



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Gesamtkonzept für den MESA-Teilchenbeschleuniger unter besonderer Berücksichtigung von Strahloptik und Kryogenik

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

Dipl.-Phys. Daniel Simon

Mainz, den 21. April 2021

Belegexemplar Bibliothek Elektronische Version

Doktorand: Daniel Simon
Fachbereich: Physik
Tag der Prüfung: 24.03.2021

Institut für Kernphysik

Zusammenfassung

Mit dem Ende des A4-Experiments am Mainzer Mikrotron (MAMI) stellt sich die Frage, wie eine sinnvolle Weiterverwendung der frei werdenden Experimentierhallen aussehen könnte. Im Rahmen des Exzellenzclusters PRISMA¹ und des Sonderforschungsbereichs 1044 fiel die Entscheidung, eine Reihe von speziellen Experimenten mit dem neuartigen ‚Multiturn‘-energierückgewinnenden supraleitenden Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MESA² (vgl. [Aulenbacher et al. 2012]) durchzuführen. Neben einem externen Experiment P2, welches mit einem polarisierten Elektronenstrahl mit Energien bis zu 155 MeV bei Stahlstromstärken bis zu 150 μA betrieben wird, besitzt MESA ein internes Experiment MAGIX³ mit Strahlenergien bis zu 105 MeV bei Strahlstromstärken bis zu 1 mA. Das interne Experiment wird im energierückgewinnenden Modus betrieben.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Gesamtkonzept für den Teilchenbeschleuniger MESA aufzustellen, welches die benötigte Infrastruktur beinhaltet. Hierbei sind insbesondere sowohl die Versorgung der Kryomodule mit kryogenen Flüssigkeiten zu nennen als auch die Entwicklung einer Strahlführung, die die von den Experimenten geforderten Strahlparameter liefern kann.

Die Auslegung des Kryosystems für MESA umfasst die Ermittlung des Bedarfs an kryogenen Flüssigkeiten von MESA sowie die Planung des Transferleitungssystems. Hierfür wurde ein Fließschema (PFD) der Kryoverteilung angefertigt, die Druckniveaus in den einzelnen Kryokomponenten festgelegt, die Transferleitungsdurchmesser bestimmt und das subatmosphärische Kompressorsystem (SAK) ausgelegt. Dies wurde sowohl für eine Flüssighelium-Versorgung als auch für eine Versorgung mit überkritischem Helium durchgeführt.

Zur Entwicklung der Strahlführung wurden zuerst die strahloptischen Randbedingungen für MESA bestimmt und die Strahlparameter der einzelnen Strahlführungskomponenten zusammengetragen. Hieraus wurde eine Strahloptik entwickelt, die den verschiedenen Betriebsmodi von MESA Rechnung trägt. Zur Entwicklung der Strahloptik wurden Strahlseparationen, Umlenkbögen und Experimentstrahlführungen entworfen sowie der Einfluss von Synchrotronstrahlung auf MESA untersucht.

¹ Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter

² Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator

³ MesA Gas Internal target eXperiment

Abstract

With the completion of the A4 experiment at the Mainzer Mikrotron (MAMI), the question arose how to re-utilize the now unused experimental hall. With the Cluster of Excellence PRISMA⁴ and the Collaborative Research Centre 1044, it was decided to support a series of specialized experiments at the new multiburn-recirculating, energy-recovering, superconducting continuous-wave accelerator MESA⁵ (see [Aulenbacher et al. 2012]). In addition to the P2 experiment, which uses polarized beams with an energy up to 155 MeV and a current up to 150 μA , the internal experiment MAGIX⁶ with a beam energy up to 105 MeV at a beam current up to 1 mA is an integral part of the facility.

The objective of this thesis is to conceive an overall draft of the particle accelerator MESA, including the necessary infrastructure for the accelerator. An important part is to devise the supply with cryogenic fluids and to develop a beam line which meets the required beam parameters for the experiments.

The design of the cryogenic systems encompasses the identification of the demand of cryogenic fluids for MESA as well as the development of the transfer lines. For this purpose, a process flow diagram (PFD) of the cryogenic distribution was conceived, the pressure level of the different cryogenic systems and the diameter of the transfer lines were determined, and the sub-atmospheric compressor system (SAK) was specified. This was done for the supply with liquid helium as well as for the supply with supercritical helium.

For the development of the beam line, the optical requirements of the beam for MESA were identified and the beam parameters for the different beam line assemblies ascertained. From this, a set of beam optics capable of supporting the different operation modes of MESA was designed. To develop the beam optics for MESA, beam line assemblies like beam separation, arcs and experiment beam lines were designed, and the influence of synchrotron radiation at MESA was investigated.

⁴ Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter

⁵ Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator

⁶ MesA Gas Internal target eXperiment

Inhaltsverzeichnis

I	Einführung	1
1	Einleitung	2
1.1	Ausgangslage und Aufbau von MESA	4
1.2	Infrastruktur und Baukoordination	7
2	Experimente an MESA	8
2.1	Das P2-Experiment	8
2.2	Das DarkMESA-Experiment	10
2.3	Das MAGIX-Experiment	10
II	Auslegung der Kryogenik für MESA	13
3	Einleitung: Kryogenik für MESA	14
4	Grundlagen der Kryogenik	16
4.1	Helium als Kühlmedium	16
4.2	Joule-Thomson-Effekt	18
4.3	Helium-Verflüssigung im Claude-Kreislauf	20
4.4	Heliumtransport	21
4.4.1	Wärmeeintrag in Transferleitungen	23
4.4.2	Transfer von einphasigem Helium	24
4.4.3	Transfer von zweiphasigem Helium	26
4.4.4	Versorgung mit überkritischem Helium gegenüber Versorgung mit flüssigem Helium	27
5	Kryokomponenten von MESA	28
5.1	Kryoanlage und 5000 l-Dewar	30
5.2	Nexans-Transferleitung und Ventilbox	31
5.3	Helium-,Recovery‘-System und Heliumspeicher	32
5.4	Kryomodul – MEEC	33

5.5	RI-Ventilbox und 4 K/2 K-Subcooler	34
5.5.1	RI-Ventilbox	34
5.5.2	4 K/2 K-Subcooler	36
5.6	Subatmosphärische Kompressoren – SAK	37
5.7	16 mbar-Helium-Heizer	38
5.8	Flüssigstickstoff-Infrastruktur	39
5.9	Transferleitung	40
5.9.1	Transferleitung von L280 bzw. Nexans-Ventilbox zur RI-Ventilbox	40
5.9.2	Transferleitung von der RI-Ventilbox zum Kryomodul	41
5.9.3	Transferleitung von der RI-Ventilbox zum subatmosphärischen Kompressor	42
5.9.4	Transferleitungslängen	42
6	Kryomodultest	43
7	Kryoversorgung von MESA	46
7.1	Kryoverteilung von MESA	46
7.2	Druckniveaus im MESA-Kryosystem	48
7.3	Flüssighelium-Bedarf für MESA	49
7.3.1	4 K-Helium-Bedarf der Kryomodule	49
7.3.2	4 K-Helium-Bedarf für MESA	51
7.4	Überkritische Versorgung von MESA	52
7.5	Druckabfall und maximale Massenströme in den Transferleitungen	54
7.5.1	Auslegung der 16 mbar-Transferleitung	54
7.5.2	Auslegung der überkritischen Versorgungsleitung	56
7.5.3	Auslegung der Flüssighelium-Versorgung	57
7.5.4	Auslegung der 1,2 bar-Heliumgas-Rückleitung	58
7.6	Spezifikation der subatmosphärischen Kompressoren	59
8	Zusammenfassung: Kryogenik für MESA	62
III	Strahloptik für MESA	65
9	Einleitung: Strahloptik für MESA	66

10 Grundlagen der Strahloptik	67
10.1 Lineare Strahloptik	67
10.1.1 Strahldynamik	67
10.1.2 Transportmatrix	68
10.1.2.1 Transportmatrizen verschiedener Elemente	70
10.1.3 Phasenellipse, Emittanz und Betafunktion	74
10.1.4 Betamatrix und Eigenellipse	76
10.1.5 Betatronphase und optische Resonanzen	77
10.1.6 Dispersion und Dispersionskompensation	78
10.1.6.1 Transversale Dispersion und ihre Kompensation	78
10.1.6.2 Longitudinale Dispersion und ihre Kompensation	79
10.1.7 Phasenfokussierung	81
10.2 Randbedingungen von ‚Multiturn‘-ERL	82
10.2.1 Aufbau eines ‚Multiturn‘-ERL	82
10.2.1.1 Einseitiger ‚Multiturn‘-ERL	83
10.2.1.2 Doppelseitiger ‚Multiturn‘-ERL	84
10.2.2 ‚Beam breakup‘ – BBU	85
10.2.3 Strahloptische Symmetrie von ‚Multiturn‘-ERLs	87
10.2.4 Phase und Weglängen bei isochroner Beschleunigung im ‚Multi- turn‘-ERL	92
10.2.5 Phase und Weglängen bei nicht-isochroner Beschleunigung im ‚Multiturn‘-ERL	93
10.2.6 Synchrotronstrahlung	95
10.2.6.1 Synchrotronstrahlungsverluste	95
10.2.6.2 Kohärente Synchrotronstrahlung – CSR	96
11 Aufbau und Randbedingungen für MESA	97
11.1 Schematischer Aufbau MESA	97
11.2 Abdeckbarer Energiebereich	98
11.3 Synchrotronstrahlung in MESA	99
12 Komponenten der MESA-Strahlführung	101
12.1 Injektor	101
12.1.1 Elektronenkanone – STEAM	102
12.1.2 Strahlpräparation – MELBA	103
12.1.3 Injektor-Linac – MAMBO	105

12.1.4	Injektionsstrahlführung – MARC 0	106
12.1.5	Injektions-/Extraktionsschikane	107
12.2	Rezirkulationen	109
12.2.1	Vertikale Strahlseparation	109
12.2.2	Umlenkbogen – MARC 1–5	113
12.2.2.1	Weglängenkorrektur Umlenkbogen	115
13	Strahlführung	121
13.1	ER-Strahlführung	121
13.1.1	Strahlführung für MAGIX	121
13.1.1.1	Weglängenkorrektur in der MAGIX-Strahlführung	123
13.1.2	Strahldynamikdiagramme der ER-Strahlführung	123
13.2	EB-Strahlführung	127
13.2.1	Strahlführung für P2	127
13.2.1.1	Stabilisierungen für P2	128
13.2.2	Strahldynamikdiagramme der EB-Strahlführung	129
14	Zusammenfassung: Strahloptik für MESA	135
IV	Fazit und Ausblick	137
V	Anhang	141
A	Infrastruktur für MESA	142
B	Kryogenik für MESA	144
C	Strahloptik für MESA	148
	Abbildungsverzeichnis	151
	Tabellenverzeichnis	155
	Literatur	158

Abkürzungsverzeichnis

2 K	suprafluides Helium unterhalb des Lambdapunktes
4 K	flüssiges Helium oberhalb des Lambdapunktes
BBU	Beam breakup
CSR	Coherent Synchrotron Radiation
CFP	Center for Fundamental Physics
cw	continuous wave
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
EB	External Beam
ELBE	Electron Linac for beams with high Brilliance and low Emittance
ELEGANT	ELEctron Generation ANd Tracking [Borland 2013]
ER	Energy Recovery
ERL	Energy Recovery Linac
ExH	Experimentierhalle
FEL	Free Electron Laser
GHe	gasförmiges Helium
HDSM	harmonisch doppelseitiges Mikrotron
HIM	Helmholtz-Institut Mainz
HOM	Higher order mode
JGU	Johannes Gutenberg-Universität Mainz
JLab	Thomas Jefferson National Accelerator Facility
JT	Joule-Thomson
LDM	light dark matter
LEP	Large Electron-Positron Collider
Linac	Linear accelerator
LHe	Liquid Helium
LHeC	Large Hadron electron Collider
LN	Liquid Nitrogen
MAC	Machine Advisory Committee
MAD-X	Methodical Accelerator Design [Grote 2002]
MAGIX	MesA Gas Internal target eXperiment
MAMBO	Milliampere Booster

MAMI	Mainzer Mikrotron
MARC	MESA arc
MEEC	MESA Enhanced ELBE Cryomodule
MELBA	MEsa Low-energy Beam Apparatus
MESA	Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator
MLI	Multilayerisolation
MOLLER	Measurement Of a Lepton Lepton Electroweak Reaction
OPAL	Object Oriented Parallel Accelerator Library [Adelmann et al. 2013]
PARMELA	Phase and Radial Motion in Electron Linacs [Young 2003]
PERLE	Powerful Energy Recovery Linac Experiments
PFD	Process Flow Diagram
PRISMA	Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter
RI	Research Instruments GmbH, Bergisch-Gladbach
RMS	Root Mean Square: quadratisches Mittel
RTM	Racetrack Microtron
Saclay	Centre CEA de Saclay
SAK	Subatmosphärische Kompressoren
SHe	überkritisches Helium
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SRF	Superconducting Radio Frequency
STEAM	Small Thermalized Electron Source At Mainz
TBA	Triple Bend-Achromat
TESLA	Teraelectronvolt Energy Superconducting Linear Accelerator
TRANSPORT	Ein Programm zur Berechnung von Strahloptiken [Brown 1980]
TOF	Time-Of-Flight
VB	Ventilbox
XFEL	X-Ray Free-Electron Laser

Konstanten

elektr. Feldkonstante	ϵ_0	=	$8,854\,187\,813 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A}\cdot\text{s}}{\text{V}\cdot\text{m}}$	
magn. Feldkonstante	μ_0	=	$1,256\,637\,062 \cdot 10^{-6} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$	
Lichtgeschwindigkeit	c_0	=	$299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	
Elementarladung	e	=	$1,602\,176\,634 \cdot 10^{-19} \text{C}$	
Ruhemasse Elektron	m_e	=	$9,109\,383\,702 \cdot 10^{-31} \text{kg}$	= $510,998\,95 \frac{\text{keV}}{c_0^2}$

Teil I

Einführung

1 Einleitung

Mit dem Ende des A4-Experiments am Mainzer Mikrotron (MAMI) stellte sich die Frage, wie eine sinnvolle Weiterverwendung der frei werdenden Experimentierhallen aussehen könnte. Im Rahmen des Exzellenzclusters PRISMA¹ und des Sonderforschungsbereichs 1044 fiel die Entscheidung, eine Reihe von speziellen Experimenten mit dem neuartigen ‚Multiturn‘-energieerückgewinnenden supraleitenden Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MESA² (vgl. [Aulenbacher et al. 2012] und [Simon 2014, S. 3]) durchzuführen.

Im Energiebereich bis 155 MeV bei Strahlstromstärken bis 150 μA soll der Beschleuniger primär zur genaueren Vermessung des Weinbergwinkels³ dienen. Bisher wurde der Weinbergwinkel bei sehr hohen Energien am Large Electron-Positron Collider (LEP) und am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) mit hoher Präzision vermessen. Experimente bei niedrigerer Energie, wie z. B. das Q_{weak} -Experiment (vgl. [Allison et al. 2015]), erreichten diese Präzision bisher nicht. Mit dem P2-Experiment (vgl. [Denig und Vanderhaeghen 2011] und [Becker et al. 2018]) soll an MESA eine ähnlich hohe Genauigkeit für den Weinbergwinkel im Niedrigenergiebereich erreicht werden. Zusätzlich soll MESA mit dem MAGIX⁴-Experiment im Energiebereich bis 105 MeV bei Strahlstromstärken bis 1 mA der Suche nach dem dunklen Photon dienen. Durch vorangegangene Experimente (z. B. das A1-Experiment am MAMI [Merkel et al. 2011]) konnten weite Energiebereiche für das dunkle Photon ausgeschlossen werden (vgl. [Molitor 2012] und [Maas 2013]). Allerdings bleibt im Bereich um 100 MeV eine Lücke, welche durch MESA erschlossen werden soll (vgl. [Grieser et al. 2018]). Die Besonderheit bei diesem Beschleuniger ist die Energieerückgewinnung in Verbindung mit einer Mehrfach-Rezirkulation. Die Energieerückgewinnung wird benötigt, um den Energieverbrauch bei den hohen Strahlströmen in einem verträglichen Rahmen zu halten. Zusätzlich wird während des P2-Experimentierbetriebs mit dem Beamdump-Experiment DarkMESA nach Hinweisen auf LDM⁵ gesucht (vgl. [Doria et al. 2019]).

In meiner Diplomarbeit (siehe [Simon 2014]) beschäftigte ich mich bereits mit der Strahlführung für MESA. Allerdings ergaben sich mit der Genehmigung eines Forschungsbaus (CFP⁶-1) zur Erweiterung der MESA-Anlage im Jahr 2015 neue Gegebenheiten, die bei der Planung berücksichtigt werden müssen. Einerseits kann hierdurch das Experimentierprogramm an MESA deutlich ausgeweitet werden, andererseits ist

¹ Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter

² Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator

³ Dieser wird auch als schwacher Mischungswinkel bezeichnet und gibt das Verhältnis von elektrischer Ladung zu schwacher Ladung an.

⁴ MesA Gas Internal target eXperiment

⁵ light dark matter

⁶ Center for Fundamental Physics

eine weitgehende Neukonzeption des Beschleunigers notwendig und weite Teile der Strahlführung mussten überarbeitet werden.

Durch die enge Verknüpfung der architektonischen Bedürfnisse mit denen der Experimente und des Beschleunigers war bei der Erstellung der Bedarfsunterlagen für den Neubau sowie bei der Ertüchtigung der Bestandshallen eine intensive Zusammenarbeit des Bauplanungsteams mit der Beschleunigerabteilung notwendig. Die Bedarfsunterlage dient einer realistischen Kostenschätzung des Gesamt-Experimentierareals. Hier konnte ein Entwurf entwickelt werden, welcher die Anforderungen der Experimente und des Beschleunigers sehr gut berücksichtigt. Ich hatte dafür Sorge zu tragen, dass die architektonischen Randbedingungen, denen der Beschleuniger in der zerklüfteten Bausubstanz (insbesondere im Altbestand) unterliegt, eingehalten werden können. Neben den üblichen Infrastrukturproblemen einer solchen Großanlage (der technischen Gebäudeausstattung) mussten hier komplexe Aspekte des Brandschutzes und der Gebäudestatik berücksichtigt werden. Mit der Verabschiedung der ‚Haushaltsunterlage Bau‘ konnten die Planungen Ende 2017 abgeschlossen werden. Der Forschungsbau CFP-1 befindet sich derzeit (Herbst 2020) in der Rohbauphase und soll Ende 2021 bezugsfertig sein. Auf diese im Wesentlichen technischen, wenn auch komplexen Probleme wird in dieser Arbeit nur am Rande eingegangen.

In der Planungsphase der Baumaßnahmen konnte der Beschleuniger aufbauend auf meiner Diplomarbeit in physikalisch-experimenteller Hinsicht nur so weit entworfen werden, dass seine Funktion grundsätzlich gewährleistet erschien. Dies war insbesondere für das rezirkulierende Magnetsystem sowie die kryogenische Versorgung der supraleitenden Beschleunigermodule von Bedeutung. Ziel dieser Arbeit ist es, diese Systeme zu entwerfen und ihre Implementation in MESA im Detail zu beschreiben. Hierbei wird für das Magnetsystem gezeigt, dass sämtliche Anforderungen an MESA in linearer Strahloptik erfüllt werden können, inklusive der vor einiger Zeit vom MAGIX-Experiment aufgetragenen Anforderung einer kontinuierlichen Einstellbarkeit der Strahlenergie am Experiment. Im Bereich der supraleitenden HF-Systeme und ihrer Versorgung, die in Mainz eine neue Technologie im Beschleunigerbereich darstellt, konnten experimentelle Erfahrungen gesammelt werden, die mit den in der Auslegung angestellten Überlegungen in zufriedenstellender Übereinstimmung sind. Somit besteht jetzt ein hinreichendes Vertrauen in die Realisierbarkeit des Konzepts.

Diese Arbeit bildet die Grundlage zur Beschaffung der noch fehlenden Komponenten, so dass mit Fertigstellung des MESA-Gebäudes direkt mit der Installation des Beschleunigers und dessen spezialisierter Infrastruktur wie z. B. der kryogenischen Subsysteme begonnen werden kann.

1.1 Ausgangslage und Aufbau von MESA

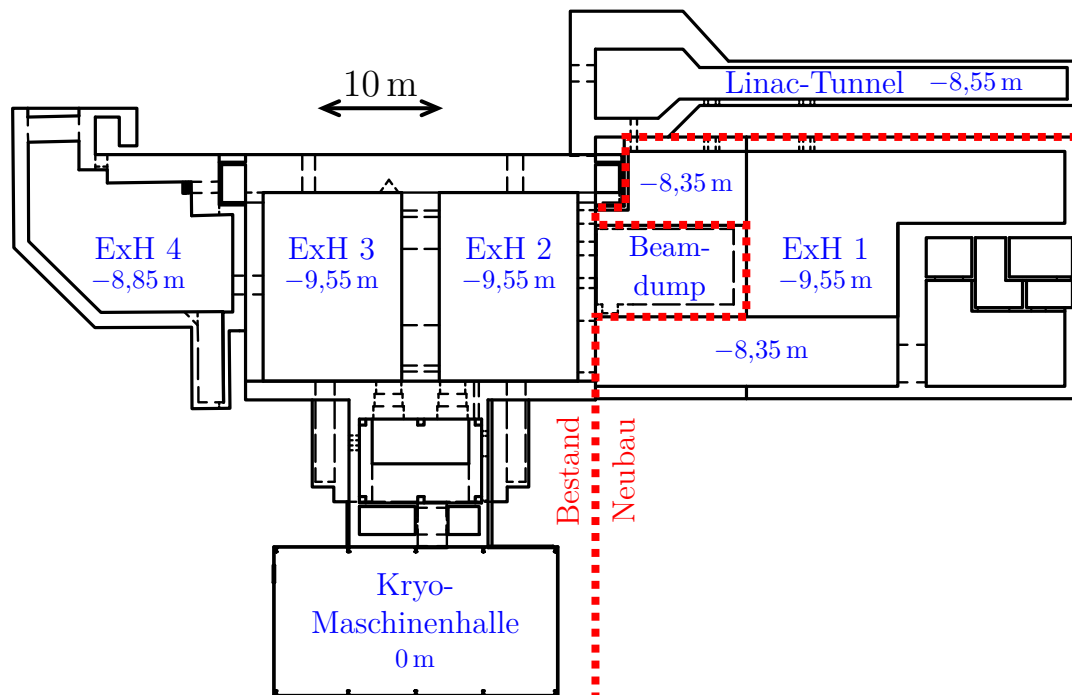


Abbildung 1.1: Übersicht über die Experimentierhallen von MESA mit der oberirdischen Kryo-Maschinenhalle und den unterirdischen Beschleunigerhallen inklusive der Höhenangaben relativ zur Kryo-Maschinenhalle

Im Rahmen meiner Diplomarbeit [Simon 2014] beschäftigte ich mich bereits mit der Strahlführung für MESA. Zu dieser Zeit sah die Planung vor, MESA in den Experimentierhallen (ExH) 3 und 4 unterzubringen. Durch die wachsenden Ansprüche an den MESA-Beschleuniger sowie durch steigende Kosten für die zur Unterbringung des Beschleunigers in diesen Hallen notwendigen Wanddurchbrüche wurde dieses Konzept verworfen. Stattdessen wurde der Teilchenbeschleuniger in die mittlerweile genehmigte Experimentierhalle 1 und die Experimentierhalle 2 verlegt. Auch wenn viele Segmente des Teilchenbeschleunigers für das neue Konzept adaptiert werden können, ist eine vollständige Überarbeitung und Erweiterung des Beschleunigers notwendig.

Die Abbildung 1.1 zeigt die Experimentierhallen von MESA, den Linac⁷-Tunnel sowie die Kryo-Maschinenhalle mit den Höhenangaben der einzelnen Hallen. Die sich unter Konstruktion befindende Experimentierhalle ExH 1 war zunächst für Experimente vorgesehen; im Laufe der Planungen stellte es sich jedoch heraus, dass es sinnvoller ist, diese Halle als Hauptaufstellungsfläche für MESA zu nutzen und zwei der drei Experimentaufbauten in die Altbestandshallen ExH 2 und ExH 3 zu verlagern. Die Fertigstellung dieses Gebäudes ist für 2021 geplant.

⁷ Linear accelerator

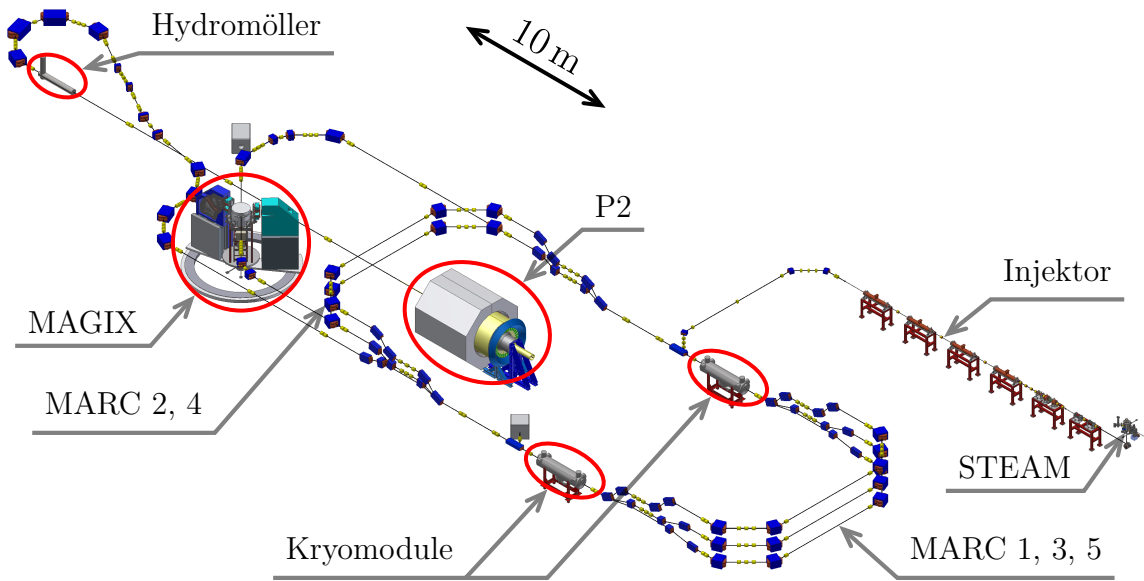


Abbildung 1.2: Diagonalansicht von MESA inklusive der Experimente

In Abbildung 1.2 sieht man MESA ohne die verdeckende Gebäudestruktur, womit der dreidimensionale Aufbau der Anlage besser sichtbar wird. Die Photokanone STEAM⁸ erzeugt einen polarisierten oder unpolarisierten Elektronenstrahl mit einer Energie von 100 keV und einem Strahlstrom von bis zu 1 mA. Nach einer Aufbereitung des Strahls in der Strahlpräparation wird dieser vom Injektor MAMBO⁹ auf eine Strahlenergie von 5 MeV beschleunigt und dann dem Hauptbeschleuniger zugeführt. Im Hauptbeschleuniger wird der Elektronenstrahl durch die zwei Kryomodule (MEEC¹⁰) mit einem Energiehub von jeweils 25 MeV in mehreren Umläufen beschleunigt und dann den Experimenten zugeführt. Zur Rezirkulation dienen die fünf Umlenkbögen (MARC¹¹ 1–5), von denen je nach Betriebsmodus unterschiedlich viele durchlaufen werden. Die Umlenkbögen MARC 1, 3, 5 und MARC 2, 4 sind jeweils übereinander angeordnet und der Elektronenstrahl wird durch vertikale Strahlseparationen auf die Bögen verteilt.

Im EB¹²-Modus wird ein polarisierter 150 μ A-Strahl für das P2-Experiment auf eine Energie von bis zu 155 MeV beschleunigt. Hierbei werden je nach gewünschter Endenergie die fünf Umlenkbögen (MARC 1–5) für bis zu drei Umläufe durchlaufen. Danach wird der Elektronenstrahl durch die P2-Experimentstrahlführung über den Hydromöller¹³ dem Experiment zugeführt. Nach dem Experiment wird der Strahl in einem Strahlfänger vernichtet.

⁸ Small Thermalized Electron Source At Mainz

⁹ Milliampere Booster

¹⁰ MESA Enhanced ELBE Cryomodule

¹¹ MESA arc

¹² External Beam

¹³ Der Hydromöller dient der Polarisationsmessung für das P2-Experiment.

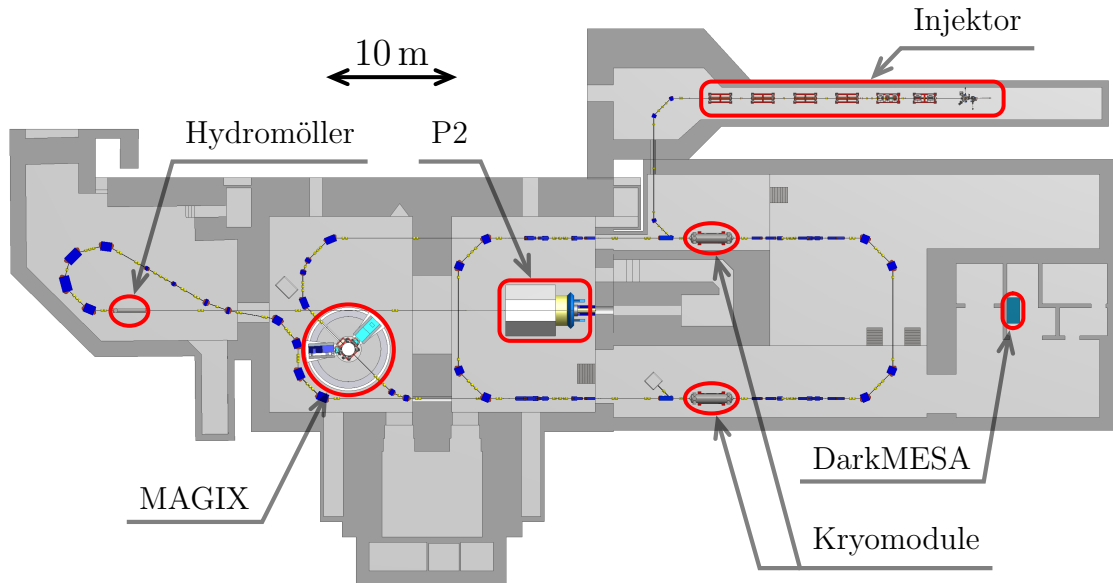


Abbildung 1.3: Übersicht über die Beschleunigerhallen von MESA inklusive des Beschleunigers sowie der Experimente

Im ER¹⁴-Modus wird ein 1 mA-Strahl durch drei Umlenkbögen (MARC 1–3) in zwei Umläufen auf eine Energie von bis zu 105 MeV beschleunigt. Nach Durchlaufen des MAGIX-Experiments wird der Teilchenstrahl wieder dem Beschleuniger zugeführt und die drei Umlenkbögen (MARC 1–3) werden in absteigender Reihenfolge durchlaufen. Durch die passende Weglänge in der Experimentstrahlführung wird eine Phasenverschiebung gegenüber dem beschleunigten Teilchenstrahl (Primärstrahl) hervorgerufen, wodurch der sekundäre Strahl nach dem Experiment in den Kryomodulen abgebremst und die Energie zur Beschleunigung des Primärstrahls verwendet werden kann. Am Ende wird ein 5 MeV-Elektronenstrahl ausgekoppelt und in einen Strahlfänger geleitet.

In Abbildung 1.3 sieht man den Teilchenbeschleuniger MESA sowie die Experimente in den Hallen. Der Injektor ist im Linac-Tunnel¹⁵ untergebracht. Frühere Konzepte zeigten den Injektor in der ExH 1 vom Beschleuniger umlaufen. Um aber schon vor Fertigstellung des Neubaus mit Aufbauarbeiten am Injektor beginnen zu können, wurde im Rahmen der ‚beschleunigten Aufbaumaßnahme‘ der Injektor in dem Linac-Tunnel verortet. Dies gibt den zusätzlichen Vorteil, dass mehr Platz entlang der Strahlachse für den Injektor zur Verfügung steht. Nachteilig ist die geringere Deckenhöhe in diesem Bereich, was leichte Anpassungen an der Elektronenkanone STEAM erfordert. Die Kryomodule sowie die Rezirkulationsbögen 1, 3 und 5 befinden sich in der ExH 1. Das Experiment DarkMESA ist in einem Nebenraum (siehe Abb. 1.3) in

¹⁴Energy Recovery

¹⁵Der Linac-Tunnel diente als Beschleunigerhalle für den gepulst arbeitenden 300 MeV-Linearbeschleuniger Mainz University ELeCTron LINAC (MUELL) und der darauffolgenden Magnetschikane MAInz Linear Accelerator Improving SystEm (MALAISE) (siehe [Herminghaus und Kaiser 1973]).

der zur ExH 1 gehörenden Verladehalle untergebracht. In der ExH 2 befinden sich das Experiment P2 sowie die Rezirkulationsbögen 2 und 4. Das Experiment MAGIX sowie die Strahlführung für das P2-Experiment befinden sich in ExH 3. In ExH 4 befinden sich die weitere Strahlführung für das P2-Experiment sowie der Hydromöller, der die Polarisation des Elektronenstrahls für das P2-Experiment messen soll.

1.2 Infrastruktur und Baukoordination

Zum Betrieb eines Teilchenbeschleunigers sind vielfältige sekundäre Systeme zur Versorgung der Anlage notwendig. Neben den offensichtlichen, wie denjenigen für die Versorgung mit Kühlwasser und Energie, sind speziellere Systeme wie die Versorgung mit Kryoflüssigkeiten, Hochfrequenz und Vakuum zu nennen. Aber auch die typischeren Systeme haben besondere Anforderungen im Verhältnis zu üblichen Industrieanlagen mit vergleichbarem Energieverbrauch. Die Kühlwasserversorgung eines Teilchenbeschleunigers z. B. stellt besondere Ansprüche an die Temperaturstabilität, da jede Temperaturänderung zu einer Frequenzverschiebung von normalleitenden wassergekühlten Kavitäten führt, welche an Beschleunigern vielseitig eingesetzt werden (XY-Monitore, Beschleunigungskavitäten, Chopper-, Bunchersystem, usw.). Zusätzlich werden die Hohlleiter für die Hochfrequenzverteilung mit dem Kühlwasser temperaturstabilisiert, um eine Längenänderung und damit eine Phasenänderung der Hochfrequenz zu vermeiden.

Während viele andere Teilchenbeschleuniger große Arbeitsgruppen zur Planung und zum Betrieb der sekundären Systeme besitzen, muss MESA mit weniger Personal auskommen. Dies ist nur durch Synergien mit dem bestehenden Beschleuniger MAMI möglich. Wenn auch die bestehenden Betriebsgruppen teilweise nicht groß genug sind, um die Planungsarbeit für MESA vollständig zu bewerkstelligen, so können sie ihre Erfahrungen und schon bestehende Systeme für MESA einbringen. So orientiert sich z. B. das Kühlsystem für MESA an dem Kühlsystem von MAMI. Ein substanzieller Teil dieser Planung muss allerdings von Doktoranden ausgeführt werden. Dementsprechend waren das Zusammentragen von Informationen der Teilsysteme und die Koordination dieser Informationen mit der Bauplanung der neuen Halle (ExH 1) und der Ertüchtigung der Bestands-Hallen (ExH 2, ExH 3, ExH 4, Linac-Tunnel und Kryomaschinenhalle) Teil meiner Arbeit. Hierzu gehörten die Ermittlung der benötigten Anschlussleistungen und Kühlleistungen der einzelnen Hallen (siehe Anhang A), Erstellung von Raumbedarfslisten, Pläne für Wanddurchbrüche und Kernbohrungen sowie die generelle Koordination der Bauplanung mit unseren Fachabteilungen. Eine besondere Herausforderung war hierbei, die Anforderungen des Brandschutzes und der Fluchtwege mit dem Beschleunigeraufbau in Einklang zu bringen.

Da MESA bis auf die supraleitenden Beschleunigerstrukturen meist die gleichen Technologien wie MAMI einsetzt, wurden bis auf kleinere Abweichungen die Eigenschaften des MAMI-Kühlsystems für MESA übernommen.

2 Experimente an MESA

An MESA werden mehrere Experimente durchgeführt. Im EB-Modus wird das P2-Experiment (vgl. [Becker et al. 2018]) mit Strahlenergien bis 155 MeV bei Strahlströmen bis $150\ \mu\text{A}$ zur genaueren Vermessung des Weinbergwinkels durchgeführt. Während das P2-Experiment läuft, nutzt das Beamdump-Experiment DarkMESA (vgl. [Doria et al. 2019]) die Vernichtung des P2-Strahls, um nach Hinweisen auf LDM¹ zu suchen. Daneben wird im ER-Modus das MAGIX-Experiment (vgl. [Grieser et al. 2018]) mit Strahlenergien bis 105 MeV bei Strahlströmen bis 1 mA durchgeführt. Das MAGIX-Experiment dient unter anderem der Suche nach dunklen Photonen. In diesem Kapitel werden die drei Experimente von MESA vorgestellt.

2.1 Das P2-Experiment

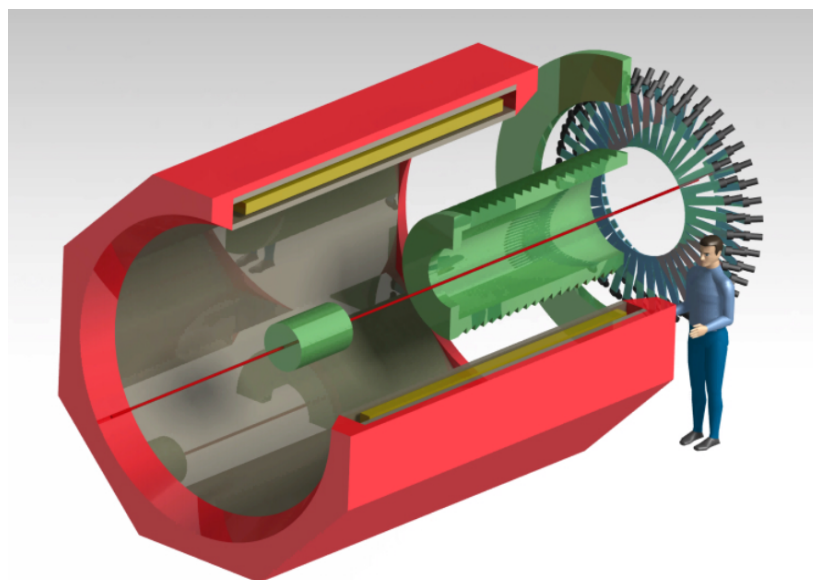


Abbildung 2.1: Übersicht über das P2-Spektrometer. Zur Verfügung gestellt von der P2-Experimentiergruppe.

Der P2-Detektor (siehe Abb. 2.1 und [Becker et al. 2018]) misst hochgenau paritätsverletzende Wirkungsquerschnitte bei Elektronenstreuung. Es ist vorgesehen, diesen Detektor zur Messung der Neutronenhaut in Atomkernen, der Einzelspin-Asymmetrien

¹ light dark matter

bei einem Zweiphotonen-Austausch und in einer späteren Ausbaustufe der hadronischen Paritätsverletzung zu nutzen. Die erste große Messreihe dient der hochpräzisen Messung des schwachen Mischungswinkels² bei niedrigem Impulsübertrag. Bisherige Experimente erreichten eine hohe Genauigkeit nur bei großen Impulsüberträgen. Diese Präzision wurde bisher bei Experimenten niedrigerer Energie, wie z. B. beim Q_{weak} -Experiment (vgl. [Allison et al. 2015]), nicht erreicht. Interessant ist dieser Niedrigenergiebereich deshalb, weil theoretische Erweiterungen des Standardmodells, die ein dunkles Photon beinhalten, eine Verschiebung des schwachen Mischungswinkels bei diesen Energien prognostizieren. Demgegenüber wird bei den Messungen im Bereich des Z-Pols, welche durch die Experimente am LEP³ und am SLAC⁴ abgedeckt sind, keine Verschiebung erwartet. Das P2-Experiment an MESA soll nun diese Lücke schließen. Bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$ soll der schwache Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ mit einer Genauigkeit von 0,14 % ermittelt werden. Zur Erreichung dieser Genauigkeit wird an MESA bei einem Strahlstrom von 150 μA eine Messzeit von 10 000 h benötigt. Eine ähnlich präzise Messung des schwachen Mischungswinkels in diesem Energiebereich wird von dem MOLLER⁵-Experiment am JLab⁶ erwartet (siehe [Benesch et al. 2014]).

Zur Messung des schwachen Mischungswinkels wird ein mit über 85 % polarisierter Elektronenstrahl mit wechselnder Polarisation auf ein unpolarisiertes, flüssiges Wasserstofftarget geleitet. Die Elektronen streuen elastisch an den Protonen des Targets und durch ein Solenoidspektrometer mit Tscherenkow- und ultra-dünnen ‚fast tracking‘-

Tabelle 2.1: Strahlparameter für P2

Parameter	
Betriebsmodus	EB
Strahlenergie	155 MeV (0,6 keV) ⁷
Strahlpolarisation	>0,85
Strahlstrom	150 μA (0,4 nA) ⁷
Bunchladung	0,115 pC
Strahlemittanz (normiert)	<0,15 mm mrad
Lagegenauigkeit ⁷	13,8 μm
Winkelgenauigkeit ⁷	3,2 μrad

² Wird auch als Weinbergwinkel bezeichnet und gibt das Verhältnis von elektrischer Ladung zu schwacher Ladung an.

³ Large Electron-Positron Collider

⁴ Stanford Linear Accelerator Center

⁵ Measurement Of a Lepton Lepton Electroweak Reaction

⁶ Thomas Jefferson National Accelerator Facility

⁷ Unsicherheiten beziehen sich auf Parametermessung für ein 500 μs -Fenster nach [Kempf 2020, S. 93].

