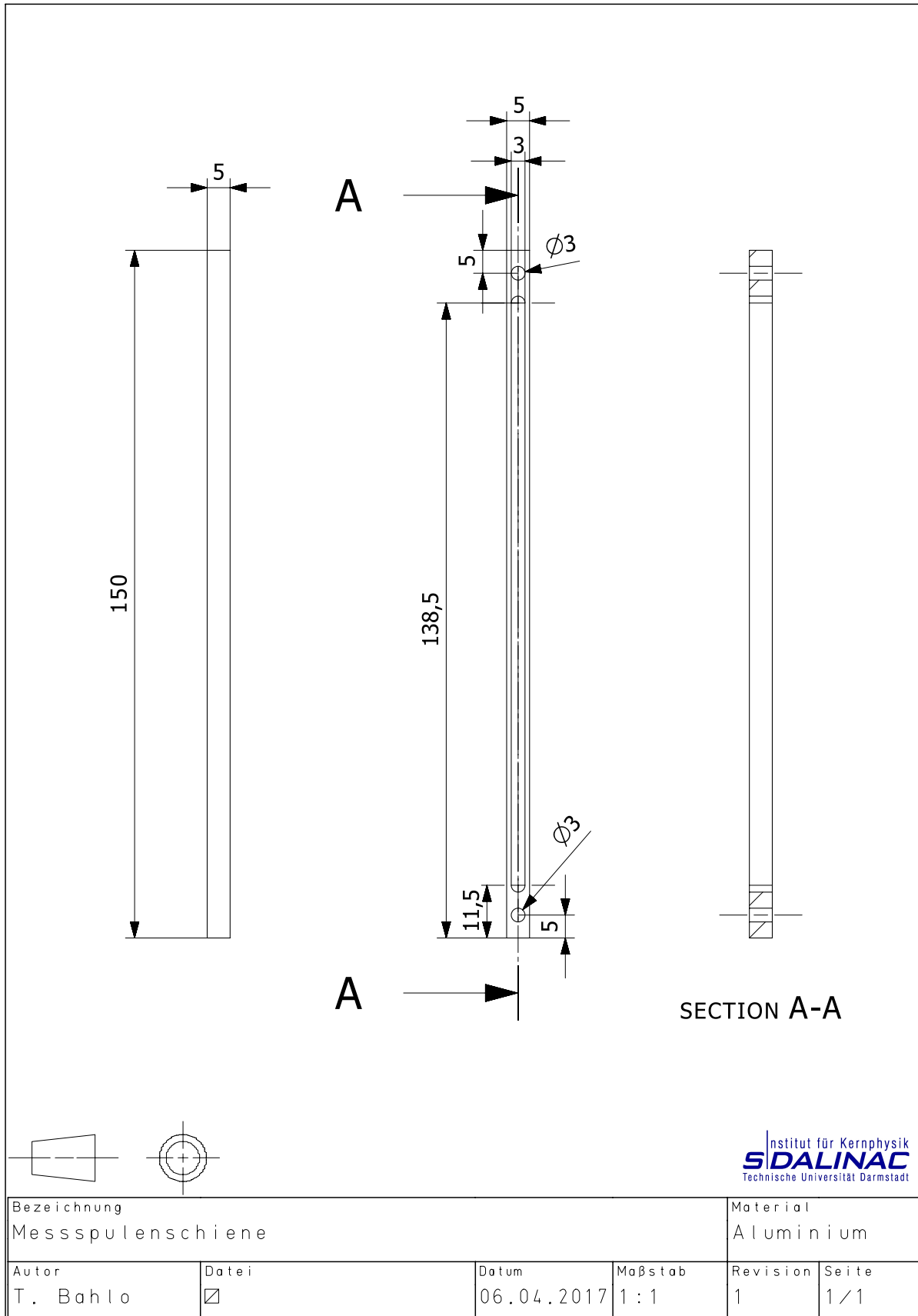


Abbildung 13.32.: Technische Zeichnung der Messspulenschiene