Detektoren wird die Paritätsverletzung gemessen. Um die benötigte Genauigkeit zu erreichen, werden hohe Qualitätsansprüche an den Elektronenstrahl gestellt, die durch zusätzliche Stabilisierungssysteme erreicht werden sollen. Neben einer nicht-isochronen Rezirkulation im Beschleuniger zur Reduzierung der Energiebreite sind eine Energie-stabilisierung zur Reduzierung der relativen Energieänderung sowie eine Strahl-lage-stabilisierung vorgesehen.

Die Tabelle 2.1 listet die Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA auf.

2.2 Das DarkMESA-Experiment

Verschiedene Modelle zeigen die Möglichkeit auf, dunkle Photonen (LDM) durch Bremsstrahlungsprozesse an schweren Kernen zu erzeugen, welche dann zerfallen. Dieser Zerfall soll am DarkMESA-Experiment nachgewiesen werden (siehe [Doria et al. 2019]). Da die Produktionsrate äußerst gering sein muss, werden sehr lange Messzeiten benötigt. Dieser Aufwand wäre normalerweise kaum zu rechtfertigen; hier besteht aber der Vorteil, dass das Experiment parallel zum P2-Experiment durchgeführt werden kann, ohne dass weitere Anforderungen oder Einschränkungen an oder von MESA auftreten. Hierbei ist der DarkMESA-Detektor 20 m hinter dem P2-Strahlfänger positioniert, um die durch den im Strahlfänger aufgefangenen Elektronenstrahl erzeugten Teilchen der dunklen Materie nachzuweisen. Durch die geringe Wechselwirkung der LDM kann der Detektor außerhalb der Beschleunigerhallen positioniert werden, was ihn gut gegen den Untergrund des Beschleunigers abschirmt. Das Gebäude trägt mit einer Dicke von 5 m Beton zur Abschirmung bei, die von einem geplanten Bunker noch einmal um 1 m vergrößert wird. Bei Bedarf kann diese Abschirmung innerhalb des Bunkers noch erweitert werden. Durch die Ausführung als Beamdump-Experiment wird keine eigene Strahlzeit für DarkMESA benötigt und man kann die Messzeit des P2-Experiments quasi gratis nutzen.

2.3 Das MAGIX-Experiment

Das ‚MesA Gas Internal target eXperiment‘ (MAGIX) besteht aus zwei gleichen Spektrometern und einem fensterlosen Gas-Jet-Target (siehe Abb. 2.2 und [Grieser et al. 2018]). Hierbei wird der ER-Betrieb von MESA genutzt; MAGIX wirkt dabei als ein pseudointernes Target. In Gegensatz zu einem internen Target wie z. B. an einem Speicherring wird das Target vom Strahl nur einmal durchlaufen. Dies hat zum Vorteil, dass gegenüber einem internen Target wesentlich höhere Targetdichten erreicht werden können, ohne den Strahl für den weiteren Betrieb des Beschleunigers zu sehr zu stören. Bei einer vernünftigen Luminosität (ca. $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) im MAGIX-Target wird der Strahl nur wenig beeinflusst, so dass die verlorengelassene Strahlleistung ($< 10 \text{ W}$) klein gegenüber der Strahlleistung ist, die im 5 MeV-Beamdump (5 kW) aufgefangen

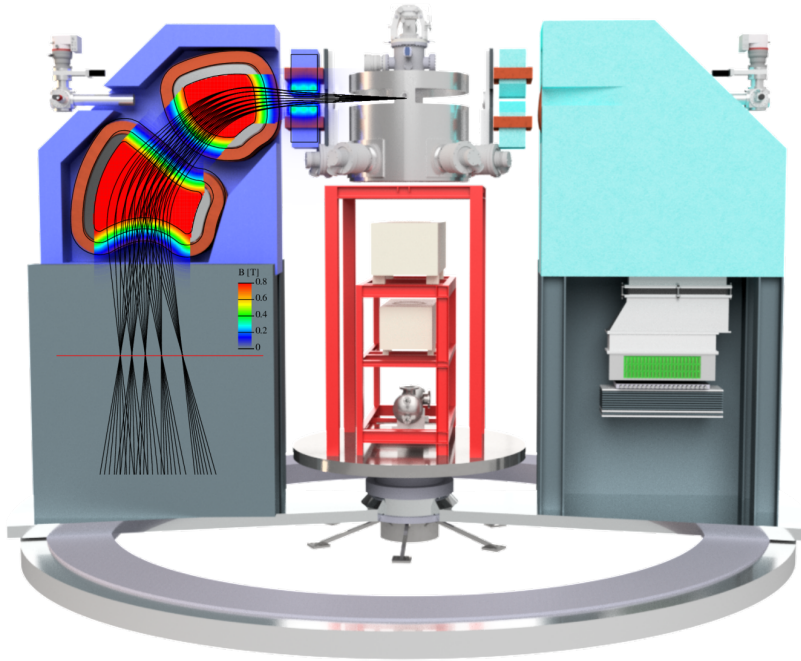


Abbildung 2.2: Übersicht über das MAGIX-Spektrometer. Zur Verfügung gestellt von der MAGIX-Experimentiergruppe.

wird (siehe [Ledroit und Aulenbacher 2019]). Das heißt, dass der Energierückgewinnungsmechanismus nicht wesentlich beeinträchtigt wird. Gleichzeitig wird durch das fensterlose Design der Untergrund für die Messungen reduziert.

Durch den flexiblen Aufbau von MAGIX mit zwei Spektrometern und der Möglichkeit, verschiedene Gase als Target zu nutzen, sind vielfältige Experimente mit MAGIX möglich. Neben der Suche nach LDM, welche entweder direkt wie bei DarkMESA oder aber indirekt durch eine Energieverlustmessung nachgewiesen werden kann, ist die präzise Messung fundamentaler Konstanten wie z. B. des Formfaktors und Radius des Protons⁸ oder des astrophysikalischen S-Faktors⁹ vorgesehen.

Die Tabelle 2.2 listet die Strahlparameter für das MAGIX-Experiment auf. In einer zweiten Ausbaustufe von MESA ist eine Erhöhung des Strahlstroms für MAGIX auf 10 mA vorgesehen.

⁸ Bisherige Messungen weisen Unterschiede im Protonenradius auf, deren Ursache bisher nicht geklärt ist.

⁹ Der astrophysikalische S-Faktor beschreibt die Wahrscheinlichkeit von Kern-Reaktionen.

Tabelle 2.2: Strahlparameter für MAGIX (vgl. [Ledroit und Aulenbacher 2019])

Parameter	
Betriebsmodus	ER
Strahlenergie	105 MeV
Strahlpolarisation	unpolarisiert
Strahlstrom	1 mA
Bunchladung	0,77 pC
Strahlemittanz (normiert)	<1,5 mm mrad

Teil II

Auslegung der Kryogenik für MESA

3 Einleitung: Kryogenik für MESA

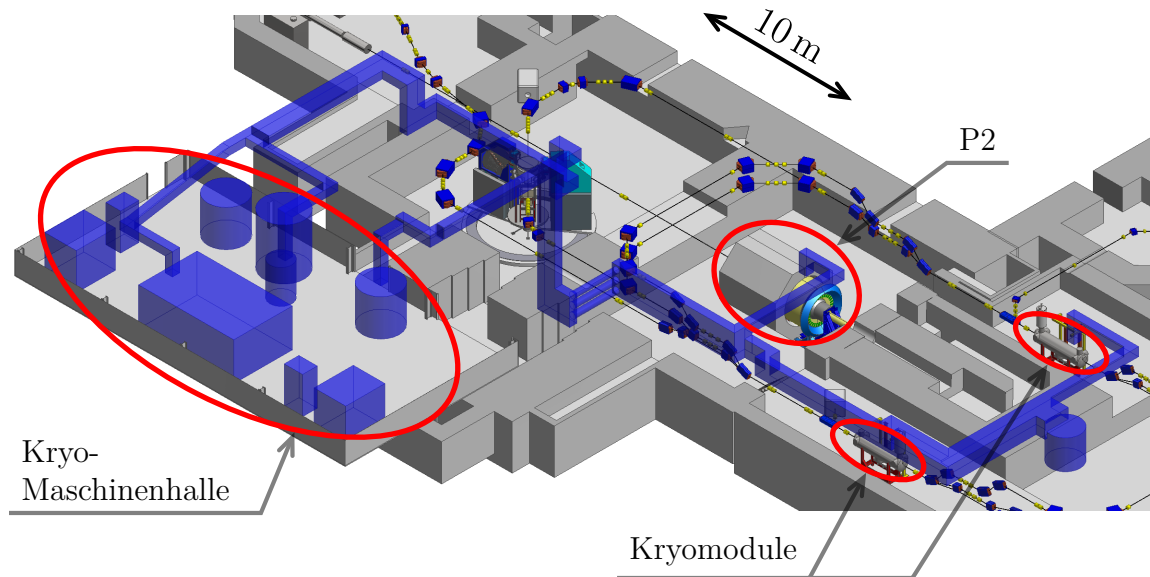


Abbildung 3.1: Übersicht über das Kryosystem von MESA mit der oberirdischen Kryo-Maschinenhalle und dem unterirdischen Teilchenbeschleuniger MESA. Die Kryosysteme sind in Blau eingezeichnet.

Wie der Name besagt, ist der ‚Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator‘ ein Teilchenbeschleuniger mit supraleitenden Hochfrequenzstrukturen. Diese erzeugen das zur Beschleunigung benötigte elektrische Feld in supraleitenden Kavitäten. Solche supraleitenden Hochfrequenz-Kavitäten (SRF¹-Kavitäten) bestehen aus hochreinem Niob, welches bei Temperaturen unterhalb von 9,26 K supraleitend wird. Diese niedrigen Temperaturen werden erreicht, indem die Kavitäten mit flüssigem Helium gekühlt werden.

Ein wichtiger Punkt für die Funktionstüchtigkeit von MESA ist daher eine verlässliche Versorgung der Kryomodule mit flüssigem Helium. Aus diesem Grund muss die bestehende Kryotechnik-Infrastruktur an der Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz (JGU) erweitert werden. Diese Infrastruktur besteht bislang im Wesentlichen aus einer Verflüssigungsanlage L280 von Linde zur Erzeugung der benötigten Kryoflüssigkeitsmengen sowie einem Rückgewinnungs-System für abdampfendes Helium. Im Rahmen des HIM²-Neubaus wurde des Weiteren eine 225 m lange Transferleitung für flüssiges Helium angeschafft, um am HIM einen Kryomodul-Teststand

¹ Superconducting Radio Frequency

² Helmholtz-Institut Mainz

für Hochleistungs-HF-Messungen zu betreiben. Ein vorläufiges Kryokonzept für MESA wurde von E. Schilling und A. Skora entwickelt ([Schilling und Skora 2014]); dieses bildete die Ausgangslage für meine Kryoplanung. Die Vakuumabteilung der Kernphysik betreibt die Kryoplanung.

Ziele dieser Arbeit sind die Auslegung und Anpassung des bestehenden Kryosystems der Kernphysik für den MESA-Betrieb sowie die Integration in die bestehende Kryo-Infrastruktur an der Kernphysik der JGU. Ein besonderes Augenmerk gilt den Bedürfnissen des Beschleunigers sowie dessen Einfluss auf die Baumaßnahmen für MESA.

Hierfür sind Berechnungen der Transportkapazitäten und Wärmeverluste der Transferleitungen für den Transport der kryogenen Flüssigkeiten zum Beschleuniger sowie für den Rücktransport zur Heliumanlage erforderlich. Des Weiteren müssen die Kompressoren für den subatmosphärischen Betrieb der Module bei 16 mbar ausgelegt werden. Im Gegensatz zum bisherigen Testbetrieb der Heliumanlage muss diese zukünftig für einen Kreislaufbetrieb modifiziert werden. Die größere benötigte Kühlleistung soll durch die Integration einer Vorkühlung mit flüssigem Stickstoff erreicht werden. Alle Modifikationen und Erweiterungen müssen zudem auf ihre Umsetzbarkeit im beschränkten Platzangebot der oberirdischen und unterirdischen Hallen überprüft und gegebenenfalls angepasst werden.

Die Erweiterung des Kryosystems der Kernphysik spaltet sich in zwei Hauptteile: erstens in die Kryoversorgung für die Kryomodule von MESA, welche in dieser Arbeit besprochen wird, und zweitens in die Kryoversorgung für das P2-Experiment. Die Auslegung der Kryoversorgung für das P2-Experiment ist nicht Teil dieser Arbeit. Das P2-Experiment wird zukünftig über eine neue Kryoplanung versorgt, welche größtenteils unabhängig von der bestehenden L280 betrieben wird. Nichtsdestotrotz gehen die gewonnenen Ergebnisse und Berechnungsmethoden aus der vorliegenden Arbeit in die Planung der Kryoversorgung von P2 mit ein. Insbesondere die Transferleitungen sind hier zu nennen. Im folgenden Kapitel werden nun zunächst die theoretischen Grundlagen der Kryogenik erläutert, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Die Komponenten, welche zu Beginn dieser Arbeit vorhanden waren, sind nachfolgend aufgelistet.

Vorhandene Kryotechnik an der Kernphysik:

- Kryoplanung L280 mit Dewar³
- Transferleitung mit Ventilbox (VB) zur Versorgung des HIM-Testbunkers
- HIM Kryomodul-Testbunker für 2 K-Tests
- Helium-, ‚Recovery‘-System

³ Ein Dewar ist ein isoliertes Speichergefäß für kryogene Flüssigkeiten.

4 Grundlagen der Kryogenik

Zum besseren Verständnis werden in diesem Kapitel zunächst die Grundlagen der Kryogenik eingeführt, soweit diese für die spätere Berechnung erforderlich sind. Spezifische technische Eigenheiten der Kryodistribution in Bezug auf MESA bzw. deren Berechnungen, die in dieser Arbeit verwendet werden, werden detaillierter erläutert.

Folgende Kürzel werden in dieser Arbeit benutzt:

LHe	flüssiges Helium
GHe	gasförmiges Helium
SHe	überkritisches Helium ¹
LN	flüssiger Stickstoff
4 K	flüssiges Helium oberhalb des Lambdapunktes ² bei Normaldruck Temperaturbereich 2,2–4,7 K Druckbereich 900–1500 mbar
2 K	suprafluides Helium unterhalb des Lambdapunktes ² bei Unterdruck Temperaturbereich 1,8–2,1 K Druckbereich 16–45 mbar

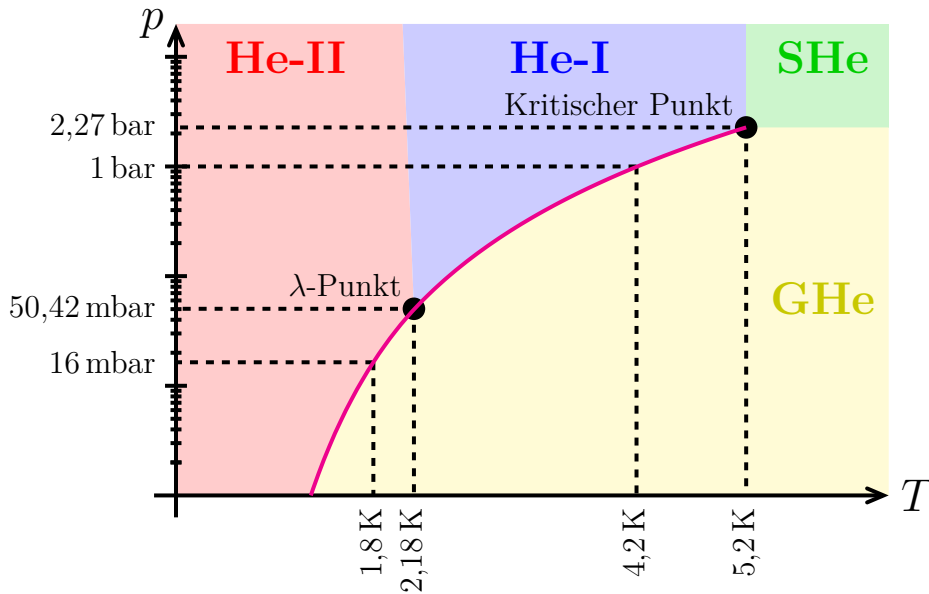
Die Kürzel 4 K und 2 K werden nur zur Bezeichnung von Systemen und nicht als genaue Temperaturangabe verwendet. Für die Berechnungen werden jedoch die genauen Temperaturen und Drücke genannt und auch verwendet. Hierbei bezieht sich ‚4 K‘ bzw. ‚4 K-System‘ auf diejenigen Bereiche des Kryosystems, in denen bei Normalbetrieb flüssiges Helium bei Normaldruck vorherrscht. Das ‚2 K‘ bzw. ‚2 K-System‘ bezieht sich auf diejenigen Bereiche, in denen sich bei Normalbetrieb vorwiegend suprafluides Helium bei Unterdruck (<45 mbar) befindet.

4.1 Helium als Kühlmedium

Um supraleitende Hochfrequenz-Kavitäten aus Niob als Beschleunigungsstrukturen in einem Teilchenbeschleuniger verwenden zu können, müssen diese unter die Sprungtemperatur von Niob von 9,26 K abgekühlt werden. Hierfür wird ein Kühlmedium benötigt, welches in diesem Temperaturbereich noch nicht fest ist. Dies ist mit Helium gegeben, welches unter Normaldruck nicht fest wird, sondern erst bei einem Druck oberhalb von ca. 25 bar.

¹ supercritical helium; kritischer Punkt von Helium (⁴He) bei 2,27 bar und 5,2 K (aus [Arp et al. 1998, S. 1])

² für Helium (⁴He) bei 2,18 K und 50,42 mbar (aus [Arp et al. 1998, S. 1])



magenta: Siedepunktskurve; blau: flüssiges Helium; rot: suprafluides Helium;
grün: überkritisches Helium; gelb: gasförmiges Helium

Abbildung 4.1: Phasendiagramm von Helium mit logarithmisch aufgetragenem Druck nach Daten aus [Arp et al. 1998]

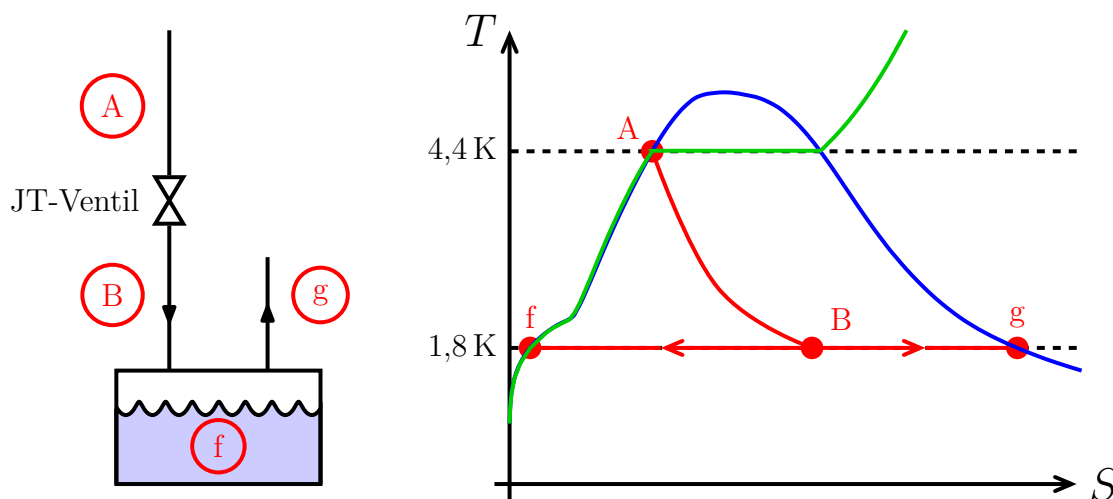
In Abbildung 4.1 ist das Phasendiagramm von Helium dargestellt. In diesem Phasendiagramm sieht man, dass neben dem Nicht-Ausfrieren des Mediums bei Normaldruck auch noch weitere Eigenschaften für den Betrieb von Kryomodulen nützlich sind. Hierbei ist vor allem die Suprafluidität zu nennen (siehe [Barron 1985, S. 50–55]). Unterhalb einer Temperatur von $2,17\text{ K}$, dem Lambdapunkt, wird flüssiges Helium suprafluid, die Viskosität sinkt gegen null und die Wärmeleitfähigkeit steigt um mehrere Größenordnungen. Diese hohe Wärmeleitfähigkeit führt dazu, dass beim Einbringen von Hitze in ein suprafluides Heliumbad keine Blasenbildung an der Wärmequelle entsteht, sondern die Wärme vom suprafluiden Helium direkt zur Oberfläche transportiert wird. Dies ist beim Betrieb von supraleitenden Hochfrequenz-Kavitäten von Vorteil, da störende Vibrationen (sogenannte Mikrophonien) reduziert werden. Um diese Temperaturen zu erreichen, kann bei einem Heliumbad der Druck reduziert werden, wobei durch das Absieden von Helium das Heliumbad abkühlt. Kryomodule mit supraleitenden Hochfrequenz-Kavitäten werden meist bei einer Temperatur von $1,8\text{ K}$ bis $2,0\text{ K}$ betrieben. Die Kryomodule von MESA erreichen eine Temperatur von $1,8\text{ K}$ bei 16 mbar . Eine weitere interessante Region für die Kryogenik ist der überkritische Bereich des Heliums, der sich dadurch auszeichnet, dass sich die Phasen nicht unterscheiden lassen. Dieser eignet sich besonders zum Transport von Helium, da dadurch viele Probleme bzw. Einschränkungen eines Zweiphasentransports von Helium umgangen werden.

In Kapitel 4.2 und Kapitel 4.3 werden die Reduzierung der Heliumtemperatur sowie die Heliumverflüssigung in einem Kreislaufprozess beschrieben.

4.2 Joule-Thomson-Effekt

Unter dem Joule-Thomson- (JT-) Effekt (siehe [Barron 1985, S. 64–69]) versteht man die Temperaturänderung eines Fluids bei einer isenthalpen Entspannung³. Die Änderung der Temperatur wird hierbei durch den Joule-Thomson-Koeffizienten⁴ μ_{JT} beschrieben. Ein positiver JT-Koeffizient⁵ ($\mu_{JT} > 0$) bedeutet ein Abkühlen und ein negativer JT-Koeffizient ($\mu_{JT} < 0$) ein Erwärmen des Fluids. Der JT-Koeffizient ist temperaturabhängig und nur unterhalb einer bestimmten Temperatur, der Inversionstemperatur, positiv. Für Helium liegt diese Inversionstemperatur bei ungefähr 45 K (siehe [Barron 1985, S. 69]). Dies bedeutet, dass das Helium zunächst mit anderen Methoden wie beispielsweise der Expansion unter Arbeit in Gasturbinen vorgekühlt werden muss (siehe Kapitel 4.3), bevor der JT-Effekt genutzt werden kann. Ein Ventil, durch das diese Entspannung stattfindet, wird Joule-Thomson-Ventil genannt.

In Abbildung 4.2 ist die Joule-Thomson-Entspannung von flüssigem Helium von 1,2 bar nach 16 mbar dargestellt. Hierbei befindet sich in Punkt A das gesamte Helium in der Flüssigphase. Durch die Entspannung in einem Joule-Thomson-Ventil reduziert sich die Temperatur auf 1,8 K. Die hierfür benötigte Energie wird aus der Verdampfung eines Teils des Heliums gewonnen. In Punkt B teilt sich das Helium in eine Flüssigphase



blau: Sättigungslinie; grün: 1,2 bar Isobare;

A: gesättigtes Heliumbad bei 1,2 bar; B: flüssig-Gas-Gemisch bei 16 mbar;

f: gesättigtes Heliumbad bei 16 mbar; g: gasförmiges Helium bei 16 mbar und 1,8 K

Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der 4,4 K/1,8 K Joule-Thomson-Entspannung von flüssigem Helium sowie des zugehörigen T-S-Diagramms

³ Entspannung durch ein Drosselventil, bei dem keine Arbeit verrichtet wird: $dH = TdS + Vdp = 0$

⁴ $\mu_{JT} = \left. \frac{\partial T}{\partial p} \right|_{H=\text{konstant}}$

⁵ Für ein ideales Gas ist der JT-Koeffizient $\mu_{JT} = 0$.

und eine Gasphase auf und der Flüssiganteil wird in einem Gefäß gesammelt, welches als Phasenseparator⁶ fungiert. Der Gasanteil strömt aus dem Gefäß und kann der Gasrückgewinnung zugeführt werden.

Im Gegensatz zur Entspannung in Gasturbinen weist der JT-Effekt eine große Entropieerhöhung auf und ist daher wesentlich ineffizienter. Allerdings erlaubt er die Erzeugung der Flüssigkeitsphase, was in Turbinen nicht in großer Menge möglich ist.

Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik für den stationären Zustand einer Strömung⁷ sowie der Kontinuitätsgleichung erhält man (siehe [Barron 1985, S. 64–71]):

$$\dot{m}_i \cdot h_i = \dot{m}_f \cdot h_f + \dot{m}_g \cdot h_g \quad (4.1)$$

$$\dot{m}_i = \dot{m}_f + \dot{m}_g \quad (4.2)$$

\dot{m}_i : Massenfluss vor JT-Ventil; h_i : Enthalpie vor JT-Ventil; \dot{m}_f : Massenfluss LHe;
 h_f : Enthalpie LHe; \dot{m}_g : Massenfluss GHe; h_g : Enthalpie GHe

Aus Gleichung 4.1 und Gleichung 4.2 ergibt sich:

$$\frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_i} = y = \frac{h_g - h_i}{h_g - h_f} \quad (4.3)$$

\dot{m}_f : Massenfluss LHe; \dot{m}_i : Massenfluss vor JT-Ventil;
 y : Anteil LHe nach JT-Entspannung; h_i : Enthalpie vor JT-Ventil;
 h_f : Enthalpie LHe; h_g : Enthalpie GHe

Hierbei ist y der Anteil an flüssigem Helium nach der JT-Entspannung.

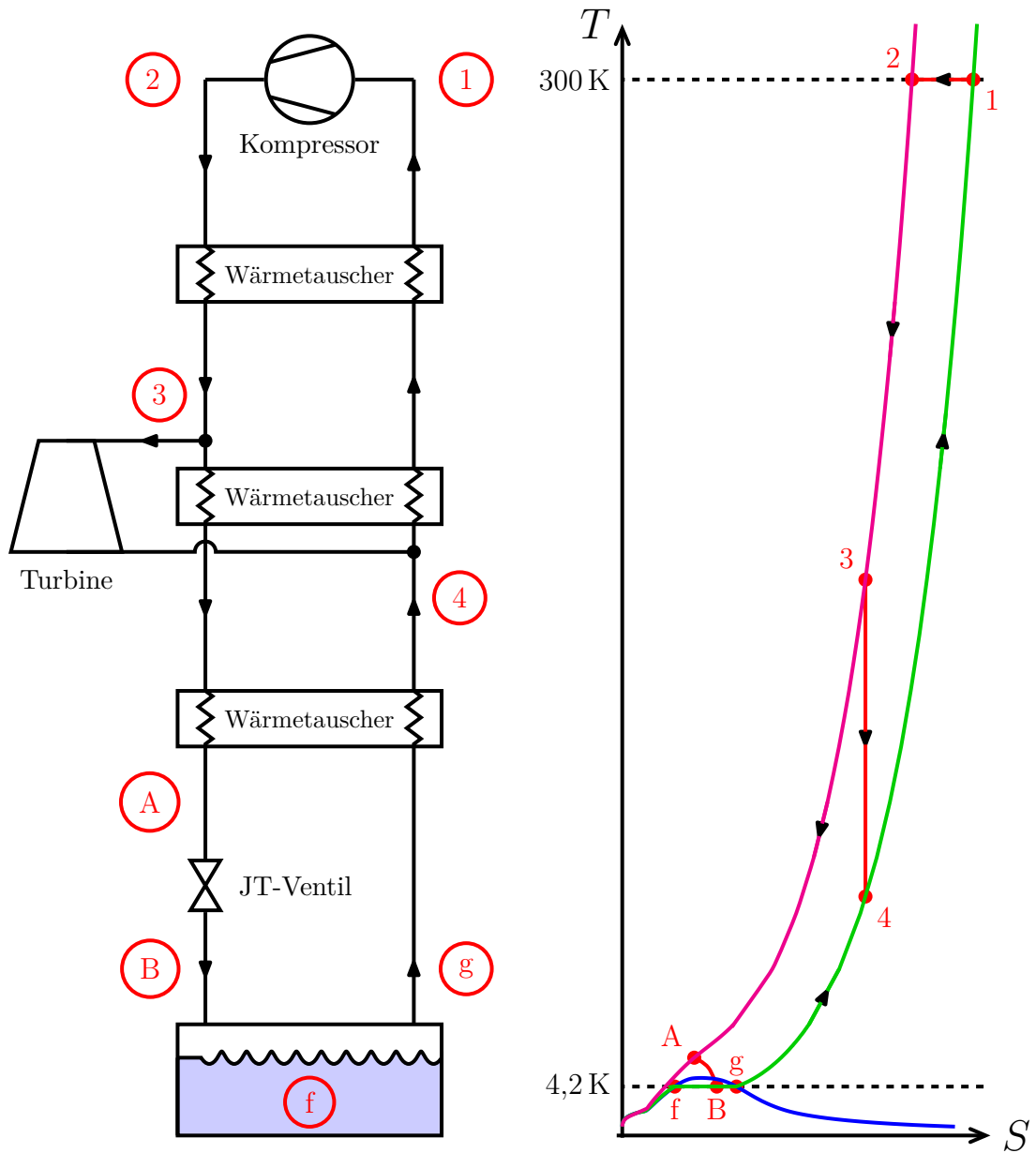
Bei MESA werden JT-Ventile sowohl in der L280-Kryoanlage sowie in den Kryomodulen verwendet. Im Falle einer überkritischen Versorgung von MESA ist ein zusätzliches JT-Ventil in der RI⁸-Ventilbox im Einsatz. Die Berechnung der Effizienz des JT-Ventils in der RI-Ventilbox und der JT-Ventile der Kryomodule wird in Kapitel 7.4 bzw. in Kapitel 7.3.1 vorgestellt.

⁶ Als Phasenseparator werden Vorrichtungen zur Trennung der Gasphase von der Flüssigphase bezeichnet.

⁷ Hierbei wird angenommen, dass keine Wärmeübertragung stattfindet sowie keine Arbeit verrichtet wird.

⁸ Research Instruments GmbH, Bergisch-Gladbach

4.3 Helium-Verflüssigung im Claude-Kreislauf



blau: Sättigungslinie, grün: 1 bar Isobare; magenta: 40 bar Isobare;
 A: gasförmiges Helium bei 40 bar; B: flüssig-Gas-Gemisch bei 1 bar;
 f: gesättigtes Heliumbad bei 1 bar; g: gasförmiges Helium bei 1 bar und 4,2 K;
 1 → 2: Isotherme Kompression; 3 → 4: Isentrope Expansion;
 A → B: Isenthalpe Expansion

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Claude-Kreislaufs zur Heliumverflüssigung sowie des Prozesses im zugehörigen T-S-Diagramm

Da die isenthalpe Entspannung durch ein Joule-Thomson-Ventil nur unterhalb der Inversionstemperatur zu einer Abkühlung führt (siehe Kapitel 4.2) und die Leistungsfähigkeit dieses Effekts nicht ideal⁹ ist, muss zur Verflüssigung von Helium ein anderer Prozess verwendet werden. Ein häufig verwendeter Prozess zur Heliumverflüssigung ist der Claude-Kreislauf (siehe [Barron 1985, S. 85]). Bei diesem Prozess wird dem Gasstrom Energie entzogen, indem der Gasstrom Arbeit verrichtet. Dies erfolgt durch eine isentrope Entspannung mittels einer Turbine. Zur eigentlichen Verflüssigung wird ein Joule-Thomson-Ventil benutzt, da Turbinen Probleme mit einem zu großen Flüssiganteil im Gasstrom haben.

Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des Claude-Kreislaufs inklusive des zugehörigen T-S-Diagramms. In Punkt 1 befindet sich das Helium unter Normaldruck bei Raumtemperatur. Durch einen Kompressor wird das Helium dann auf ca. 40 bar komprimiert (Punkt 2). Durch den zurückkommenden Gasstrom und einen Wärmetauscher reduziert sich die Temperatur des Heliums (Punkt 3; isobare Abkühlung). Mit einer Turbine werden ca. 60–80 % des Heliumstroms isentrop entspannt und ihm so Energie entzogen (Punkt 4). Dieser Anteil des Heliumstroms führt zur Vorkühlung des Gasstroms in der Hochdruckseite durch die Wärmetauscher. Nach einem weiteren Wärmetauscher (Punkt A) wird der verbliebene Gasanteil durch ein Joule-Thomson-Ventil geleitet und verflüssigt (Punkt B). Hier spaltet sich das Helium in einen Flüssiganteil (Punkt f) und einen Gasanteil (Punkt g) auf (vergleiche Kapitel 4.2). Der zurückströmende Gasanteil hilft durch die Wärmetauscher, den zugeführten Gasstrom zu kühlen.

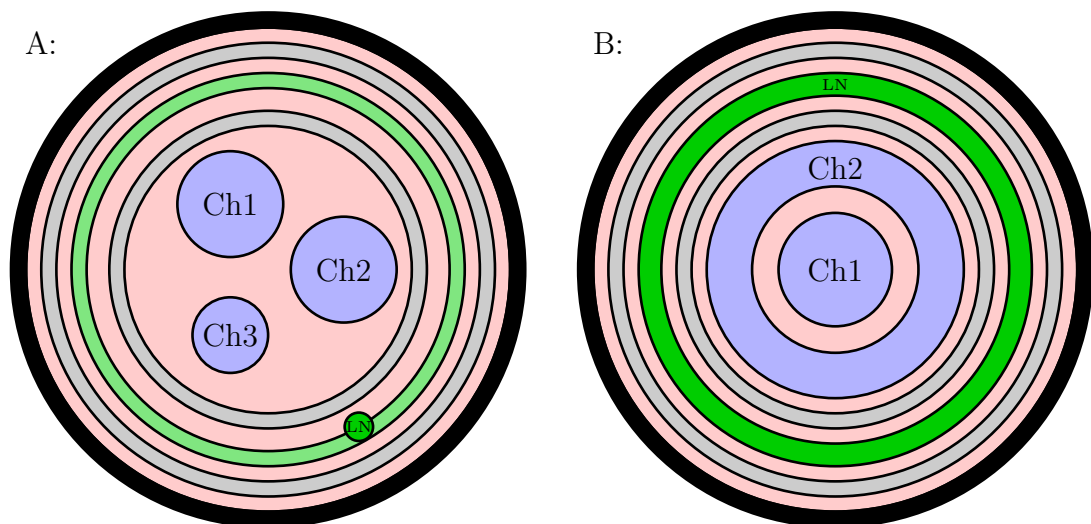
Die Kryoanlage der Kernphysik verwendet eine Variation des Claude-Prozesses. Anstelle einer Turbine werden zwei Turbinen verwendet. Zuerst wird mit einer Turbine das Helium auf einen Zwischendruck entspannt und dann durch einen Wärmetauscher geleitet. Dieser Gasstrom wird dann durch eine weitere Turbine auf das Niederdruckniveau der Kryoanlage entspannt. Zusätzlich besteht zur Leistungssteigerung die Möglichkeit, das Helium im ersten Wärmetauscher mit Flüssigstickstoff vorzukühlen. Außerdem befindet sich das hohe Druckniveau bei dieser Kryoanlage bei ca. 13 bar.

4.4 Heliumtransport

Der Heliumtransport von der Anlage zum Experiment kann durch einen mobilen Dewar oder durch eine Transferleitung stattfinden. Die Verwendung von Dewars ist aber nur für den Testbetrieb bei kleinen benötigten Heliummengen sinnvoll. Zum Betrieb von SRF-Kavitäten im cw¹⁰-Modus wie bei MESA muss ein geschlossener Heliumkreislauf ermöglicht werden. In geschlossenen Systemen werden häufig sogenannte ‚multichannel‘-Transferleitungen eingesetzt. Hierbei befinden sich mehrere kryogene

⁹ Der JT-Effekt ist thermodynamisch gesehen irreversibel. Er geht mit einer starken Entropieerhöhung einher und ist dementsprechend weit weg vom Carnot-Wirkungsgrad.

¹⁰ continuous wave



A: reguläre ‚multichannel‘-Transferleitung mit 3 Transferkanälen;
 B: koaxiale ‚multichannel‘-Transferleitung mit 2 Transferkanälen;
 Ch1, Ch2, Ch3: Transferkanäle; grau: MLI; grün: Stickstoffschild; hellrot: Vakuum

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung von verschiedenen Transferleitungstypen zum Transport von kryogenen Flüssigkeiten oder Gasen

Leitungen innerhalb einer Transferleitung hinter einem gemeinsamen Schild. Dieser besteht für flüssiges Helium meist aus einer Vakuumkammer¹¹ mit gegebenenfalls einem Isolationsmaterial¹² wie z. B. einer Multilayerisolation (MLI). Zur weiteren Reduzierung des Wärmeeintrags wird häufig ein Schild, der sich auf einer Zwischentemperatur befindet, verwendet. Hierbei befindet sich neben dem Außenrohr ein weiteres inneres Rohr aus einem gutem wärmeleitenden Material, z. B. Aluminium, welches auf einer Temperatur zwischen der Außentemperatur und der des zu transportierenden kryogenen Fluids gehalten wird. Dabei wird ausgenutzt, dass, je höher die Temperatur ist, bei der die Wärmeeinstrahlung abgefangen wird, die benötigte Energie zum Wegkühlen umso niedriger ist. Dieser Schild muss aber eine maximale Temperatur aufweisen, bei der kaum Wärmestrahlung auftritt (<100 K). Hierzu wird z. B. flüssiger Stickstoff (77 K) oder kaltes Heliumgas (ca. 40 K) eingesetzt, da diese einfach verfügbar sind (LN) oder aus dem Anlagenbetrieb quasi gratis (GHe) bereitgestellt werden können. ‚Multichannel‘-Transferleitungen können in verschiedenen Ausführungen hergestellt werden. Die zwei häufigsten Varianten sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die koaxiale Ausführung wird meist für flexible Transferleitungen verwendet, während die reguläre Ausführung bei starren Leitungen verwendet wird. Beide Ausführungen können mit einer unterschiedlichen Anzahl von Transferkanälen ausgestattet sein.

¹¹ zur Reduzierung von Wärmeübertragung durch Konvektion

¹² zur Reduzierung von Wärmeübertragung durch Strahlung

4.4.1 Wärmeeintrag in Transferleitungen

Der Wärmeeintrag in Transferleitungen ist meist dominiert durch Wärmestrahlung. Diese Wärmestrahlung lässt sich nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnen. Wenn die abstrahlende Fläche die bestrahlte Fläche vollständig umgibt, was bei kryogenen Transferleitungen gegeben ist (siehe [Barron 1985, S. 386]), ergibt sich folgende Formel.

$$\dot{Q} = F_\epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_H^4 - T_L^4) \quad (4.4)$$

\dot{Q} : Wärmestrom; F_ϵ : Emissionsfaktor; σ : Stefan-Boltzmann-Konstante;
 A : bestrahlte Oberfläche; T_H : Temperatur abstrahlende Oberfläche;
 T_L : Temperatur bestrahlte Oberfläche

Der Emissionsfaktor berechnet sich aus den Emissionsgraden beider Oberflächen. Bei gleichen und sehr kleinen Emissionsgraden ($\epsilon \ll 1$) ergibt sich Gleichung 4.5:

$$\frac{1}{F_\epsilon} = \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1 = \frac{2}{\epsilon} \quad (4.5)$$

F_ϵ : Emissionsfaktor; ϵ_1 : Emissionsgrad Fläche 1; ϵ_2 : Emissionsgrad Fläche 2;
 ϵ : Emissionsgrad

Zur Reduzierung der übertragenen Wärmestrahlung können Zwischenflächen eingesetzt werden. Dies ist die Idee hinter einer Multilayerisolation. Mehrere thermisch isolierte Zwischenschichten werden zwischen kalte und warme Flächen der Transferleitung eingebracht. Es stellt sich ein Strahlungsgleichgewicht zwischen allen Schichten ein; die resultierende Strahlung auf den kalten Teil kann dabei deutlich reduziert werden. Hierbei berechnet sich der Emissionsfaktor nach Gleichung 4.6 (siehe [Barron 1985, S. 387]). Auch hier kann die Gleichung für gleiche und sehr kleine Emissionsgrade ($\epsilon \ll 1$) vereinfacht werden.

$$\frac{1}{F_\epsilon} = \left(\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_s} - 1 \right) + (N - 1) \cdot \left(\frac{2}{\epsilon_s} - 1 \right) + \left(\frac{1}{\epsilon_2} + \frac{1}{\epsilon_s} - 1 \right) = \frac{2 \cdot (N + 1)}{\epsilon} \quad (4.6)$$

F_ϵ : Emissionsfaktor; ϵ_1 : Emissionsgrad Fläche 1; ϵ_2 : Emissionsgrad Fläche 2;
 ϵ_s : Emissionsgrad Zwischenflächen (MLI); N : Anzahl Zwischenflächen (MLI);
 ϵ : Emissionsgrad

Aus diesen Formeln lässt sich eine Abschätzung des Wärmeeintrags in das flüssige Helium einer Transferleitung berechnen. Tabelle 4.1 zeigt die bei verschiedenen Leitungsdurchmessern und verschiedenen Schildkonfigurationen eintretende Wärme pro Leitungsmeter. Hierbei wurde eine sehr konservative Abschätzung für die Emissivität von Stahl ($\epsilon = 0,2$) für die Leitung angenommen.

Tabelle 4.1: Wärmeeintrag in LHe für verschiedene Transferleitungs konfigurierungen bei einer Emissivität der Transferleitung von 0,2 (Stahl). Die MLI¹³ besteht immer aus 10 Lagen.