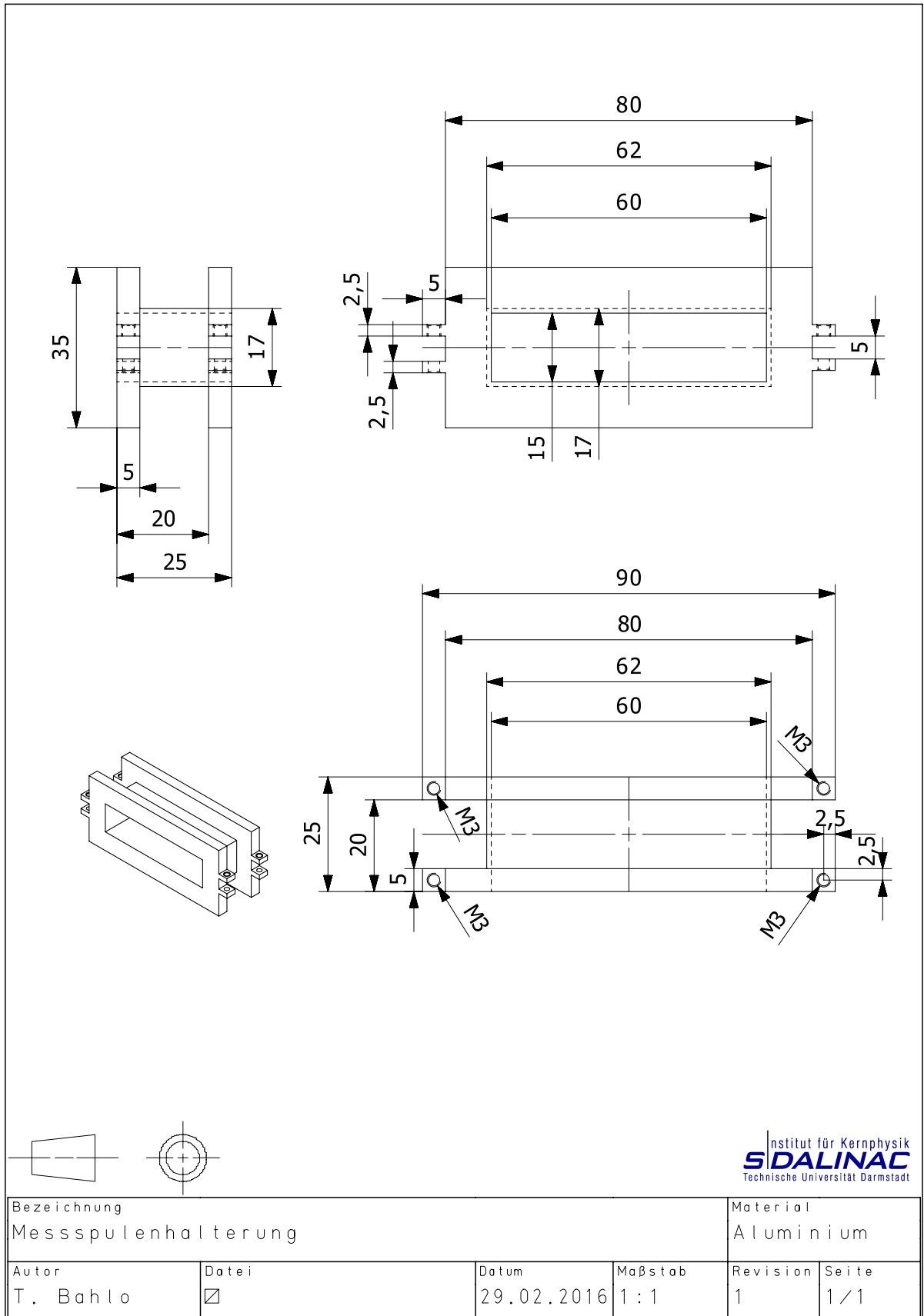
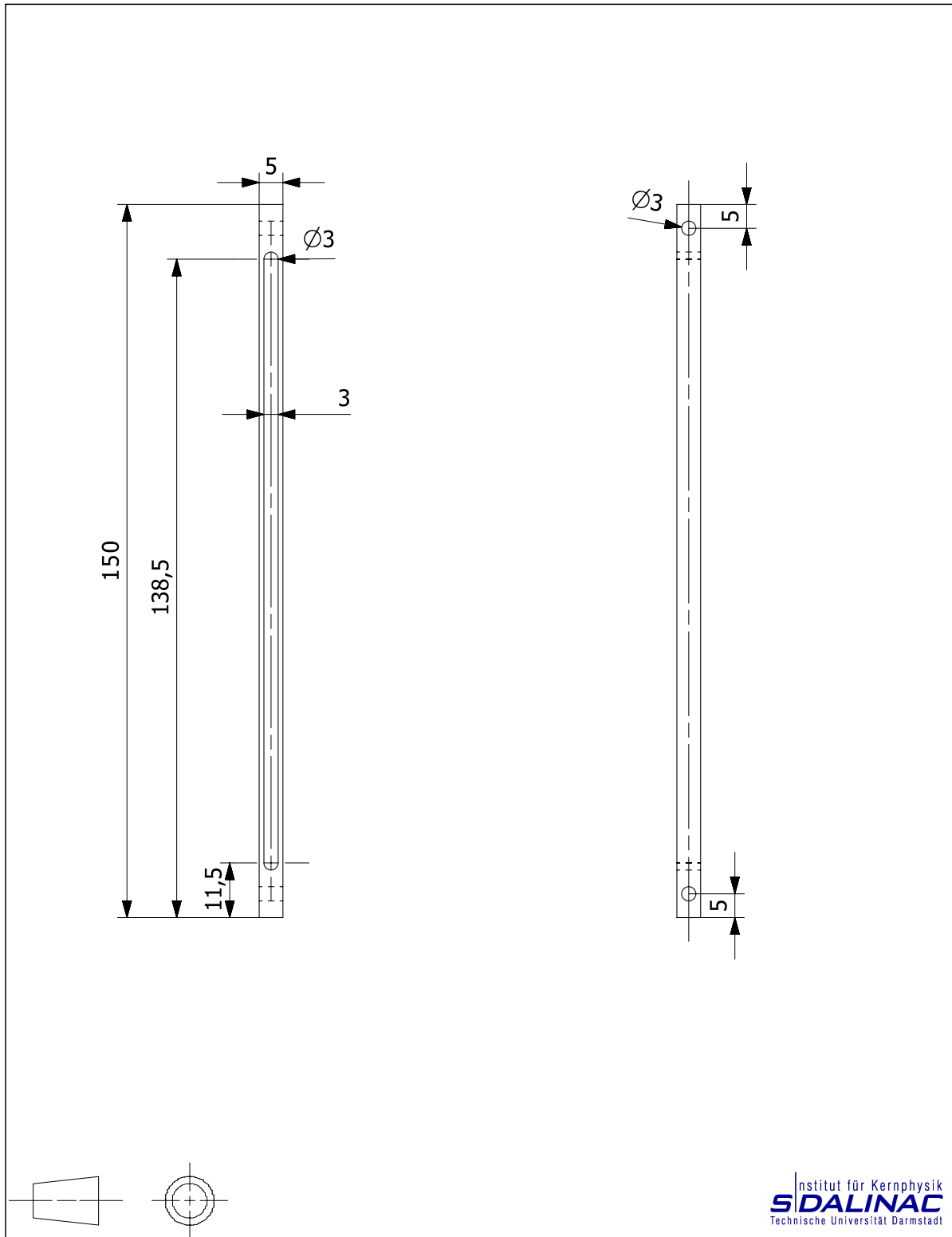


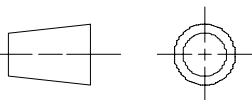
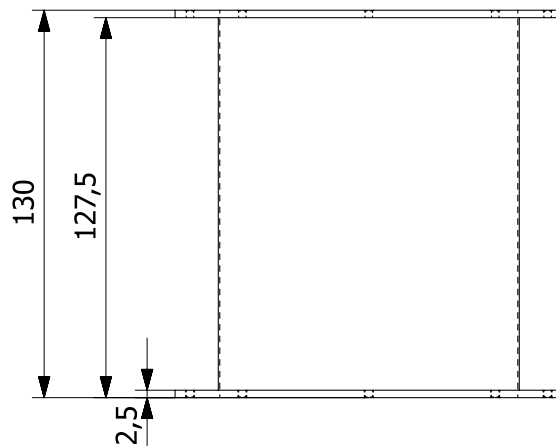
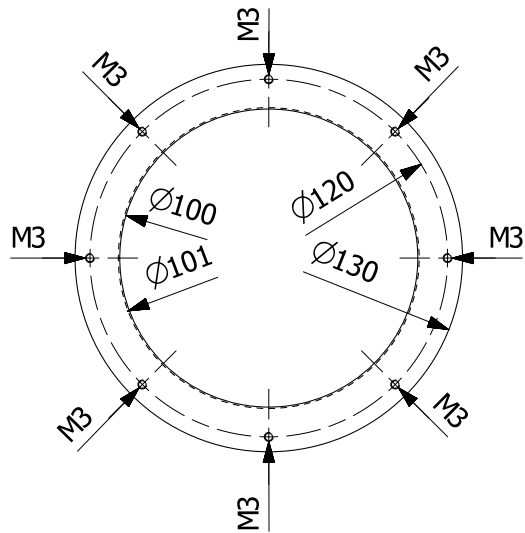
Abbildung 13.33.: Technische Zeichnung der Messspulenhalterung



Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung Targetschiene				Material Aluminium	
Autor T. Bahlo	Datei <input checked="" type="checkbox"/>	Datum 29.02.2016	Maßstab 1 : 1	Revision 1	Seite 1 / 1

Abbildung 13.34.: Technische Zeichnung der Targetschiene



Institut für Kernphysik
SIDALINAC
 Technische Universität Darmstadt

Bezeichnung Feldspulenhalterung				Material Aluminium	
Autor T. Bahlo	Datei <input checked="" type="checkbox"/>	Datum 06.04.2017	Maßstab 1:2	Revision 1	Seite 1/1

Abbildung 13.35.: Technische Zeichnung der Feldspulenhalterung



Literaturverzeichnis

- [1] A. RICHTER et al.: *Operational Experience at the S-DALINAC*. In *Proc. of EPAC 1996*, 96, 110–114. IOP Publishing, 1996.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/Accelconf/e96/PAPERS/ORALS/WEX02A.PDF>
- [2] M. ARNOLD: *Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2016.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/6194>
- [3] Y. FRITZSCHE: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2011.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/2801>
- [4] A. ARAZ: *Aufbau und Erprobung einer digitalen HF-Regelung und Aufbau eines modularen Messsystems zur Energiestabilisierung für den S-DALINAC*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2009.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/1910>
- [5] A. ARAZ, U. BONNES, R. EICHHORN, F. HUG, M. KONRAD, M. PLATZ, A. RICHTER AND R. STASSEN: *3 GHz digital rf control at the superconducting Darmstadt electron linear accelerator: First results from the baseband approach and extensions for other frequencies*. *Phys. Rev. AB*, 13(8):082801, 2010.
DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.13.082801](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.082801).
- [6] M. KONRAD, U. BONNES, C. BURANDT, R. EICHHORN, P. NONN, J. ENDERS AND N. PIETRALLA: *Digital baseband rf control system for the superconducting Darmstadt electron linear accelerator*. *Phys. Rev. AB*, 15(5):052802, 2012.
DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.15.052802](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.15.052802).
- [7] M. KONRAD: *Development and commissioning of a digital rf control system for the S-DALINAC and migration of the accelerator control system to an EPICS-based system*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2013.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/3398>
- [8] C. BURANDT: *Optimierung und Test der digitalen Hochfrequenzregelung und Entwicklungen für das EPICS-basierte Beschleunigerkontrollsystem am S-DALINAC*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2016.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/5980>
- [9] L. JÜRGENSEN: *Simulation, Design und Aufbau von Elektronen-Scrapersystemen für den S-DALINAC*. Masterthesis, TU Darmstadt, 2013, unveröffentlicht.
- [10] A. RICHTER: *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*. *Phys. Bl.*, 54(1):31–36, 1998.
DOI: [10.1002/phbl.19980540109](https://doi.org/10.1002/phbl.19980540109).
- [11] M. BRUNKEN, S. DÖBERT, R. EICHHORN, H. GENZ, H.-D. GRÄF, H. LOOS, A. RICHTER, B. SCHWEIZER, A. STASCHECK AND T. WESP: *First lasing of the Darmstadt cw free electron laser*. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 429(1):21–26, 1999.
DOI: [10.1016/S0168-9002\(99\)00060-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00060-1).
- [12] F. R. J. HUG: *Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2013.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/3469>
- [13] T. BAHLO: *Konfiguration und Test eines Hochfrequenz-Chopper- und Bunchersystems für den S-DALINAC*. Bachelorthesis, TU Darmstadt, 2010, unveröffentlicht.