Transfer- kanal- durchmesser	Vakuumschild	Vakuumschild + MLI	Vakuumschild + LN-Schild	Vakuumschild + LN-Schild + MLI
20 mm	3,2 W/m	0,27 W/m	0,014 W/m	0,0012 W/m
40 mm	6,4 W/m	0,54 W/m	0,028 W/m	0,0023 W/m
63 mm	10,1 W/m	0,85 W/m	0,044 W/m	0,0037 W/m
100 mm	16,0 W/m	1,35 W/m	0,070 W/m	0,0059 W/m
150 mm	24,0 W/m	2,02 W/m	0,104 W/m	0,0088 W/m

Dies ist eine untere Abschätzung der Wärmeverluste, da zum Beispiel die Wärmeleitung von Strukturelementen vollständig ignoriert wird. Allerdings ergeben sich für eine erste Auslegung und Verbrauchsabschätzung hieraus schon vernünftige Richtwerte. Da die MESA-Transferleitung mit einer Vakuumisolierung, einem Stickstoffschild und MLI ausgestattet sein wird, wird für diese Arbeit zur Abschätzung des Wärmeeintrags ins Transfersystem von 0,01 W/m ausgegangen¹⁴. Dies sollte genügend Reserven beinhalten, um auch weitere Wärmebeiträge z. B. durch Strukturelemente zu berücksichtigen. Später müssen diese Werte natürlich mit den Herstellerangaben verifiziert werden.

4.4.2 Transfer von einphasigem Helium

Einphasiges Helium verhält sich beim Transport selbst bei kryogenen Temperaturen wie ein reguläres Fluid, unabhängig davon, ob es in der Gasphase, Flüssigphase oder aber überkritisch ist. Erst unterhalb des Lambdapunktes, also bei Suprafluidität, müssen weitere Eigenschaften berücksichtigt werden. Dementsprechend können Standardformeln für den Druckabfall bei einphasigem Helium verwendet werden, wie z. B. die D’Arcy-Weisbach-Formel ($\Delta p = \frac{f \cdot \rho \cdot (v)^2 \cdot L}{2 \cdot D}$ vgl. [Bird et al. 2002, S. 178]).

Die Berechnung des Druckabfalls in den Helium-Transferleitungen für einen Einphasenfluss im stationären Zustand richtet sich nach [Weisend 1998, S. 369–374]. Hierbei wird für die Berechnung des Druckabfalls verschiedener Transferleitungsbereiche (Wellbälge, Bögen usw.) eine Äquivalenzlänge bestimmt, welche auf die Gesamtlänge

¹³ Die MLI wird mit einer Emissivität von 0,04 (Aluminium) angenommen. MLI in 10 Lagen mit Spacermaterial ist kommerziell erhältlich.

¹⁴ Richtwert für kleine Transferleitungen. Vorgeschlagen von J. G. Weisend und T. Peterson, USPAS 2015 ([Weisend und Peterson 2015]).

der Transferleitung hinzugerechnet wird. Dies vereinfacht die Berechnung immens, indem beispielsweise ein Wellbalg einfach wie ein glattes gerades Rohr 4-facher Länge zum Ergebnis beiträgt. Dann kann über die gesamte Äquivalenzlänge der Leitung der gesamte Druckabfall berechnet werden.

Aus [Bird et al. 2002, S. 183] ergibt sich aus der D'Arcy-Weisbach-Formel für den Druckabfall respektive den Massenfluss im glatten Rohr:

$$\Delta p = \frac{8 \cdot \dot{m}^2 \cdot L_e \cdot f}{\pi^2 \cdot \rho_m \cdot D^5} \quad (4.7)$$

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\Delta p \cdot \pi^2 \cdot \rho_m \cdot D^5}{8 \cdot L_e \cdot f}} \quad (4.8)$$

Δp : Druckabfall; \dot{m} : Massenfluss; L_e : Äquivalenzlänge;
 f : Widerstandsbeiwert basierend auf dem hydraulischen Radius¹⁵;
 ρ_m : mittlere Dichte; D : Leitungsdurchmesser

Man beachte, dass gegenüber [Bird et al. 2002, S. 183] ein Faktor von 8 anstelle von 32 benutzt wurde. Dies folgt aus der Konvertierung des Widerstandsbeiwerts vom hydraulischen Durchmesser zum hydraulischen Radius.

Für diese Arbeit relevante Äquivalenzlängen sind (siehe [Weisend 1998, S. 371–373]):

$$\begin{aligned} \text{Wellbalg:} & \quad L_e = 4 \cdot L \\ 90^\circ \text{ Bogen Standard}^{16}: & \quad L_e = 30 \cdot D \\ 90^\circ \text{ Bogen lang}^{17}: & \quad L_e = 20 \cdot D \end{aligned} \quad (4.9)$$

L_e : Äquivalenzlänge; L : Länge; D : Leitungsdurchmesser

Die Reynoldszahl ist ein Maß für den Fließ-Zustand des transportierten Mediums und wird zur Berechnung des Widerstandsbeiwerts benötigt. Bei einer Reynoldszahl kleiner als 2300 ist die Strömung normalerweise laminar, bei einer Reynoldszahl größer als 3000 turbulent. Sie berechnet sich nach [Bird et al. 2002, S. 183]:

$$Re = \frac{D \cdot \rho \cdot v_m}{\mu} = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\pi \cdot D \cdot \mu} \quad (4.10)$$

Re : Reynoldszahl; D : Leitungsdurchmesser; ρ : Dichte des Mediums;
 v_m : mittlere Geschwindigkeit des Mediums; μ : Viskosität des Mediums;
 \dot{m} : Massenfluss

¹⁵ Auch Rohrreibungszahl genannt. Je nachdem, ob f nach dem hydraulischen Radius oder dem hydraulischen Durchmesser definiert ist, ergibt sich ein Unterschied mit dem Faktor von 4 für f .

¹⁶ 90° Bogen mit Standard-Biegeradius: $R = 1 \cdot D$

¹⁷ 90° Bogen mit großem Biegeradius: $R = 1,5 \cdot D$

Der Widerstandsbeiwert ist außerdem von der Oberflächenbeschaffenheit der Leitung abhängig (siehe [Bird et al. 2002, S. 182]). Für die Abschätzung in dieser Arbeit wird dieser Umstand ignoriert und folgende Annäherung aus [Barron 1985, S. 115] verwendet:

$$\begin{aligned} \text{Laminar:} \quad & f = \frac{64}{Re} && (Re < 2300) \\ \text{Turbulent:} \quad & f = 0,316 \cdot Re^{-0,25} && (3000 < Re < 50000) \\ \text{Sehr turbulent:} \quad & f = 0,184 \cdot Re^{-0,20} && (Re > 50000) \end{aligned} \quad (4.11)$$

f : Widerstandsbeiwert basierend auf dem hydraulischen Radius;
 Re : Reynoldszahl

Da der Widerstandsbeiwert von der Fließgeschwindigkeit (siehe [Bird et al. 2002, S. 178]) und damit auch von der Reynoldszahl abhängig ist, gleichzeitig aber die Fließgeschwindigkeit vom Massenstrom bzw. vom Druckunterschied abhängt, muss das Problem iterativ bzw. rekursiv gelöst werden.

Im Falle eines Flüssigkeitstransports sollten hierbei zu turbulente Ströme vermieden werden, da durch Turbulenzen Verluste entstehen, die zum Verdampfen und somit zur Beimischung einer weiteren Phase führen.

4.4.3 Transfer von zweiphasigem Helium

Ein Zweiphasenstrom von Helium lässt sich nicht so einfach wie der Einphasenstrom berechnen. Hierbei kommen je nach Problemstellung verschiedene Modelle zum Einsatz (siehe [Filina und Weisend 1996, S. 69] und [Barron 1985, S. 415]). Zusätzlich können dynamische Effekte wie z. B. der Geysir-Effekt zum Tragen kommen. Für diese Arbeit wird daher eine einfache Betrachtung des Zweiphasenstroms vorgenommen. Beide Phasen werden voneinander unabhängig als einphasige Strömungen betrachtet und die benötigten Querschnittsflächen zusammen addiert. Hierbei wird jegliche Interaktion zwischen den beiden Phasen ignoriert. Dies und der fehlende Einfluss des Höhenunterschieds, welcher einen besonderen Einfluss auf dynamische Effekte hat, führt zu einer recht groben Abschätzung. Allerdings liegen bereits Erfahrungswerte beim Betrieb der Nexans-Transferleitung für den HIM-Testbunker vor. Es ist möglich, daraus vernünftige Richtwerte für eine erste Auslegung des Transfersystems zu erhalten. Eine genaue Auslegung muss dann in Zusammenarbeit mit dem Hersteller der Transferleitung erfolgen.

Geysir-Effekt (siehe [Filina und Weisend 1996, S. 56])

Der Geysir-Effekt kann bei Leitungen für flüssiges Helium mit einem Gefälle oder einem senkrechten Verlauf auftreten. Er tritt hauptsächlich bei einem langsamen Fluss oder stehendem Helium auf. Hierbei verdampft durch eintretende Wärme schlagartig das Helium am unteren Ende der Leitung und drückt das Zweiphasengemisch geysirartig in den oberen Tank. Nach Ausgleich des Drucks fließt wieder flüssiges Helium nach und der Vorgang kann sich wiederholen. Dieses Hämmern kann durch die dabei entstehenden Druckspitzen das Heliumsystem beschädigen. Auslöser dieses Geysir-Effekts ist meistens der Wärmeeintrag durch ein am unteren Ende liegendes Ventil.

Dieser Effekt muss im Hinblick auf MESA noch genauer untersucht werden. Zur Vermeidung dieses Effekts könnten operative Maßnahmen für MESA getroffen werden. Eine einfache Möglichkeit wäre, es technisch unmöglich zu machen, das untere Ventil komplett zu schließen, solange das obere Ventil noch offen und noch flüssiges Helium in der Transferleitung ist. Dies empfiehlt sich auch, um flüssiges Helium in einem abgeschlossenen Bereich zu vermeiden. Bei den Kryomodultests wurde, um einen kontinuierlichen Zufluss zu den Kryomodulen zu gewährleisten, dementsprechend schon für die JT-Ventile im Kryomodul eine untere Grenze eingerichtet. Dies verhindert, dass sich im Betrieb das Ventil vollständig schließt und sich eine Gasblase bildet, die beim Öffnen des Ventils erst wieder hinaus gefördert werden muss. Erst beim Übergang in andere Betriebszustände wird diese Grenze wieder entfernt.

4.4.4 Versorgung mit überkritischem Helium gegenüber Versorgung mit flüssigem Helium

Eine weitere Möglichkeit zur Vermeidung der in Kapitel 4.4.3 erwähnten dynamischen Effekte im Zweiphasenstrom des Heliums ist, auf diesen zu verzichten und das Helium überkritisch zum Verbraucher zu transportieren. Zusätzlich ergibt sich dabei gegenüber dem Druckbereich von flüssigem Helium ein höherer Druckunterschied zum Heliumtransport. Demgegenüber hat die Versorgung mit Flüssighelium den Vorteil des einfacheren Aufbaus sowie der Möglichkeit, das Kryosystem aus einem Dewar zu versorgen.

Überleitung

Die hier besprochenen Grundlagen der Kryogenik dienen als Basis der Auslegung des Kryosystems von MESA. Im nachfolgenden Kapitel 5 werden die einzelnen Komponenten des Kryosystems vorgestellt und in Kapitel 7 werden mithilfe der in diesen Grundlagen aufgezeigten Formeln die einzelnen Kryosysteme für MESA ausgelegt.

5 Kryokomponenten von MESA

In diesem Kapitel werden die einzelnen Komponenten des Kryosystems für MESA vorgestellt und deren Eigenschaften beschrieben. Hierbei handelt es sich sowohl um die schon vorhandenen Kryokomponenten als auch um die noch anzuschaffenden Systeme.

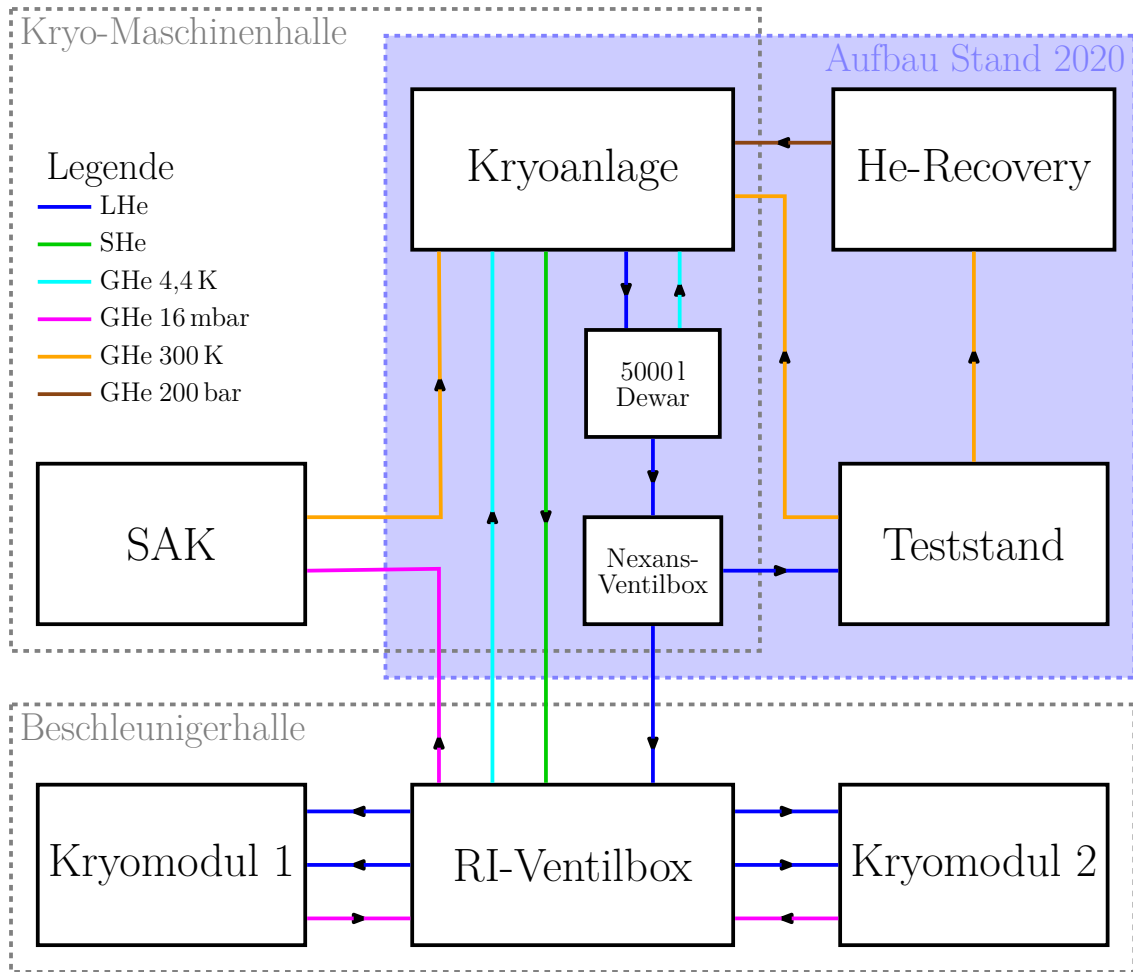


Abbildung 5.1: Vereinfachtes Schema der Kryoverteilung von MESA

Die Abbildung 5.1 zeigt ein vereinfachtes Schema der Kryoverteilung für MESA. Die Kryoanlage verflüssigt das Helium in einen 5000l-Dewar, welches durch die Nexans-Ventilbox entweder dem Kryomodul-Teststand oder dem Beschleuniger zugeführt werden kann. Das im Teststand abdampfende Helium kann dann entweder dem Helium-,Recovery'-System zugeführt werden, bei dem das Helium dann dem in der Kryoanlage

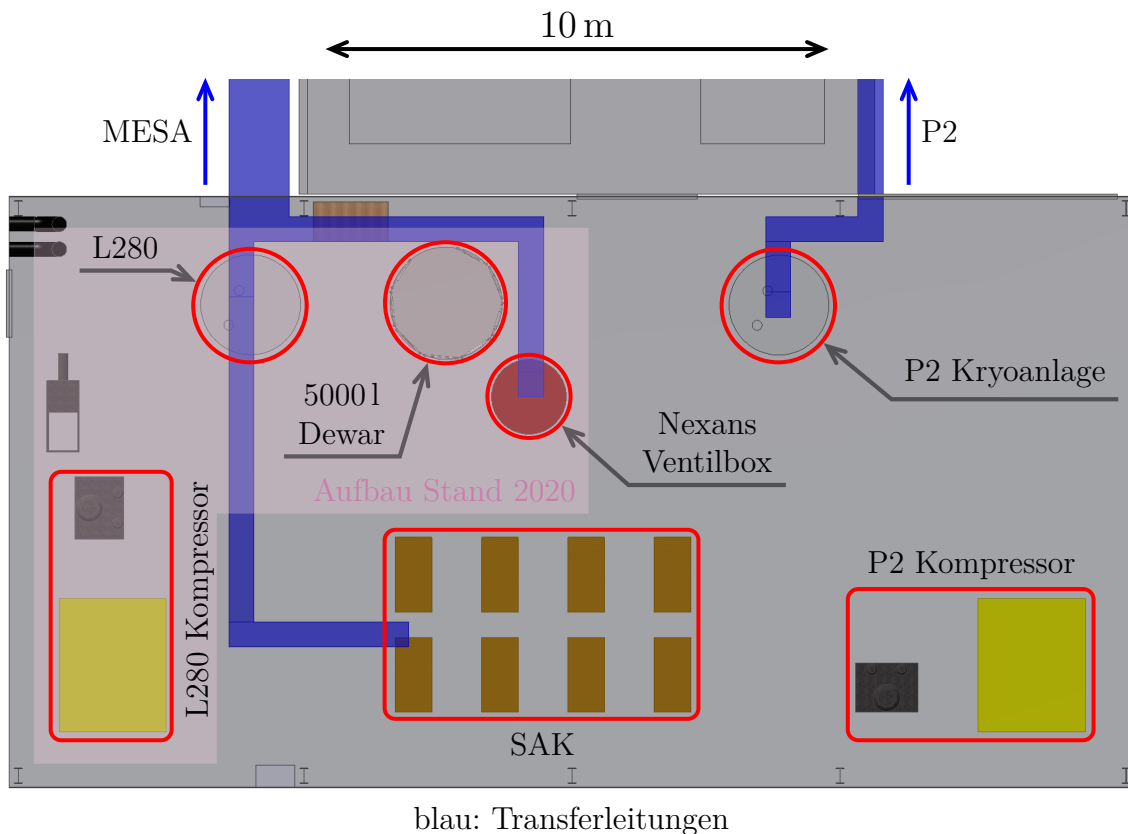


Abbildung 5.2: Kryo-Maschinenhalle

integrierten Heliumreiniger zugeführt wird. Alternativ kann das Helium aus dem Teststand auch direkt der Kryoanlage für den Kreislaufbetrieb zugeführt werden. Dieser Betriebsmodus wurde noch nicht realisiert, da der Kryoanlage noch ein Adsorber für den Kreislaufbetrieb fehlt.

Die Versorgung des Teilchenbeschleunigers erfolgt entweder über die Nexans-Ventilbox mit flüssigem Helium oder direkt von der Kryoanlage mit überkritischen Helium (vorausgesetzt, die Kryoanlage wird dafür umgebaut). Die RI-Ventilbox verteilt dann flüssiges Helium an beide Kryomodule und regelt den Druck des 16 mbar-Helium-Gasstroms. Dieser Gasstrom wird in den subatmosphärischen Kompressoren auf Normaldruck verdichtet und der Kryoanlage für den Kreislaufbetrieb wieder zugeführt.

Die Abbildung 5.2 zeigt den geplanten Aufbau der Kryo-Maschinenhalle. Bisher sind die Kryoanlage, der 5000 l-Dewar, die Nexans-Ventilbox, der Kryomodul-Testbunker sowie das Helium-„Recovery“-System aufgebaut und im Betrieb. Die Ventilbox für die Versorgung der Kryomodule, sowie die Kryomodule selbst, sind angeschafft und befinden sich zur Zeit in den Abnahmetests. Mit Fertigstellung des Beschleunigergebäudes werden diese Komponenten eingebracht und installiert. Noch nicht geordert sind die subatmosphärischen Kompressoren sowie das Transferleitungssystem.

5.1 Kryoanlage und 5000 l-Dewar

Zur Kryoversorgung von MESA dient eine L280-Heliumanlage von Linde. Diese wird seit 2010 zur Helium-Verflüssigung am Institut für Kernphysik verwendet. Es handelt sich um einen Heliumverflüssiger ohne Flüssigstickstoff-Vorkühlung mit einem integrierten Heliumreiniger. Als Kompressor dient ein Kaeser ESD441 mit einer Leistung von 250 kW. Die Kryoanlage verflüssigt das Helium in einen 5000l-Dewar, der zur Speicherung und Verteilung des Heliums dient. Die Kryoanlage verflüssigt 1571/h bei 12,5 bar Kompressordruck (siehe [Hug et al. 2019]) unter Nutzung des Heliumreinigers. Im geschlossenen Kreislauf ist der dauerhafte Betrieb des Heliumreinigers nicht nötig, so dass die Verflüssigungsleistung etwas höher ausfallen sollte.

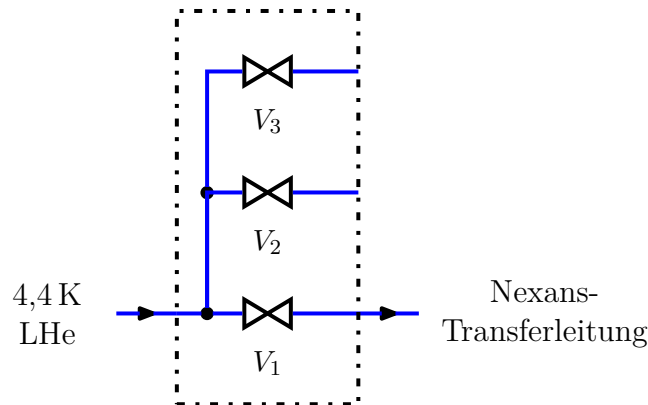
Für den Kreislaufbetrieb sowie zur Erreichung der benötigten Kryoleistung sind substanzielle Umbauten an der Kryoanlage vonnöten. Zur Leistungssteigerung ist ein Umbau auf eine Flüssigstickstoff-Vorkühlung notwendig. Ohne Vorkühlung hat die L280 eine Nenn-Verflüssigungsleistung von 1401/h, mit Vorkühlung verdoppelt sich diese auf 2801/h. Für diese Umrüstung müssen die 2 Turbinen der Kryoanlage ausgetauscht werden. Der benötigte Wärmetauscher für die Stickstoff-Vorkühlung ist schon in der Anlage integriert. Allerdings fehlt noch die benötigte Flüssigstickstoff-Infrastruktur. Da die Kryomodule im Unterdruckbereich arbeiten (16 mbar), kann eine Verunreinigung des Heliums durch Luft nicht ausgeschlossen werden. Deshalb wird für den Kreislaufbetrieb noch ein Adsorber benötigt, der die Turbinen vor diesen Gas-Verunreinigungen im Helium schützt und Zufrieren der Leitungen und Wärmetauscher verhindert. Zusätzlich wird im Rahmen dieses Umbaus eine ‚cool down‘/ ‚warm up‘-Leitung für das Kryosystem, eine überkritische Heliumversorgung der Ventilbox sowie eine für die überkritische Heliumversorgung notwendige Kaltgasannahme¹ angedacht.



Abb. 5.3: Linde L280 am Institut für Kernphysik der JGU Mainz

¹ Bei der Anschaffung der Kryoanlage wurde eine Kaltgasannahme schon von E. Schilling vorgeschlagen, diese wurde aber aufgrund wirtschaftlicher Erwägungen nicht angeschafft ([Schilling und Gübeli 2010]).

5.2 Nexans-Transferleitung und Ventilbox



V1: LHe-Zufluss zur Nexans-Transferleitung; V2, V3: derzeit unbenutzt

Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Kryoverteilung in der Ventilbox zur Versorgung der Nexans-Transferleitung

Zur Kryoversorgung des HIM-Teststands besitzt die Kernphysik eine 225 m lange ‚CRYOFLEX‘ Transferleitung, hergestellt von der Fa. Nexans. Dies ist eine koaxiale, flexible Transferleitung mit Vakuumisolierung und Flüssigstickstoffschild. Der Innendurchmesser der Transferleitung beträgt 22 mm. Zur Verteilung des flüssigen Heliums auf die Transferleitung dient eine einfache Ventilbox² mit 3 Ausgängen. Die Ventilbox ist über eine ca. 10 m lange flexible Leitung mit dem 5000 l-Dewar verbunden. Diese Leitung besitzt nur eine Vakuumisolierung und keinen Stickstoffschild, wodurch ein recht hoher Verlust an flüssigem Helium beim Transport entsteht. In Tabelle 5.1 sind die entsprechenden Abdampfraten aufgelistet (siehe [Hug et al. 2019]).

Tabelle 5.1: Helium-Abdampfraten der Nexans-Transferleitung und der zugehörigen Ventilbox

Segment	Helium-Abdampfrate
225 m Nexans-Leitung	30 l/h (1,01 g/s)
10 m Zuleitung & Ventilbox	35 l/h (1,18 g/s)

Der Verbrauch der Ventilbox inklusive der Zuleitung beträgt ca. 16 % des errechneten gesamten Heliumstroms (vgl. Kapitel 7.3.2). Gegenüber dem zu erwartenden Helium-

² Diese Ventilbox wurde nicht von Nexans hergestellt, sondern von einem anderen Hersteller im Rahmen der Erstausrüstung des HIM-Gebäudes angeschafft. Da diese Ventilbox aber zur Versorgung der Nexans-Leitung dient, wird sie, zur Unterscheidung gegenüber der RI-Ventilbox, an unserem Institut und in dieser Arbeit als Nexans-Ventilbox bezeichnet.

strom nach den ersten Kryomodultests wären es sogar ca. 20%. Hier muss geprüft werden, ob nicht eine besser isolierte Ventilbox sinnvoll ist, um zusätzliche Reserven freizugeben bzw. um die Betriebskosten zu reduzieren. Falls die Versorgung für MESA über diese Ventilbox erfolgt, könnte eine besser isolierte Zuleitung zwischen 5000l-Dewar und Ventilbox die Abdampftrate zumindest etwas reduzieren.

5.3 Helium-,Recovery'-System und Heliumspeicher

Helium-,Recovery'-System

Das Helium-,Recovery'-System besteht aus einem Heliumballon als Puffer sowie zwei 180 bar-Kompressoren. Der Heliumballon fängt das abdampfende Helium von verschiedenen Experimenten auf. Die Kompressoren verdichten dann dieses Helium auf den Helium-Hochdruckspeicher. Zurzeit wird auch das gesamte Helium des Kryomodul-Testbunkers über das Helium-,Recovery'-System geleitet, da noch kein Adsorber in der Kryoanlage für den Kreislaufbetrieb integriert ist. Das Helium-,Recovery'-System erreicht einen maximalen Durchsatz von 5,4 g/s.

Helium-Hochdruckspeicher

Der Helium-Hochdruckspeicher besteht aus Helium-Flaschenbündeln mit einem maximalen Betriebsdruck von 180 bar. Durch die Kompressoren des Helium-,Recovery'-Systems ist das Helium mit Öl und Luft verschmutzt und muss erst gereinigt werden, bevor es wieder verflüssigt werden kann.

Helium-Reiniger

Zur Reinigung des verschmutzten Heliums aus dem Hochdruckspeicher besitzt die L280 einen integrierten Helium-Reiniger. Hierbei wird der Druck des Heliums auf 25 bar reduziert und durch eine Kaskade von Wärmetauschern werden die Verunreinigungen ausgefroren und abgeschieden. Das gereinigte Helium wird dann dem Heliumkreislauf der L280 wieder zugeführt und kann dann verflüssigt werden.

Helium-Mitteldruckspeicher

Die L280 hat einen 25 m³-Mitteldruckpuffer (bis ca. 13 bar), um genügend Reingas für den Start der Kryoanlage zu haben. Für MESA ist eine Erweiterung des Mitteldruckspeichers vorgesehen. Im Rahmen der Umbaumaßnahmen wird ein Fundament für einen 200 m³-Mitteldrucktank hinter dem Gebäude der Kryoanlage angefertigt.

5.4 Kryomodul – MEEC



Abbildung 5.5: Das MESA-Kryomodul (MEEC)

Die zwei Kryomodule für MESA beruhen auf dem Design der Kryomodule des ELBE³-Beschleunigers (siehe [Teichert et al. 2006]) in Rossendorf und wurden mit Tunern entsprechend den XFEL⁴-Kryomodulen (Saclay⁵-Tuner, siehe [Neumann 2008]) ausgestattet. Diese Tuner beinhalten zusätzliche Piezo-Tuner zum Feintuning und zur Unterdrückung von Mikrophonien. Des Weiteren wurden Saphir-Durchführungen für die HOM⁶-Koppler verwendet. Für diese Erweiterungen wurde eine Umkonstruktion des LHe-Tanks (2K-Phasenseparator) des Kryomoduls notwendig. Aufgrund dieser Änderungen wird das Modul als ‚MESA Enhanced ELBE Cryomodule‘ (MEEC) bezeichnet (siehe [Stengler et al. 2015]). Die Planung und Ausführung dieser Modifikationen sowie die Produktion der Kryomodule werden von Research Instruments (RI) durchgeführt. Eine genauere Beschreibung der Kryomodule ist in [Stengler 2020a] nachzulesen.

Ein Modul enthält zwei neunzellige TESLA⁷-Kavitäten (vgl. [Aune et al. 2000]) mit einer Resonanzfrequenz von 1,3 GHz. Die Kavitäten arbeiten bei einer Temperatur von 1,8 K, was einem LHe-Druck von 16 mbar entspricht. Von größtem Interesse für die vorliegende Arbeit sind die Verlustraten ins Helium-System bei 2 K und 4 K. Diese sind in Tabelle 5.2 für einen Sollgradienten von 12,5 MV/m spezifiziert.

Erste Messungen am Kryomodultestbunker weisen erfreulicherweise auf einen niedrigeren Heliumverbrauch als spezifiziert hin (siehe Kapitel 6). Hierbei zeigt sich, dass die

³ Electron Linac for beams with high Brilliance and low Emittance

⁴ X-Ray Free-Electron Laser

⁵ Centre CEA de Saclay

⁶ Higher order mode

⁷ Teraelectronvolt Energy Superconducting Linear Accelerator

Tabelle 5.2: Spezifikationen der thermischen Verluste pro MEEC-Modul

statische Verluste	< 15 W
dynamische Verluste ⁸	< 25 W
HOM-Koppler-Verluste	< 5 W
Summe	< 45 W

statischen Verluste kleiner als 10 W sind und beim ersten abgenommenen Modul die dynamischen Verluste kleiner als 20 W ausfallen. Daraus ergibt sich für die gesamte Verlustleistung eines Kryomoduls ein Wert von ca. 35–42 W (siehe Tabelle 6.1). Da die Messungen von beiden Kryomodulen noch nicht abgeschlossen sind, wird in dieser Arbeit primär mit den Spezifikationen gerechnet und die gemessenen Werte werden nur zur Information genannt.

5.5 RI-Ventilbox und 4 K/2 K-Subcooler

Die RI-Ventilbox und der 4 K/2 K-Subcooler wurden im Rahmen der Kryomodul-Ausschreibung als Option für die ELBE-Module von RI angeboten. Die Planung der Ventilbox und der beiden 4 K/2 K-Subcooler wurde von RI in Zusammenarbeit mit DESY⁹ durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt die schematische Darstellung der Kryoverteilung und der Ventile in der Ventilbox.

5.5.1 RI-Ventilbox

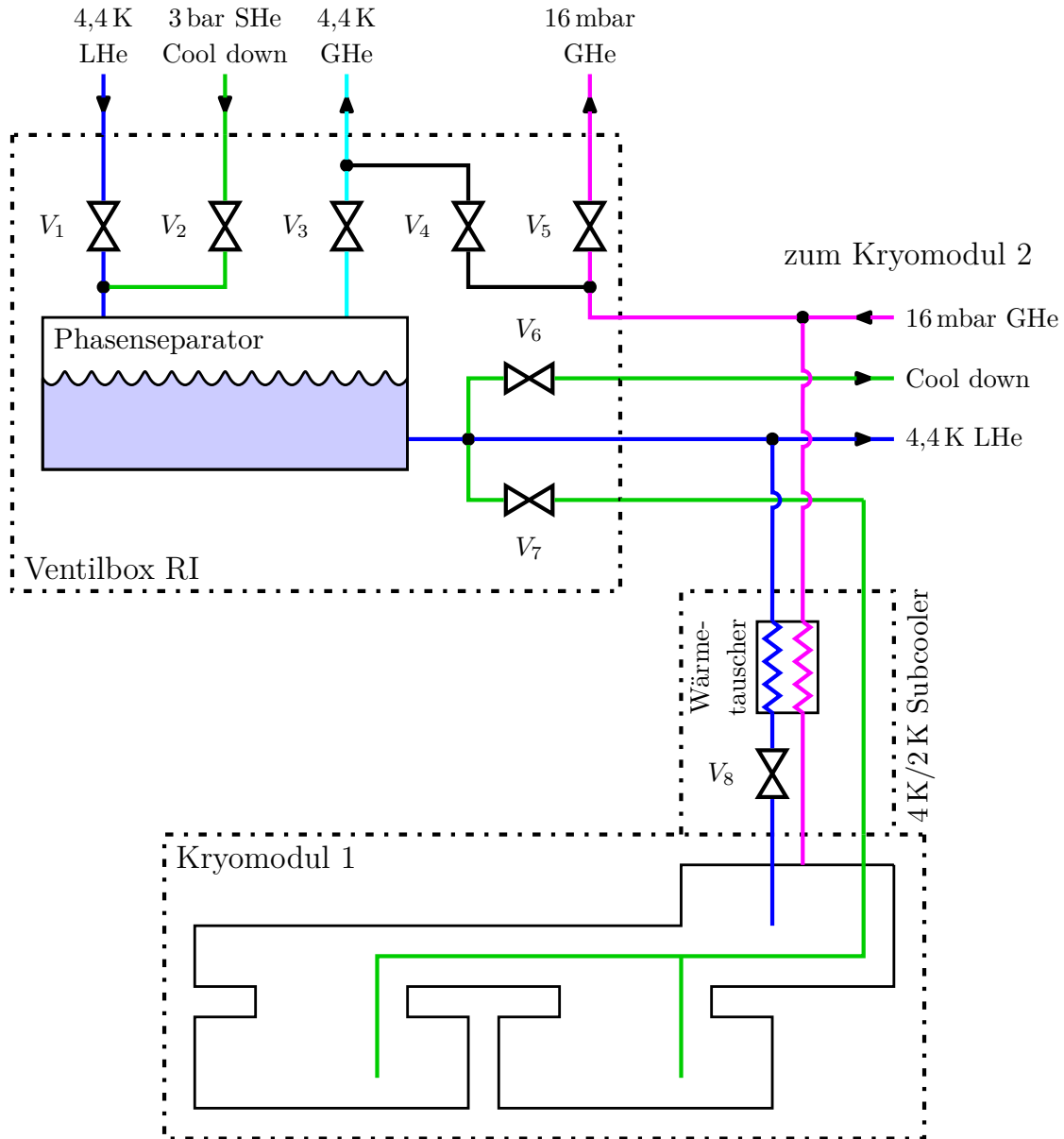
Die Ventilbox verteilt das von der Kryoversorgung kommende flüssige Helium auf beide Kryomodule. Die Versorgung der Ventilbox kann mit flüssigem Helium (Abb. 5.6 V_1) oder mit überkritischem Helium (Abb. 5.6 V_2) erfolgen. Zusätzlich ist über das Ventil V_2 die Möglichkeit gegeben, mit einem Heliumstrom (GHe) einer variablen Temperatur¹⁰ die Kryomodule und das Kryosystem mit definierten Temperaturrampen abzukühlen und aufzuwärmen. Für einen überkritischen Betrieb kann ein zusätzlicher Wärmetauscher in der Transferleitung zwischen dem überkritischen Eingang und dem Kaltausgang des Phasenseparators unter Umständen den Wirkungsgrad verbessern. Zur Druckregulierung im Phasenseparator sowie zum Ableiten des Flashgases¹¹ dient das Ventil V_3 .

⁸ entspricht $Q_0 \geq 1,25 \cdot 10^{10}$

⁹ Deutsches Elektronen-Synchrotron

¹⁰ Vorausgesetzt, die benötigten Umbauten in der L280 werden vorgenommen.

¹¹ Flashgas oder auch Entspannungsgas ist der bei Druckminderung einer Kühlflüssigkeit auftretende Gasanteil.



blau: 1 bar LHe; cyan: 1 bar GHe; magenta: 16 mbar GHe; grün: ‚cool down line‘;
 V₁: LHe Zufluss aus Dewar; V₂: SHe von L280 und ‚cool down line‘;
 V₃: Flashgas zur L280; V₄: Bypass für Standby; V₅: 16 mbar Kontrollventil;
 V₆ und V₇: ‚cool down‘ und Füllventile der Kryomodule; V₈: JT-Ventil

Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Kryoverteilung in der RI-Ventilbox zur Versorgung der beiden Kryomodule

Es gibt mehrere Betriebsmodi des MESA-Kryosystems, die primär durch diese Ventilbox gesteuert werden:

„Cool down“: Das Abkühlen der Kryomodule kann auf zwei Arten erfolgen: 1. durch die Kryoanlage, wenn diese einen Gasstrom mit variabler Temperatur bereitstellen kann. Hierbei wird dieser Gasstrom über V_2 durch den Phasenseparator und die beiden Füllventile V_6 und V_7 zu den Kryomodulen geleitet. Wenn die Temperatur in den Kryomodulen und in der Ventilbox niedrig genug ist (< 30 K), wird auf Flüssigbetrieb umgestellt. Hierbei wird zuerst der Phasenseparator mit flüssigem Helium gefüllt und dann die Kryomodule über die vorgenannten Füllventile V_6 und V_7 gefüllt. 2. über den Flüssighelium-Eingang und V_1 . Hierbei wird direkt flüssiges Helium in den Phasenseparator geschickt und über einen Rückgasstrom¹² durch V_3 zu einer Zwischentemperatur gemischt.¹³ Das weitere Abkühlen erfolgt wie bei der ersten Variante.

Normalbetrieb: Im Normalbetrieb kann die Versorgung der Ventilbox über V_1 mit flüssigem Helium oder über V_2 mit überkritischem Helium erfolgen. Über V_3 wird der Druck geregelt und das abdampfende Flashgas abgeleitet. Im Kryomodul dient V_8 als JT-Ventil und zur Füllstandsregelung. Der Druck im Kryomodul wird durch V_5 geregelt, damit die Temperatur der Kavitäten konstant gehalten werden kann.

2 K-Standby: Der 2 K-Standby ist identisch mit dem Normalbetrieb. Hierbei wird nur die HF abgeschaltet. Damit gibt es keine dynamischen und keine HOM-Verluste.

4 K-Standby: Der 4 K-Standbybetrieb ist ähnlich dem Normalbetrieb, nur dass das abdampfende Helium aus dem Kryomodul nicht durch V_5 zu den subatmosphärischen Kompressoren geschickt wird, sondern über V_4 direkt zur Kryoanlage. Hierbei wird der Druck im Kryomodul auf einen Druck zwischen dem Eingangsdruck der Kryoanlage und dem Druck im Phasenseparator der Ventilbox angehoben.

5.5.2 4 K/2 K-Subcooler

Zur Erhöhung des Wirkungsgrades beinhalten die 4 K/2 K-Subcooler je einen Wärmetauscher zum Unterkühlen des flüssigen 4 K-Heliums sowie je ein Joule-Thomson-Ventil zur Entspannung des Heliums auf 16 mbar. Sie sind jeweils auf dem Kryomodul direkt am Heliumeinlass angebracht.

¹²Hierfür muss das Transfersystem die Möglichkeit dieses Gasstroms bereitstellen. Falls ein Umbau der Kryoanlage für den überkritischen Betrieb nicht durchgeführt wird, kann dieser Gasstrom auch über V_2 geleitet werden.

¹³Die Kryomodultests haben gezeigt, dass ein direktes Beschicken der Kryomodule mit flüssigem Helium zum Abkühlen und Füllen zu einem hohen Temperaturunterschied (> 150 K) zwischen der ersten und zweiten Kavität führt (vgl. [Stengler 2020a, S. 69]).

5.6 Subatmosphärische Kompressoren – SAK



Abbildung 5.7: Die 5 Pumpen des subatmosphärischen Kompressorsystems des Testbunkers von der Firma Pfeiffer-Vacuum vor Montage im Pumpenraum. Die Anordnung ist identisch mit der endgültigen Aufstellung. Links befindet sich der Schraubenkompressor und daneben die 4 Rootspumpen mit jeweils einem darunter liegenden Gaskühler. Bild zur Verfügung gestellt von T. Stengler.

Um eine Temperatur von 1,8 K im Kryomodul zu erhalten, muss der Druck auf 16 mbar reduziert und das abdampfende Helium vom Grobvakuum-Niveau auf einen leichten Überdruck gefördert werden. Hierfür werden Verdichterstufen mit mehreren, oft verschiedenartigen Pumpen eingesetzt. Es werden Standardpumpen eingesetzt, die für einen weiten Aufgabenbereich von verschiedenen Herstellern angeboten werden und im Großen und Ganzen Pumpen der Vakuumtechnik entsprechen. Hier muss aber ein besonderes Augenmerk auf die Kühlung der Pumpen gelegt werden, da diese gegenüber einer Verdichtung von Luft durch das Medium Helium eine besonders starke Erhitzung erfahren. Als Vorpumpe dienen in der Kryotechnik häufig Schraubenkompressoren oder Ölschieberpumpen, welche dann jeweils eine oder mehrere Pumpen bedienen. Häufig werden für diese Pumpen Rootspumpen eingesetzt.

Der SAK des Kryomodulteststands (siehe Abb. 5.7) besteht aus einem Strang mit einem Schraubenkompressor als Vorpumpe und vier Rootspumpen in Reihe. Für jede Rootpumpe ist eine Kühlstufe eingebaut, in der gekühltes Helium von den Stufen höheren Druckes wieder zurück in den Bereich des niedrigeren Druckes geleitet wird, um die Pumpen zu kühlen. Der gesamte Pumpstand ist ölfrei ausgeführt, um Kompatibilitäts-Probleme mit dem Öl der Kompressorstufe der Kryoanlage zu vermeiden. Der Pumpstand wurde von der Firma Pfeiffer-Vacuum hergestellt.

5.7 16 mbar-Helium-Heizer

Die subatmosphärischen Kompressoren dürfen nur mit Helium im moderaten Temperaturbereich beschickt werden. Helium bei kryogenischen Temperaturen würde zur Beschädigung der Kompressoren führen. Deshalb muss der 16 mbar-Gasstrom erst aufgewärmt werden. Hierfür gibt es verschiedene Möglichkeiten, von denen sich zwei für MESA anbieten.

Elektrischer Heizer: Erstens kann das Aufheizen des Heliums auf Raumtemperatur über einen elektrischen Heizer erfolgen. Ein Nachteil dieses elektrischen Heizers ist die Gefahr einer Mitkopplungsschleife. Ein solcher Heizer besteht aus vielen kleinen Kanälen für den Heliumgasstrom. Im Falle einer ungleichen Verteilung des Gasstroms können einzelne Kanäle zu wenig Helium erhalten. Dies führt zu einer stärkeren Erwärmung des Heliums in diesen Kanälen, was zu einer weiteren Reduzierung des Gasstroms durch die geringere Dichte des Heliums bei höherer Temperatur führt. Diese Rückkopplung kann zur Zerstörung des Heizelements führen. Für den Testbunker am HIM wird ein solcher elektrischer Heliumheizer eingesetzt. Erste Erfahrungen mit diesem elektrischen Heizer am HIM-Testbunker zeigen keine Probleme auf, auch wenn der Druckabfall über das Heizelement größer als erwartet ist.

Passive Aufheizung: Eine weitere Möglichkeit zur Erwärmung des Heliums ist eine passive Aufheizung. Hierbei wird ein Segment der Transferleitung unisoliert ausgeführt und mit Finnen ausgestattet. Da es hierbei zu einer nicht unerheblichen Eisbildung kommt sowie die Gefahr von abtropfendem Sauerstoff besteht, wird ein passiver Heizer am besten außerhalb von Gebäuden eingesetzt. Ein solcher passiver Heizer wird erfolgreich am DESY für die Kryomodul-Testanlage eingesetzt ([Petersen 2015]). Für MESA würde ein solches passives System bedeuten, dass die Saugleitung zum SAK mit einer Vakuumisolierung ausgestattet sein muss. Dies führt nicht zwangsläufig zu einer dickeren Leitung, da der kalte Heliumstrom eine höhere Dichte hat und dementsprechend mit einer kleineren Leitung bei gleichem Druckabfall auskommt. Ein Vorteil einer vakuumisolierten Saugleitung besteht darin, dass keine Luft in das 16 mbar-Helium geraten kann. Jegliche Undichtigkeit führt dazu, dass ein Gasstrom hier nur ins Isoliervakuum gelangt, was einfach detektiert werden kann.

Welche Methode für MESA am besten ist, muss noch ausführlich geprüft werden. Hier müssen Anschaffungskosten gegen laufende Betriebskosten aufgerechnet sowie mit der Betriebssicherheit abgewogen werden.

5.8 Flüssigstickstoff-Infrastruktur

Für MESA werden zwei Arten von Flüssigstickstoff-Infrastruktur benötigt, erstens für die Flüssigstickstoffvorkühlung der L280 und zweitens zur Versorgung des Schilds der Transferleitungen und der Kryomodule.

Flüssigstickstoffvorkühlung der L280

Zur Erhöhung der Leistung der L280 muss die Kryoanlage mit Flüssigstickstoff versorgt werden. Die L280 erreicht die maximale Helium-Verflüssigung von ca. 280 l/h bei einem Verbrauch von Flüssigstickstoff von ca. 140 l/h¹⁴. Für diese Versorgung wird im Rahmen der Baumaßnahme ein Fundament hinter der Halle der Kryoanlage gebaut. Dieses Fundament ist ausgelegt für zwei Flüssigstickstofftanks¹⁵ mit jeweils einer Kapazität von 50 m³ Flüssigstickstoff. Der Verbrauch an Flüssigstickstoff für MESA beträgt demnach ca. 24 m³ pro Woche, was 1–2 LKW-Ladungen pro Woche entspricht. Berechnet man die laufenden Kosten einer alternativ denkbaren weiteren 140 l/h-Anlage, so sind diese aufgrund des Stromverbrauchs höher, so dass diese Alternative selbst dann, wenn man die Investitionskosten außer Acht lässt, nicht sinnvoll ist.

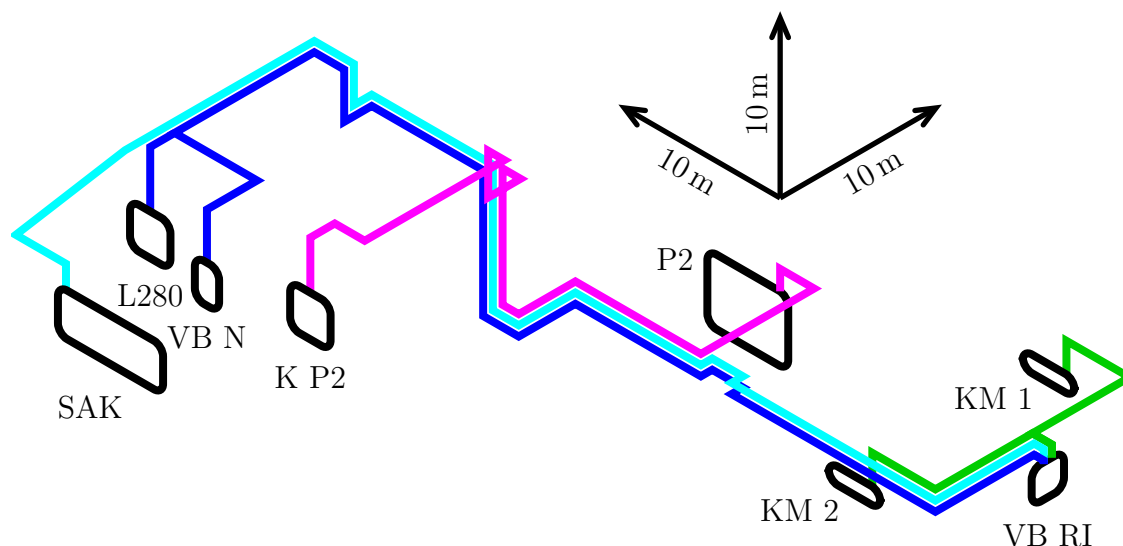
Flüssigstickstoff zur Versorgung des Schilds

Neben der Stickstoffvorkühlung der Kryoanlagen wird auch noch Flüssigstickstoff für die Versorgung des Schilds der Kryomodule und der Transferleitungen benötigt. Da dieser Flüssigstickstoff direkt in die unterirdischen Hallen geleitet wird, ist es aus sicherheitstechnischen Aspekten nicht angebracht, den Flüssigstickstoffschild direkt aus den großen Flüssigstickstofftanks zu versorgen. Hierbei empfiehlt es sich zur Inventar-Minimierung, den Schild aus einem kleineren Tank zu versorgen.

¹⁴Angabe Linde.

¹⁵Für MESA ist ein Tank ausreichend, aber der Bedarf für P2 ist noch nicht abschließend geklärt.

5.9 Transferleitung



blau: Leitung¹⁶ von Maschinenhalle zur Ventilbox RI;
 cyan: 16 mbar GHe-Rückleitung; magenta: GHe-Versorgung P2;
 grün: Kryomodul-Versorgung und -Rückleitung; VB N: Ventilbox Nexans;
 VB RI: Ventilbox RI; KM 1 und KM 2: Kryomodule;
 SAK: Subatmosphärische Kompressoren; L280: Kryoanlage L280;
 K P2: Kryoanlage für P2; P2: Experiment P2

Abbildung 5.8: Isometrische Darstellung der kryogenen Transferleitungen von MESA zwischen der oberirdischen Maschinenhalle und den unterirdischen Experimentierhallen

Die Abbildung 5.8 zeigt den Verlauf der kryogenen Transferleitungen für MESA und P2 zwischen der oberirdischen Maschinenhalle (siehe Abb. 5.2) und den unterirdischen Experimentierhallen.

5.9.1 Transferleitung von L280 bzw. Nexans-Ventilbox zur RI-Ventilbox

Zur Versorgung von MESA mit kryogenen Flüssigkeiten wird eine Transferleitung zwischen der Kryo-Maschinenhalle und dem Beschleuniger benötigt. Sie beinhaltet die Leitungen zur Heliumversorgung sowie die Kaltgas-Rückleitung. Zusätzlich wird die

¹⁶Diese Transferleitung beinhaltet eine LHe-Leitung von der Nexans-Ventilbox zur RI-Ventilbox, eine SHe-Leitung von der L280 zur RI-Ventilbox sowie eine GHe-Rückleitung für Flashgas von der RI-Ventilbox zur L280.

Stickstoffversorgung der RI-Ventilbox und damit der Kryomodule über diese Leitung bewerkstelligt. Die Transferleitung beinhaltet folgende drei Helium-Leitungen:

LHe-Versorgungsleitung von der Nexans-Ventilbox zur RI-Ventilbox: Über diese Leitung wird die Ventilbox und damit MESA mit flüssigem Helium versorgt.

SHe-Versorgung und ‚cool down‘/‚warm up‘-Leitung von der L280 zur RI-Ventilbox: Diese Leitung dient zum kontrollierten ‚cool down‘ und ‚warm up‘ des Kryosystems. Zusätzlich erfolgt hierdurch die Versorgung der RI-Ventilbox mit überkritischem Helium. Da die RI-Ventilbox für einen maximalen Eingangsdruck von 3 bar ausgelegt ist, sollte die Kryoanlage diese Leitung mit einem niedrigeren Druck versorgen. Hierfür wird der Eingangsdruck in diese Leitung mit 2,8 bar festgelegt.

GHe-Rückleitung von der RI-Ventilbox zur L280: Das abdampfende Helium in der LHe-Versorgungsleitung sowie der RI-Ventilbox wird hierüber wieder zur Kryoanlage an einen Kaltgaseingang geleitet oder über einen Heizer dem Kompressor der Kryoanlage zugeführt. Im Falle einer überkritischen Versorgung wird hierüber das bei der Joule-Thomson-Entspannung entstehende Helium-Gas wieder an einen Kalteingang der Kryoanlage geführt.

5.9.2 Transferleitung von der RI-Ventilbox zum Kryomodul

Diese zwei Transferleitungen verbinden die Kryomodule mit der RI-Ventilbox. Sie enthalten die Stickstoffversorgung der Kryomodule sowie folgende Helium-Leitungen:

LHe-Versorgungsleitung von der RI-Ventilbox zum Kryomodul: Hierdurch wird flüssiges Helium durch einen Wärmetauscher zum Joule-Thomson-Ventil im Kryomodul geleitet. Diese Leitung hat einen Innendurchmesser von 16 mm. Erfahrungen beim Kryomodultest zeigen, dass zumindest für die kurze Transferleitung im Testbunker keine substanzielle Einschränkung durch diese Leitung besteht. Allerdings erlaubt die Auslegung des Joule-Thomson-Ventils über diese Leitung kein schnelles Nachfüllen der Kryomodule, was im normalen Betrieb aber keine Einschränkung mit sich bringt.

LHe-Fülleitung und ‚cool down‘/‚warm up‘-Leitung von der RI-Ventilbox zum Kryomodul: Diese Leitung dient zum ‚cool down‘ bzw. ‚warm up‘ des Kryomoduls sowie zum Füllen des Kryomoduls mit flüssigem Helium. Diese Leitung hat einen Innendurchmesser von 16 mm.

GHe-Rückleitung vom Kryomodul zur RI-Ventilbox: Hierüber wird das im Kryomodul abdampfende 16 mbar-Heliumgas zurückgeleitet. Diese Leitung hat einen Innendurchmesser von 150 mm.

5.9.3 Transferleitung von der RI-Ventilbox zum subatmosphärischen Kompressor

Über diese Leitung wird das 16 mbar-Helium von der RI-Ventilbox zum Heizer und dann zu den subatmosphärischen Kompressoren geleitet. Je nachdem, ob die Heizung elektrisch oder passiv erfolgt, sind unterschiedliche Längen dieser Leitung für kryogene Temperaturen ausgelegt.

5.9.4 Transferleitungslängen

In Tabelle 5.3 sind die Längen der verschiedenen Transferleitungen zwischen den Kryokomponenten von MESA aufgelistet.

Tabelle 5.3: Transferleitungslängen zwischen den einzelnen Komponenten des MESA-Kryosystems

Von	→	nach	Länge Geraden	Anzahl Bögen	Anzahl Wellbälge
VB Nexans	→	VB RI	77,0 m	18	38
L280	→	VB RI ¹⁷	70,9 m	17	36
VB RI	→	L280	70,9 m	17	36
VB RI	→	Kryomodul	13,6 m	4	10
Kryomodul	→	VB RI	13,6 m	4	10
elektrischer Heizer	→	SAK	77,2 m	17	37
VB RI	→	passiver Heizer	57,2 m	15	31
passiver Heizer	→	SAK	23,1 m	2	8

¹⁷Für überkritischen Betrieb.

6 Kryomodultest

Die Abnahmetests der Kryomodule werden am Kryomodul-Testbunker des HIM durchgeführt. Dies ist notwendig, da bei Lieferung der Kryomodule und der Ventilbox die Beschleunigerhallen noch nicht bezugsfertig waren.

Die Abbildung 6.1 zeigt ein vereinfachtes Fließschema der Kryoverteilung während des Kryomodultests. Die Kryoanlage speist den 5000 l-Dewar mit flüssigem Helium. Über die Nexans-Ventilbox und die 225 m lange Nexans-Leitung wird ein 450 l-Dewar

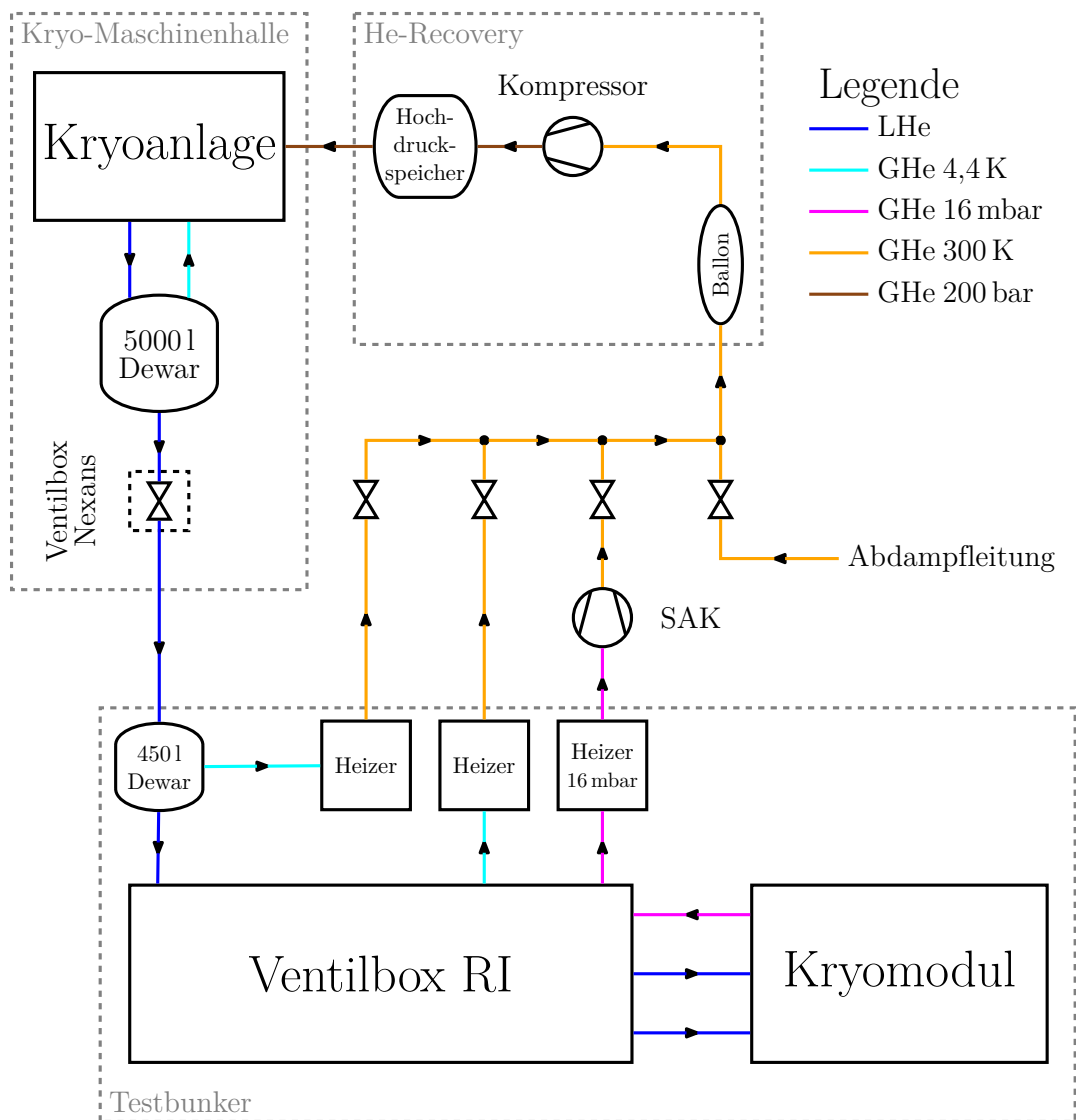


Abbildung 6.1: Vereinfachtes Schema der Kryoverteilung des Kryomodultests

im HIM-Testbunker gefüllt. Der 450l-Dewar dient als Phasenseparator der Transferleitung sowie als Heliumpuffer für die Messungen. Die RI-Ventilbox wird von dem 450l-Dewar mit flüssigem Helium versorgt. Das abdampfende Helium im 450l-Dewar und in der RI-Ventilbox wird über mehrere Heizer auf Raumtemperatur gebracht und dem Helium-,Recovery'-System zugeführt. Ein einzelnes Kryomodul bezieht von der RI-Ventilbox flüssiges Helium, welches durch die subatmosphärischen Kompressoren auf einen Druck von 16 mbar gebracht wird. Auch das vom SAK geförderte Helium wird über das ‚Recovery‘-System wieder dem Kreislauf zugeführt.

Die bei den Kryomodultests gesammelten Daten wurden zur Evaluation der Nexans-Transferleitung verwendet (vgl. [Hug et al. 2019]). Hierbei ergab sich bei einem LHe-Massendurchfluss von 5,53 g/s ein Gasanteil von 5 g/s bei einem Druckunterschied von 100 mbar zwischen dem 5000 l-Dewar und dem 450l-Dewar. Dies entspricht einer Effizienz von ca. 55 %.

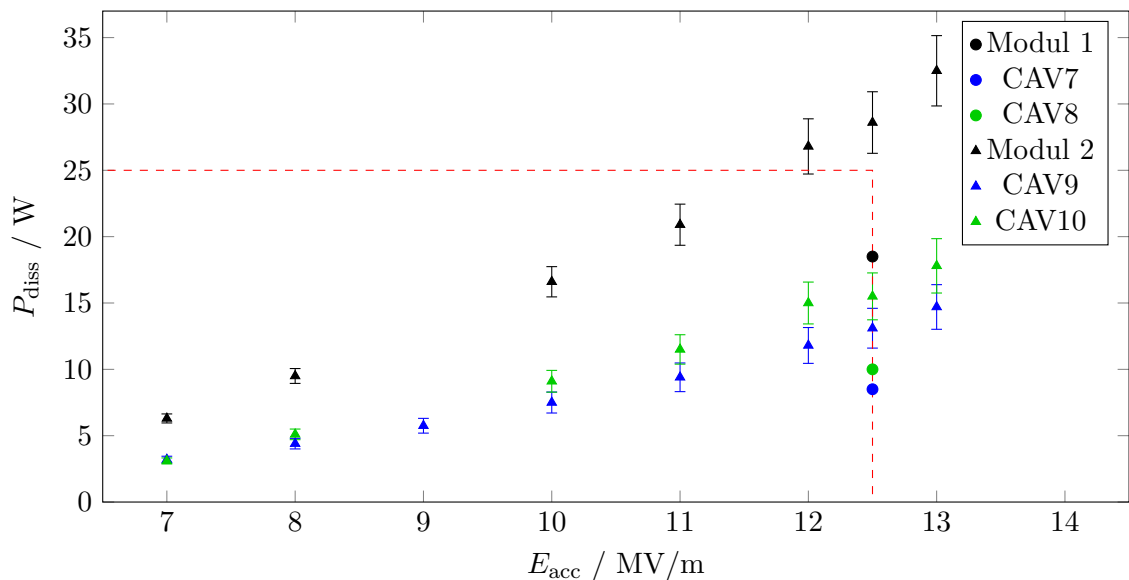


Abbildung 6.2: Die dynamischen Verluste der zwei MESA-Kryomodule inklusive der einzelnen Kavitäten. Die Angaben zu dem Kryomodul 1 (CAV7 und CAV8) sind eine Maximalabschätzung beim Sollfeld. Die Daten sind von T. Stengler (für das Kryomodul 1 siehe [Stengler 2020a, S. 94]; die Daten für das Kryomodul 2 (CAV9 und CAV10) stammen aus einer Nachfolgemessung ([Stengler 2020b]). Die rot gestrichelte Linie zeigt die Spezifikation der dynamischen Verluste eines Kryomoduls an.

Die Abbildung 6.2 zeigt die bei den Kryomodultests ermittelten dynamischen Verluste der Kryomodule. Die dynamischen Verluste wurden in einer Druckanstiegsmessung ermittelt. Hierbei werden die Zu- und Abgänge aus dem Kryomodul verschlossen und der Druckanstieg über einen bestimmten Zeitraum gemessen. Dieser Druckanstieg wird

mit Messungen an einem elektrischen Heizer kalibriert (siehe [Stengler 2020a, S. 27]). Beim Kryomodul 1 gab es Komplikationen bei der Messung, so dass nur eine Abschätzung des Maximalverbrauchs beim Sollfeld stattfinden konnte (siehe [Stengler 2020a, S. 90]). Für die Abnahme des Kryomoduls war dies ausreichend, jedoch ist eine erneute Vermessung dieses Moduls notwendig. Das Kryomodul 2 konnte die benötigten Spezifikationen für Güte und Feld nicht erreichen, da sie durch Feldemitter begrenzt waren. Das betreffende Kryomodul wurde deshalb vom Hersteller nachbearbeitet und in einer Nachfolgemessung¹ konnte dann die Spezifikation für das Kryomodul 2 innerhalb der Messungenauigkeit erreicht werden².

Tabelle 6.1: Spezifikationen und Messungen der thermischen Verluste pro MEEC-Modul (siehe [Stengler 2020a, S. 94])

	Spezifikation	Kryomodul 1	Kryomodul 2 ³
statische Verluste	< 15 W	$(9,0 \pm 2,3)$ W	$(5,8 \pm 0,2)$ W
dynamische Verluste	< 25 W	$\approx 18,5$ W	$(28,6 \pm 2,3)$ W
HOM-Koppler-Verluste ⁴	< 5 W	< 5 W	< 5 W
Summe	< 45 W	< 35 W	< 42 W

Die Verluste des Kryomoduls 1 liegen deutlich unter der Spezifikation und auch bei dem Kryomodul 2 wird ein niedrigerer thermischer Verlust als spezifiziert erreicht. Die rein statischen Verluste sind im Modul 2 sogar noch wesentlich niedriger als im Modul 1, was in Anbetracht der etwas zu hohen dynamischen Verluste zur Erreichung der Spezifikation von Vorteil ist.

Für die Berechnungen des MESA-Kryosystems werden neben der Spezifikation auch noch die Messergebnisse der Kryomodule herangezogen. Dies gibt einen guten Überblick über die zu erwartenden Verluste und die durch die guten thermischen Werte frei werdenden Reserven. Die eigentliche Auslegung bezieht sich aber auf die Spezifikation inklusive einer vernünftigen Reserve.

Bei den Kryomodultests konnten wertvolle Betriebserfahrungen mit den Kryomodulen und dem Teststand gemacht werden. Dies ist für uns besonders wichtig, da bisher keine supraleitenden HF-Strukturen am Institut für Kernphysik genutzt wurden und wir erst dabei sind, die benötigte Expertise aufzubauen.

Eine genaue Betrachtung der Kryomodultests führt Timo Stengler in seiner Dissertation aus (siehe [Stengler 2020a]).

¹ Die Nachfolgemessung ist nicht in [Stengler 2020a] enthalten.

² Die Spezifikation für die dynamischen Verluste wird knapp verfehlt, aber durch die niedrigen statischen Verluste ist das Kryomodul insgesamt in der Spezifikation.

³ Die Daten vom Kryomodul 2 stammen von T. Stengler ([Stengler 2020b]) aus einer Nachfolgemessung und nicht aus der Arbeit [Stengler 2020a].

⁴ Die HOM-Koppler-Verluste sind nicht gemessen, da hierfür ein Elektronenstrahl benötigt wird.

7 Kryoversorgung von MESA

Ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit für MESA ist die Auslegung des Kryosystems. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konzept für das Kryosystem für MESA entwickelt und eine erste Auslegung verschiedener Teilsysteme durchgeführt. Dies stellt die Basis der detaillierten Planung des Kryosystems in der Zukunft dar. Dementsprechend werden bei einigen Teilsystemen nur die Rahmenbedingungen diskutiert. Alle ausgelegten Teile mussten zudem in die existierenden und geplanten Gebäudestrukturen integriert werden.

7.1 Kryoverteilung von MESA

In Abbildung 7.1 ist das Fließbild (PFD¹) für MESA dargestellt. In diesem Fließbild ist die Verknüpfung der einzelnen Kryokomponenten von MESA, inklusive des Kryomodulteststands und des Helium-,Recovery'-Systems, miteinander aufgezeigt. Es entspricht einer ausführlicheren Darstellung von Abbildung 5.1.

Die Kryoanlage kann, falls der entsprechende Umbau gewählt wird, die Ventilbox der Kryomodule direkt mit überkritischem Helium versorgen. Alternativ verflüssigt die Kryoanlage Helium in einen 5000 l-Dewar, von dem dann entweder die Kryomodule oder der Teststand beschickt werden können. Die Kryomodule werden in einem Kreislauf über die subatmosphärischen Kompressoren betrieben. Abdampfendes Helium aus der RI-Ventilbox kann entweder als Kaltgas in die L280 geleitet oder über einen Heizer dem Kreislauf wieder zugeführt werden. Der Teststand wird entweder im direkten Kreislauf mit der Kryoanlage oder aber, falls eine Verschmutzung des Heliums befürchtet wird, über das Helium-,Recovery'-System betrieben.

¹ Process Flow Diagram

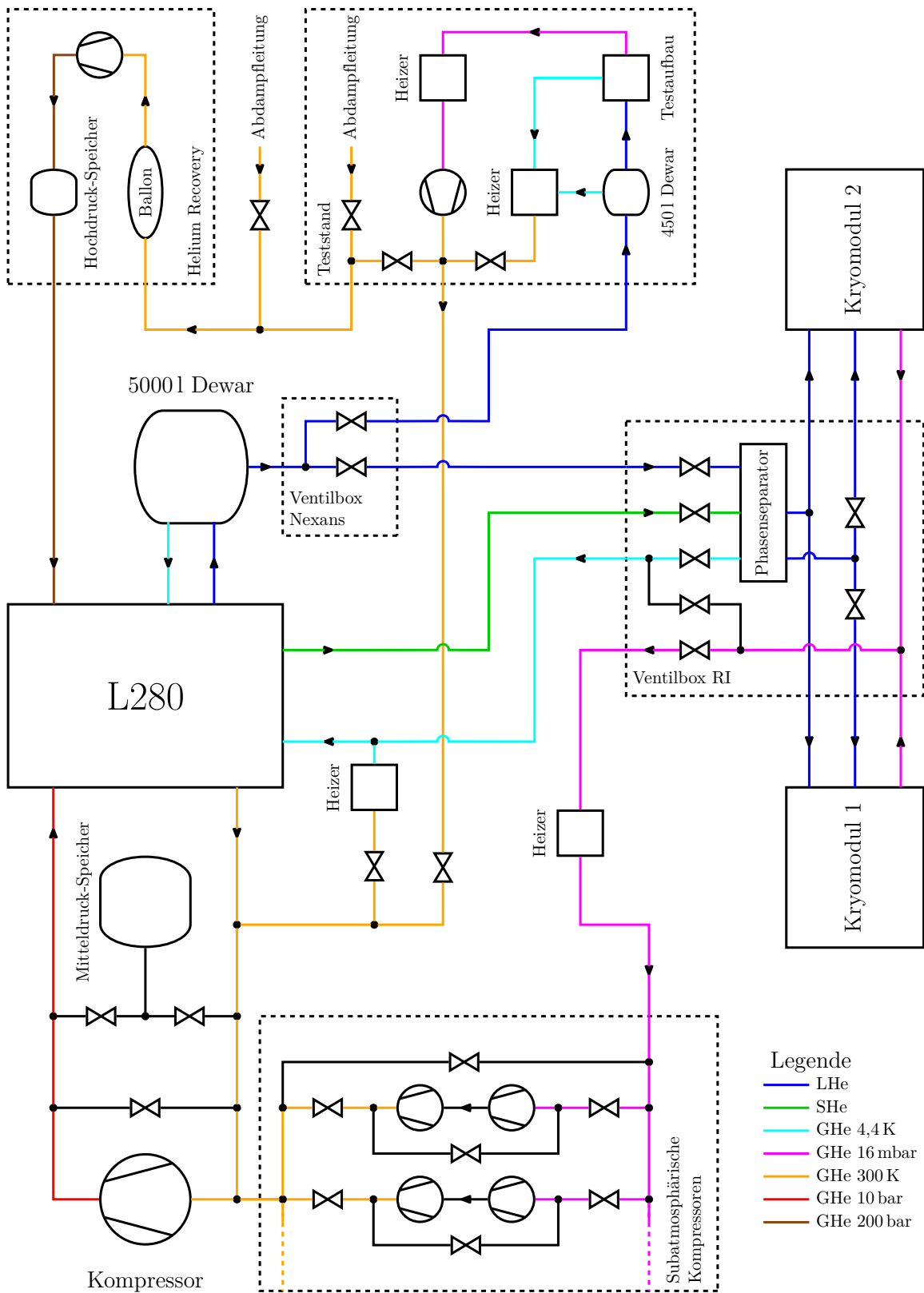


Abbildung 7.1: Fließbild (PFD) der Kryoverteilung von MESA

7.2 Druckniveaus im MESA-Kryosystem

Zur korrekten Funktion eines Kryosystems muss ein ausreichender Förderdruck zwischen den einzelnen Teilsystemen herrschen. Daraus folgt, dass die Teilsysteme festgelegte Druckniveaus haben müssen, die zudem in der Regel durch Zu- und Ablaufventile geregelt werden. In Tabelle 7.1 sind die Druckniveaus und in Tabelle 7.2 der Förderdruck zwischen den Teilsystemen für verschiedene MESA-Betriebszustände aufgelistet.

Tabelle 7.1: Druckniveaus in den verschiedenen Kryosystemen von MESA

System	Normalbetrieb	Überkritischer Betrieb	4 K Standby
L280 Ausgang		2800 mbar	
Dewar	1350 mbar		1350 mbar
RI-Ventilbox	1250 mbar	1300 mbar	1330 mbar
Kryomodul	16 mbar	16 mbar	1230 mbar
L280 Kalteingang	1200 mbar	1200 mbar	1200 mbar
Kompressoreingang	1100 mbar	1100 mbar	1100 mbar
SAK	10 mbar	10 mbar	

Tabelle 7.2: Förderdruck zwischen den verschiedenen Bereichen des Kryosystems von MESA

Von	→ nach	Normalbetrieb	Überkritischer Betrieb	4 K Standby
L280	→ Ventilbox		1500 mbar	
Dewar	→ Ventilbox	185 mbar ²		105 mbar
RI-Ventilbox	→ Kryomodul	1234 mbar	1284 mbar	100 mbar
Kryomodul	→ SAK	6 mbar	6 mbar	
RI-Ventilbox	→ L280 Kalteing.	50 mbar	100 mbar	30 mbar
Kryomodul	→ L280 Kalteing.			30 mbar
RI-Ventilbox	→ Kompressoreing.	150 mbar	200 mbar	130 mbar
Kryomodul	→ Kompressoreing.			130 mbar

² Hierin sind 85 mbar aufgrund des Höhenunterschieds zwischen Maschinenhalle und Beschleuniger berücksichtigt.

7.3 Flüssighelium-Bedarf für MESA

Zur Berechnung des Flüssighelium-Bedarfs für MESA müssen die einzelnen Wärmeeinträge in das Kryosystem bei den entsprechenden Temperaturen ermittelt werden. Hierfür müssen einige Daten erst abgeschätzt bzw. angenähert werden und hinterher mit Messungen an den Teilsystemen verifiziert werden. Bisher konnten durch die Kryomodultests nur die Verluste der Kryomodule (siehe Kapitel 6) ermittelt werden. Die realen Verluste der RI-Ventilbox sind noch unbekannt. Des Weiteren muss unter Umständen iterativ gearbeitet werden, da im MESA-Kryosystem Helium hauptsächlich in der gesättigten Zone des Phasenübergangs vorhanden ist. In diesem Bereich sind die Temperatur sowie der Druck stark voneinander abhängig, wodurch ein großer Einfluss auf die Auslegung des Gesamtsystems besteht.

7.3.1 4 K-Helium-Bedarf der Kryomodule

Als Ausgangspunkt werden die in Tabelle 5.2 aufgelisteten Spezifikationen für ein Kryomodul herangezogen. Für MESA sind das 45 W an Verlusten pro Modul. Für den gesamten Wärmeeintrag in das 1,8 K-Heliumbad des Kryomoduls muss noch der Wärmeeintrag durch das Joule-Thomson-Ventil hinzugefügt werden. Ventile (sowie Johnston-Kupplungen) können in erster Näherung mit einem Wärmeeintrag von 1 W angenommen werden³. Mit der Verdampfungsenthalpie von 1,8 K-Helium ($H_{1,8\text{K He}} = 23,358 \text{ J/g}$ [Arp et al. 1998, S. 14]) wird dann der Bedarf an 1,8 K-Helium berechnet. Die berechneten Werte beziehen sich dabei auf den in Tabelle 5.2 spezifizierten Bedarf der Kryomodule beim Sollgradienten von 12,5 MeV/m.

$$\dot{m}_{1,8\text{K LHe/Modul}} = \frac{P_{1,8\text{K LHe/Modul}}}{H_{1,8\text{K LHe}}} = \frac{46 \text{ W}}{23,358 \text{ J/g}} = 1,969 \frac{\text{g}}{\text{s}} \quad (7.1)$$

$\dot{m}_{1,8\text{K LHe/Modul}}$: Massenfluss 1,8 K LHe pro Modul;
 $P_{1,8\text{K LHe/Modul}}$: Wärmeeintrag in 1,8 K LHe pro Modul;
 $H_{1,8\text{K LHe}}$: Verdampfungsenthalpie von 1,8 K LHe

Um diesen Massenfluss im Kryomodul zu erreichen, muss eine entsprechend höhere Menge an 4 K-Helium im 4 K/2 K-Subcooler umgesetzt werden. Hierfür wird der Wirkungsgrad des Subcoolers benötigt. Der Umsetzungswirkungsgrad des Joule-Thomson-Ventils kann relativ einfach über die Enthalpien vor und nach der Entspannung bestimmt werden. Allerdings bleibt hierbei als Unbekannte der Wirkungsgrad des Wärmetauschers und damit die Temperatur am Eingang des Joule-Thomson-Ventils. Folgend aus der Gleichung 4.3 aus Kapitel 4.2 ergibt sich:

³ Mündliche Mitteilung von J. G. Weisend und T. Peterson, USPAS 2015 ([Weisend und Peterson 2015])

$$y_{JT} = \frac{h_{1,8\text{K He}} - h_{JT\text{ LHe}}}{h_{1,8\text{K He}} - h_{1,8\text{K LHe}}} \quad (7.2)$$

y_{JT} : Anteil flüssiges He nach JT-Entspannung;
 $h_{1,8\text{K He}}$: spezifische Enthalpie 1,8 K GHe: 24,20 J/g [Arp et al. 1998, S. 14];
 $h_{JT\text{ LHe}}$: spezifische Enthalpie LHe am Eingang des Joule-Thomson-Ventils;
 $h_{1,8\text{K LHe}}$: spezifische Enthalpie 1,8 K LHe: 0,8422 J/g [Arp et al. 1998, S. 14]

Tabelle 7.3: Anteil Flüssighelium bei der JT-Entspannung von 1,2 bar nach 16 mbar sowie der daraus folgende Flüssighelium-Bedarf pro Modul; Enthalpiewerte aus [Arp et al. 1998, S. 34–36]

Eingangstemperatur	spez. Enthalpie	Anteil	4,4 K LHe
JT-Ventil	$h_{JT\text{ LHe}}$	1,8 K LHe	pro Modul
2,7 K	5,039 J/g	82,0 %	2,40 g/s
3,0 K	5,736 J/g	79,0 %	2,49 g/s
3,3 K	6,541 J/g	75,6 %	2,61 g/s
3,6 K	7,488 J/g	71,5 %	2,75 g/s
4,4 K	11,070 J/g	56,2 %	3,50 g/s

Eine Eingangstemperatur am JT-Ventil hinter dem Wärmetauscher zwischen 3 K und 3,6 K erscheint realistisch. 4,4 K würde einem nicht funktionierenden bzw. einem nicht vorhandenen Wärmetauscher entsprechen und stellt somit eine obere Abschätzung dar. Der geschätzte Bedarf an 4 K-Helium eines Kryomoduls liegt demnach zwischen ca. 2,5 g/s und 2,8 g/s. Hier wird, um einen ausreichenden Sicherheitspuffer zu haben, von einem 4 K-Helium-Bedarf von 3 g/s pro Kryomodul ausgegangen.

In Tabelle 7.4 sieht man den Flüssighelium-Bedarf pro Kryomodul bei verschiedenen Betriebszuständen. Die Werte der Kryomodule in Tabelle 7.4 beziehen sich auf die vorläufigen Messungen (vgl. Tabelle 6.1). Diese Werte dienen nur zur Veranschaulichung und werden hier nicht weiter diskutiert.

Auffällig ist hierbei, dass es keine große Reduzierung des Flüssigheliumbedarfs bei einem 4 K-Standby gegenüber einem 1,8 K-Standby gibt. Auch wenn die Joule-Thomson-Umsetzung von 71 % (1,8 K) auf 97 % (4,4 K) steigt, sorgt die höhere Verdampfungsenthalpie bei 1,8 K (23,358 J/g bei 1,8 K und 19,55 J/g bei 4,4 K) nur zu einer geringen Reduzierung des Heliumbedarfs. Eine Einsparung des elektrischen Verbrauchs findet hier hauptsächlich durch das Abschalten des SAK statt, wodurch dieser dann auch zur Wartung zugänglich wird.

Tabelle 7.4: Flüssighelium-Verbrauch pro Kryomodul mit einer Ventileingangstemperatur von 3,6 K bei der JT-Entspannung von 1,2 bar nach 16 mbar unter verschiedenen Betriebszuständen, einmal mit den Spezifikationen der Kryomodule und einmal mit den vorläufigen gemessenen Verlusten der Kryomodule (vgl. Tabelle 6.1); Enthalpiewerte aus [Arp et al. 1998, S. 34–36]

Betriebszustand	Verluste ⁴	1,8 K LHe pro Modul	4,4 K LHe pro Modul
Betrieb Spezifikation	46 W	1,97 g/s	2,75 g/s
2 K Standby Spezifikation	16 W	0,69 g/s	0,96 g/s
4 K Standby ⁵ Spezifikation	16 W		0,84 g/s
Betrieb Kryomodul 1	36 W	1,54 g/s	2,15 g/s
2 K Standby Kryomodul 1	12 W	0,51 g/s	0,72 g/s
4 K Standby ⁵ Kryomodul 1	12 W		0,63 g/s
Betrieb Kryomodul 2	43 W	1,84 g/s	2,51 g/s
2 K Standby Kryomodul 2	7 W	0,30 g/s	0,42 g/s
4 K Standby ⁵ Kryomodul 2	7 W		0,37 g/s

7.3.2 4 K-Helium-Bedarf für MESA

Für den 4 K-Helium-Bedarf des Gesamtsystems MESA werden neben dem Flüssigheliumbedarf der Module noch die Heliumverluste des Transfersystems benötigt. Diese setzen sich zusammen aus den Verlusten der Transferleitungen sowie den Verlusten der Ventilboxen. Die Verluste der Nexans-Ventilbox und deren Zuleitung wurden bereits in Kapitel 5.2 diskutiert. Der Heliumbedarf der Kryomodule wird in Kapitel 7.3.1 berechnet. Die Verluste der Transferleitung ergeben sich aus der Länge der Transferleitung (siehe Tab. 5.3) sowie dem Wärmeeintrag pro Leitungsmeter (wie in Kapitel 4.4.1 beschrieben). Äquivalent zur Berechnung der Wärmeverluste im Leitungssystem lässt sich auch der Wärmeeintrag in die RI-Ventilbox abschätzen. Die bestrahlte Fläche wird mit 5 m² abgeschätzt sowie ein Sicherheitsfaktor von 10 aufgerechnet. Mit der schon in Kapitel 7.3.1 verwendeten Abschätzung des Wärmeeintrags eines Ventils (1 W) erhalten wir eine Verlustleistung der RI-Ventilbox von 6 W.