-
- [14] K. SONNABEND, D. SAVRAN, J. BELLER, M. BÜSSING, A. CONSTANTINESCU, M. ELVERS, J. ENDRES, M. FRITZSCHE, J. GLORIUS, J. HASPER et al.: *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 640(1):6–12, 2011.
DOI: [10.1016/j.nima.2011.02.107](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.02.107).
- [15] L. JÜRGENSEN: *Dissertation in Vorbereitung*. TU Darmstadt.
- [16] D. SAVRAN, K. LINDENBERG, J. GLORIUS, B. LÖHER, S. MÜLLER, N. PIETRALLA, L. SCHNORRENBERGER, V. SIMON, K. SONNABEND, C. WÄLZLEIN, M. ELVERS, J. ENDRES, J. HASPER AND A. ZILGES: *The low-energy photon tagger NEPTUN*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 613(2):232–239, 2010.
DOI: [10.1016/j.nima.2009.11.038](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.11.038).
- [17] M. KNIRSCH: *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 1991.
- [18] C. LÜTTGE, C. HOFMANN, J. HORN, F. NEUMEYER, A. RICHTER, G. SCHRIEDER, E. SPAMER, A. STILLER, D. SOBER, S. MATTHEWS AND L. FAGG: *Large-aperture system for high-resolution 180° electron scattering*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 366(2):325–331, 1995.
DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)00497-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00497-1).
- [19] D. SCHÜLL, J. FOH, H.-D. GRÄF, H. MISKA, R. SCHNEIDER, E. SPAMER, H. THEISSEN, O. TITZE AND T. WALCHER: *High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC): III. Detector system and performance of the electron scattering apparatus*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 153(1):29–41, 1978.
DOI: [10.1016/0029-554X\(78\)90613-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90613-4).
- [20] L. H. THOMAS: *I. The kinematics of an electron with an axis*. Philos. Mag., 3(13):1–22, 1927.
DOI: [10.1080/14786440108564170](https://doi.org/10.1080/14786440108564170).
- [21] V. BARGMANN, L. MICHEL AND V. L. TELEGGI: *Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field*. Phys. Rev. Lett., 2(10):435–436, 1959.
DOI: [10.1103/PhysRevLett.2.435](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.435).
- [22] C. HESSLER, R. BARDAY, U. BONNES, M. BRUNKEN, C. ECKARDT, R. EICHHORN, J. ENDERS, M. PLATZ, W. ACKERMANN, W. MÜLLER et al.: *Commissioning of the Offline-Teststand for the S-DALINAC Polarized Injector SPIN*. In *Proc. of EPAC 2008*, 1482–1484, 2008.
URL: https://www.researchgate.net/profile/Christian_Eckardt/publication/228343303_Commissioning_of_the_offline-teststand_for_the_S-DALINAC_polarized_injector_spin/links/0912f5060396ef11c8000000.pdf
- [23] S. TASHENOV, T. BÄCK, R. BARDAY, B. CEDERWALL, J. ENDERS, A. KHAPLANOV, Y. POLTORATSKA, K.-U. SCHÄSSBURGER AND A. SURZHYKOV: *Measurement of the correlation between electron spin and photon linear polarization in atomic-field bremsstrahlung*. Phys. Rev. Lett., 107(17):173201, 2011.
DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.173201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.173201).
- [24] S. TASHENOV, T. BÄCK, R. BARDAY, B. CEDERWALL, J. ENDERS, A. KHAPLANOV, Y. FRITZSCHE, K.-U. SCHÄSSBURGER, A. SURZHYKOV, V. YEROKHIN et al.: *Bremsstrahlung polarization correlations and their application for polarimetry of electron beams*. Phys. Rev. A, 87(2):022707, 2013.
DOI: [10.1103/PhysRevA.87.022707](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.022707).
- [25] J. ENDERS: *Ideas for fundamental electron scattering at the S-DALINAC*. AIP Conf. Proc., 1563(1):223–226, 2013.
DOI: [10.1063/1.4829415](https://doi.org/10.1063/1.4829415).