In Tabelle 7.5 werden die Flüssigheliumverluste der verschiedenen Teilsysteme aufgezeigt. Auffällig ist hier der wesentlich geringere Verbrauch der RI-Ventilbox inklusive der Transferleitung gegenüber der Nexans-Ventilbox mit ihrer sehr viel kürzeren Zulei-

⁴ Hier wird gegenüber Tabelle 6.1 zusätzlich als Wärmeeintrag des JT-Ventils 1 W hinzugerechnet.

⁵ Joule-Thomson-Entspannung von 1,3 bar nach 1,2 bar mit einer Ventileingangstemperatur von 4,5 K

Tabelle 7.5: Gesamter Flüssighelium-Bedarf von MESA

Element	Verluste	Massenfluss	Volumenstrom 4,4 K LHe
Kryomodul 1	46 W	3,00 g/s	89,01/h
Kryomodul 2	46 W	3,00 g/s	89,01/h
Ventilbox Nexans ⁶	23 W	1,18 g/s	35,01/h
Transferleitung	0,74 W	0,04 g/s	1,11/h
Ventilbox RI	6 W	0,31 g/s	9,11/h
Gesamt		7,52 g/s	223,31/h

tung. Hierbei darf man aber nicht außer Acht lassen, dass die Werte der RI-Ventilbox nur theoretisch abgeschätzt sind und durch Messungen noch bestätigt werden müssen. Diese Messungen können zurzeit nicht an unserem Kryomodul-Teststand durchgeführt werden, da hierfür die notwendige Instrumentierung noch nicht integriert ist. Außerdem besitzt die RI-Ventilbox sowie die Transferleitung sowohl einen Stickstoffschild als auch eine Multilayerisolation, was bei der Nexans-Ventilbox und deren Zuleitung nicht der Fall ist. Hier sollte, falls es finanziell möglich ist, über eine Ersetzung der Nexans-Ventilbox nachgedacht werden.

Der hier aufgezeigte Gesamtbedarf an flüssigem Helium von 223,31/h kann gut von der L280 bereitgestellt werden. Allerdings wird hierfür die Stickstoffvorkühlung benötigt. Wenn die vorläufig gemessenen Werte für die Kryomodule herangezogen werden, reduziert sich der Flüssigheliumbedarf für MESA auf 1841/h. Hier sollten also genügend Reserven vorhanden sein, auch wenn das Transfersystem substanziell mehr Helium verbrauchen sollte oder die dynamische Last der SRF-Kavitäten durch Verunreinigung oder Alterung ansteigt. Eine weitere Reduzierung wäre möglich, wenn die Zuleitung zur Nexans-Ventilbox durch eine besser abgeschirmte ersetzt wird oder durch Nutzung des überkritischen Betriebs die Nexans-Ventilbox komplett umgangen wird.

7.4 Überkritische Versorgung von MESA

Bei der überkritischen Versorgung von MESA muss der Druck in der Kryoanlage von 12 bar auf unter 3 bar⁷ durch ein Ventil in der L280⁸ reduziert werden. Für diese Beispielrechnung wird der Eingangsdruck der Ventilbox mit 2,8 bar angenommen. Dies

⁶ Inklusive Zuleitung.

⁷ Maximaler Eingangsdruck der RI-Ventilbox.

⁸ Alle Angaben zu Betriebsparametern der L280 sind nur typische Werte und können je nach Betriebszustand und Auslegung des Gesamtsystems variieren.

führt bei einer Eingangstemperatur von 6,5 K bei diesem Ventil durch die isenthalpe Entspannung zu einer Temperaturreduzierung auf 5,5 K⁹. Hieraus lässt sich jetzt entsprechend Kapitel 4.2 die Joule-Thomson-Entspannung in der Ventilbox berechnen.

In Tabelle 7.6 sind die von der Kryoanlage bereitzustellenden Massenströme für verschiedene Eingangstemperaturen am JT-Ventil der RI-Ventilbox aufgelistet. Die oben genannten Betriebsparameter der L280 führen zu einer JT-Umsetzung von 34,8 % und dementsprechend zu hohen Massenströmen, die zur Ventilbox hingeleitet und dann wieder zur Kryoanlage zurückgeleitet werden müssen. Hier kann es sich anbieten, nach der Kryoanlage den überkritischen Heliumstrom durch ein Heliumbad zu kühlen. Hierfür kann die überkritische Leitung z. B. in einer Schlaufe durch einen Dewar gelegt werden.

Tabelle 7.6: Massenströme der Versorgung von MESA mit überkritischem Helium bei einem Eingangsdruck von 2,8 bar in der RI-Ventilbox bei verschiedenen Eingangstemperaturen des JT-Ventils; Enthalpiewerte aus [Arp et al. 1998, S. 54]

Temperatur	spez. Enthalpie	Anteil 4,4 K	Massenstrom SHe ¹⁰	Rückstrom GHe ¹⁰
5,5 K	23,82 J/g	34,8 %	18,24 g/s	11,90 g/s
5,0 K ¹¹	14,63 J/g	81,8 %	7,76 g/s	1,41 g/s
4,5 K ¹¹	11,73 J/g	96,6 %	6,57 g/s	0,22 g/s

Die Notwendigkeit einer überkritischen Versorgung ist nicht zwangsläufig gegeben, aber durch die Versorgung mit einem Einphasenstrom können Probleme durch dynamische Effekte eines Zweiphasenstroms umgangen werden. Ausschlaggebend für eine Entscheidung für oder gegen eine überkritische Versorgung werden die zusätzlichen Kosten für diese Ausführung sein. Der Mehraufwand für die überkritische Versorgung besteht aus dem Umbau der L280 sowie aus der Auslegung der Transferleitung für den Druck von 3 bar. Allerdings relativieren sich die Umbaukosten der L280, da durch den Umbau auf den Kreislaufbetrieb (Adsorber) sowie die zusätzliche Kalt- und Warmfahrleitung die notwendigen Änderungen an der L280 für den überkritischen Betrieb größtenteils schon durchgeführt sind. Hier wird nur eine zusätzliche Kaltgasannahme inklusive eines Ventils benötigt. Auch der zusätzliche Kanal in der Transferleitung wird zum Kalt- bzw. Warmfahren der Kryomodule benötigt. Eine substanzielle Einsparung scheint nur beim Verzicht der Warm- und Kaltfahrfähigkeit zusätzlich zur überkritischen Versorgung gegeben zu sein.

⁹ Für diese Beispielrechnung wird [Arp et al. 1998] benutzt. Allerdings ergibt sich aus der groben Abstufung der Werte in diesem Bereich auch nur eine grobe Abschätzung der Temperatur.

¹⁰ Bei einem 4,4 K LHe Bedarf für Ventilbox und Kryomodule von 6,36 g/s.

¹¹ Hier ist Helium nicht mehr überkritisch, sondern flüssig und unterkühlt.

Aufgrund dieser Überlegungen empfiehlt sich eine Auslegung des Kryosystems auf den überkritischen Betrieb. Letztendlich müssen aber Angebote sowohl von Linde für den Umbau der L280 als auch Angebote für die Transferleitungen zeigen, ob dies finanziell für das Projekt machbar ist.

7.5 Druckabfall und maximale Massenströme in den Transferleitungen

Zur Auslegung des Transfersystems werden die Formeln von Kapitel 4.4.2 sowie die Leitungslängen aus Tabelle 5.3 herangezogen. Alle Berechnungen in diesem Kapitel benutzen die Heliumdaten aus [Arp et al. 1998]. Da dies alles nur grobe Abschätzungen sind, muss die genaue Auslegung in Zusammenarbeit mit dem Produzenten der Transferleitung erfolgen.

7.5.1 Auslegung der 16 mbar-Transferleitung

Das 16 mbar-Transfersystem setzt sich im Wesentlichen aus drei Teilen zusammen. Je nachdem, ob ein elektrischer Heizer in der Beschleunigerhalle eingesetzt wird oder eine passive Aufheizung vor der Maschinenhalle erfolgt, sind die jeweiligen Segmente unterschiedlich lang; dementsprechend ist der Drucketat unterschiedlich verteilt:

$$\text{Kryomodul} \xrightarrow{\text{Segment 1}} \text{Ventilbox RI} \xrightarrow{\text{Segment 2}} \text{Heizer} \xrightarrow{\text{Segment 3}} \text{SAK}$$

Segment 1:

Das erste Segment ist die Transferleitung vom Kryomodul zur RI-Ventilbox. Dieses Segment ist eine vakuumisolierte Transferleitung mit einem Flüssigstickstoffschild sowie einer MLI.

Segment 2:

Das zweite Segment ist eine vakuumisolierte Transferleitung, um eine Vereisung des Leitungssystems zu verhindern. Für die elektrische Aufheizung wird hier nichts berechnet, da die Leitung zum elektrischen Heizer nur ein sehr kurzes Stück ist. Der Druckabfall dieses Segments wird in diesem Fall einfach dem Druckabfall des elektrischen Heizers zugerechnet¹².

¹²Der Druckabfall am elektrischen Heizer ist 1 mbar.

Segment 3:

Das dritte Segment ist je nach Aufheizungsart unterschiedlich lang. Bei der passiven Aufheizung ist das dritte Segment von der passiven Aufheizung zu den subatmosphärischen Kompressoren nur ein kurzes Stück. Bei der elektrischen Aufheizung in der Beschleunigerhalle ist dieses Segment das längste Stück der Transferleitung. Für beide Fälle ist die Temperatur des Heliumstroms gleich der Umgebungstemperatur.

Die Tabelle 7.7 listet die benötigten Leitungsdurchmesser für die verschiedenen Segmente der 16 mbar-Transferleitung für beide Aufheizungsarten auf:

Tabelle 7.7: Max. Massendurchsatz und Druckabfall für elektrische und passive Aufheizung des Heliums in den 16 mbar-Transferleitungen

Transferl.	D	L_e	Max. Durchsatz		Nenndurchsatz	
			Δp	\dot{m}	ΔT	Δp
passive Aufheizung						
Segment 1	100 mm	28,6 m	1 mbar	57,1 g/s	$8,6 \cdot 10^{-3}$ K	0,005 mbar
Segment 2	100 mm	111,5 m	3 mbar	33,3 g/s	145,5 K	0,2 mbar
Segment 3	250 mm	40,5 m	1 mbar	38,8 g/s		0,03 mbar
elektrische Aufheizung						
Segment 1	100 mm	28,6 m	1 mbar	57,1 g/s	$8,6 \cdot 10^{-3}$ K	0,005 mbar
Segment 3	300 mm	241,3 m	3 mbar	43,0 g/s		0,09 mbar

Mit einem zusätzlichen Druckabfall von 1 mbar am elektrischen Heizer¹³ sowie einem Druckbedarf von mindestens 1 mbar für die Druckregelung in der RI-Ventilbox ergibt sich für beide Konzepte ein maximaler Gesamtdruckabfall von 6 mbar in der 16 mbar-Transferleitung. Also folgt als Anforderung für den SAK ein Ansaugdruck von 10 mbar bei 6 g/s Massenstrom.

Um den gleichen Massendurchsatz von der Beschleunigerhalle zur Kryo-Maschinenhalle einer 100 mm durchmessenden Leitung (Segment 2) bei kryogenem Transport und einer passiven Aufheizung zu erreichen, muss bei der elektrischen Aufheizung die Leitung einen Durchmesser von 300 mm haben. Hier erscheint der kryogene Transport selbst mit einer Vakuumisolierung günstiger für den Leitungsverlauf zu sein als der Transport bei Raumtemperatur.

¹³Der Druckabfall in Segment 2 wird dem Heizer zugerechnet.

Beispiel passive Aufheizung:

In diesem Beispiel werden die vorgeschlagenen Leitungsdurchmesser für die verschiedenen Segmente der 16 mbar-Saugleitung bei passiver Aufheizung verwendet.

Modul	$\xrightarrow[\text{DN100}]{\text{Segment 1}}$	VB RI	$\xrightarrow[\text{DN100}]{\text{Segment 2}}$	Heizstrecke	$\xrightarrow[\text{DN250}]{\text{Segment 3}}$	SAK
1 mbar	0,005 mbar	1 mbar	0,2 mbar		0,03 mbar	

Hieraus ergibt sich ein Gesamtdruckverlust von 2,24 mbar. Dementsprechend muss auch der subatmosphärische Kompressor nur auf 13 mbar ausgelegt werden. Allerdings gibt eine zusätzliche Druckreserve bessere Regelmöglichkeiten für das Druckregelventil in der RI-Ventilbox.

Eine genauere Betrachtung der 16 mbar-Transferleitung sowie eine Auflistung verschiedener Varianten befindet sich im Anhang B.1.1.

7.5.2 Auslegung der überkritischen Versorgungsleitung

Die Tabelle 7.8 zeigt den maximalen Massendurchsatz in der überkritischen Transferleitung sowie den Druckabfall bei Nenndurchsatz. Dies erfolgt sowohl für eine Heliumtemperatur von 5,5 K, der Ausgangstemperatur der umgebauten L280 bei 2,8 bar, als auch für eine vorgekühlte Temperatur von 5,0 K. Als Vorgabe dienen die Daten aus Tabelle 7.6.

Tabelle 7.8: Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 1500 mbar und Druckabfall bei Nenndurchsatz in der überkritischen Versorgungsleitung bei verschiedenen Eingangstemperaturen

Temp.	D	L_e	Max. Durchs.	Nenndurchsatz		
			\dot{m}	\dot{m}	Δp	Re
5,5 K	16 mm	87,1 m	134,3 g/s	18,24 g/s	41,0 mbar	$6,6 \cdot 10^5$
	20 mm	88,5 m	241,4 g/s	18,24 g/s	14,4 mbar	$5,3 \cdot 10^5$
	25 mm	90,2 m	433,0 g/s	18,24 g/s	5,0 mbar	$4,2 \cdot 10^5$
	30 mm	91,9 m	696,8 g/s	18,24 g/s	2,1 mbar	$3,5 \cdot 10^5$
5,0 K	16 mm	87,1 m	173,2 g/s	7,76 g/s	5,6 mbar	$2,0 \cdot 10^5$
	20 mm	88,5 m	311,4 g/s	7,76 g/s	1,9 mbar	$1,6 \cdot 10^5$
	25 mm	90,2 m	558,6 g/s	7,76 g/s	0,7 mbar	$1,3 \cdot 10^5$
	30 mm	91,9 m	899,0 g/s	7,76 g/s	0,3 mbar	$1,1 \cdot 10^5$

Wie man sieht, ist der Druckabfall in dieser Versorgungsleitung für den überkritischen Betrieb zu vernachlässigen. Hier muss eher darauf geachtet werden, dass die Verblockungsstromstärke¹⁴ an Engstellen nicht überschritten wird. Zusätzlich dient diese Leitung zum kontrollierten ‚cool down‘ des Kryosystems. Dementsprechend ist die Auslegung für den ‚cool down‘ der begrenzende Faktor. Zu Beginn des Abkühlprozesses liegt die ungünstigste Situation hinsichtlich des Massenstroms vor; für eine 20 mm durchmessende Leitung wäre der maximale Massenstrom bei einer Temperatur von 300 K und einem Druck von 1400 mbar auf 1200 mbar zum Beispiel¹⁵ 4,6 g/s. Dies sollte ausreichen, da der ‚cool down‘ der Kryomodule auf 30 K/h vom Hersteller begrenzt ist. Außerdem kann der Massenstrom durch den genauen Verlauf des Heliums durch das Kryosystem begrenzt sein. Hierbei ist ein unnötig hoher Massenstrom von der Kryoanlage nicht notwendig, da er nicht sinnvoll durch das Kryosystem geleitet werden kann. Eine genauere Betrachtung sollte durchgeführt werden, wenn die Parameter der L280 in diesem Betriebszustand geklärt sind. Die bei den Kryomodultests gewonnenen Daten helfen bei der genauen Auslegung dieses Betriebszustands. Da diese Leitung bei späteren Änderungen des Kryosystems unter Umständen auch für eine Flüssigheliumversorgung genutzt werden könnte, sollte der Leitungsquerschnitt nicht kleiner als der Querschnitt der Flüssigheliumleitung aus Kapitel 7.5.3 sein. Dementsprechend ist ein Leitungsquerschnitt von mindestens 25 mm hier angebracht.

7.5.3 Auslegung der Flüssighelium-Versorgung

Für die Auslegung der 2-Phasen-Versorgungsleitung werden die Daten aus Tabelle 7.5 herangezogen. Daraus ergibt sich ein Massenstrom von 6,31 g/s flüssigem Helium und ein Massenstrom von 1,22 g/s gasförmigem Helium. Der maximale Massendurchsatz von flüssigem Helium bei einem Förderdruck von 185 mbar und der Druckabfall bei Nenndurchsatz in der LHe-Transferleitung werden in Tabelle 7.9 aufgelistet. Die Tabellenwerte unterliegen erheblichen Unsicherheiten. Insbesondere die maximalen Massendurchsätze werden geringer sein, da bei dieser Rechnung die Joule-Thomson-Entspannung innerhalb der Leitung vernachlässigt wurde.

Zum Vergleich wurde für die Nexans-Leitung eine Rechnung mit den Daten aus Kapitel 5.2 und aus [Hug et al. 2019] durchgeführt. Hierbei ergab sich mit dem real gemessenen Gasanteil ein errechneter maximaler LHe-Massendurchfluss¹⁶ von 7,09 g/s. Dies ist im Vergleich zu den gemessenen 5,53 g/s nur um 28,3 % zu hoch. Diese Abweichung könnte darauf zurückzuführen sein, dass bei der Rechnung der Einfluss des Ventils in der Nexans-Ventilbox vernachlässigt wurde. Die größte Unsicherheit bei diesem Beispiel

¹⁴Das Medium erreicht Schallgeschwindigkeit und der Transport kann nicht weiter gesteigert werden.

¹⁵Hierbei wurden als ‚worst case‘ die Druckwerte so gewählt, dass der Ausgangsdruck der Kryoanlage deutlich unter 1500 mbar liegt und der Eingangsdruck der Kryoanlage von 1200 mbar auch in der RI-Ventilbox herrscht.

¹⁶Bei einem Förderdruck von $\Delta p = 100$ mbar und einem Gasanteil von $\dot{m}_{\text{GHe}} = 5$ g/s sowie einer Äquivalenzlänge von 940 m. Wegen der flexiblen Ausführung wird die Formel für den Wellbalg über die gesamte Länge angewendet.

Tabelle 7.9: Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 185 mbar und Druckabfall bei Nenndurchsatz in der Flüssighelium-Transferleitung bei verschiedenen Leitungsdurchmessern

D	L_e	Max. Durchsatz	Nenndurchsatz	
		\dot{m}_{LHe}	Δp	Re_{LHe}
16 mm	93,8 m	45,3 g/s	5,3 mbar	$1,8 \cdot 10^5$
20 mm	95,3 m	86,2 g/s	1,7 mbar	$1,4 \cdot 10^5$
25 mm	97,2 m	160,2 g/s	0,5 mbar	$1,1 \cdot 10^5$
30 mm	99,0 m	262,8 g/s	0,2 mbar	$0,9 \cdot 10^5$

ist aber der wesentlich höher als erwartet ausfallende Gasanteil des Heliumstroms. Inwiefern dieser auf dynamische Effekte oder auf einen höheren Wärmeeintrag in dieser Leitung zurückzuführen ist, kann nur durch weitere Untersuchungen ermittelt werden.

Aufgrund dieser Ungenauigkeiten und Abschätzungen sowie um die Turbulenzen zu reduzieren, empfiehlt es sich, die Flüssighelium-Zuleitung nicht zu klein auszulegen. Die Erfahrungen mit der Nexans-Leitung zeigen, dass eine 25 mm durchmessende und 225 m lange flexible Leitung einen Massenstrom von 5,53 g/s fördern kann. Dementsprechend sollte eine halb so lange glatte Leitung bei gleichem Durchmesser den benötigten Massenfluss für MESA bereitstellen können.

Für den Fall einer überkritischen Versorgung für MESA sollte das System trotzdem fähig sein, MESA mit Flüssighelium aus dem Dewar zu versorgen. Dies gibt die Möglichkeit, bei Ausfall der Kryoanlage MESA mit Flüssighelium kalt zu halten. Insbesondere für den Fall, dass die L280 nicht mit einem selbstregenerierenden Adsorber ausgestattet wird, wäre ein Warmfahren der L280 mit anschließendem Kaltfahren zur Regeneration des Adsorbers möglich, ohne die Kryomodule warm werden zu lassen.

7.5.4 Auslegung der 1,2 bar-Heliumgas-Rückleitung

Je nachdem, ob MESA mit Flüssighelium oder mit überkritischem Helium versorgt wird, müssen unterschiedliche Ströme zur Kryoanlage zurück geleitet werden. Dementsprechend werden die Daten aus Tabelle 7.5 für die Flüssigheliumversorgung und die Daten aus Tabelle 7.6 für die überkritische Versorgung herangezogen. Die Tabelle 7.10 zeigt den maximalen Massendurchsatz und Druckabfall bei Nenndurchsatz in der Rückgas-Transferleitung zur L280. Da diese Leitung unter Umständen für den Rückgasstrom beim ‚cool down‘ verwendet wird, sollte dieses Leitungssegment nicht der begrenzende Faktor sein. Dementsprechend ergibt sich als untere Grenze entsprechend der überkritischen Versorgungsleitung aus Kapitel 7.5.2 ein Durchmesser von mindestens 25 mm.

Tabelle 7.10: Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 50 mbar (Versorgung mit Flüssighelium) und 100 mbar (Versorgung mit überkritischem Helium) sowie Druckabfall bei Nenndurchsatz in der Rückgas-Transferleitung zur L280 bei verschiedenen Betriebsmodi

Modus	D	L_e	Max. \dot{m}	Nenndurchsatz		
				\dot{m}	Δp	Re
LHe	16 mm	87,1 m	10,8 g/s	1,52 g/s	1,5 mbar	$9,0 \cdot 10^4$
	20 mm	88,5 m	19,4 g/s	1,52 g/s	0,5 mbar	$7,2 \cdot 10^4$
	30 mm	91,9 m	56,1 g/s	1,52 g/s	0,08 mbar	$4,8 \cdot 10^4$
SHe 5,5 K	16 mm	87,1 m	16,8 g/s	11,90 g/s	53,9 mbar	$6,9 \cdot 10^5$
	20 mm	88,5 m	30,1 g/s	11,90 g/s	18,8 mbar	$5,5 \cdot 10^5$
	30 mm	91,9 m	87,0 g/s	11,90 g/s	2,8 mbar	$3,7 \cdot 10^5$
	40 mm	95,3 m	183,7 g/s	11,90 g/s	0,7 mbar	$2,8 \cdot 10^5$
SHe 5,0 K	16 mm	87,1 m	16,8 g/s	1,41 g/s	1,3 mbar	$8,8 \cdot 10^4$
	20 mm	88,5 m	30,1 g/s	1,41 g/s	0,5 mbar	$7,1 \cdot 10^4$
	30 mm	91,9 m	87,0 g/s	1,41 g/s	0,07 mbar	$4,7 \cdot 10^4$

7.6 Spezifikation der subatmosphärischen Kompressoren

Jegliches Helium, das in die Kryomodule geleitet wird, muss von den subatmosphärischen Kompressoren weggeführt und auf Normaldruck komprimiert werden. Dies beinhaltet neben dem durch den Wärmeeintrag abdampfenden Helium in den Kryomodulen auch das bei der Joule-Thomson-Umsetzung anfallende Gas. Damit ergibt sich nach Kapitel 7.3.1 ein Gesamt-Heliummassenfluss der Kryomodule von 6 g/s. Im 2 K-Standbybetrieb reduziert sich dieser Massenfluss auf ca. 2 g/s. Der benötigte Saugdruck am Eingang der subatmosphärischen Kompressoren ergibt sich aus Kapitel 7.5.1 zu 13 mbar. Ein geringerer Eingangsdruck in die subatmosphärischen Kompressoren von 12 mbar oder gar 10 mbar erhöht die Reserven sowie den möglichen Regelbereich des Druckregelventils in der RI-Ventilbox. Hier sollten die endgültigen Ergebnisse der Kryomodultests herangezogen werden, um den benötigten Eingangsdruck an der Ventilbox zu bestimmen.

An dieser Stelle ergeben sich verschiedene Möglichkeiten, diese Rahmenbedingungen umzusetzen. Sinnvoll wäre es, die subatmosphärischen Kompressoren so in Stränge aufzuteilen, dass im Standbybetrieb nicht benötigte Stränge abgeschaltet und Wartungsarbeiten an diesen durchgeführt werden können. Dies führt auch zu einer Reduzierung des Energieverbrauchs des Kryosystems beim 1,8 K-Standby.

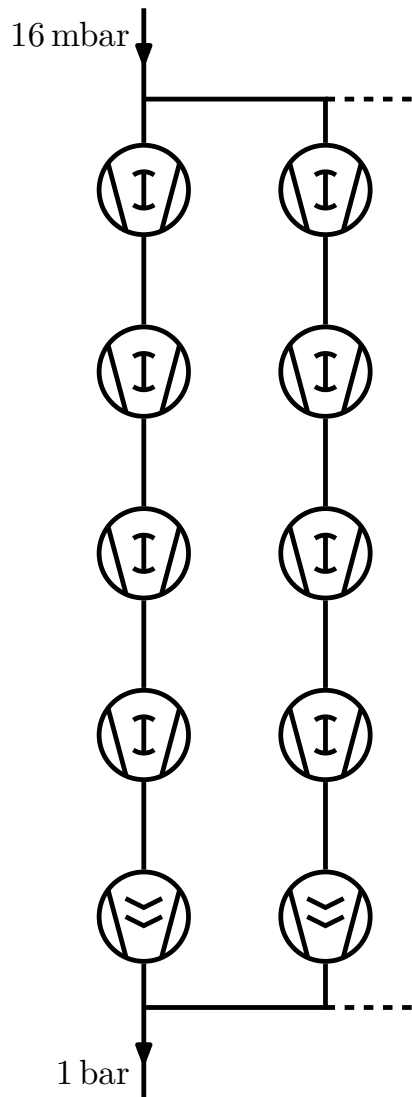
Tabelle 7.11: Fördermenge mit und ohne Redundanz für verschiedene Stranganordnungen der subatmosphärischen Kompressoren

Fördermenge pro Strang	Anzahl Stränge ohne Redundanz	Förderm. SAK ohne Redundanz	Förderm. SAK inkl. Redundanz
1 g/s	6	6 g/s	7 g/s
2 g/s	3	6 g/s	8 g/s
3 g/s	2	6 g/s	9 g/s
4 g/s	2	8 g/s	12 g/s
6 g/s	1	6 g/s	12 g/s

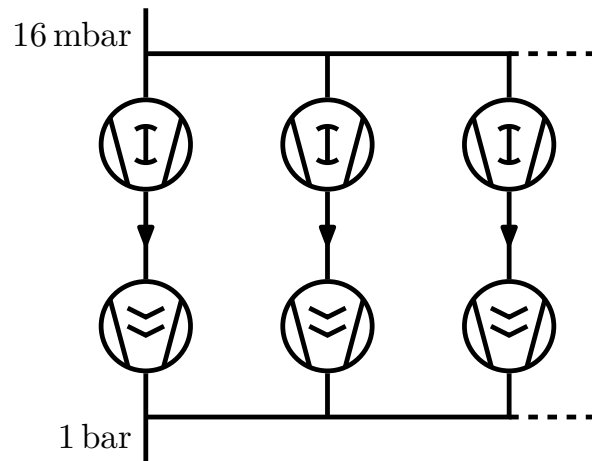
Ein weiterer Punkt, der berücksichtigt werden muss, ist eine möglicherweise gewünschte Redundanz. Dafür wird ein zusätzlicher Strang gegenüber der Ausführung ohne Redundanz benötigt. Hier zeigt sich, dass insbesondere kleinere Strangfördermengen die oben genannten Bedingungen erfüllen, ohne eine zu große Überkapazität für die Redundanz zu benötigen. Abbildung 7.2 zeigt verschiedene Pumpenanordnungen, die für die subatmosphärischen Kompressoren verwendet werden könnten. Hier sind auch Mischformen oder weitere Variationen denkbar. Variante C z. B. könnte mit einer zusätzlichen Vorpumpe parallel der vorhandenen zur Redundanz ausgeführt werden.

Das subatmosphärische Kompressorsystem des Kryomodul-Testbunkers an der Kernphysik Mainz besteht aus einem einzelnen Strang mit einem Schraubenkompressor als Vorpumpe und 4 in Serie geschalteten Rootspumpen (siehe Abb. 7.2 Variante A mit einem einzelnen Strang). Dieser Pumpstand erreicht eine Helium-Fördermenge von 4 g/s bei einem Eingangsdruck von 10 mbar. Notfalls sollte dieser Pumpstand auch für MESA verwendet werden können, da durch den höheren Eingangsdruck von ca. 13 mbar der erwartete Massenfluss (folgend aus den Kryomodultests) von 4,3 g/s erreicht werden sollte. Unter Umständen muss der Druck in den Kryomodulen dafür etwas höher gewählt werden, um den notwendigen Massenfluss zu gewährleisten. Hier sollten genauere Messungen des subatmosphärischen Kompressorsystems am Kryomodultestbunker durchgeführt werden, um die Leistungsparameter des Pumpstandes über einen weiteren Druckbereich zu ermitteln. Dies kann aber nur eine Notfalloption sein, da keinerlei Reserven für einen höheren Massenfluss bestehen, der z. B. durch die Alterung der Kavitäten auftreten wird, sowie keinerlei Redundanz besteht.

Variante A



Variante B



Variante C

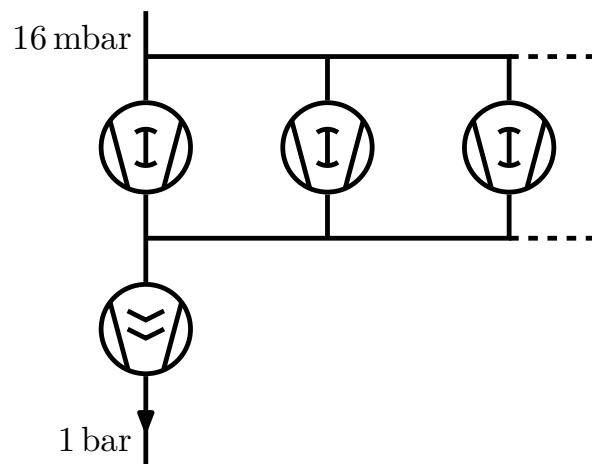


Abbildung 7.2: Schema verschiedener Pumpenanordnungen für die subatmosphärischen Kompressoren

8 Zusammenfassung: Kryogenik für MESA

Es konnte gezeigt werden, dass die vorhandenen Kryosysteme im Institut für Kernphysik der JGU Mainz für eine Nutzung an MESA adaptiert werden können. Um den Flüssigheliumbedarf von 2231/h für MESA bereitzustellen, ist ein Umbau der L280 auf Stickstoffvorkühlung notwendig. Zusätzlich ist eine Erweiterung der L280 um einen Adsorber für den Kreislaufbetrieb vonnöten. Damit die Kryoanlage die zusätzlichen Betriebsarten wie z. B. den ‚cool down‘ durchführen kann, ist eine Erweiterung des Helium-Mitteldruckspeichers geboten.

Die Anschaffung eines subatmosphärischen Kompressorsystems ist notwendig, um den 16 mbar-Unterdruck in den Kryomodulen zum Betrieb der SRF-Kavitäten zu erreichen. Dieses System muss bei einem Massenstrom von 6 g/s einen maximalen Druck von 12 mbar ermöglichen.

Für die Heliumversorgung wird eine Transferleitung zwischen Kryoanlage und Ventilbox RI benötigt. Diese besteht aus einer ‚multichannel‘-Transferleitung mit Stickstoffschild und drei 25 mm durchmessenden Leitungen für die Versorgung der RI-Ventilbox mit flüssigem und überkritischem Helium sowie für die Rückleitung von Flashgas aus der Ventilbox zur Kryoanlage. Zusätzlich versorgt diese Transferleitung die RI-Ventilbox mit flüssigem Stickstoff für den Schild der Ventilbox und der Kryomodule.

Das abdampfende Helium der Kryomodule wird über eine Transferleitung zwischen der RI-Ventilbox und den subatmosphärischen Kompressoren geleitet. Im Falle einer passiven Aufheizung des Heliums besteht diese Leitung aus einer 100 mm durchmessenden vakuumisolierten Leitung zur passiven Aufheizung des Heliums und einer 250 mm durchmessenden unisolierten Leitung zu den subatmosphärischen Kompressoren. Bei einer elektrischen Aufheizung des Heliums besteht diese Leitung aus einer 100 mm durchmessenden vakuumisolierten Leitung zum elektrischen Heizer und einer 300 mm durchmessenden unisolierten Leitung zu den subatmosphärischen Kompressoren. Die unisolierten Bereiche der 16 mbar-Saugleitung benötigen an den Flanschen Vorrichtungen (‚Guards‘), um ein Eindringen von Luft ins Unterdrucksystem zu vermeiden.

Des Weiteren werden zwei ‚multichannel‘-Transferleitungen zwischen der RI-Ventilbox und den Kryomodulen benötigt. Sie beinhalten jeweils eine 100 mm durchmessende 16 mbar-Saugleitung sowie zwei 16 mm durchmessende Leitungen zum Versorgen und Füllen der Kryomodule. Zusätzlich wird über diese Transferleitungen die Versorgung der Kryomodule mit flüssigem Stickstoff für die Schildung bewerkstelligt.

Neben der Helium-Infrastruktur wird eine Flüssigstickstoff-Infrastruktur für die Stickstoffvorkühlung sowie für die Stickstoffschilde der Transferleitungen und Kryomodule

benötigt. Außerdem sind sekundäre Leitungssysteme, z. B. Leitungen zum Helium-„Recovery“-System für „Purge“-Operationen, notwendig. Zusätzlich ist zum sicheren Betrieb von MESA eine Implementierung von Sicherheitssystemen, z. B. Sauerstoffmangelwarner, Atemmasken usw. notwendig.

Optionale Erweiterungen der Kryotechnik an der Kernphysik beinhalten einen Umbau der L280 zur überkritischen Versorgung von MESA und zur Kaltgasannahme sowie zur Lieferung von Zwischentemperaturen für das Kaltfahren.

Für die endgültige Auslegung der Leitungssysteme sind natürlich die Empfehlungen der Hersteller zu berücksichtigen, die wesentlich genauere Aussagen über die Eigenschaften ihrer Produkte geben können.

So konnten eine erste Auslegung des Kryosystems für MESA bewerkstelligt und erste Betriebserfahrungen durch die Kryomodultests gewonnen werden. Der Entwicklungsprozess des Kryosystems wurde durch die Fachleute im MESA-MAC¹ in den Jahren 2016 und 2018 begutachtet und akzeptiert. Dieses Kryokonzept kann mit weiteren Daten z. B. der Kryomodultests weiter verfeinert und optimiert werden. Mit diesen Angaben ist es möglich, Budgetangebote für die Teilsysteme der MESA-Kryogenik einzuholen und dann die nötigen Ausschreibungen zu machen, um mit der Fertigstellung der neuen Hallen für MESA mit dem Einbau des Kryosystems beginnen zu können.

¹ Machine Advisory Committee

Teil III

Strahloptik für MESA

9 Einleitung: Strahloptik für MESA

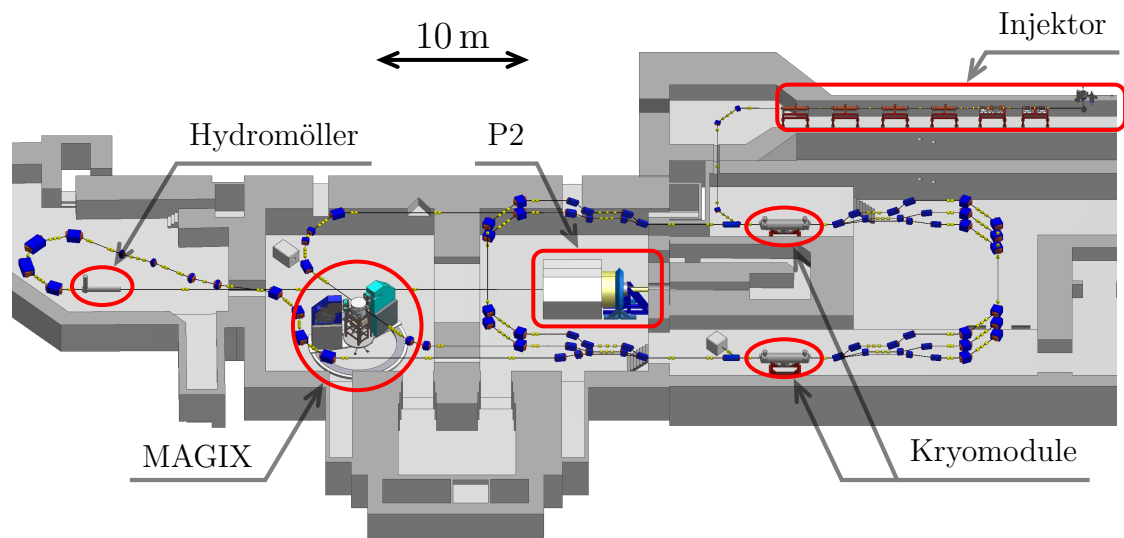


Abbildung 9.1: Schrägansicht MESA

Neben der Auslegung der Kryotechnik ist es ein weiteres wichtiges Ziel dieser Arbeit, eine Strahlführung für MESA zu entwickeln, die die benötigten Strahlparameter für die verschiedenen Experimente liefern kann und in die bestehenden Hallen sowie die neu zu errichtenden Hallen passt. Hierbei ist den erweiterten Anforderungen des kombinierten Einsatzes eines externen Experiments (P2) sowie eines internen Experiments (MAGIX) mit ‚energy recovery‘ an die Strahloptik Rechnung zu tragen.

Im Rahmen der Bauplanung von 2014 bis 2016 (siehe Kapitel 1.1) wurde der Bereich in den Hallen, der für den Beschleuniger genutzt werden kann, festgelegt. Dies resultierte in einer Sollbahn (Optik nullter Ordnung), welche zu einer Optik erster Ordnung (lineare Strahloptik) erweitert wird. Hierfür ist die Entwicklung der Strahloptik der einzelnen Rezirkulationen des Hauptbeschleunigers bestehend aus Strahlseparation, Umlenkbögen und Linac-Achsen notwendig. Zusätzlich müssen Strahlführungen zur Anbindung des Hauptbeschleunigers an den Injektor und die Experimente entwickelt werden.

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Strahldynamik in Bezug auf mehrfach rezirkulierende, energierückgewinnende Beschleuniger erläutert. Nachfolgend sind die einzelnen Komponenten der MESA-Strahlführung mit ihren für die Entwicklung der Strahloptik notwendigen Parametern aufgelistet. Zuletzt wird die Strahloptik für die einzelnen Rezirkulationen von MESA für die verschiedenen Betriebsmodi vorgestellt.

10 Grundlagen der Strahloptik

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Strahloptik so weit eingeführt, wie sie für diese Arbeit notwendig sind. Hierbei wird ein besonderes Augenmerk auf die Strahloptik von mehrfach rezirkulierenden, energierückgewinnenden Beschleunigern und deren Rahmenbedingungen gelegt. Diese Arbeit beschäftigt sich primär mit der linearen Strahloptik (Optik erster Ordnung) für MESA; allerdings zeigen erste ‚Tracking‘-Simulationen, dass für die Strahloptik höherer Ordnung, z. B. durch Magnetfelder mit nichtlinearer Ortsabhängigkeit, keine Probleme erwartet werden. Da sich meine Diplomarbeit auch schon mit Strahloptik beschäftigte, wurden einzelne Kapitel bzw. Auszüge aus einzelnen Kapiteln über die Grundlagen der Strahloptik für das Kapitel 10.1 wiederverwendet (siehe [Simon 2014]). Die entsprechenden Unterkapitel wurden mit Fußnoten kenntlich gemacht. Das Kapitel 10.1 dient dazu, Nicht-Beschleunigerspezialisten eine kohärente Darstellung zu bieten sowie Definitionen einzuführen.

10.1 Lineare Strahloptik¹

Die lineare Strahloptik bietet einen Formalismus zur Beschreibung der Bewegung geladener Teilchen durch ein Strahltransportsystem.

10.1.1 Strahldynamik²

Zur Ablenkung und Fokussierung des Teilchenstrahls werden in Beschleunigern hauptsächlich Magnetfelder eingesetzt. Dies könnte auch durch elektrische Felder geschehen; die benötigten Feldstärken sind bei Magnetfeldern jedoch technisch wesentlich einfacher zu realisieren. Die Bewegung der Teilchen durch den Beschleuniger unterliegt der Lorentzkraft.

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (10.1)$$

\vec{F}_L : Lorentzkraft; q : Teilchenladung; \vec{E} : elektrische Feldstärke;
 \vec{v} : Teilchengeschwindigkeit; \vec{B} : magnetische Flussdichte

¹ Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3] enthalten.

² Kapitel schon in [Simon 2014, Kap. 3.1] enthalten.

Zur Beschreibung der Relativbewegung der Teilchen zur Sollbahn wird ein mitbewegtes Koordinatensystem gewählt, bei dem die Koordinate s tangential entlang der Sollbahn liegt. Die horizontale Koordinate wird mit x und die vertikale Koordinate mit y oder z bezeichnet. Da sich das Koordinatensystem entlang der s -Koordinate bewegt, sind die Bezeichnungen horizontal und vertikal in Bezug auf das Laborsystem nicht eindeutig. Deshalb empfiehlt es sich, die Bezeichnung radial (x) und axial (y bzw. z)³ zu verwenden. In einem Magnetfeld senkrecht zur Flugbahn ist die Lorentzkraft⁴ ($F_L = -e \cdot v_s \cdot B$) gleich der Zentrifugalkraft ($F_Z = m \cdot v_s^2 \cdot \frac{1}{R}$). Mit $p = m \cdot v_s$ folgt:

$$\frac{1}{R(x, y, s)} = \frac{e}{p} B_y(x, y, s) \quad (10.2)$$

Für die Bewegung in x -Richtung entwickelt man die Komponenten des Magnetfeldes mit Hilfe einer Multipolentwicklung:

$$\begin{aligned} \frac{e}{p} B_y(x) &= \frac{e}{p} B_{y,0} + \frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{e}{p} \frac{d^2 B_y}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{e}{p} \frac{d^3 B_y}{dx^3} x^3 + \dots \\ &= \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2!} mx^2 + \frac{1}{3!} ox^3 + \dots \quad (10.3) \\ &\quad \text{Dipol} \quad \text{Quadrupol} \quad \text{Sextupol} \quad \text{Oktupol} \end{aligned}$$

Dabei entspricht der Dipol der Strahlablenkung, der Quadrupol der Strahlfokussierung, der Sextupol der Kompensation der Chromatizität⁵ und der Oktupol der Kompensation der Feldfehler (siehe [Wille 1996, S. 52–53]). Nicht-lineare Effekte wie Chromatizität und Feldfehler werden in der linearen Strahloptik und deshalb auch in dieser Arbeit nicht betrachtet.

10.1.2 Transportmatrix⁶

Um die Bahn eines Teilchens durch den Beschleuniger zu beschreiben, ist es sinnvoll, die Bewegung relativ zum Idealfall zu betrachten. Analog zur Optik verwendet man in der Ionen- und Elektronenoptik eines Beschleunigers Matrizen, die den Einfluss einer Komponente (z. B. Quadrupol) auf den Strahl beschreiben. Die hier verwendeten Transportmatrizen entsprechen der Darstellung aus [Hinterberger 2008, S. 123–126 und S. 134–142] und beruhen auf der Transport-Notation⁷. Zur vollständigen Beschreibung des Strahls werden die einzelnen Matrizen der Bauteile aufmultipliziert. Anschließend multipliziert man die erhaltene Systemmatrix auf einen Vektor, der die

³ Die Angabe ist je nach Lehrbuch unterschiedlich. Hier wird nur y verwendet.

⁴ Für diese Arbeit wird sich auf die Ablenkung von Elektronen beschränkt.

⁵ Chromatizität bezeichnet die Ablenkungsunterschiede aufgrund der Energieverteilung der Teilchen im Strahl.

⁶ Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3.2] enthalten.

⁷ benannt nach TRANSPORT, einem Programm zur Berechnung von Strahlführungen [Brown 1980]

Position und Bewegungsrichtung des Teilchens beschreibt. Der resultierende Vektor enthält dann die Teilchenparameter nach Durchlaufen des Systems:

$$\vec{X}(s) = M_n \dots M_2 \cdot M_1 \cdot \vec{X}(0) \quad (10.4)$$

Der Vektor $\vec{X}(s)$ gibt die relative Abweichung des Teilchens von der Sollbahn an:

$$\vec{X}(s) = \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ l(s) \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{radiale}^8 \text{ Ortsabweichung} \\ \text{radiale Richtungsabweichung} \\ \text{axiale}^9 \text{ Ortsabweichung} \\ \text{axiale Richtungsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{relative Impulsabweichung} \end{pmatrix} \quad (10.5)$$

Die Matrix M ist die allgemeine Form der Transportmatrix¹⁰. Bei magnetischer Mittelebenensymmetrie ist die Wirkung auf die radialen und axialen Anteile des Strahls entkoppelt und es gilt die reduzierte zweite Matrix:

$$M = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & R_{36} \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.6)$$

Die Einheiten der wichtigsten Matrixelemente sind:

$$\begin{aligned} [R_{11}] &= [R_{22}] = [R_{33}] = [R_{44}] = \frac{\text{mm}}{\text{mm}} = 1 \\ [R_{12}] &= [R_{34}] = \frac{\text{mm}}{\text{mrad}} = \text{m} \\ [R_{21}] &= [R_{43}] = \frac{\text{mrad}}{\text{mm}} = \text{m}^{-1} \\ [R_{16}] &= [R_{36}] = [R_{56}] = \frac{\text{mm}}{\%} = \text{m} \\ [R_{26}] &= [R_{46}] = \frac{\text{mrad}}{\%} = 1 \end{aligned}$$

Für einen achromatischen¹¹ Strahl sind die Matrixelemente $R_{16} = R_{26} = R_{36} = R_{46}$ gleich null und für einen isochronen¹² Strahl muss das Matrixelement $R_{56} = 0$ sein.

⁸ Häufig wird auch „horizontal“ benutzt. Dies wäre für MESA wegen der unterschiedlichen Höhenebenen und des daraus folgendem Höhenversatzes nicht eindeutig.

⁹ Häufig wird auch „vertikal“ benutzt. Siehe Fußnote ⁸.

¹⁰ Auch Transfermatrix, Transformationsmatrix oder R-Matrix genannt. Die Matrixelemente werden neben R auch mit T oder M bezeichnet.

¹¹ achromatisch: keine transversale Dispersion, siehe Kapitel 10.1.6.1

¹² isochron: keine longitudinale Dispersion, siehe Kapitel 10.1.6.2

10.1.2.1 Transportmatrizen verschiedener Elemente¹³

Bei den folgenden Transportmatrizen handelt es sich um die radialen Versionen (Dipol lenkt radial ab; Quadrupol fokussiert radial und defokussiert axial). Für die axiale Version muss entweder die entsprechende Matrix durch eine Rotationsmatrix um 90° gedreht oder die jeweiligen Untermatrizen müssen vertauscht werden:

$$\begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ R_{51} & R_{52} & \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} R_{33} & R_{34} & R_{36} \\ R_{43} & R_{44} & R_{46} \\ R_{53} & R_{54} & \end{pmatrix}$$

Driftstrecke der Länge s :

$$M_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.7)$$

Mit dem Lorentzfaktor:

$$\gamma = 1 + \frac{T}{m_0 \cdot c_0^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (10.8)$$

T : kinetische Energie; m_0 : Ruhemasse; c_0 : Lichtgeschwindigkeit; $\beta = \frac{v}{c_0}$

Dipol der Länge s und dem Ablenkradius R :

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{s}{R}\right) & R \sin\left(\frac{s}{R}\right) & 0 & 0 & 0 & R\left(1 - \cos\left(\frac{s}{R}\right)\right) \\ -\frac{1}{R} \sin\left(\frac{s}{R}\right) & \cos\left(\frac{s}{R}\right) & 0 & 0 & 0 & \sin\left(\frac{s}{R}\right) \\ 0 & 0 & 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin\left(\frac{s}{R}\right) & -R\left(1 - \cos\left(\frac{s}{R}\right)\right) & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} - R\left(\frac{s}{R} - \sin\left(\frac{s}{R}\right)\right) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.9)$$

Dipole dienen der Strahlablenkung. Die Matrix M_{Dipol} beschreibt einen einfachen Ablenkndipol ohne Randfeldeinflüsse und ohne Eintritts- bzw. Austrittskantenwinkel (siehe Abb. 10.1: Sektormagnet).

¹³ Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3.2.1 und Kap. 4.1.1] enthalten.

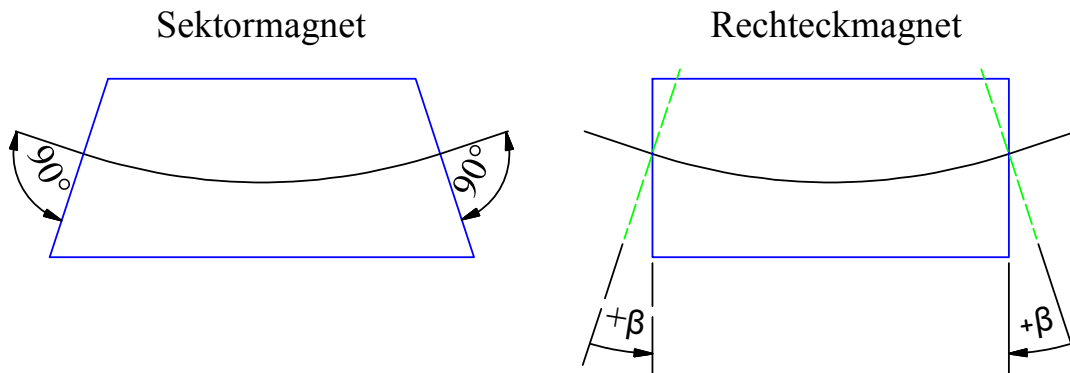
Kantenwinkel eines Dipols um den Winkel β ¹⁴:

$$M_{\text{Kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \beta}{R} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\tan(\beta-\psi)}{R} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.10)$$

$$\psi = K_1 \left(\frac{a}{R} \right) \left(\frac{1 + \sin^2 \beta}{\cos \beta} \right) \left(1 - K_1 K_2 \left(\frac{a}{R} \right) \tan \beta \right) \quad (10.11)$$

K_1, K_2 : Randfeldintegrale; a : Polschuhabstand

Diese Matrix beschreibt die Kantenfokussierung (siehe Abb. 10.1) und die Randfeldeinflüsse bei einem Dipol. Der Ein- und Austrittswinkel durch das Magnetfeld wird als Kantenwinkel bezeichnet. Während er bei einem Sektormagnet $\beta = 0^\circ$ beträgt, weist er z. B. bei einem Rechteckmagnet (wenn er wie in Abb. 10.1 betrieben wird) gerade den halben Ablenkwinkel auf. Durch den Kantenwinkel wird eine Kantenfokussierung hervorgerufen, die gezielt für die Strahloptik herangezogen werden kann. Als Vorzeichenkonvention gilt, dass der Übergang vom Sektormagnet zu einem Rechteckmagnet in einem positiven Drehwinkel resultiert (siehe Abb. 10.1 Rechteckmagnet). Um die Randfeldeinflüsse zu berücksichtigen, muss die Matrix für die Kantenfokussierung vor und hinter jedem Dipolelement eingefügt werden, auch wenn der Kantenwinkel $\beta = 0$ ist. Diese Randfeldeinflüsse werden von dem Korrekturterm ψ (vgl. [Brown 1980, S. 39]) beschrieben. K_1 und K_2 sind Integrale über das Randfeld und a ist der Abstand der Polschuhe des Dipols.



schwarz: Strahlbahnen; blau: Magnetfeld; grün: Senkrechte zur Strahlbahn

Abbildung 10.1: Kantenwinkel eines Dipols [Wille 1996, S. 80]

¹⁴Nicht zu verwechseln mit dem Twiss-Parameter $\beta(s)$ oder dem relativistischen Faktor β .

Häufig wird die Form des ‚Clamped Rogowski‘ benutzt. Hierbei bedeutet ‚Clamped‘, dass das Randfeld entlang der Sollbahn durch ein Abschirmblech begrenzt wird und dadurch eine Überlagerung der Magnetfelder nachfolgender Elemente verhindert wird. Ohne diese Abschirmung können unerwünschte magnetische Momente höherer Ordnung entstehen. ‚Rogowski‘ bezieht sich auf die Polschuhkante, die in Form eines Rogowski-Profiles gestaltet ist. Das heißt, dass der Übergang der Polschuhfläche zum Polschuhrand hyperbelförmig¹⁵ ist. Hierdurch werden Sättigungseffekte des Eisens in der Polschuhkante verhindert. Die Dipole des MARC 0 besitzen ein angenähertes Rogowski-Profil an der Polschuhkante. Da noch nicht geklärt ist, wie die Polschuhkanten der Dipole des Hauptbeschleunigers ausgeführt werden, wird für diese Arbeit die Form des ‚square edge‘ benutzt und es ergibt sich $K_1 = 0,45$ und $K_2 = 2,8$ (vgl. [Brown 1980, S. 104]). Da die genaue Ausführung der Polschuhkante nur einen geringen Einfluss auf die Optik von stark fokussierenden Magnetsystemen hat, kann die Strahldynamik im Nachhinein an die realen Dipole einfach angepasst werden¹⁶.

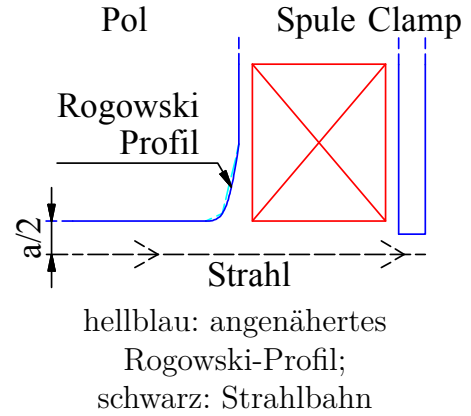


Abb. 10.2: Schematische Darstellung des ‚Clamped Rogowski-Profiles‘

Radial fokussierender Quadrupol der Länge s und der Stärke k :

$$M_{\text{Quad.}} = \begin{pmatrix} \cos(s\sqrt{k}) & \frac{\sin(s\sqrt{k})}{\sqrt{k}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{k} \sin(s\sqrt{k}) & \cos(s\sqrt{k}) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(s\sqrt{k}) & \frac{\sinh(s\sqrt{k})}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{k} \sinh(s\sqrt{k}) & \cosh(s\sqrt{k}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.12)$$

$$k = \frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx} = \frac{e}{p} \cdot g \quad (10.13)$$

k : Quadrupolstärke; e : Elementarladung; p : Teilchenimpuls; g : Quadrupolgradient

¹⁵ Meistens wird dies nur mit 2–3 Flächen angenähert.

¹⁶ Die Ausführung der Polschuhkante kann einen größeren Einfluss auf Matrixelemente höherer Ordnung haben und ist zur genaueren Beurteilung der Strahloptik im ‚Particle tracking‘ wichtig.

Quadrupole dienen der Fokussierung des Strahls und besitzen eine fokussierende und eine defokussierende transversale Strahlebene. Die Matrix $M_{\text{Quad.}}$ entspricht dem radial fokussierenden Quadrupol¹⁷. Für den axial fokussierenden Quadrupol¹⁸ werden die jeweiligen Untermatrizen vertauscht. Zusätzlich gilt als Vorzeichenkonvention, dass positive Werte für k einen radial fokussierenden Quadrupol und negative Werte einen axial fokussierenden Quadrupol beschreiben.

Um mit Quadrupolen in beiden transversalen Strahlebenen zu fokussieren, müssen mehrere Quadrupole eingesetzt werden. Wenn die Quadrupole innerhalb ihrer jeweiligen Brennweiten liegen, führt dies zu einer Gesamtfokussierung beider Strahlebenen. Meist werden hierfür Quadrupol-Dublette oder Triplette eingesetzt.

Solenoid der Länge s und der Stärke K :

$$M_{\text{Solenoid}} = \begin{pmatrix} C^2 & \frac{1}{K}SC & SC & \frac{1}{K}S^2 & 0 & 0 \\ -KSC & C^2 & -KS^2 & SC & 0 & 0 \\ -SC & -\frac{1}{K}S^2 & C^2 & \frac{1}{K}SC & 0 & 0 \\ KS^2 & -SC & -KSC & C^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.14)$$

$$C = \cos(K \cdot s) \quad S = \sin(K \cdot s) \quad \frac{\alpha}{2} = -K \cdot s \quad (10.15)$$

$$K = \frac{e \cdot B_s}{2 \cdot p} \quad (10.16)$$

$\frac{\alpha}{2}$: Rotationswinkel; K : Solenoidstärke; e : Elementarladung;
 B_s : magn. Flussdichte des Solenoids; p : Teilchenimpuls

Solenoiden dienen wie Quadrupole der Strahlfokussierung. Ein Solenoid fokussiert in beiden transversalen Strahlebenen, aber koppelt dabei den radialen und axialen Phasenraum – das heißt der Strahl wird rotiert.¹⁹ Die Bahn eines negativ geladenen Teilchens, welches in Magnetfeldrichtung fliegt, wird in Flugrichtung gesehen im Uhrzeigersinn gedreht. Bei Rotationswinkeln, die ein Vielfaches von π sind, wirkt ein Solenoid doppelteleskopisch abbildend. Das bedeutet, dass die Kopplung aufgehoben wird und die Untermatrizen für den radialen und axialen Anteil jeweils eine Einheitsmatrix bilden.

¹⁷ auch als QF bezeichnet

¹⁸ auch als QD bezeichnet

¹⁹ Zur Kompensation werden häufig zwei Solenoiden mit entgegengesetzten Feldrichtungen direkt hintereinander eingesetzt.

Meist ist die benötigte Fokussierstärke mit Quadrupolen einfacher zu erreichen als mit Solenoiden, auch wenn mehrere Quadrupole für die Fokussierung in beiden transversalen Strahlebenen benötigt werden (siehe [Hofmann 2013]).

Beschleunigungskavität nach [Rosenzweig und Serafini 1994]:

$$M_{\text{Kavität}} = \begin{pmatrix} \cos \alpha - \sqrt{2} \cos \phi \sin \alpha & \frac{\sqrt{8}\gamma_i}{\Delta\gamma} \cos \phi \sin \alpha \\ -\frac{\Delta\gamma}{\gamma_f} \left(\frac{\cos \phi}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{8}\cos \phi} \right) \sin \alpha & \frac{\gamma_i}{\gamma_f} \left(\cos \alpha + \sqrt{2} \cos \phi \sin \alpha \right) \end{pmatrix} \quad (10.17)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{8}}{\cos \phi} \ln \frac{\gamma_f}{\gamma_i} \quad (10.18)$$

ϕ : Teilchenphase relativ zum Maximum der Hochfrequenzphase;
 γ : Lorentzfaktor (i: initial; f: final; Δ : Differenz)

Eine Beschleunigungskavität beschleunigt oder bremst den Teilchenstrahl. Die Matrix $M_{\text{Kavität}}$ zeigt die Kantenfokussierung einer π -Mode-Stehwellen-Beschleunigungsstruktur. Diese Matrix kann zur Beschreibung der Fokussierung der TESLA-Kavitäten in MESA genutzt werden (siehe [Halavanau et al. 2017] und [Stoll 2020, S. 28]). Aufgrund der rotationssymmetrischen Fokussierung der Kavitäten ist hier nur eine transversale Komponente dargestellt.

Zur Vereinfachung und besseren Darstellung werden die Berechnungen der Matrizen mit Computerprogrammen wie z. B. TRANSPORT, MAD-X²⁰ oder ELEGANT²¹ durchgeführt. Nichtlineare Effekte wie z. B. Raumladung werden durch ‚Particle-tracking‘ berücksichtigt. Hierfür dienen Programme wie z. B. MAD-X, ELEGANT, PARMELA²² oder OPAL²³.

10.1.3 Phasenellipse, Emittanz und Betafunktion²⁴

Bisher wurde nur die Bahn einzelner Teilchen durch die Strahlführung betrachtet. In einem Teilchenbeschleuniger werden aber viele Teilchen auf einmal beschleunigt. Gegenüber der Beschleunigung mit Gleichspannung können bei Beschleunigung mit Hochfrequenzfeldern diese Teilchen nicht kontinuierlich beschleunigt werden, sondern müssen in kleine Pakete, sog. Bunche aufgeteilt werden.

²⁰Methodical Accelerator Design [Grote 2002]

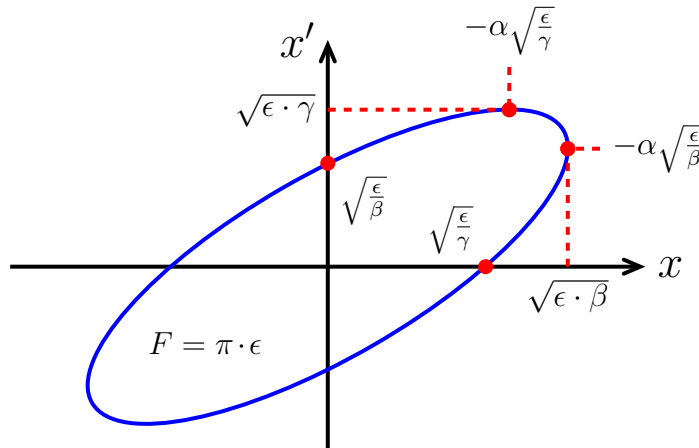
²¹ELEctron Generation ANd Tracking [Borland 2013]

²²Phase and Radial Motion in Electron Linacs [Young 2003]

²³Object Oriented Parallel Accelerator Library [Adelmann et al. 2013]

²⁴Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3.3] enthalten.

Zur Beschreibung solcher Teilchenensembles wird die Phasenellipse eingeführt. Sie umfasst die Position aller Teilchen im Phasenraum relativ zur Sollbahn. Die Transformation der Phasenellipse durch das System erfolgt mittels des vorher eingeführten Matrixformalismus und beschreibt so die Bewegung der Teilchen durch das elektro-optische System. Es existiert für jede transversale Ebene eine Phasenellipse und im Falle eines ‚gebunchten‘ Strahls auch eine longitudinale Phasenellipse.



F : Fläche der Phasenellipse; ϵ : Emittanz; α, β, γ : Twiss-Parameter

Abbildung 10.3: Phasenellipse

Die Phasenellipse wird mit der folgenden Gleichung beschrieben:

$$\frac{F}{\pi} = \epsilon = \gamma(s) \cdot x^2(s) + 2 \cdot \alpha(s) \cdot x(s) \cdot x'(s) + \beta(s) \cdot x'^2(s) \quad (10.19)$$

F : Fläche der Phasenellipse; ϵ : Emittanz; $\alpha(s), \beta(s), \gamma(s)$: optische Funktionen

Hierbei sind $\alpha(s), \beta(s)$ und $\gamma(s)$ optische Funktionen; F ist die Fläche der Phasenellipse. Die Darstellung der optischen Funktionen bei festem s nennt man auch ‚Twiss-Parameter‘ und diese hängen wie folgt zusammen: $\beta \cdot \gamma + \alpha^2 = 1$. Die Fläche der Phasenellipse unterliegt dem Liouville’schen Satz, wenn die Teilchenbewegung kanonischen Bewegungsgleichungen genügt (siehe [Wille 1996, S. 92]). In erster Ordnung kann dies angenommen und z. B. die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung vernachlässigt werden. Dementsprechend ist die Fläche und damit die Emittanz ϵ konstant. Dies gilt nicht bei Energieänderung des Strahls. Daher wird zur Vergleichbarkeit häufig die normierte Emittanz ϵ_N verwendet:

$$\epsilon_N = \epsilon \cdot \beta \cdot \gamma \quad (10.20)$$

ϵ_N : normierte Emittanz; ϵ : Emittanz; β, γ : relativistische Faktoren

β und γ sind hier nicht die optischen Funktionen, sondern die relativistischen Faktoren (siehe Gleichung (10.8) auf Seite 70). Daraus erkennt man, dass sich mit Erhöhung der Teilchenenergie die Emittanz und damit auch die Strahlausdehnung verkleinert. Diese Emittanzverringerung wird manchmal Pseudodämpfung oder adiabatische Dämpfung²⁵ genannt. Die Betafunktion ist die optische Funktion $\beta(s)$ der Phasenellipse. Wie man in Abbildung 10.3 erkennt, hängt die Strahleinhüllende oder ‚Envelope‘ direkt von der Betafunktion und der Emittanz ab:

$$E(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \quad (10.21)$$

$E(s)$: Enveloppe; ϵ : Emittanz; $\beta(s)$: Betafunktion

Hierbei beschreibt die Enveloppe $E(s)$ den 1σ -Radius des Strahls. Dies ist gerade beim Strahlführungsdesign wichtig, weil durch die Apertur der Strahlführungselemente die maximale Strahlausdehnung begrenzt wird. Die maximale Emittanz, die eine Strahlführung ohne Verluste transportieren kann, wird als ‚Akzeptanz‘ bezeichnet (siehe [Wille 1996, S. 94]).

10.1.4 Betamatrix und Eigenellipse²⁶

Zur Transformation der Betafunktion durch das ionenoptische oder elektronenoptische System wird die Betamatrix benutzt²⁷ (vgl. [Wille 1996, S. 95]):

$$B(s) = \begin{pmatrix} \beta(s) & -\alpha(s) \\ -\alpha(s) & \gamma(s) \end{pmatrix} \quad (10.22)$$

$B(s)$: Betamatrix; $\alpha(s)$, $\beta(s)$, $\gamma(s)$: optische Funktionen

Die Betamatrix B_0 an Punkt s_0 transformiert sich durch die zugehörige Transportmatrix M zur Betamatrix B_1 an Punkt s_1 entsprechend folgender Gleichung:

$$B_1 = M \cdot B_0 \cdot M^T \quad (10.23)$$

B_1 : Betamatrix an Punkt s_1 ; B_0 : Betamatrix an Punkt s_0 ; M : Transportmatrix

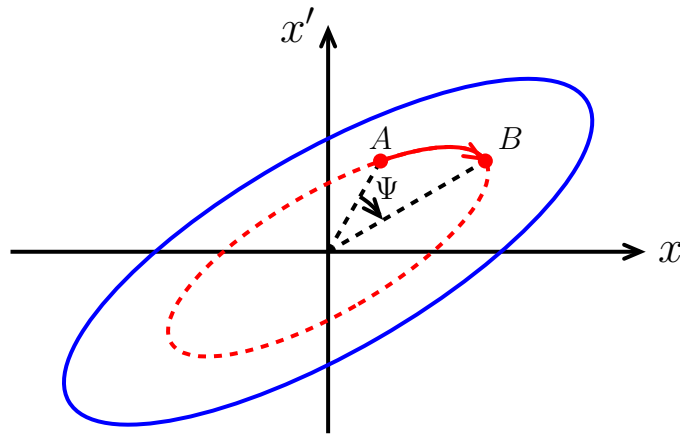
²⁵ Dieser Begriff ist nicht eindeutig und wird z. B. auch bei Synchrotronschwingungen in einem anderen Zusammenhang verwendet [Hinterberger 2008, S. 346].

²⁶ Kapitel schon in [Simon 2014, Kap. 3.4] enthalten.

²⁷ Hier ist nur für den eindimensionalen Fall die 2×2 -Betamatrix angegeben. Diese muss gegebenenfalls auf 4×4 bzw. 6×6 erweitert werden.

Unter der Bedingung $B_1 = B_0$ ist die der Betamatrix zugrunde liegende Phasenellipse die Eigenellipse²⁸ dieser Transportmatrix. Das Anpassen der Strahlellipse an die Eigenellipse eines Systems nennt man ‚Matching‘. Die Phasenellipse eines angepassten Strahls ist nach Durchlaufen eines solchen Transportsystems unverändert. Dies wird gerne bei periodischen Systemen (z. B. bei Kreisbeschleunigern) ausgenutzt. Bei ihnen werden die einzelnen Zellen mit der gleichen Eigenellipse konstruiert, so dass die Gesamtstruktur durch die Periodizität die gleiche Eigenellipse erhält.

10.1.5 Betatronphase und optische Resonanzen



blau: Phasenellipse; A: Position des Teilchens am Eingang der periodischen Zelle;
 B: Position des Teilchens am Ausgang der periodischen Zelle;
 Ψ : Betatron-Phasenverschiebung

Abbildung 10.4: Radialer Betatronphasenverschiebung für einen gematchten Strahl in einer periodischen Strahlführung

Teilchen, die durch ein Strahlführungssystem geleitet werden, führen Schwingungen um die Sollbahn herum aus (siehe [Wille 1996, S. 88–91] und [Hinterberger 2008, S. 239–244]). Diese Schwingungen treten in der radialen und auch in der axialen Ebene auf und werden Betatronschwingungen²⁹ genannt. Während die Phasenellipse vom Magnetsystem transformiert wird, bewegen sich die Teilchen auf einer elliptischen Bahn im Phasenraum, welche auch durch das Magnetsystem transformiert wird. Dies führt dazu, dass nach dem Durchlaufen eines periodischen Systems ein Teilchen nicht zwangsläufig an der vorherigen Position liegt, auch wenn die Phasenellipse durch die Strahlanpassung ihre ursprüngliche Form hat. In Abbildung 10.4 sieht man, wie sich die Position eines Teilchens von Punkt A beim Durchlaufen des Magnetsystems auf

²⁸ Sie wird auch Maschinenellipse genannt.

²⁹ Im longitudinalen Fall spricht man von ‚Synchrotronerschwingung‘.

Punkt B verschiebt. Diese Verschiebung ist der Betatron-Phasenvorschub Ψ . Die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf $Q = \frac{\Psi}{2\pi}$ in einem rezirkulierenden Beschleuniger wird Arbeitspunkt, ‚Betatron Tune‘ oder Q -Wert genannt.

Im Falle von Feldfehlern im Magnetsystem können die sogenannten optischen Resonanzen (siehe [Wille 1996, S. 118–126] und [Hinterberger 2008, S. 301–303]) zum Strahlverlust führen. Das heißt z. B. im Falle eines Dipolfehlers, dass, wenn nach einem Umlauf die Teilchen wieder in der gleichen Phase ihrer Betatron-Oszillation an dem Feldfehler ankommen, sich die Ablenkungen der Teilchen aufaddieren. Im Falle von einem Dipolfehler passiert dies bei ganzzahligen transversalen Q -Werten ($Q = n$). Hierbei führen Quadrupolfehler zu halbzahligen transversalen Resonanzen ($Q = n + \frac{1}{2}$), Sextupolfehler führen zu drittelzahligen transversalen Resonanzen ($Q = n + \frac{1}{3}$) usw. Der Effekt dieser Resonanzen sinkt mit steigender Ordnung der Resonanzen. Besonders im Falle von vielen Rezirkulationen führen diese transversalen Resonanzen zum Strahlverlust. Bei MESA ist durch die geringe Anzahl an Rezirkulationen sowie der unterschiedlichen Strahloptiken pro Umlauf die Gefahr durch transversale Resonanzen nicht ganz so schwerwiegend, allerdings sollten die transversalen Resonanzen niedriger Ordnung vermieden werden. Im Gegensatz dazu stehen die longitudinalen Resonanzen (Synchrotronschwingungen), welche zur Erhöhung der Energieschärfe des rezirkulierenden Teilchenbeschleunigers sogar angestrebt werden (siehe Kapitel 10.2.5, [Herminghaus 1992] und [Hug 2013, S. 19, S. 24]).

10.1.6 Dispersion und Dispersionskompensation³⁰

Mit Dispersion wird die durch die Energieabweichung verschiedener Teilchen hervorgerufene Ortsabweichung bzw. Winkelabweichung bezeichnet. Dies kann sowohl eine transversale als auch eine longitudinale Ortsabweichung sein.

10.1.6.1 Transversale Dispersion und ihre Kompensation³¹

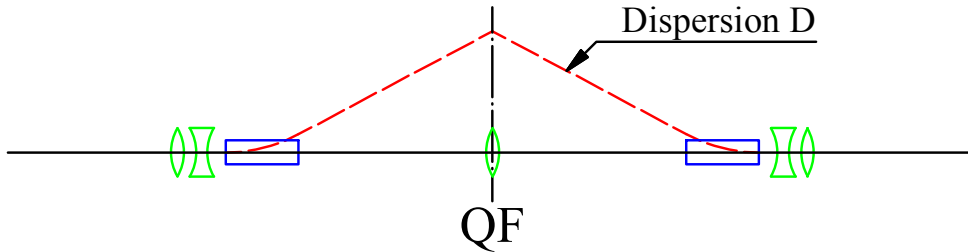
Wegen der unterschiedlich starken Ablenkung von Teilchen verschiedener Energien im Magnetfeld entsteht beim Durchlaufen eines Dipols bei Teilchen mit Impulsabweichung eine Ortsabweichung. Diese ist an vielen Stellen des Beschleunigers unerwünscht, da sie zu einer Aufweitung des Strahls führt, und muss durch geeignete Maßnahmen kompensiert werden. Einen transversal dispersionsfreien³² Strahl nennt man ‚achromatisch‘;

³⁰ Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3.5, Kap. 5.1 und Kap. 5.2] enthalten.

³¹ Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3.5 und Kap. 5.1] enthalten.

³² Formal gesehen ist die Dispersion eine Eigenschaft der Strahloptik und nicht des Teilchenstrahls. Allerdings führt das Durchlaufen einer dispersiven Strahlführung zu einer Korrelation der Orts- bzw. Winkelabweichung in Abhängigkeit der Impulsabweichung. Wenn in dieser Arbeit von einem dispersiven Teilchenensemble oder einem Strahl mit R_{ij} gesprochen wird, ist von einem Teilchenstrahl nach Durchlaufen einer entsprechenden Strahlführung mit einer zugehörigen Korrelation im Teilchenensemble die Rede. Eine formale Betrachtung wäre mit der σ -Matrix und den Korrelationsparametern

eine Strahlführungsanordnung, die dispersionsfrei ist und bei der dementsprechend die Matrixelemente R_{16} , R_{26} , R_{36} und R_{46} gleich 0 sind, wird als ‚Achromat‘ bezeichnet. Hierbei ist R_{16} die radiale Ortsdispersion, R_{26} die radiale Winkeldispersion, R_{36} die axiale Ortsdispersion und R_{46} die axiale Winkeldispersion.



blau: Dipole; grün: Quadrupole; rot: Dispersion (R_{16})

Abbildung 10.5: Dispersion im ‚Double Bend‘-Achromat [Jackson 1987, S. 112]

Die einfachste Form der transversalen Dispersionskompensation ist der ‚Double Bend‘-Achromat³³. Hierbei wird ein Quadrupol (QF) zwischen 2 Dipolen positioniert (siehe Abb. 10.5). Die entstehende Ortsabweichung wird mittels des Quadrupols so angepasst, dass beim Durchlaufen des nächsten Dipols die Dispersionen verschwinden. Für die transversale Fokussierung werden entweder Quadrupoldublette oder Quadrupoltriplette an Anfang und Ende des Achromaten gesetzt. Alternativ kann der einzelne Quadrupol zwischen den Dipolen zu einem Quadrupoltriplett erweitert³⁴ werden. Für eine gleichmäßigere Fokussierung über den gesamten Achromat wird beides häufig miteinander kombiniert. Nachteilig bei diesem Design ist, dass hier keine Kompensation der longitudinalen Dispersion (R_{56}) stattfinden kann.

10.1.6.2 Longitudinale Dispersion und ihre Kompensation³⁵

Des Weiteren entstehen bei Teilchen mit Impulsabweichung unterschiedliche Weglängen durch einen Dipol und damit longitudinale Dispersionen. Sie werden in der Transportmatrix durch das Matrixelement R_{56} repräsentiert. Wie man an den Transportmatrizen sieht, tragen bei hochenergetischen Teilchen eigentlich nur Dipole zur longitudinalen Dispersion bei (die longitudinale 2×2 -Untermatrix wird in diesem Fall bei den Nicht-Dipolen zur Einheitsmatrix).

Zur Kompensation der longitudinalen Dispersion muss ein Dipol mit entgegengesetzter transversaler Dispersion durchlaufen werden. Um einen sowohl longitudinal als

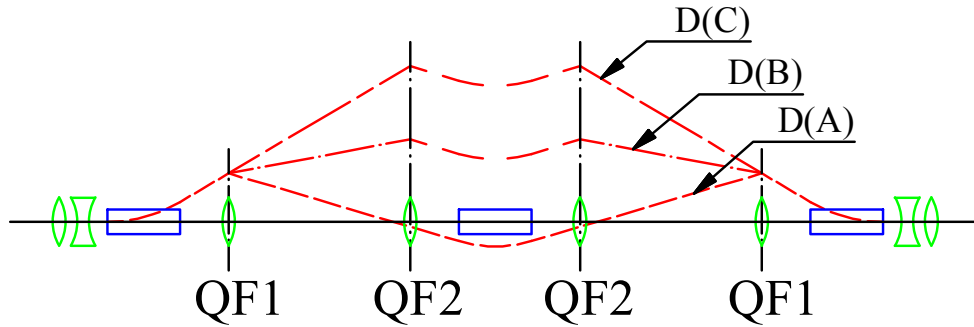
r_{ij} (siehe [Hinterberger 2008, S. 163]) möglich, aber für eine qualitative Diskussion der zugrundeliegenden Mechanismen ist die hier verwendete Vereinfachung ausreichend.

³³DBA abgekürzt, auch ‚Chasman-Green‘ Lattice oder ‚Beam Switchyard‘ genannt

³⁴Manchmal ‚Triplettbend‘ genannt, nicht zu verwechseln mit ‚Triple Bend‘.

³⁵Teile des Kapitels schon in [Simon 2014, Kap. 3.5 und Kap. 5.2] enthalten.

auch transversal dispersionsfreien Strahl zu erreichen, werden dementsprechend also mindestens 3 Dipole benötigt. Dies führt zum ‚Triple Bend‘-Achromat (TBA).



blau: Dipole; grün: Quadrupole; rot: Dispersion (R_{16})

D(A): Dispersionsverlauf bei Kompensation nur mit QF1

D(B): Dispersionsverlauf bei Kompensation mit QF1 und QF2 zusammen

D(C): Dispersionsverlauf bei Kompensation nur mit QF2

Abbildung 10.6: Dispersion im ‚Triple Bend‘-Achromat [Jackson 1987, S. 125]

Bei dem ‚Triple Bend‘-Achromat ist ein zusätzlicher Dipol im zentralen Symmetriepunkt angebracht. Die Dispersionskompensation geschieht durch zwei Quadrupole (QF1), die jeweils zwischen den Dipolen positioniert sind. Durch ein Verschieben der Quadrupole können so unterschiedliche Werte für R_{56} erreicht werden. Dies kann auch durch zwei zusätzliche Quadrupole (QF2) geschehen, die mit den zwei anderen Quadrupolen (QF1) jeweils einen ‚virtuellen‘ Quadrupol zwischen sich erzeugen. Hierbei kann dann die Position dieses ‚virtuellen‘ Quadrupols durch unterschiedliche Feldstärken an den Quadrupolen verschoben werden. In Abbildung 10.6 sind die Verläufe der verschiedenen transversalen Dispersionen D(A), D(B) und D(C) durch einen ‚Triple Bend‘-Achromaten mit zwei inneren Quadrupolen dargestellt. D(A) zeigt den Verlauf bei Dispersionskompensation durch Quadrupol QF1, D(C) bei Dispersionskompensation durch QF2 und D(B) bei Kompensation durch beide Quadrupole. Je nach Einstellung der Quadrupole erhält man einen unterschiedlichen Verlauf von R_{16} im mittleren Dipol und es entstehen unterschiedliche longitudinale Dispersionen. Die Teilchen höherer Energie schneiden die Sollbahn und verkürzen so ihren Weg im Bogen. Bei geeigneter Konstruktion des TBA kann der Verlauf der Dispersionen durch den mittleren Dipol so gestaltet werden, dass die longitudinale Dispersion komplett kompensiert ($R_{56} = 0$) oder R_{56} sogar positiv wird. Auch hier wird die transversale Fokussierung entweder durch Quadrupoldublette bzw. Quadrupoltriplette an Anfang und Ende des Achromaten und/oder einen zusätzlichen Quadrupol zwischen den Dipolen erreicht.

Man bezeichnet einen Strahl ohne longitudinale Dispersion als ‚isochron‘. Hierbei gilt als Vorzeichenkonvention, dass bei einem positiven R_{56} Teilchen höherer Energie vorausseilen.

10.1.7 Phasenfokussierung

‚Phasenfokussierung‘ bezeichnet die longitudinale Fokussierung bei Wechselspannungsbeschleunigung. Geladene Teilchen in einem nicht-isochronen, d. h. longitudinal dispersiven, Teilchenensemble können unter dem Einfluss einer Wechselspannungsbeschleunigung eine mit der Impulsabweichung korrelierte Energiezufuhr erfahren (vgl. [Wille 1996, S. 14 und S. 201–205]).

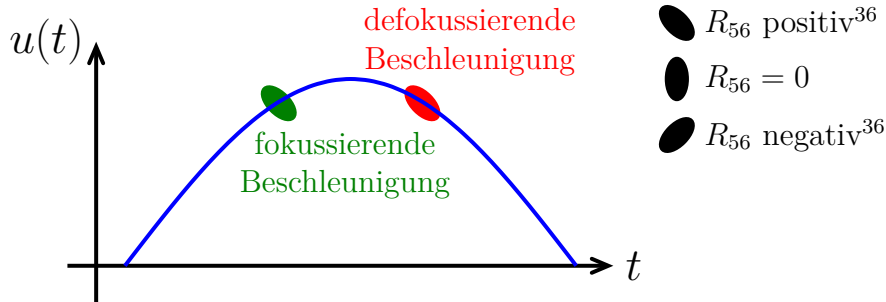


Abbildung 10.7: Prinzip der Phasenfokussierung am Beispiel eines Teilchenensembles mit positivem R_{56} (z. B. in einem Linearbeschleuniger)

Abbildung 10.7 zeigt am Beispiel eines Teilchenensembles mit positivem R_{56} (z. B. in einem Linearbeschleuniger) das Prinzip der Phasenfokussierung. Bei positivem R_{56} erreichen Teilchen mit einer höheren Energie früher die Beschleunigungsstruktur. Geschieht dies zur Zeit der ansteigenden Flanke der Beschleunigungsspannung, ‚sehen‘ diese Teilchen ein geringeres Beschleunigungsfeld als später eintreffende Teilchen. Dies führt zu einer geringeren Beschleunigung von Teilchen höherer Energie und einer stärkeren Beschleunigung von Teilchen mit einer geringeren Energie. Das Teilchenensemble wird also longitudinal fokussiert. Demgegenüber hätte ein Eintreffen des Teilchenensembles an der abfallenden Flanke genau den gegenteiligen Effekt. Teilchen höherer Energie würden eine stärkere Beschleunigung als Teilchen mit einer niedrigeren Energie erfahren, was zu einer longitudinalen Defokussierung und zum Auseinanderdriften des ‚Bunches‘ führt.

Während Linearbeschleuniger inhärent positive R_{56} haben³⁷, führen Dipolsysteme in rezirkulierenden Beschleunigern (z. B. in einem Mikrotron) eher zu negativen R_{56} . Dementsprechend wirkt dann die abfallende Flanke fokussierend und die ansteigende Flanke defokussierend. Durch eine passende Strahloptik kann aber auch bei rezirkulierenden Beschleunigern ein positives R_{56} erreicht werden (vgl. Kapitel 10.1.6.2).

³⁶Die Ausrichtung der R_{56} -Ellipse in diesem Graph entspricht nicht der Ausrichtung der longitudinalen Phasenellipse (Vorzeichenkonvention) und dient nur zur besseren Veranschaulichung der Energieverteilung im Teilchenensemble.