-
- [26] R. MÄRTIN, G. WEBER, R. BARDAY, Y. FRITZSCHE, U. SPILLMANN, W. CHEN, R. DUBOIS, J. ENDERS, M. HE-GEWALD, S. HESS et al.: *Polarization transfer of bremsstrahlung arising from spin-polarized electrons*. Phys. Rev. Lett., 108(26):264801, 2012.
DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.264801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.264801).
- [27] M. ESPIG, C. ECKARDT, J. ENDERS, Y. FRITZSCHE, N. KURICHIYANIL, J. LINDEMANN AND M. WAGNER: *Development of pulsed laser systems and cathode-performance studies for the s-dalinac polarized injector*. In *Proc. of IPAC 2012*, 2012.
URL: https://www.researchgate.net/profile/Joachim_Enders/publication/230579989_Development_of_pulsed_laser_systems_and_cathode-performance_studies_for_the_S-DALINAC_polarized_injector/links/0fcfd503b8c5f70ffb0000000.pdf
- [28] N. SHERMAN: *Coulomb Scattering of Relativistic Electrons by Point Nuclei*. Phys. Rev., 103:1601–1607, 1956.
DOI: [10.1103/PhysRev.103.1601](https://doi.org/10.1103/PhysRev.103.1601).
- [29] M. THOMSON: *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [30] P. UGINČIUS, H. ÜBERALL AND G. RAWITSCHER: *Nuclear size effects in the polarization of elastically scattered electrons*. Nucl. Phys. A, 158(2):418–432, 1970.
DOI: [10.1016/0375-9474\(70\)90193-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(70)90193-4).
- [31] J. SROMICKI, K. BODEK, D. CONTI, J. LANG, S. NAVERT, O. NAVILIAT-CUNCIC, E. STEPHAN, C. SYS, J. ZEJMA, W. HAEBERLI et al.: *Polarization in mott scattering of multi-MeV electrons from heavy nuclei*. Phys. Rev. Lett., 82(1):57–60, 1999.
DOI: [10.1103/PhysRevLett.82.57](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.57).
- [32] D. JAKUBASSA-AMUNDSEN AND R. BARDAY: *The Sherman function in highly relativistic elastic electron-atom scattering*. J. Phys. G, 39(2):025102, 2012.
DOI: [10.1088/0954-3899/39/2/025102](https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/2/025102).
- [33] D. JAKUBASSA-AMUNDSEN: *Polarization in elastic electron scattering from spin 12 nuclei*. Nucl. Phys. A, 896:59–73, 2012.
DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2012.10.002](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.10.002).
- [34] A. S. RASKIN AND T. W. DONNELLY: *Polarization in coincidence electron scattering from nuclei*. Ann. Phys., 191(1):78–142, 1989.
DOI: [10.1016/0003-4916\(89\)90337-0](https://doi.org/10.1016/0003-4916(89)90337-0).
- [35] S. DOLFINI, R. ALARCON, H. ARENHÖVEL, R. BECK, A. BERNSTEIN, W. BERTOZZI, W. BOEGLIN, S. BOFFI, J. R. COMFORT, D. DALE et al.: *Out-of-plane measurements of the fifth response function of the exclusive electronuclear response*. Phys. Rev. C, 60(6):064622, 1999.
DOI: [10.1103/PhysRevC.60.064622](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.60.064622).
- [36] J. MANDEVILLE, R. ALARCON, R. BECK, A. BERNSTEIN, W. BERTOZZI, W. BOEGLIN, S. BOFFI, L. CARDMAN, J. COMFORT, D. DALE et al.: *First measurement of the imaginary part of the transverse-longitudinal nuclear response*. Phys. Rev. Lett., 72(21):3325–3328, 1994.
DOI: [10.1103/PhysRevLett.72.3325](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.3325).
- [37] T. J. GAY, M. KHAKOO, J. BRAND, J. FURST, W. MEYER, W. WIJAYARATNA AND F. DUNNING: *Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry*. Rev. Sci. Instrum., 63(1):114–130, 1992.
DOI: [10.1063/1.1143118](https://doi.org/10.1063/1.1143118).
- [38] T. J. GAY AND F. DUNNING: *Mott electron polarimetry*. Rev. Sci. Instrum., 63(2):1635–1651, 1992.
DOI: [10.1063/1.1143371](https://doi.org/10.1063/1.1143371).

-
- [39] R. BARDAY, U. BONNES, C. ECKARDT, R. EICHHORN, J. ENDERS, C. HESSLER, J. VON KALBEN, Y. POLTORATSKA, W. MÜLLER, B. STEINER et al.: *Electron beam polarimetry at the S-DALINAC*. In *Proc. of EPAC 2008*, 1476–1478, 2008.
URL: https://www.researchgate.net/profile/Joachim_Enders/publication/230579449_Electron_beam_polarimetry_at_the_S-DALINAC/links/0fcfd50927b0f3a20d000000.pdf
- [40] R. BARDAY, S. TASHENOV, T. BÄCK, B. CEDERWALL, C. ECKARDT, J. ENDERS, A. GÖÖK, A. KHAPLANOV, Y. POLTORATSKA, K. SCHÄSSBURGER et al.: *Electron Beam Polarimetry at Low Energies and its Applications*. In *Polarized Sources, Targets and Polarimetry*, 1, 105–112, 2011.
- [41] P. BANGERT: *Konzeption und Aufbau eines Compton-Transmissions-Polarimeters am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*. Bachelorthesis, TU Darmstadt, 2010, unveröffentlicht.
- [42] G. B. STEINER: *Strahldynamik-Simulation einer polarisierten Quelle für den S-DALINAC (SPIN)*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 2008.
- [43] E. REBHAN: *Theoretische Physik: Relativistische Quantenmechanik, Quantenfeldtheorie und Elementarteilchentheorie*. Springer Verlag, 2013.
- [44] H. OLSEN: *Application of quantum electrodynamics*. Springer Verlag, 1967.
- [45] C. MØLLER: *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie*. *Ann. Phys.*, 406(5):531–585, 1932.
DOI: [10.1002/andp.19324060506](https://doi.org/10.1002/andp.19324060506).
- [46] G. FORD AND C. J. MULLIN: *Scattering of Polarized Dirac Particles on Electrons*. *Phys. Rev.* 108, 2:477–481, 1957.
DOI: [10.1103/PhysRev.108.477](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.477).
- [47] B. WAGNER, H. ANDRESEN, K. STEFFENS, W. HARTMANN, W. HEIL AND E. REICHERT: *A Møller polarimeter for CW and pulsed intermediate energy electron beams*. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 294(3):541–548, 1990.
DOI: [10.1016/0168-9002\(90\)90296-I](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)90296-I).
- [48] M. SWARTZ, H. BAND, F. DECKER, P. EMMA, M. FERRO, R. FREY, R. KING, A. LATH, T. LIMBERG, R. PREPOST et al.: *Observation of target electron momentum effects in single-arm Møller polarimetry*. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 363(3):526–537, 1995.
DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)00384-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00384-3).
- [49] T. SPECKNER, G. ANTON, W. VON DRACHENFELS, F. FROMMBERGER, K. HELBING, M. HOFFMANN, B. KIEL, T. MICHEL, J. NAUMANN AND G. ZEITLER: *The GDH-Moeller-polarimeter at ELSA*. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, A519:518–531, 2004.
DOI: [10.1016/j.nima.2003.11.016](https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.016).
- [50] L. DE BEVER, J. JOURDAN, M. LOPPACHER, S. ROBINSON, I. SICK AND J. ZHAO: *A target for precise Møller polarimetry*. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 400(2-3):379–386, 1997.
DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00961-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00961-3).
- [51] A. GLAMAZDIN, V. GORBENKO, L. LEVCHUK, R. POMATSALYUK AND P. SOROKIN: *The results of scientific cooperation of NSC KIPT and TJNAF (USA)*. *Probl. Atom. Sci. Tech.*, 37(1):3–6, 2001.
URL: <http://dspace.nbuv.gov.ua/handle/123456789/78433>
- [52] M. HAUGER, A. HONEGGER, J. JOURDAN, G. KUBON, T. PETITJEAN, D. ROHE, I. SICK, G. WARREN, H. WÖHRLE, J. ZHAO, R. ENT, J. MITCHELL, D. CRABB, A. TOBIAS, M. ZEIER AND B. ZIHLMANN: *A high-precision*