³⁷Dieser Effekt kann bei sehr hohen Energien, d. h. für Teilchengeschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit, vernachlässigt werden.

10.2 Randbedingungen von ‚Multiturn‘-ERL

Ein ‚Energy Recovery Linac‘ (ERL) ist ein Teilchenbeschleuniger, bei dem der beschleunigte Strahl nach Durchlaufen eines Experiments mit geringem Wirkungsquerschnitt (z. B. Gastarget, FEL³⁸ o. ä., siehe [Meringa et al. 2003, S. 406–409]) wieder dem Beschleuniger zur Energierückgewinnung zugeführt wird. Hierbei wird die Weglänge der Experimentstrahlführung so gewählt, dass der Teilchenstrahl um 180° phasenverschoben die Beschleunigungsstrukturen erreicht und in diesen deshalb abgebremst wird. Dadurch gibt der Strahl seine Energie wieder an das elektrische Feld der Beschleunigungskavitäten ab, in denen diese Energie zur Beschleunigung nachfolgender Teilchen genutzt werden kann. Wird die Beschleunigungsstruktur zur Beschleunigung mehrfach durchlaufen, spricht man von einem mehrfach rezirkulierenden ERL oder auch ‚Multiturn‘-ERL.

‚Multiturn‘-ERLs unterliegen gegenüber ERLs mit nur einem Umlauf sowie rezirkulierenden Beschleunigern ohne Energierückgewinnung erweiterten Einschränkungen bei den Randbedingungen für die Optik der Strahlführung. Dies gilt besonders für den Fall, wenn die Rezirkulationen gleichzeitig sowohl den zu beschleunigenden Strahl als auch den abzubremsenden Strahl beinhalten. Befinden sich der zu beschleunigende Strahl (Primärstrahl) und der abzubremsende Strahl (Sekundärstrahl) in getrennten Strahlführungen, ergibt sich eine größere Flexibilität für die Strahldynamik, da beim Abbremsen des Strahls die Strahloptik unabhängig für beide Strahlen eingestellt werden kann (siehe [Atkinson 2015, S. 43]). Bei der gemeinsamen Nutzung der Rezirkulationen hat man diese Flexibilität nicht. Nach Durchlaufen des Experiments und beim Wiedereintritt des Strahls in den Beschleunigerteil hat man keinerlei weitere Zugriffsmöglichkeiten auf die Optik und Wegführung des Strahls, da jegliche Änderung auch den beschleunigenden Teil des Strahls beeinflussen würde. Da für MESA aus Kosten- und Platzgründen nur eine gemeinsame Nutzung der Rezirkulationen durch den Primärstrahl und den Sekundärstrahl in Frage kommt, werden hier auch nur diese Varianten besprochen.

10.2.1 Aufbau eines ‚Multiturn‘-ERL

Für mehrfach rezirkulierende ERLs gibt es mit einseitigen ‚Multiturn‘-ERLs und zweiseitigen bzw. doppelseitigen ‚Multiturn‘-ERLs zwei Hauptvarianten, welche in diesem Kapitel vorgestellt werden. Es sind auch mehr als zwei Umläufe möglich. Da sich aber am Funktionsprinzip nichts ändert, wird hier nur die einfachste Variante mit zwei Umläufen diskutiert. Hierbei bedeutet ‚zweifach umlaufend³⁹‘, dass die Beschleunigungsstrukturen jeweils zweimal durchlaufen werden, bevor der Strahl zum Experi-

³⁸Free Electron Laser

³⁹Normalerweise werden die Begriffe ‚Umlauf‘ und ‚Rezirkulation‘ synonym verwendet. Aber in dieser Arbeit wird zur Abgrenzung beim doppelseitigen ‚Multiturn‘-ERL mit ‚Rezirkulation‘ die Strahlführung zwischen zwei Kryomodulen bezeichnet.

ment gelangt und dann wieder zweimal die Beschleunigungsstrukturen zum Abbremsen durchläuft.

10.2.1.1 Einseitiger ‚Multiturn‘-ERL

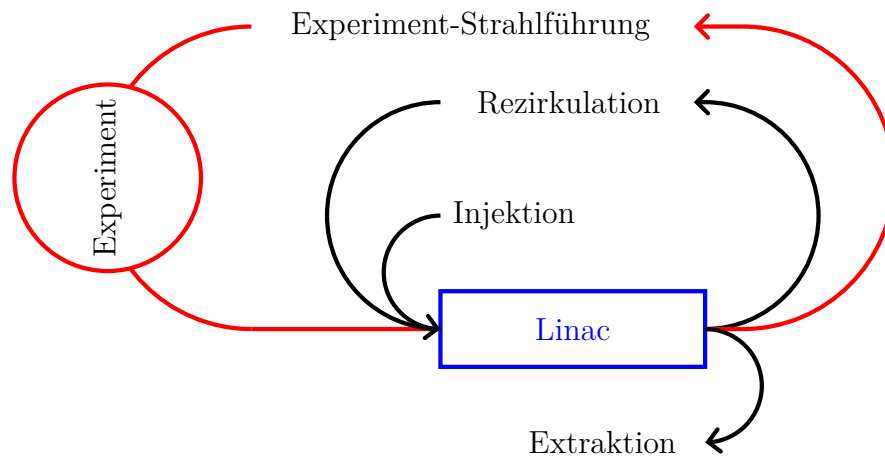


Abbildung 10.8: Schematischer Aufbau eines einseitigen ‚Multiturn‘-ERL

Bei einem einseitigen ‚Multiturn‘-ERL hat der Beschleuniger nur eine Linac-Achse und eine Rückführungsbahn für zwei Umläufe. Die Experiment-Strahlführung muss vollständig um den Beschleuniger geführt werden und ist von der Weglänge auf eine 180° -Phasenverschiebung für die Abbremsung des Strahls angepasst. Der Strahl wird von der Injektion dem Linac zugeführt und beschleunigt. Danach durchläuft der Strahl die Rezirkulation und wird ein weiteres Mal im Linac beschleunigt. Die Länge der Rezirkulation ist so gewählt, dass die Flugzeit ein Vielfaches der Hochfrequenzperiode ist und dadurch der Strahl weiter beschleunigt wird. Jetzt durchläuft der Strahl die Experiment-Strahlführung und damit das Experiment und wird dem Linac nun um 180° phasenverschoben zugeführt. Der Linac bremst den Strahl ab und nach Durchlaufen der Rückführung bzw. Rezirkulation und einer weiteren Abbremsung im Linac wird der Strahl durch die Extraktion ausgeleitet.

Der Vorteil eines einseitigen ‚Multiturn‘-ERL besteht darin, dass er nur zwei Strahlseparationen⁴⁰ und eine Rückführungsstrahlführung benötigt. Dies führt zu einem längeren Aufbau des Beschleunigers gegenüber einem doppelseitigen ‚Multiturn‘-ERL bei ansonsten gleicher Gesamt-Beschleunigerstrukturlänge, da einerseits die aktive Länge der Beschleunigerstrukturen als auch die Injektion und Extraktion alle auf der gleichen Linac-Achse liegen.

⁴⁰Bzw. eine Strahlseparation und einen ‚Merger‘. Da beide vom Aufbau und strahloptisch gesehen meist identisch sind, wird in dieser Arbeit nicht zwischen Separation und ‚Merger‘ unterschieden.

10.2.1.2 Doppelseitiger ‚Multiturn‘-ERL

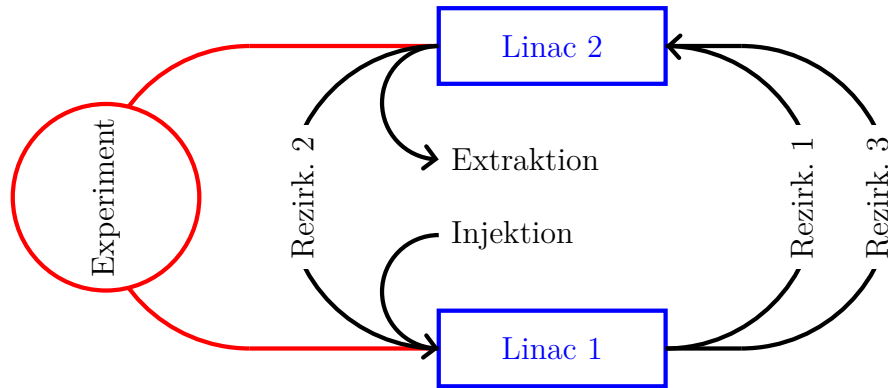


Abbildung 10.9: Schematischer Aufbau eines doppelseitigen ‚Multiturn‘-ERL

Gegenüber einem einseitigen ‚Multiturn‘-ERL hat der doppelseitige ‚Multiturn‘-ERL zwei Linac-Achsen. Deshalb benötigt er vier Strahlseparationen, für jede Linac-Achse zwei, sowie neben der Experimentstrahlführung drei Rezirkulationsbögen⁴¹, um die geforderten zwei Umläufe zu erreichen. Auch wenn der doppelseitige ‚Multiturn‘-ERL wesentlich komplexer erscheint, hat er bis auf die zwei zusätzlichen Strahlseparationen im Wesentlichen die gleiche Menge an Elementen wie der einseitige ‚Multiturn‘-ERL. Beide besitzen eine Injektion, eine Extraktion und vier 180°-Bögen. Der Strahl durchläuft von der Injektion aus den Linac 1, wird beschleunigt und dem Rezirkulationsbogen 1 zugeführt. Danach durchläuft der Strahl Linac 2, wird weiter beschleunigt, durchläuft Rezirkulationsbogen 2 und erreicht für eine weitere Beschleunigung wieder Linac 1. Danach durchläuft der Strahl Rezirkulationsbogen 3, wird in Linac 2 beschleunigt und dann dem Experiment zugeführt. Danach erreicht der Strahl um 180° phasenverschoben den Linac 1 und wird abgebremst. Jetzt durchläuft der Strahl die Strahlführungssegmente in absteigender Reihenfolge, bis er nach Linac 2 durch die Extraktion zum Strahlfänger geleitet wird. Die Länge der Rezirkulationen ist so gewählt, dass die Flugzeit eines vollständigen Umlaufs wieder ein Vielfaches der Hochfrequenzperiode ist und der Strahl beschleunigt wird. Zur Vereinfachung wurde für MESA die Hochfrequenzphase für beide Kryomodule als gleich und die Länge der einzelnen Rezirkulationen auf eine Flugzeit, die ein Vielfaches der Hochfrequenzperiode ist, festgelegt.

Vorteil eines doppelseitigen ‚Multiturn‘-ERLs ist die kürzere Länge gegenüber dem einseitigen ‚Multiturn‘-ERL sowie die Möglichkeit, die Strahloptik zwischen beiden Linacs anzupassen⁴².

⁴¹ Hier kann eigentlich nicht von Rückführung gesprochen werden, da der Strahl nur über eine Zwischenstation wieder zu seinem Ausgangspunkt zurückkommt.

⁴² Dies kann unter Umständen bei nicht-isochronem Rezirkulieren notwendig sein.

10.2.2 ‚Beam breakup‘ – BBU

Eine Begrenzung des maximal möglichen Stroms in einem ERL ist der ‚beam breakup‘ (BBU) bzw. das ‚beam breakup‘-Limit (siehe [Hoffstaetter und Bazarov 2004]). In den Kavitäten werden durch den zu beschleunigenden Teilchenbunch zusätzliche Moden höherer Ordnung angeregt – sogenannte ‚HOMs⁴³‘. Zur Reduzierung dieser HOMs können diese entweder durch Antennen ausgekoppelt oder konstruktiv gedämpft werden. Dies entfernt die HOMs aber nicht vollständig. Durch die hohe Güte der supraleitenden Kavitäten werden diese HOMs nicht stark gedämpft und erzeugen Feldkomponenten, die zu einer Ablenkung des beschleunigten Teilchenstrahls führen können. Diese Ablenkung des Teilchenstrahls kann so groß werden, dass dieser nicht mehr durch die Apertur der Beschleunigerelemente passt und verloren geht. Insbesondere durch mehrere Umläufe (sowohl beschleunigend als auch bremsend), wie in einem mehrfach rezirkulierenden ERL, können sich diese Ablenkungen abhängig vom Betatron-Phasenvorschub konstruktiv aufaddieren und zu einer drastischen Reduzierung des maximal möglichen Stroms des Beschleunigers führen.

Für den Fall einer 9-Zellen-Tesla-Kavität führt [Chen et al. 2013] eine Betrachtung des BBU-Limits durch. Für einen einzelnen Umlauf, eine einzelne Kavität und eine einzelne HOM ergibt sich:

$$I_{\text{th}} = -\frac{2 \cdot p \cdot c_0^2}{e \cdot \omega \cdot \left(\frac{R}{Q_0}\right) \cdot Q_e \cdot M_{12}^* \cdot \sin(\omega \cdot t_r)} \quad (10.24)$$

$$M_{12}^* = R_{12} \cdot \cos^2 \theta + \frac{1}{2} (R_{14} + R_{23}) \cdot \sin(2 \cdot \theta) + R_{34} \cdot \sin^2 \theta \quad (10.25)$$

I_{th} : ‚threshold‘-Strom; p : Impuls des Teilchenstrahls; c_0 : Lichtgeschwindigkeit;
 e : Elementarladung; ω : HOM-Frequenz; $\frac{R}{Q_0}$: ‚Shunt‘-Impedanz der HOM;
 Q_e : externe Güte der HOM; M_{12}^* : Strahlführungsparameter;
 t_r : Umlaufzeit der Rezirkulation; θ : Polarisationswinkel der HOM;
 R_{ij} : Matricelemente des Umlaufs

Hierbei ist für diese Arbeit besonders der Strahlführungsparameter M_{12}^* interessant, da dieser von der Strahloptik abhängt und daher beim Strahlführungsdesign berücksichtigt werden muss. Für einen möglichst hohen Strom muss M_{12}^* möglichst klein sein. Die Matricelemente R_{14} und R_{23} sind Kopplungsparameter. Im Falle einer entkoppelten⁴⁴ Strahloptik wie bei MESA sind diese null und tragen nicht zu M_{12}^* bei.

⁴³Higher order mode

⁴⁴radial von axial entkoppelt

Die Matrixelemente R_{12} und R_{34} beziehen sich auf die radialen respektive axialen Einflüsse der Strahlführung und berechnen sich nach:

$$R_{12}(i \rightarrow f) = \gamma_i \sqrt{\frac{\beta_i \cdot \beta_f}{\gamma_i \cdot \gamma_f}} \sin(\Delta\Psi) \quad (10.26)$$

$R_{12}(i \rightarrow f)$: Matrixelement von i (initial) nach f (final); γ : Lorentzfaktor;
 β : radiale Twiss-Parameter; $\Delta\Psi$: radialer Betatron-Phasenvorschub

Für die Berechnung von R_{34} werden einfach die zugehörigen axialen Parameter verwendet. Um M_{12}^* möglichst klein zu halten, müssen die Matrixelemente R_{12} und R_{34} möglichst klein sein. Da der Lorentzfaktor von der Teilchenenergie vorgegeben und damit fest ist, kann dies nur über die Twiss-Parameter und den Betatron-Phasenvorschub geschehen. Bei der Auswahl des Betatron-Phasenvorschubs müssen die optischen Resonanzen (siehe Kapitel 10.1.5) im Beschleuniger vermieden werden. Dies bedeutet, dass der Betatron-Phasenvorschub weder ganz- (Dipolfehler) noch halbzahlig (Quadrupolfehler) sein darf. Dementsprechend kann $\sin(\Delta\Psi)$ nicht null werden.

Für die Optimierung der Twiss-Parameter für einen möglichst hohen Strom müssen die Betafunktionen, sowohl radial als auch axial, innerhalb der Kavitäten möglichst klein sein. Unter der Näherung, dass die Kavitäten keine Fokussierung⁴⁶ des Teilchenstrahls bewirken, führt dies wegen der räumlichen Ausdehnung (Länge) der Kavitäten dazu, dass die durchgehend kleinsten Betafunktionen in der Kavität am Eingang und am Ende der Kavität gerade den Wert der Länge der Kavität haben ($\beta_i = \beta_f = L_{\text{Kavität}}$), mit einem Symmetriepunkt in der Mitte der Kavität. Dies folgt aus der Symmetrie einer Drift (siehe [Wille 1996, S. 98]). Es ergibt sich für $\alpha_i = 1$ und für $\alpha_f = -1$. Die Abbildung 10.10 zeigt die Betafunktionen beim Durchlaufen eines MESA-Kryomoduls beim Beschleunigen auf dem Maximum der Hochfrequenzwelle (isochrones Rezirkulieren) von 30 MeV zu 55 MeV als Ergebnis von jeweils einer

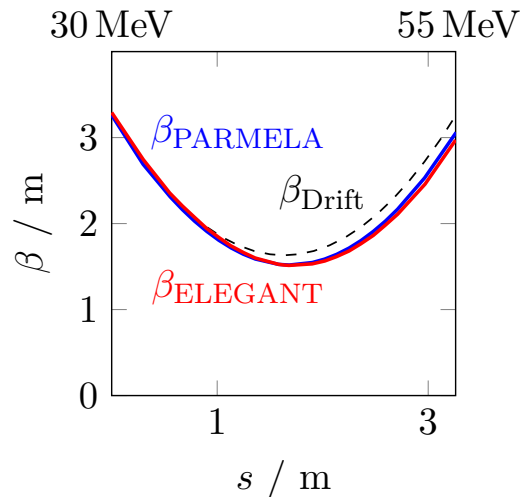


Abb. 10.10: Vergleich der Betafunktionen beim Durchlaufen eines Kryomoduls bei einer Beschleunigung von 30 MeV zu 55 MeV (Sim. mit PARMELA und ELEGANT⁴⁵) mit einer Drift

⁴⁵Die ELEGANT-Simulation wurde von C. Stoll durchgeführt (siehe [Stoll 2020, S. 30]).

⁴⁶Dies gilt nur für hohe Energien und eine Beschleunigung auf dem HF-Maximum. Je niedriger die Teilchenenergie ist, umso größer ist der fokussierende Einfluss der Kavitäten.

PARMELA- und einer ELEGANT-Simulation im Vergleich zu einer Drift. Die Abweichungen sind gering genug, dass diese Näherung für die Maximierung des möglichen Strahlstroms ausreichend ist. Die Auswirkungen dieser Näherung, insbesondere die daraus folgende Einschränkung auf die Strahloptik, werden in Kapitel 10.2.3 diskutiert. Für ein Kryomodul mit mehreren Kavitäten und ohne weitere Fokussierung im Modul ergibt sich für $\beta_i = \beta_f = L_{\text{Modul}}$ und für $\alpha_i = 1$ und für $\alpha_f = -1$.

Die Formel 10.24 gilt nur für eine einzelne Kavität und eine einzelne HOM und kann damit keine quantitativen Aussagen über den erreichbaren Strom treffen. Es ist aber möglich, eine qualitative Aussage über den Einfluss verschiedener Strahl- und Strahlführungs-Parameter auf die Strahlstromschwelle zu machen. Eine genauere Betrachtung des Einflusses von BBU und HOMs in MESA sowie deren Mitigation führt C. Stoll in seiner Dissertation (siehe [Stoll 2020] und [Stoll et al. 2017]) durch.

Zur Strahlstrommaximierung werden für den ER-Betrieb in MESA dementsprechend am Kryomodul die Twiss-Parameter $\beta_i = \beta_f = 3,2646 \text{ m}$ und $\alpha_i = 1$ und für $\alpha_f = -1$ festgelegt.

10.2.3 Strahloptische Symmetrie von ‚Multiturn‘-ERLs

Ein mehrfach rezirkulierender ERL unterliegt besonderen transversalen Symmetriebedingungen. Der Strahl muss von der Injektion zum Experiment und dann zur Extraktion geleitet werden, ohne Teile des Strahls oder den ganzen Strahl an der Apertur zu verlieren. Da ‚Multiturn‘-ERLs mit gemeinsam genutzter Strahlführung zur Beschleunigung und Abbremsung keine getrennten Eingriffsmöglichkeiten an dem abzubremsenden Strahl ermöglichen, muss die Strahloptik der Abbremsung passend zur Strahloptik der Beschleunigung sein. Eine einfache Art, dies zu erreichen, ist, einen Symmetriepunkt ins Experiment zu legen und den abbremsenden Teil der Strahlführung als strahloptische Spiegelung der beschleunigenden Strahlführung auszuführen. Folgende Beispiele beziehen sich auf doppelseitige ‚Multiturn‘-ERLs mit zwei Umläufen und gemeinsam genutzter Strahlführung zur Beschleunigung und Abbremsung, um die Nähe zu MESA zu gewährleisten:

$$M_{\text{Acceleration}} = M_{\text{T}} \cdot M_{\text{L}_{280-105}} \cdot M_{\text{R}_{3}} \cdot M_{\text{L}_{155-80}} \cdot M_{\text{R}_{2}} \cdot M_{\text{L}_{230-55}} \cdot M_{\text{R}_{1}} \cdot M_{\text{L}_{15-30}} \quad (10.27)$$

$$M_{\text{Decel. sym}} = M_{\text{L}_{15-30\text{R}}} \cdot M_{\text{R}_{1\text{R}}} \cdot M_{\text{L}_{230-55\text{R}}} \cdot M_{\text{R}_{2\text{R}}} \cdot M_{\text{L}_{155-80\text{R}}} \cdot M_{\text{R}_{3\text{R}}} \cdot M_{\text{L}_{280-105\text{R}}} \cdot M_{\text{T}_{\text{R}}} \quad (10.28)$$

$M_{\text{Acceleration}}$: Transfermatrix von Injektion zum Target;

$M_{\text{Decel. sym}}$: Transfermatrix vom Target zur 5 MeV-Extraktion sym. zum Target;

M_{L_x} : Transfermatrix Linac; M_{R_x} : Transfermatrix Rezirkulation;

M_{T} : Transfermatrix Strahlführung zum Target;

M_{X_R} : Transfermatrix des rückwärts durchlaufenen Systems

Diese Spiegelung bedeutet, dass die Transportmatrix der beschleunigenden Strahlführung (Gleichung 10.27) gerade der Transportmatrix der abbremsenden Strahlführung rückwärts durchlaufen entspricht (Gleichung 10.28).

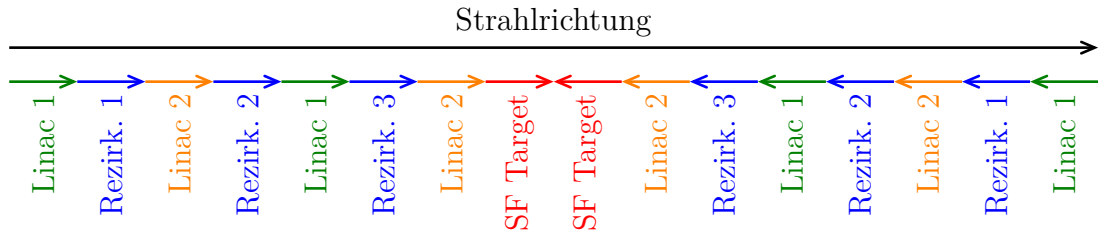


Abbildung 10.11: Veranschaulichung der Elementreihenfolge eines doppelseitigen rezirkulierenden Linearbeschleunigers im ER-Betrieb symmetrisch um das Experiment⁴⁷

Die Abbildung 10.11 zeigt anschaulich, wie die einzelnen Strahlführungsegmente bei einer solchen Spiegelung angeordnet sind und wie ihre Strahloptiken relativ zueinander aussehen. Eine solche Spiegelung ist für einen ERL, der eine getrennte Strahlführung zur Beschleunigung und zur Abbremmung des Strahls hat, relativ einfach durchzuführen. Ein ERL mit gemeinsam genutzter Strahlführung zur Beschleunigung und Abbremmung (wie MESA) kann dies nicht so einfach erreichen.

$$M_{\text{Deceleration real}} = M_{L_{230-5}} \cdot M_{R_1} \cdot M_{L_{155-30}} \cdot M_{R_2} \cdot M_{L_{280-55}} \cdot M_{R_3} \cdot M_{L_{105-80}} \cdot M_{T_2} \quad (10.29)$$

$M_{\text{Deceleration real}}$: reale Transfermatrix vom Target zur Extraktion;
 M_{L_x} : Transfermatrix Linac; M_{R_x} : Transfermatrix Rezirkulation;
 M_{T_2} : Transfermatrix Strahlführung vom Target

Die Gleichung 10.29 zeigt die Transfermatrix der abbremsenden Strahlführung aus der sich zwangsläufig ergebenden Anordnung der Strahlführungssegmente eines ERLs mit gemeinsam genutzter Strahlführung zur Beschleunigung und Abbremmung.

Wie man an Abbildung 10.12 sieht, werden die einzelnen Strahlführungssegmente beim Abbremmen des Strahls in absteigender Reihenfolge vorwärts durchlaufen (d. h. in der gleichen Elementreihenfolge wie beim Beschleunigen). Für die vorher erwähnte Spiegelung müsste diese Elementreihenfolge auch gespiegelt sein⁴⁸ und eine absteigende Elementreihenfolge haben.

⁴⁷Die Pfeilrichtung gibt die ‚strahloptische Richtung‘ an, d. h. ein Pfeil nach links bedeutet ein strahl-optisch rückwärts durchlaufenes System.

⁴⁸Eigentlich müssten die Elemente auch gespiegelt werden, aber wegen der strahloptischen Symmetrie der verwendeten Elemente ist die Spiegelung der Reihenfolge ausreichend.

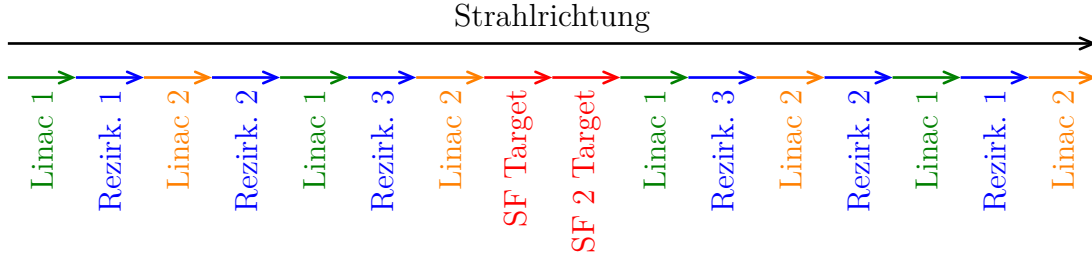


Abbildung 10.12: Veranschaulichung der realen Segmentreihenfolge eines doppelseitigen rezirkulierenden Linearbeschleunigers mit gemeinsam genutzter Strahlführung zur Beschleunigung und Abbremsung im ER-Betrieb⁴⁹

Zur Symmetrisierung der Strahlführung werden die Gleichungen 10.28 und 10.29 gleichgesetzt:

$$M_{\text{Decel. sym}} = M_{\text{Deceleration real}} \quad (10.30)$$

$$\begin{aligned} M_{L1105-80} &= M_{L280-105R} & M_{L280-55} &= M_{L155-80R} & M_{L155-30} &= M_{L230-55R} \\ M_{L230-5} &= M_{L15-30R} & M_{T2} &= M_{TR} & & \\ M_{R1} &= M_{R1R} & M_{R2} &= M_{R2R} & M_{R3} &= M_{R3R} \end{aligned} \quad (10.31)$$

$M_{\text{Deceleration sym}}$: Transfermatrix vom Target zur Extraktion symmetrisch zum Target;
 $M_{\text{Deceleration real}}$: reale Transfermatrix vom Target zur Extraktion;
 M_{Lx} : Transfermatrix Linac; M_{Rx} : Transfermatrix Rezirkulation;
 M_T : Transfermatrix Strahlführung zum Target;
 M_{xR} : Transfermatrix des rückwärts durchlaufenen Systems

Diese Bedingungen (Gleichungen 10.31) ergeben sich für die Symmetrisierung des ERLs. Für MESA ist bei isochroner Rezirkulation eine weitere Vereinfachung möglich, indem die Transportmatrizen der beiden Linacs gleich gehalten werden und die Näherung aus Kapitel 10.2.2 verwendet wird ($M_{L1105-80} = M_{L280-105R} = M_{L280-55} = M_{L155-80R} = M_{L155-30} = M_{L230-55R} = M_{\text{Drift}}$). Für MESA bestehen die Linacs jeweils nur aus dem Kryomodul.

Die Abbildung 10.13 zeigt die Segmentreihenfolge der symmetrisierten Strahlführung. Hier wird die Bezeichnung „pseudosymmetrisch“ um das Target verwendet, da die Experimentstrahlführung nicht symmetrisch ist und auch nicht sein muss. Dies folgt daraus, dass die Experimentstrahlführung nur einmal durchlaufen wird. Sie muss den

⁴⁹Die Pfeilrichtung gibt die ‚strahloptische Richtung‘ an, d. h. ein Pfeil nach links bedeutet ein strahl-optisch rückwärts durchlaufenes System.

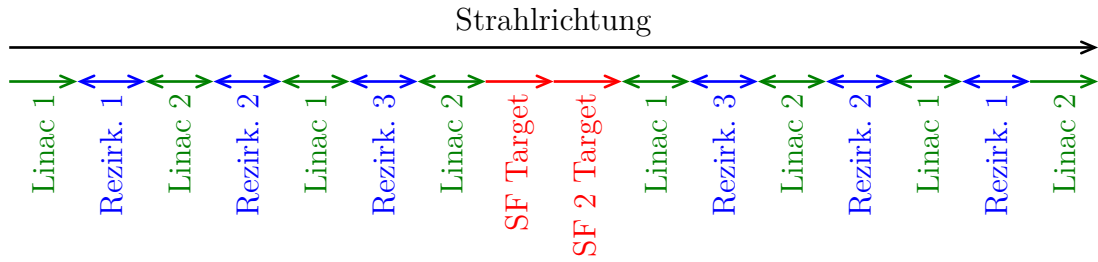


Abbildung 10.13: Veranschaulichung der Segmentreihenfolge eines doppelseitigen rezipitulierenden Linearbeschleunigers im ER-Betrieb ‚pseudosymmetrisch‘ um das Target⁵⁰

Strahl nur strahloptisch gespiegelt ($\alpha_i = -\alpha_f$ und $\beta_i = \beta_f$) und um 180° phasenverschoben in den Beschleuniger zurückleiten. Die Symmetrisierung führt dazu, dass die einzelnen Rezirkulationen strahloptisch symmetrisch sein müssen. Die Strahloptik muss so gewählt werden, dass der Strahl nach dem Linac-Durchlauf passend für die nächste Rezirkulation ist. Durch die Näherung aus Kapitel 10.2.2 sind die Linacs in diesem Fall auch strahloptisch symmetrisch. Diese Symmetrie wird bei den Linac-Durchläufen niedrigster Energie ($5 \text{ MeV} \leftrightarrow 30 \text{ MeV}$) gebrochen, da hier die Näherung der Kryomodule als Drift nicht mehr angewendet werden kann. Allerdings ist dies unproblematisch, da der Strahl nach bzw. vor diesem Kryomoduldurchlauf keine gemeinsame Strahlführung mehr für zwei Strahlen gleichzeitig hat und die Strahloptik hier passend für den jeweiligen Strahl ausgelegt werden kann.

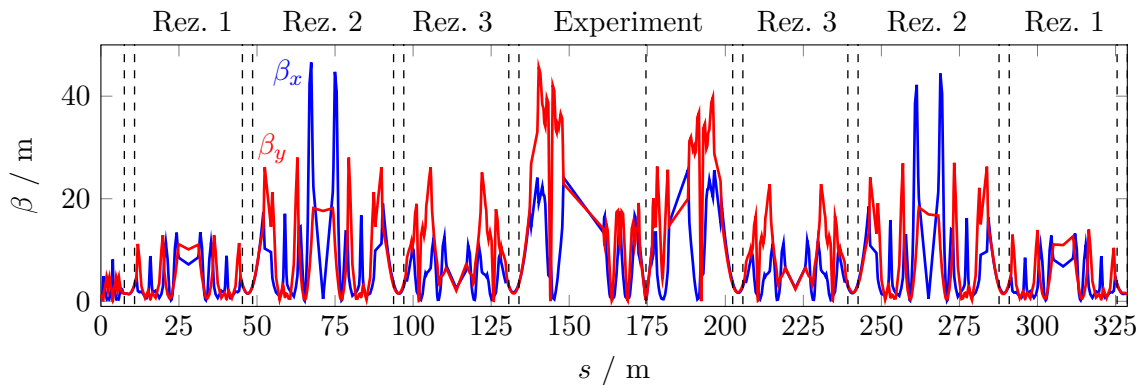


Abbildung 10.14: ‚Start-to-End-Tracking‘-Simulation einer früheren MESA-Strahlführung (ohne Weglängenkorrektur, mit kurzem Injektionsbogen und alter Experimentstrahlführung) mit ELEGANT und ohne Raumladung. Rezirkulationsdesign und Experimentstrahlführung von mir, Injektion und Simulation von C. Stoll (siehe [Stoll 2020, S. 30]).

⁵⁰Die Pfeilrichtung gibt die ‚strahloptische Richtung‘ an, d. h. ein Pfeil nach links bedeutet ein strahloptisch rückwärts durchlaufenes System. Der Doppelpfeil zeigt ein strahloptisch symmetrisches System an.

Zur Überprüfung, ob die Näherung aus Kapitel 10.2.2 zu einer funktionierenden Rezirkulation im ER-Modus führen kann, wurde eine frühere Strahlführung für MESA (ohne Weglängenkorrektur, mit kurzem Injektionsbogen und mit alter Experimentstrahlführung) von C. Stoll (siehe [Stoll 2020, S. 30]) in ELEGANT simuliert. Hierfür wurden die von mir mit dieser Näherung erstellten Strahloptiken für die Rezirkulationen (siehe Abbildungen C.2, C.3 und C.4) von C. Stoll in eine ELEGANT-‚Particletracking‘-Simulation eingefügt. Diese Simulation ist in Abbildung 10.14 dargestellt. Wie man sieht, besteht beim Abbremsen kein beunruhigender Anstieg der Betafunktion und mit einer normierten Emittanz von 1,5 mm mrad beträgt der maximale Strahldurchmesser in den Rezirkulationen ca. 1,6 mm (ohne Berücksichtigung der Dispersion), was ohne Weiteres von der Strahlführung transportiert werden kann.

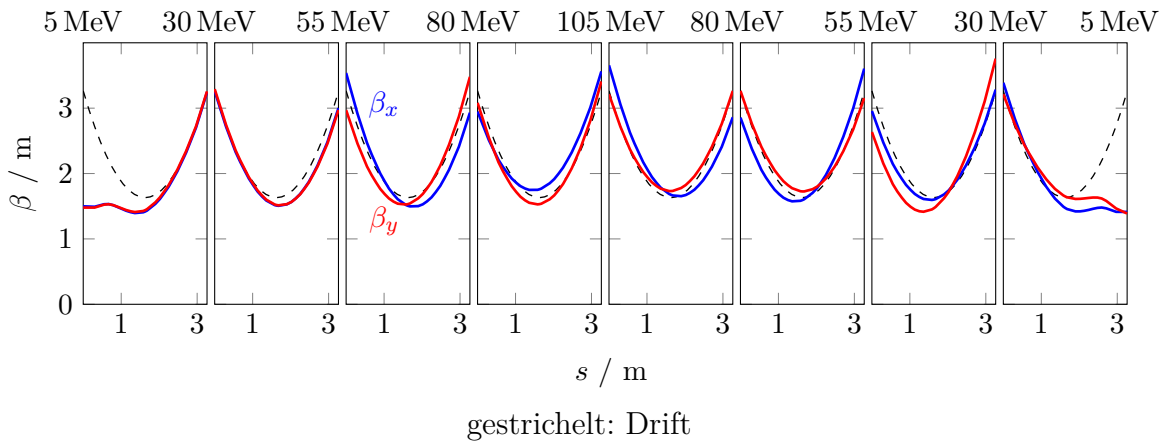


Abbildung 10.15: Auszug der Kryomoduldurchläufe aus Abbildung 10.14. ‚Particletracking‘-Simulation mit ELEGANT von C. Stoll (siehe [Stoll 2020, S. 30])

Die Abbildung 10.15 zeigt die Linacdurchläufe aus Abbildung 10.14 inklusive einer Drift zum Vergleich. Die Kryomoduldurchläufe niedrigster Energie zeigen (wie bereits besprochen) eine große Abweichung gegenüber der Drift. Demgegenüber variieren die Betafunktionen der übrigen Kryomoduldurchläufe leicht um die Betafunktion der Drift herum. Für diese Simulation wurden die vorgegeben Strahloptiken direkt verwendet und mit zusätzlichem Feintuning sollten die Abweichungen noch weiter minimiert werden können. Ein nachfolgendes Anpassen der Optik, um die Einflüsse von z. B. der Raumladung zu berücksichtigen, sollte sowieso mit ‚Particletracking‘ durchgeführt werden. Die Näherung, die Kryomoduldurchläufe als Drift zu berücksichtigen, liefert für MESA brauchbare Ergebnisse und einen guten Ausgangspunkt für die weitere Verfeinerung des ‚Lattice‘.

Da die Näherung für Linac-Durchläufe auf dem HF-Maximum gilt, ist sie nur für isochrones Rezirkulieren anwendbar. Für nicht-isochrones Rezirkulieren, wie in Kapitel 10.2.5 beschrieben, muss eine Lösung für die Linac-Durchläufe nach den Gleichungen 10.31 gefunden werden.

10.2.4 Phase und Weglängen bei isochroner Beschleunigung im ‚Multiturn‘-ERL

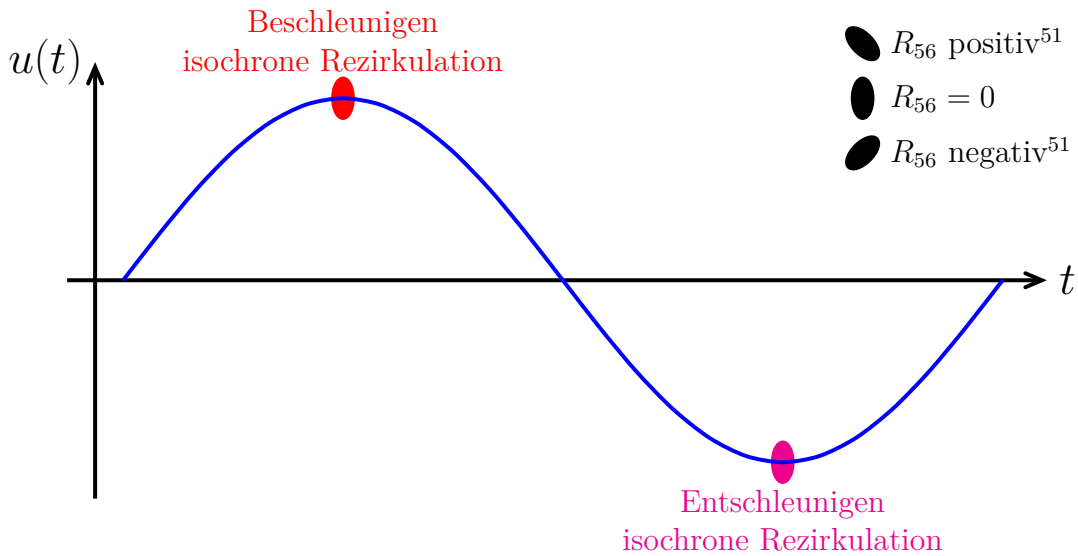


Abbildung 10.16: Isochrones Rezirkulieren im Beschleuniger

Die einfachste Möglichkeit für die longitudinale Strahloptik eines mehrfach rezirkulierenden ERLs ist die isochrone Rezirkulation. Hierbei werden die Rezirkulationsbögen auf ein $R_{56} = 0$ eingestellt. Für die Beschleunigung des Teilchenstrahls wird das Maximum der Hochfrequenzwelle ($\phi = 0$)⁵² verwendet (siehe Abb. 10.16). Zur Abbremsung des Strahls muss der Sekundärstrahl von der Experimentstrahlführung um 180° phasenverschoben in den Beschleuniger zurückgeleitet werden, damit er die gleiche Energie wie die Primärstrahlen in den einzelnen Rezirkulationen hat.

Um durch den Beschleunigungsprozess die Energiebreite des Strahls nicht unnötig zu vergrößern, müssen die Teilchenbunche möglichst kurz sein. Diese Länge beizubehalten, ist unter Umständen nach Durchlaufen des Experiments, wenn eine zu große Energiebreite erzeugt wird, nicht mehr möglich. Bei vernünftigen Targetdichten wird dieses Problem nicht für MESA erwartet (siehe [Ledroit und Aulenbacher 2019]).

⁵¹ Die Ausrichtung der R_{56} -Ellipse in diesem Graph entspricht nicht der Ausrichtung der longitudinalen Phasenellipse (Vorzeichenkonvention) und dient nur zur besseren Veranschaulichung der Energieverteilung im Teilchenensemble.

⁵² Bei Kreisbeschleunigern wie Synchrotrons und Speicherringen wird häufig $\phi = 0$ an den Nulldurchgang der HF-Welle gelegt (sinusförmig). Demgegenüber wird bei Linearbeschleunigern bzw. rezirkulierenden Linearbeschleunigern $\phi = 0$ meist auf das Maximum der HF-Welle gelegt (cosinusförmig). In dieser Arbeit ist $\phi = 0$ immer auf dem Maximum der HF-Welle.

10.2.5 Phase und Weglängen bei nicht-isochroner Beschleunigung im ‚Multiturn‘-ERL

Durch nicht-isochrones Rezirkulieren in mehrfach rezirkulierenden Beschleunigern kann die vom Hauptbeschleuniger induzierte Vergrößerung der Energiebreite des Teilchenstrahls reduziert oder sogar kompensiert werden (siehe [Herminghaus 1992] und [Hug 2013, S. 19 und S. 24]). Hierbei wird die longitudinale Dispersion R_{56} und die Beschleunigungsphase $\phi_{acc.}$ so gewählt, dass die Teilchenpakete eine halbzahlige Anzahl an Synchrotronschwingungen durchführen und sich dadurch Amplitudenfehler in der Beschleunigung kompensieren. Unter optimalen Einstellungen kann dadurch die Energiebreite des Injektors an das Experiment weitergegeben werden.