-
- polarimeter*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 462(3):382–392, 2001.
DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)00197-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00197-8).
- [53] O. HAAS: *Charakterisierung eines Dipolmagneten für ein Møller-Polarimeter am S-DALINAC*. Bachelorthesis, TU Darmstadt, 2011, unveröffentlicht.
- [54] J. WISSMANN: *Simulation of a Møller Polarimeter for the S-DALINAC in the Energy Range between 30 and 130 MeV*. Masterthesis, TU Darmstadt, 2016, unveröffentlicht.
- [55] CST - COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY AG: *CST STUDIO SUITE*. Version 2015.
URL: <http://www.cst.com/>
- [56] R. BARDAY: *Møller Polarimeter*. Persönliche Mitteilung, unveröffentlicht.
- [57] VACUUMSCHMELZE GMBH UND Co KG: *Weichmagnetische Kobalt-Eisen-Legierungen*. Ausgabe 05/2016.
URL: http://www.vacuumschmelze.de/fileadmin/Medienbibliothek_2010/Downloads/HT/Soft_Magnetic_CoFe_Alloys_05_2016.pdf
- [58] H.-G. VOGT AND H. SCHULTZ: *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*. Hanser, 2014.
- [59] V. V. MOROKHOVSKIY: *Untersuchung der parametrischen Röntgenstrahlung am S-DALINAC: spektrale Verteilung, Polarisierung und Interferenz mit kohärenter Bremsstrahlung sowie Konstruktion, Bau und Test eines Strahlfängers*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 1998.
- [60] B. SOWERBY: *Čerenkov detectors for low-energy gamma rays*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 97(1):145–149, 1971.
DOI: [10.1016/0029-554X\(71\)90525-8](https://doi.org/10.1016/0029-554X(71)90525-8).
- [61] P. KRIZAN: *Recent progress in Čerenkov counters*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 48(4):941–949, 2001.
DOI: [10.1109/23.958704](https://doi.org/10.1109/23.958704).
- [62] G. SCOTT AND H. STURNER: *Magnetomechanical ratios for Fe-Co alloys*. Phys. Rev., 184(2):490–491, 1969.
DOI: [10.1103/PhysRev.184.490](https://doi.org/10.1103/PhysRev.184.490).
- [63] H. EBERHARDT: *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2006, unveröffentlicht.
- [64] D. MESCHÉDE: *Gerthsen Physik*, 24. Auflage. Springer Verlag, 2010.
- [65] J. ARRINGTON, E. BEISE, B. FILIPPONE, T. O'NEILL, W. DODGE, G. DODSON, K. DOW AND J. ZUMBRO: *A variable energy Møller polarimeter at the MIT-Bates Linear Accelerator Center*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 311(1-2):39–48, 1992.
DOI: [10.1016/0168-9002\(92\)90849-Y](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90849-Y).
- [66] W. BICH, M. G. COX AND P. M. HARRIS: *Evolution of the 'Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement'*. Metrologia, 43(4):S161, 2006.
DOI: [10.1088/0026-1394/43/4/S01](https://doi.org/10.1088/0026-1394/43/4/S01).
- [67] R. HOFSTADTER: *Electron scattering and nuclear structure*. Rev. Mod. Phys., 28(3):214, 1956.
DOI: [10.1103/RevModPhys.28.214](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.28.214).
- [68] R. HOFSTADTER: *Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons*. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7(1):231–316, 1957.
DOI: [10.1146/annurev.ns.07.120157.001311](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.07.120157.001311).

-
- [69] J. ALLISON, K. AMAKO, J. APOSTOLAKIS, P. ARCE, M. ASAI, T. ASO, E. BAGLI, A. BAGULYA, S. BANERJEE, G. BARRAND, B. BECK, A. BOGDANOV, D. BRANDT, J. BROWN, H. BURKHARDT, P. CANAL, D. CANO-OTT, S. CHAUVIE, K. CHO, G. CIRRONE, G. COOPERMAN, M. CORTÉS-GIRALDO, G. COSMO, G. CUTTONE, G. DE-PAOLA, L. DESORGHIER, X. DONG, A. DOTTI, V. ELVIRA, G. FOLGER, Z. FRANCIS, A. GALOYAN, L. GARNIER, M. GAYER, K. GENSER, V. GRICHINE, S. GUATELLI, P. GUÈYE, P. GUMPLINGER, A. HOWARD, I. HŘIVNÁČOVÁ, S. HWANG, S. INCERTI, A. IVANCHENKO, V. IVANCHENKO, F. JONES, S. JUN, P. KAITANIEMI, N. KARAKATSANIS, M. KARAMITROS, M. KELSEY, A. KIMURA, T. KOI, H. KURASHIGE, A. LECHNER, S. LEE, F. LONGO, M. MAIRE, D. MANCUSI, A. MANTERO, E. MENDOZA, B. MORGAN, K. MURAKAMI, T. NIKITINA, L. PANDOLA, P. PAPROCKI, J. PERL, I. PETROVIĆ, M. PIA, W. POKORSKI, J. QUESADA, M. RAINE, M. REIS, A. RIBON, A. R. FIRA, F. ROMANO, G. RUSSO, G. SANTIN, T. SASAKI, D. SAWKEY, J. SHIN, I. STRAKOVSKY, A. TABORDA, S. TANAKA, B. TOMÉ, T. TOSHITO, H. TRAN, P. TRUSCOTT, L. URBAN, V. UZHINSKY, J. VERBEKE, M. VERDERI, B. WENDT, H. WENZEL, D. WRIGHT, D. WRIGHT, T. YAMASHITA, J. YARBA AND H. YOSHIDA: *Recent developments in Geant4*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 835:186–225, 2016.
DOI: [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [70] L. LEVCHUK: *The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source of the systematic error in electron beam polarization measurements by means of a Möller polarimeter*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 345(3):496–499, 1994.
DOI: [10.1016/0168-9002\(94\)90505-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90505-3).
- [71] M. LÖSLER, M. ARNOLD, H. BÄHR, C. ESCHELBACH, T. BAHLO, R. GREWE, F. HUG, L. JÜRGENSEN, P. WINKEMANN AND N. PIETRALLA: *Hochpräzise Erfassung von Strahlführungselementen des Elektronenlinearbeschleunigers S-DALINAC*. zfv, 140(6):346–356, 2015.
DOI: [10.12902/zfv-0090-2015](https://doi.org/10.12902/zfv-0090-2015).
- [72] M. GROS: *Optimierung der thermionischen Elektronenquelle des S-DALINAC und Konzeptionierung einer Strahlstrommessung*. Masterthesis, TU Darmstadt, 2016, unveröffentlicht.
- [73] F. SCHLISSMANN: *Untersuchungen der longitudinalen Drifteffekte und mit elegant durchgeführte Sensitivitätsanalysen des gekoppelten Phasenraums am S-DALINAC*. Project Proposal, TU Darmstadt, 2016, unveröffentlicht.
- [74] M. REICHENBACH: *Bau und Erprobung von Strom- und Positionsmonitoren zur Strahlüberwachung am S-DALINAC sowie Rechnungen zur Strahlführung des FEL*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 1996, unveröffentlicht.
- [75] S. DÖBERT: *Nichtlineare Zeitreihenanalyse der Feldamplitude der superleitenden Beschleunigungsstrukturen*. Dissertation D17, TU Darmstadt, 1999.
- [76] M. HERBERT: *Aufbau und Test eines Phasenmonitors für die Strahlstabilisierung am Injektor des S-DALINAC*. Bachelorthesis, TU Darmstadt, 2013, unveröffentlicht.
- [77] J. D. HUNTER: *Matplotlib: A 2D graphics environment*. Comput. Sci. Eng., 9(3):90–95, 2007.
DOI: [10.1109/MCSE.2007.55](https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.55).

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zu meiner erfolgreichen Promotion beigetragen haben.

Herrn **Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla** danke ich für die Aufnahme als Doktorand und die Betreuung meiner Promotion. Die bereitwillige Aufnahme in die Beschleunigerarbeitsgruppe und die durch ihn geschaffene Möglichkeit neben meinem Promotionsprojekt als Operateur und Techniker am S-DALINAC arbeiten zu können sorgte dafür, dass ich mir eine große Menge Erfahrungen und Kompetenzen im Bereich der Beschleunigerphysik aneignen konnte, von denen ich in der Zukunft definitiv profitieren werde. Außerdem möchte ich mich dafür bedanken, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, einen Kurs an der United States Particle Accelerator School (USPAS) zu belegen und außerdem auf mehreren internationalen Konferenzen meine Arbeit vorzustellen.

Herrn **Prof. Dr. Joachim Enders** möchte ich für die Übernahme des Korreferates meiner Dissertation danken. Der enge Bezug meines Promotionsthemas zu seinem Fachgebiet sorgte für einen gesteigerten Betreuungsaufwand seinerseits, wofür er trotz des vollen professoralen Terminkalenders stets eine Lücke für meine Betreuung schuf. Außerdem sei Herrn Enders an dieser Stelle auch noch einmal dafür gedankt, dass er mir bereits während meines Bachelorstudiums die von mir auch genutzte Möglichkeit bot, durch einen Besuch der Joint University Accelerator School (JUAS) von den Spezialisten der Beschleunigerphysik am CERN zu lernen.

Beiden Professoren danke ich außerdem für die großen Freiheiten, die ich während der Arbeit an meiner Promotion genießen durfte. Die von mir getroffenen Entscheidungen wurden stets unterstützt und durch konstruktive Hinweisen ergänzt.

Herrn **Oliver Haas** möchte ich für die für dieses Projekt ungewöhnlich gut dokumentierte Vorarbeit und die konstruktiven Diskussionen zu Beginn des Projekts danken.

Den von mir bei ihren Abschlussarbeiten betreuten Studenten **Maximilian Herbert**, **Mirco Gros**, **Jan Wissmann** und **Felix Schließmann** gilt besonderer Dank, da sie durch ihre Arbeit einen relevanten Beitrag zum Gelingen dieser Promotion geleistet haben. Hervorzuheben ist dabei, dass alle bei ihrer Arbeit eine hohes Maß an Selbstständigkeit, Motivation und Kompetenz an den Tag legten, was den Betreuungsaufwand im Vergleich zu anderen Studenten deutlich reduzierte.

Den mittlerweile drei Betriebsleitern **Prof. Dr. Florian Hug**, **Dr. Thorsten Kürzeder** und **Dr. Michaela Arnold**, unter deren Leitung ich in den letzten Jahren arbeiten durfte, gilt ebenfalls mein Dank. Die von ihnen an mich übertragenen verantwortungsvollen Aufgaben und Projekte sorgten dafür, dass ich mich sowohl fachlich, als auch persönlich deutlich weiterentwickeln konnte, wobei mir von ihnen stets großes Vertrauen in meine Fähigkeiten entgegengebracht wurde.

Frau **Dr. Arnold** gilt außerdem mein besonderer Dank dafür, dass sie sich trotz ihres vollen Terminkalenders die Zeit genommen hat, meine Dissertation vollständig zu lesen und zu korrigieren. Ihre konstruktiven Kommentare haben die Qualität der Arbeit deutlich gesteigert. Außerdem gilt ihr mein Dank dafür, dass sie mich in der Endphase meiner Promotion von einem Großteil meiner betrieblichen Aufgaben entbunden hat, sodass ich mehr Zeit in die Erstellung der Dissertation und die Vorbereitung der Prüfung investieren konnte.

Herrn **Dr. Christoph Burandt** möchte ich besonders danken. Über die gesamte Promotion hinweg konnte ich stets sicher sein, bei ihm zu sämtlichen auftretenden Fragen bzgl. Kontrollsystem, Datenauslese, Datenarchivierung, Hochfrequenztechnik, Linux, Open Source Software, Programmierung und Reglungs-

technik sinnvolle und hochqualifizierte Antworten zu erhalten. Nicht zuletzt durch seinen Einfluss habe ich meine IT-Kompetenzen in den letzten Jahren deutlich gesteigert, wenngleich er seinen Einfluss darauf vermutlich bestreiten wird. Mein Dank gilt ihm zusätzlich für die vielen konstruktiven Kommentare zu meiner Dissertation, die stets zu einer deutlichen Verbesserungen der Ausarbeitung beitrugen.

Herrn **Dr. Jonny Birkhan** gilt mein Dank für die vielen Diskussionen zur experimentellen Kernphysik, der Metrologie und dem Thema Wissenschaft im Allgemeinen, die seinen bewundernswerten Idealismus demonstrierten. Seine Kommentare und Korrekturen meiner Arbeit weiß ich sehr zu schätzen.

Nicht zuletzt möchte ich der **gesamten Beschleunigermannschaft** bestehend aus den „Aufsichten“, den Doktoranden und Studenten, sowie der Betriebsgruppe für ihre Unterstützung meiner Arbeit und das angenehme Arbeitsklima danken.

Hervorzuheben sind hierbei **Ruben Grewe, Lars Jürgensen** und **Manuel Steinhorst**, die in der Schlussphase meiner Promotion kommentarlos und selbstverständlich eine große Menge meiner betrieblichen Aufgaben übernommen haben, um mir mehr Zeit für meine Promotion zu verschaffen, wofür ich sehr dankbar bin.

Meiner Frau **Simone** gilt mein besonderer Dank, da sie neben mir wohl am direktesten von meiner Entscheidung zur Promotion betroffen war. Sie hat mich auf dem gesamten Weg unterstützt und meine Entscheidung nie in Frage gestellt. Dieser Rückhalt selbst in frustrierenden Perioden der Promotionsarbeit (von denen es einige gab), war für mich von unschätzbarem Wert. Speziell möchte ich ihr dafür danken, dass sie unseren Sohn in den letzten Monaten praktisch ohne meine Hilfe betreut hat, ohne mir dies vorzuwerfen.

Meinem Sohn **Niklas** danke ich dafür, dass er mich immer wieder lautstark daran erinnert, wie ich meine Prioritäten eigentlich setzen sollte.

Meinen **Schwiegereltern** und **Eltern** danke ich dafür, dass sie meine Frau in der Endphase der Promotion verstärkt bei Niklas' Betreuung unterstützt haben.

Für alle in dieser Arbeit erstellten Plots wurde die quelloffene Pythonbibliothek Matplotlib [77] verwendet, weswegen ich den beitragenden Entwicklern an dieser Stelle meinen Dank ausdrücken möchte.