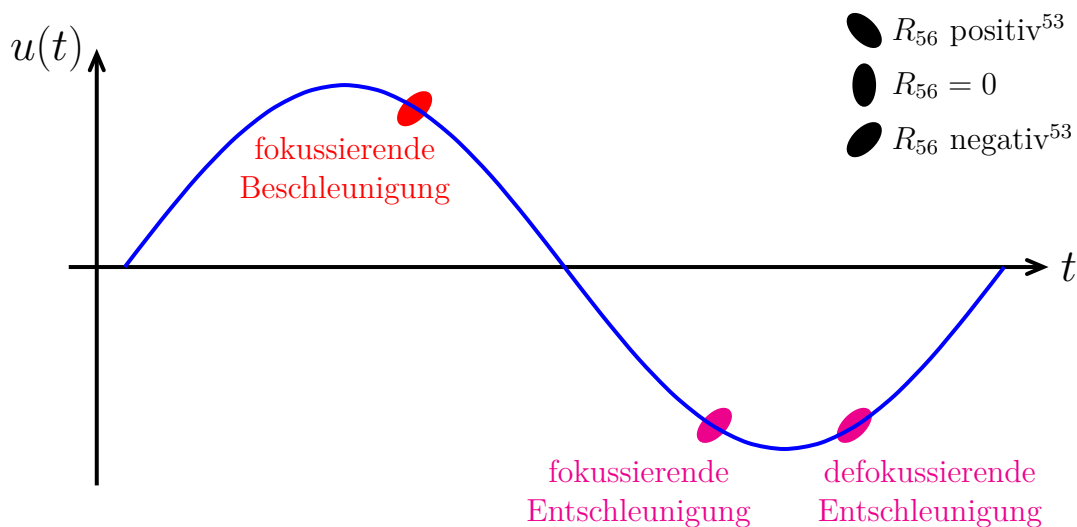


Abbildung 10.17: Nicht-isochrones Rezirkulieren im Beschleuniger am Beispiel eines Teilchenstrahls mit negativem R_{56}

Wie man in Abbildung 10.17 sieht, wird für die nicht-isochrone Rezirkulation gegenüber der isochronen Rezirkulation eine etwas größere Hochfrequenzamplitude benötigt, um das gleiche Beschleunigungsfeld zu erhalten. Zusätzlich kann für die Energierückgewinnung die Phase für die Bremsung nicht mehr um 180° gegenüber der Beschleunigungsphase phasenverschoben sein, da dies zu einer longitudinalen Defokussierung des Teilchenstrahls führen würde. Um beim Abbremsen des Teilchenstrahls eine longitudinale Fokussierung beizubehalten, muss die Hochfrequenzflanke gegenüber der Beschleunigung gewechselt werden.

Die Gleichung 10.32 zeigt die benötigte Phase für eine longitudinal fokussierende Bremsung des Teilchenstrahls und die Gleichung 10.33 die dafür notwendige

⁵³Die Ausrichtung der R_{56} -Ellipse in diesem Graph entspricht nicht der Ausrichtung der longitudinalen Phasenellipse (Vorzeichenkonvention) und dient nur zur besseren Veranschaulichung der Energieverteilung im Teilchenensemble.

Weglängenänderung in der Experimentstrahlführung gegenüber der 180°-Phase zur Bremsung.

$$\phi_{\text{dec.}} = 180^\circ - \phi_{\text{acc.}} \quad (10.32)$$

$$\Delta L = \left(1 - \frac{2 \cdot \phi_{\text{acc.}}}{\pi}\right) \cdot \lambda_{\text{HF}} \quad (10.33)$$

$\phi_{\text{dec.}}$: Phase bremsend; $\phi_{\text{acc.}}$: Phase beschleunigend;
 ΔL : Weglängenänderung in der Experimentstrahlführung gegenüber der 180°-Phase;
 λ_{HF} : Wellenlänge der Hochfrequenz

Da die Abbremsung des Teilchenstrahls nicht mehr im Maximum der Hochfrequenzwelle stattfindet, führt dies zu einer phasenverschobenen und gegenüber dem Maximalfeld reduzierten Einkopplung der Energie bei der Rückgewinnung. Hierdurch verringert sich die Effizienz der Energierückgewinnung; fehlende Energie sowie die erzeugte Phasenverschiebung muss vom Hochfrequenzsystem kompensiert werden. Da erhebliche HF-Leistungsreserven für den Betrieb des P2-Experiments bereitgestellt sind, sollte dies möglich sein, solange der Effizienzverlust klein genug bleibt. Da nicht abschließend geklärt ist, ob dieser Betriebsmodus in MESA möglich sein wird, ist die Strahlführung für MESA in dieser Arbeit auf isochrones Rezirkulieren ausgelegt, allerdings mit der Option, nicht-isochrones Rezirkulieren zu ermöglichen. Alternativ wird unter

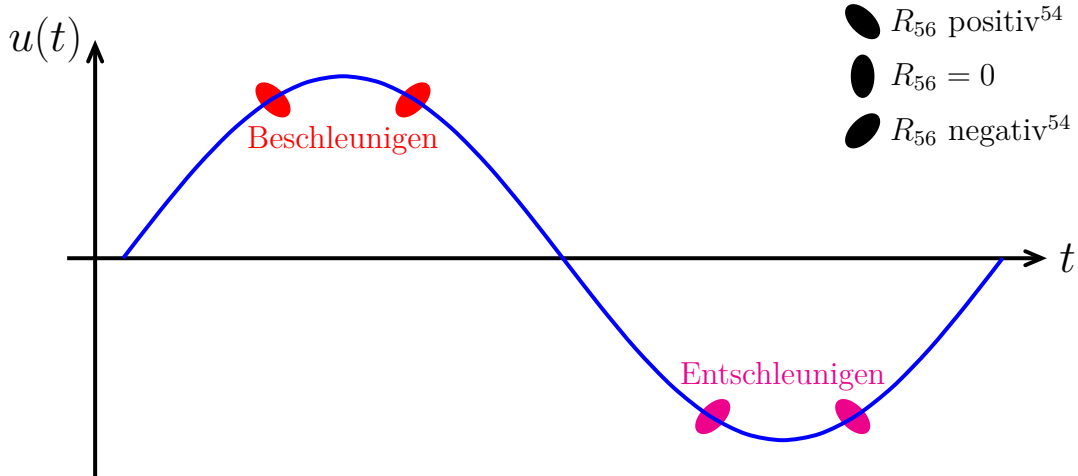


Abbildung 10.18: Nicht-isochrones Rezirkulieren im Beschleuniger am Beispiel eines Teilchenstrahls mit wechselndem R_{56}

⁵⁴Die Ausrichtung der R_{56} -Ellipse in diesem Graph entspricht nicht der Ausrichtung der longitudinalen Phasenellipse (Vorzeichenkonvention) und dient nur zur besseren Veranschaulichung der Energieverteilung im Teilchenensemble.

der Leitung von F. Hug untersucht, ein nicht-isochrones Rezirkulieren mit wechselndem R_{56} an MESA durchzuführen, um hierdurch die entstehende Phasenverschiebung herauszumitteln (siehe Abb. 10.18 und [Hug 2017]).

10.2.6 Synchrotronstrahlung

Wenn geladene Teilchen in einem Magnetfeld abgelenkt werden, strahlen sie Synchrotronstrahlung ab. Dieser Effekt ist für leichte Teilchen wie Elektronen und Positronen stärker als für schwerere Teilchen wie Protonen oder Ionen. Mit steigender Teilchenenergie wird dieser Effekt immer stärker, wodurch die maximale Energie eines Ringbeschleunigers begrenzt wird.

10.2.6.1 Synchrotronstrahlungsverluste

Die durch die abgestrahlte Synchrotronstrahlung reduzierte Energie des Teilchenstrahls nennt man ‚Synchrotronstrahlungsverluste‘. Diese berechnen sich nach [Hinterberger 2008, S. 347] zu:

$$\Delta E = \frac{e^2 \cdot \alpha}{6 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot (m_0 \cdot c_0^2)^4} \cdot \frac{E_0^4}{R} \quad (10.34)$$

ΔE : mittlerer Energieverlust; e : Elementarladung; α : Ablenkwinkel;
 ϵ_0 : elektrische Feldkonstante; m_0 : Teilchenmasse; c_0 : Lichtgeschwindigkeit;
 E_0 : Teilchenenergie; R : Ablenkradius

Bei ‚Multiturn‘-ERLs mit Rezirkulationsbögen, die auch als Rückführungsbögen genutzt werden (d. h. es befinden sich mehrere Teilchenstrahlen in einem Bogen), muss ein besonderes Augenmerk auf die Synchrotronstrahlungsverluste gelegt werden. Da der abzubremsende (sekundäre) Strahl schon mehrere Umläufe durchlaufen hat, summieren sich bei ihm die Strahlungsverluste der einzelnen Umläufe auf und es entsteht eine Energiedifferenz zum Primärstrahl. Diese Energiedifferenz berechnet sich nach:

$$\Delta E_{\text{sec}} = \sum_{i=1}^n \Delta E_i \quad (10.35)$$

ΔE_{sec} : Energiedifferenz zwischen Primärstrahl und Sekundärstrahl;
 n : Anzahl der Umlenkbögen, die der zurückgeführte Strahl mehr durchlaufen muss;
 ΔE_i : mittlerer Energieverlust im Bogen i

Hierbei muss beachtet werden, dass einzelne Bögen mehrmals durchlaufen werden und dementsprechend die Synchrotronstrahlungsverluste auch mehrfach hinzugezählt werden müssen. Wird die Energiedifferenz zwischen Primärstrahl und Sekundärstrahl zu

groß, um im Akzeptanzbereich der Umlenkbögen zu bleiben, muss der Synchrotronstrahlungsverlust im Bogen durch eine Beschleunigungskavität bzw. ein Kryomodul kompensiert werden. Dies wurde z. B. für LHeC⁵⁵ vorgeschlagen (vgl. [Pellegrini 2016, S. 55]).

10.2.6.2 Kohärente Synchrotronstrahlung – CSR⁵⁶

Bei kurzen Bunchlängen kann sich die abgestrahlte Synchrotronstrahlung kohärent überlagern und entweder den Bunch selber oder vorauseilende Bunche beeinflussen. Dies kann zu einer Vergrößerung der Emittanz und der Energiebreite sowie zu ‚Microbunching‘⁵⁷ oder zu Instabilitäten führen.

Für einen gaußförmigen Bunch ergibt sich für die Vergrößerung der Energiebreite durch kohärente Synchrotronstrahlung nach [Bassi et al. 2006, S. 197] und [Jiao et al. 2014, S. 2]:

$$\delta E = 0,2459 \cdot \frac{e \cdot Q \cdot \mu_0 \cdot c_0^2 \cdot L_b}{4 \cdot \pi \cdot R^{\frac{2}{3}} \cdot \sigma_s^{\frac{4}{3}}} \quad (10.36)$$

δE : RMS⁵⁸-Energiebreite, durch CSR hervorgerufen; e : Elementarladung;
 Q : Bunchladung; μ_0 : magn. Feldkonstante; c_0 : Lichtgeschwindigkeit;
 L_b : Bogenlänge im Dipol; R : Ablenkradius; σ_s : RMS-Bunchlänge

Die transversale Emittanzvergrößerung durch kohärente Synchrotronstrahlung ist stark abhängig von der Strahloptik des Beschleunigers und kann mit passender Strahloptik und passendem Betatron-Phasenvorschub auch kompensiert werden. Dementsprechend empfiehlt sich zur Ermittlung der Emittanzvergrößerung und der Vergrößerung der Energiebreite für nicht-gaußförmige Bunche die Nutzung eines ‚Tracking‘-Programms mit CSR-Berechnung (wie z. B. OPAL).

Der Einfluss der kohärenten Synchrotronstrahlung auf den Injektionsbogen von MESA wurde bereits von S. Heidrich in seiner Dissertation besprochen (siehe [Heidrich 2018, S. 24])

⁵⁵ Large Hadron electron Collider

⁵⁶ Coherent Synchrotron Radiation

⁵⁷ Die kohärente Synchrotronstrahlung moduliert den Bunch und erzeugt aus diesem eine Reihe von sehr kurzen Bunchen.

⁵⁸ Root Mean Square: quadratisches Mittel

11 Aufbau und Randbedingungen für MESA

In diesem Kapitel werden der prinzipielle Aufbau von MESA sowie die Rahmenbedingungen spezifisch für MESA besprochen.

11.1 Schematischer Aufbau MESA

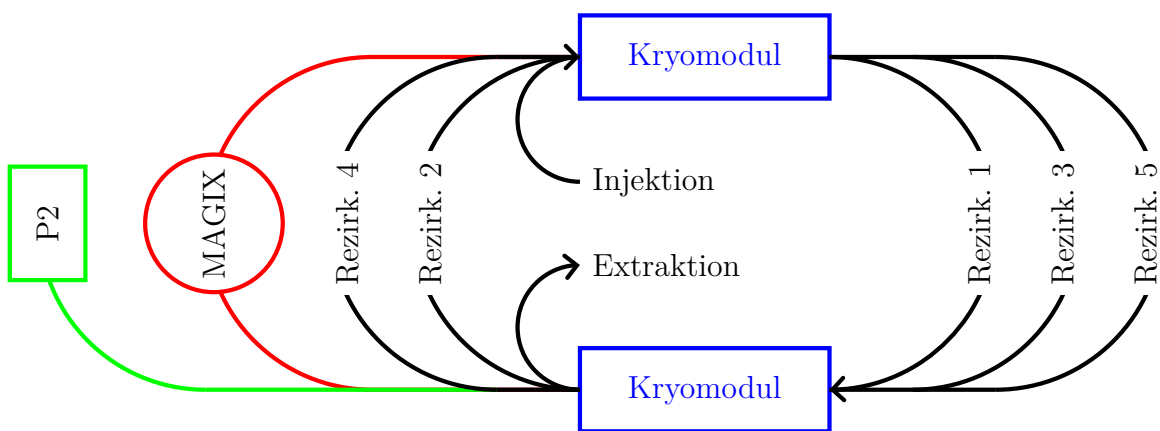


Abbildung 11.1: Schematischer Aufbau MESA

Aus Platzgründen muss MESA als doppelseitiger ‚Multiturn‘-ERL ausgeführt sein. Das Grunddesign für MESA entspricht der Abbildung 10.9. MESA kann sowohl in einem ‚External Beam‘ (EB)-Modus als auch in einem ‚Energy Recovery‘ (ER)-Modus betrieben werden. Ein Schema für diese Kombination der beiden Betriebsmodi ist in der Abbildung 11.1 dargestellt.

Im ER-Modus werden die Rezirkulationen 1–3 genutzt, um den Strahl in zwei Umläufen auf 105 MeV zu beschleunigen. Nach Durchlaufen des MAGIX-Experiments durchläuft der Strahl wieder die Rezirkulationen 1–3 in absteigender Reihenfolge, bevor er in der Extraktion mit 5 MeV dem Strahlfänger zugeführt wird.

Im EB-Modus werden alle 5 Rezirkulationen genutzt, um in 3 Umläufen den Strahl auf 155 MeV zu beschleunigen und dem P2-Experiment zuzuführen.

Da die Rezirkulationen 1, 3 und 5 auf der einen Seite des Beschleunigers sind und die Rezirkulationen 2 und 4 auf der anderen Seite, wird in dieser Arbeit auch von geraden und ungeraden Rezirkulationen bzw. Strahlseparationen gesprochen.

11.2 Abdeckbarer Energiebereich

Da von den Experimentatoren ein weiter Energiebereich für MESA gefordert ist, wird für MESA eine möglichst stufenlose Einstellbarkeit der Strahlenergie am Experiment angestrebt. Dies wird durch eine Variation des Energiehubs pro Umlauf sowie eine Reduktion der Anzahl der verwendeten Umläufe erreicht. Die Injektionsenergie von 5 MeV bleibt hierbei konstant. Zur Vereinfachung und zur Beibehaltung der Symmetrien werden beide Kryomodul immer mit dem gleichen Energiehub betrieben. Dies ist nicht zwangsläufig notwendig und kann nach Bedarf abgeändert werden, allerdings werden diese Betriebsmodi nicht in dieser Arbeit betrachtet. Zur Reduktion der Anzahl der verwendeten Umläufe wird der Strahl durch die Strahlseparation vorzeitig ausgekoppelt und zum Experiment geleitet.

Für das externe Experiment wird im Standardbetrieb bei einem Energiehub pro Kryomodul von 25 MeV bei drei Umläufen die Standardenergie von 155 MeV erreicht. Durch Reduzierung der Anzahl der Umläufe können sowohl 105 MeV als auch 55 MeV zum Experiment geleitet werden. Diese beiden Energien können genauso auch zum internen Experiment geleitet werden. Mit einer Reduktion des Energiehubs pro Kryomodul auf bis zu 16,5 MeV wird bei drei Umläufen der Energiebereich zwischen 104 MeV und 155 MeV für das externe Experiment abgedeckt. Zur Abdeckung der niedrigeren Energiebereiche muss der Energiehub pro Kryomodul auf bis zu 12,5 MeV reduziert werden. Dies führt bei zwei Umläufen zu einem Energiebereich zwischen 55 MeV und 105 MeV und bei einem Umlauf zu einem Energiebereich zwischen 30 MeV und 55 MeV. Diese Energiebereiche gelten sowohl für das externe als auch für das interne Experiment. Allerdings muss, um die Energien zwischen 55 MeV und 105 MeV in die Extraktion des externen Experiments leiten zu können, der zweite Rezirkulationsbogen (MARC 2) übersprungen und der Strahl direkt in die vierte Rezirkulation (MARC 4) geleitet werden. Eine weitere Reduzierung der Strahlenergie ist nicht mehr im energierückgewinnenden Modus möglich, da die Injektions- und Extraktionsschikane bei einer Injektionsenergie von 5 MeV eine minimale Energie des durchzuleitenden Strahls von 30 MeV aufweisen. Um Energien unter 30 MeV zu erreichen, muss die Extraktionsschikane deaktiviert sein und der Strahl muss nach dem jeweiligen Experiment ‚gedumpt‘ werden. Da das HF-System für P2 ausgelegt ist (22,5 kW), sollten die Verstärker und Koppler in der Lage sein, in diesem Betriebsmodus den Strahlstrom von 1 mA nahezu zu erreichen.

Die Tabelle 11.1 zeigt die Übergangsennergien sowie den dafür benötigten Energiehub pro Kryomodul und die benötigte Anzahl an Umläufen zwischen den einzelnen Energiebereichen auf.

Tabelle 11.1: Abdeckbarer Energiebereich MESA

Betriebsmodus	Energie	Anzahl Umläufe	Energiehub pro Kryomodul
P2	104 – 155 MeV	3	16,5 – 25 MeV
P2 & MAGIX	55 – 105 MeV	2	12,5 – 25 MeV
P2 & MAGIX	30 – 55 MeV	1	12,5 – 25 MeV
P2 & MAGIX ¹	<30 MeV	1	<12,5 MeV

11.3 Synchrotronstrahlung in MESA

Entsprechend dem Kapitel 10.2.6.1 wurden die Synchrotronstrahlungsverluste sowie der Energieabstand zwischen dem Primärstrahl und dem Sekundärstrahl in den Rezirkulationen für MESA im ER-Betrieb berechnet und in Tabelle 11.2 aufgelistet. Für den EB-Betrieb ist dies nicht notwendig, da in diesem Modus keine Strahlen unterschiedlicher Energie durch die Rezirkulationen geleitet werden.

Tabelle 11.2: Synchrotronstrahlungsverluste in den einzelnen Umläufen im ER-Modus sowie die Energiedifferenz zwischen Primärstrahl zu Sekundärstrahl in den Rezirkulationen

Umlauf	Energie	Synchrotronstrahlungsverluste	Differenz Primärstrahl zu Sekundärstrahl
Rezirkulation 1	30 MeV	0,1 eV	24,4 eV
Rezirkulation 2	55 MeV	1,6 eV	22,7 eV
Rezirkulation 3	80 MeV	4,7 eV	16,4 eV
MAGIX-Strahlführung	105 MeV	11,8 eV	

Wie man sieht, ist die Energiedifferenz zwischen Primär- und Sekundärstrahl wesentlich kleiner als die Energiebreite der in MESA verwendeten Elektronenstrahlen (siehe Tab. 12.2) und liegt eher in der Größenordnung der Energiebreite der Elektronenkanone STEAM (siehe Tab. 12.1). Dies ist kompatibel mit der Akzeptanz der Rezirkulationen und eine Kompensation der Synchrotronstrahlungsverluste ist für MESA nicht notwendig.

¹ Dieser Energiebereich ist bei MAGIX nur im ‚Fixed Target‘-Modus (d. h. auf einen Strahlfänger) möglich, da die kleinstmögliche Energie durch die Injektionsschikane auf ca. 30 MeV begrenzt ist.

In Tabelle 11.3 wird die durch die kohärente Synchrotronstrahlung hervorgerufene Vergrößerung der Energiebreite in den einzelnen Rezirkulationen aufgelistet. Zur Berechnung wurde Gleichung 10.36 herangezogen sowie die Annahme getroffen, dass die Bunchlänge konstant, der Bunch gaußförmig und die Vergrößerung der Energiebreite in den einzelnen Dipolen unkorreliert ist.

Tabelle 11.3: Durch CSR hervorgerufene Energieverbreiterung für verschiedene Strahlströme in den einzelnen Umläufen (Strahlparameter aus Tabelle 12.2)

Bereich	zusätzliche Energiebreite		
	150 μ A P2	1 mA MAGIX	10 mA MAGIX
CSR Injektionsbogen ²	8,0 eV	46,9 eV	423 eV
CSR Rezirkulation 1	15,0 eV	87,8 eV	791 eV
CSR Rezirkulation 2	15,5 eV	90,8 eV	818 eV
CSR Rezirkulation 3	12,3 eV	72,0 eV	649 eV
CSR Rezirkulation 4	12,2 eV		
CSR Rezirkulation 5	10,9 eV		
CSR MAGIX-Strahlführung ³		49,9 eV	561 eV
CSR P2-Strahlführung	16,0 eV		
CSR gesamt	34,7 eV	160,7 eV	1448 eV
gesamte Energiebreite	607,0 eV	3004,3 eV	4727 eV
prozentuale Vergrößerung	0,16 %	0,14 %	5,0 %

Da die oben genannten Annahmen nicht zwangsläufig gelten und gerade die Bunchlänge von der Strahloptik abhängt, gibt diese Tabelle nur eine erste Abschätzung für den CSR-Effekt auf den Elektronenstrahl. Allerdings sollten bis 1 mA durch den sehr geringen Einfluss der CSR-Effekte auch ungünstigere Bedingungen kaum Einfluss auf die Strahlqualität haben. Nur bei sehr kurzen Bunchen sowie für den 10 mA-Strahl empfiehlt es sich, ein ‚Teilchentracking‘ mit einem Programm, welches CSR-Effekte berücksichtigt (wie z. B. OPAL), zu machen. Dadurch werden dann auch die transversalen Einflüsse der kohärenten Synchrotronstrahlung berücksichtigt.

² Abweichungen gegenüber [Heidrich 2018, S. 24] beruhen auf neuen Parametern des Injektorlinacs.

³ Nur bis zum Experiment.

12 Komponenten der MESA-Strahlführung

In diesem Kapitel werden die einzelnen Komponenten der Strahlführung für MESA vorgestellt und deren Eigenschaften beschrieben.

12.1 Injektor

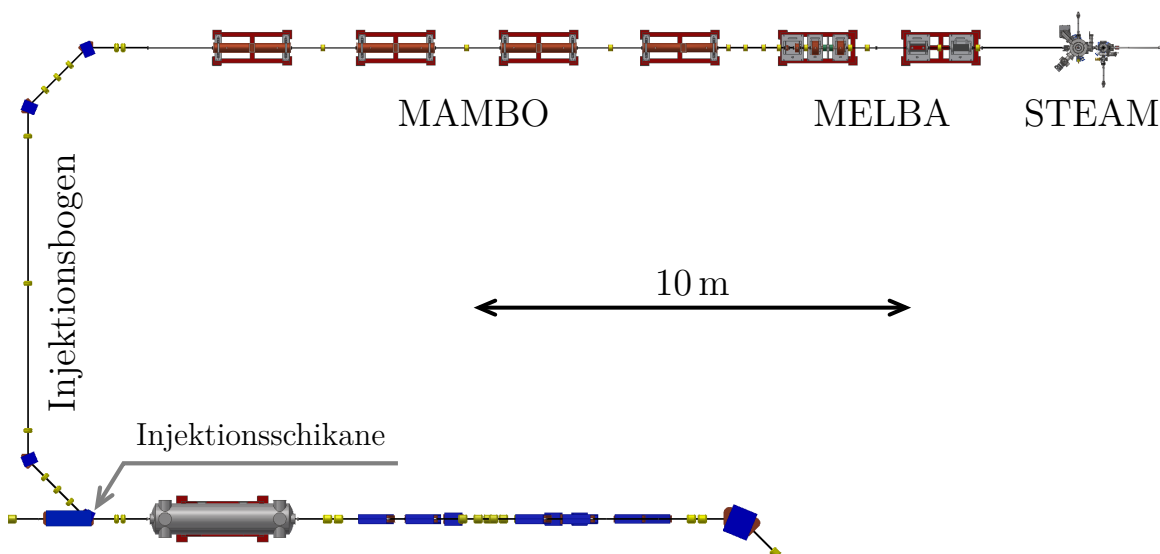


Abbildung 12.1: Injektor inklusive Injektionsbogen, Injektionschikane und des ersten Kryomoduls

Der Injektor von MESA setzt sich aus vier wesentlichen Teilen zusammen. Zur Erzeugung des Teilchenstrahls dient die Elektronenkanone STEAM, in der ein polarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von 100 keV erzeugt wird. Dieser Elektronenstrahl wird in der Strahlpräparation (MELBA¹) für die Hochfrequenzbeschleunigung vorbereitet. Zusätzlich kann hier die Spin-Polarisationsrichtung angepasst werden. Im Injektor-Linac MAMBO wird dann der Elektronenstrahl in vier normalleitenden Sektionen auf eine Energie von 5 MeV beschleunigt. Der Übergang des Injektors in den Hauptbeschleuniger ist die Injektionsstrahlführung, in der die Anpassung des Teilchenstrahls auf die Strahl-optik des Beschleunigers stattfindet, bevor der Strahl in den Beschleuniger eingeleitet wird.

¹ MEsa Low-energy Beam Apparatus

12.1.1 Elektronenkanone – STEAM²

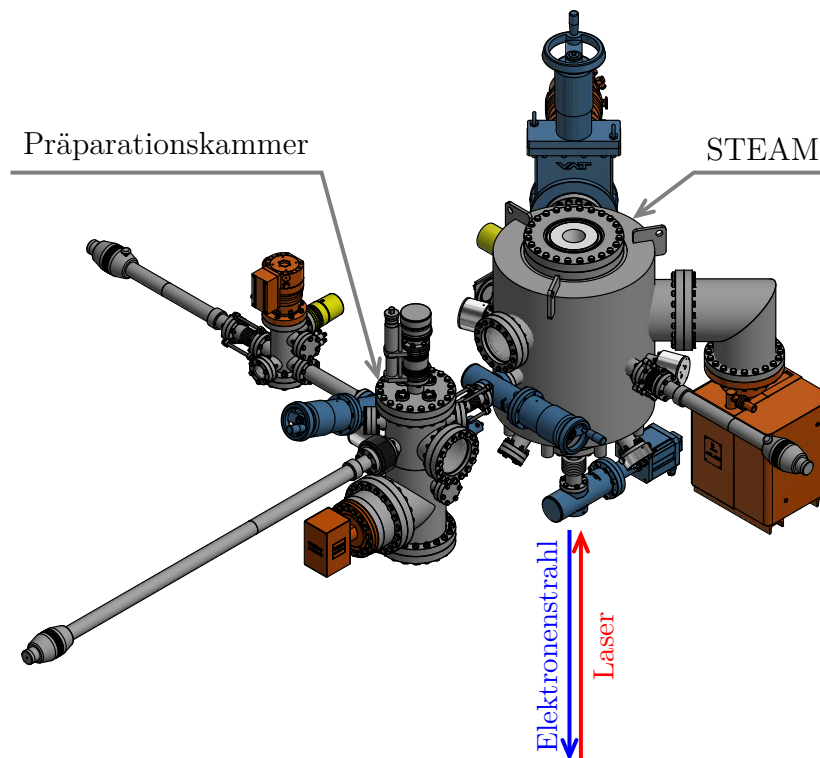


Abbildung 12.2: STEAM mit Präparationskammer. Zur Verfügung gestellt von S. Friederich ([Friederich 2019])

Der Elektronenstrahl für MESA wird durch die Elektronenkanone STEAM erzeugt (siehe Abb. 12.2 und [Friederich 2019]). In STEAM wird der polarisierte Elektronenstrahl durch einen von unten kommenden Laserstrahl erzeugt, der auf eine GaAs-Photokathode geleitet wird. Zur Verlängerung der Lebensdauer der Photokathode ist dieser Laser mit der Hochfrequenz des Beschleunigers von 1,3 GHz gepulst. Für einen unpolarisierten Hochstromstrahl wurden K_2CsSb -Kathoden von V. Bechthold für ihren Einsatz an MESA untersucht (siehe [Bechthold 2019]). Diese bieten durch ihre höhere Lebensdauer gravierende Vorteile für Hochstromanwendungen gegenüber GaAs-Photokathoden, können aber nur unpolarisierte Elektronenensembles erzeugen. Der Elektronenstrahl wird von einer 100 kV-Hochspannung nach unten beschleunigt und in den Injektor geleitet. Auch wenn STEAM für Beschleunigungsspannungen bis 200 kV entworfen wurde, wird die Spannung für MESA auf 100 kV begrenzt, da die Strahlpräparation im Injektor nach Vorbild von MAMI gebaut wurde und auf eine Strahlenergie von 100 keV ausgelegt ist.

² Small Thermalized Electron Source At Mainz

Die Tabelle 12.1 zeigt die Strahlparameter von STEAM für die verschiedenen Betriebsmodi von MESA.

Tabelle 12.1: Parameter von STEAM an MESA (Daten aus [Friederich 2019] und [Heine et al. 2016])

	EB	ER	ER MESA 2
Strahlenergie	100 keV	100 keV	100 keV
Strahlpolarisation	>0,85	unpolarisiert	unpolarisiert
Strahlstrom	150 μ A	1 mA	10 mA
Bunchladung	0,115 pC	0,77 pC	7,7 pC
Bunchlänge	23,4°	23,5°	24°
Energiebreite	0,03 keV	0,2 keV	1,6 keV
Relative Energiebreite	$<1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Normierte transversale Strahlemittanz	<0,15 mm mrad	<0,15 mm mrad	<0,25 mm mrad

Die Elektronenkanone STEAM wurde von S. Friederich geplant und gebaut (siehe [Friederich 2019]).

12.1.2 Strahlpräparation – MELBA

Zur Vorbereitung des Elektronenstrahls für die Hochfrequenzbeschleunigung dient die MELBA (siehe [Matejcek et al. 2019], [Matejcek 2020] und Abb. 12.3). Der Teilchenstrahl aus STEAM wird durch einen Alphamagneten um 270° abgelenkt und aus der Vertikalen in die Horizontale gebracht. Der polarisierte Elektronenstrahl aus STEAM weist eine longitudinale Polarisation auf. Durch zwei um 90° gegeneinander gedrehte Wienfilter³ (siehe [Tioukine und Aulenbacher 2006]) und ein Solenoid zwischen beiden Wienfiltern kann diese longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls in eine frei gewählte Polarisationsrichtung geändert werden.

Der Strahl aus STEAM ist zwar gepulst, zur Verbesserung der Strahlqualität werden aber die Ausläufer am Anfang und am Ende der Bunche im ‚Chopper‘-System (siehe [Braun et al. 1988] und [Bechthold 2013]) abgeschnitten. Im ‚Chopper‘-System wird durch eine normalleitende Kavität der Teilchenstrahl kreisförmig auf eine Blende abgelenkt. In dieser Blende befindet sich ein Schlitz und die Ablenkung des Strahls ist mit den Laserpulsen synchronisiert, so dass der mittlere Teil der Elektronenbunche

³ Ein Wienfilter ist eine Überlagerung eines elektrischen und eines magnetischen Feldes, so dass die Ablenkung des Strahls für eine bestimmte Energie kompensiert wird. Da das Magnetfeld Einfluss auf die Polarisation des Elektronenstrahls hat, kann die Spin-Polarisationsrichtung gedreht werden.

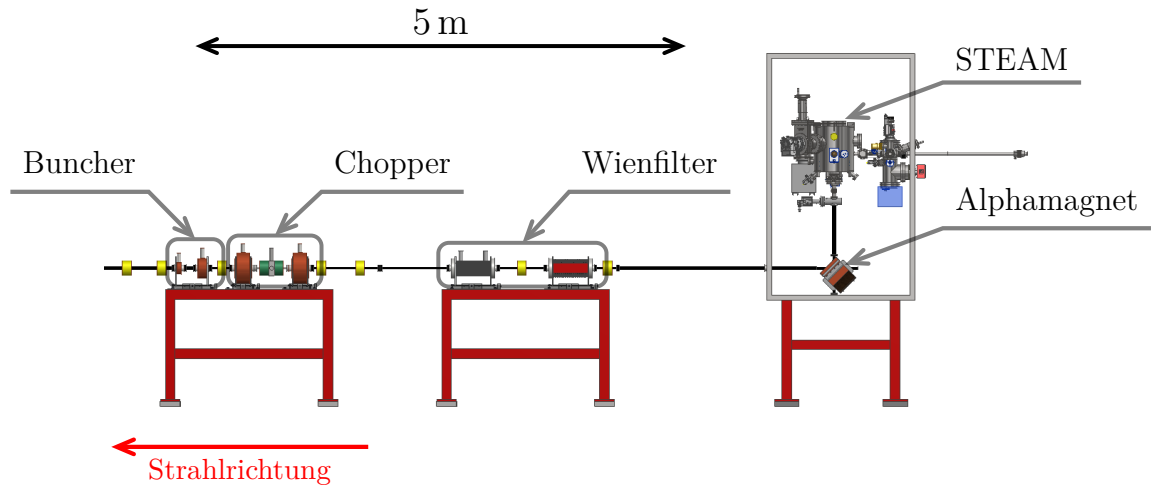


Abbildung 12.3: Schematische vereinfachte Darstellung der MELBA

durch den Schlitz gelangt und Anfang und Ende der Bunche abgeschnitten werden. Die Blende befindet sich in der Mitte eines Solenoidfeldes, dessen Fokussierung so gewählt ist, dass der Elektronenstrahl in eine weitere Kavität fokussiert wird. In dieser Kavität wird die kreisförmige Ablenkung des Elektronenstrahls kompensiert und der Strahl liegt wieder auf der Strahlachse des Injektors.

Die letzte Station der Strahlpräparation ist das ‚Buncher‘-System (siehe [Heil 2015]). In diesem System wird mit zwei Kavitäten eine longitudinale Kompression der Elektronenbunche von ca. 120° auf ca. 2° der Wellenlänge der Beschleunigungsfrequenz erreicht. Die erste Kavität hat eine Frequenz von 1,3 GHz und die zweite nutzt zur Linearisierung der Kompression die erste Harmonische von 2,6 GHz. Die longitudinale Fokussierung des ‚Buncher‘-Systems ist so abgestimmt, dass ein longitudinaler Fokus der Bunche im Eingang der ersten Sektion des Injektor-Linacs liegt. Hierbei wird die Einstellung so gewählt, dass die Bunche eine Energiemodulation passend zur Beschleunigungsspannung haben, wodurch die Energiebreite der Bunche reduziert wird. Im Injektor-Linac nähert sich die Geschwindigkeit der Elektronen der Lichtgeschwindigkeit an ($\beta \approx 1$), wodurch die Energiemodulation nicht zu einem longitudinalen Auseinanderlaufen führt.

Das Durchlaufen des Elektronenstrahls durch die MELBA führt bei höheren Strahlströmen zu einem Emittanzwachstum gegenüber den Angaben in Tabelle 12.1. Dieses Emittanzwachstum wird von C. Matejcek untersucht, damit die vom MAGIX-Experiment geforderte normierte Emittanz von 1,5 mm mrad nicht überschritten wird (siehe [Matejcek et al. 2019]).

12.1.3 Injektor-Linac – MAMBO⁴

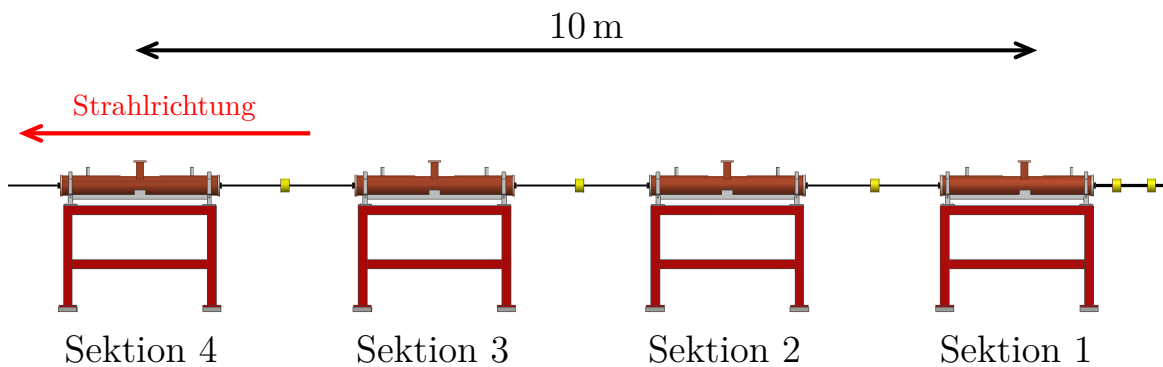


Abbildung 12.4: Injektor-Linac MAMBO (3D-Modell von R. Heine)

Der Injektor-Linac MAMBO ist ein normalleitender Elektronenbeschleuniger (siehe Abb. 12.4 und [Heine et al. 2016]). Er besteht aus vier Sektionen, die nach dem Vorbild der Beschleunigungsstrukturen von MAMI als biperiodische $\frac{\pi}{2}$ -Strukturiert entlang der Sektion, um dem steigenden β des Elektronenstrahls Rechnung zu tragen. Die Länge der Zellen in der ersten Sektion von MAMBO variiert entlang der Sektion, um dem steigenden β des Elektronenstrahls Rechnung zu tragen. Die Länge der Zellen in der zweiten Sektion ist auf ein festes $\beta < 1$ eingestellt und die Zellen in der dritten und vierten Sektion haben ein festes $\beta = 1$. Der Elektronenstrahl wird auf eine Energie von 5 MeV am Ende des Injektors beschleunigt. Der Injektor ist in der Lage, Strahlströme bis 10 mA zu liefern.

Die Tabelle 12.2 zeigt die Strahlparameter von MAMBO für die verschiedenen Betriebsmodi von MESA.

Tabelle 12.2: Parameter von MAMBO (Daten von R. Heine [Heine 2020] sowie aus [Hug und Heine 2017])

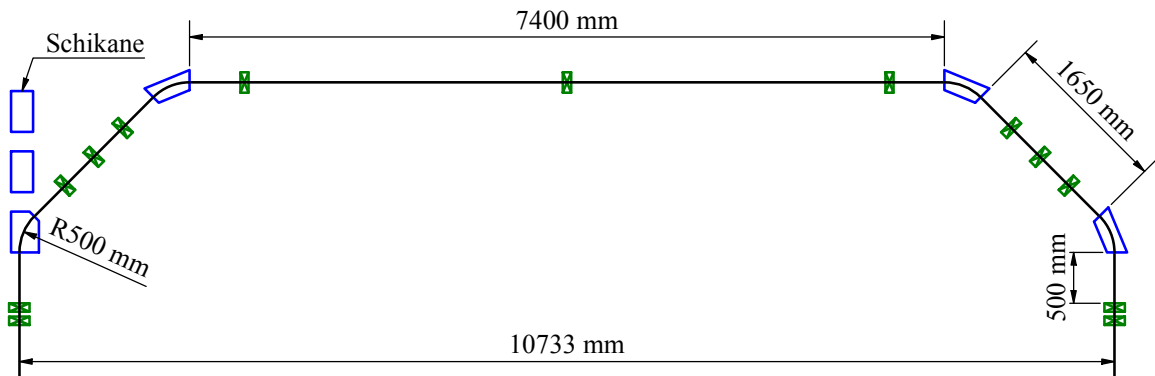
	EB	ER	ER MESA 2
Strahlenergie	5 MeV	5 MeV	5 MeV
Strahlpolarisation	>0,85	unpolarisiert	unpolarisiert
Strahlstrom	150 μ A	1 mA	10 mA
Bunchladung	0,115 pC	0,77 pC	7,7 pC
Bunchlänge	0,78°	0,86°	0,93°
Energiebreite	0,606 keV	3 keV	4,5 keV
Relative Energiebreite	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$

⁴ Milliampere Booster

Hierbei wurde MAMBO für den ER-Betrieb, entsprechend den Berechnungen in [Hug und Heine 2017], auf kurze Bunchlängen optimiert.

Der Injektor MAMBO wird von R. Heine geplant und gebaut (siehe [Heine et al. 2016]).

12.1.4 Injektionsstrahlführung – MARC⁵ 0



schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole

Abbildung 12.5: Injektionsbogen MARC 0.

Die Injektionsstrahlführung besteht aus dem Injektionsbogen MARC 0 und einer 1,5 m langen ‚Matching‘-Strecke. Der Injektionsbogen lenkt den 5 MeV-Elektronenstrahl vom Injektor-Linac MAMBO auf die Linac-Achse und somit zum ersten Kryomodul. Gegenüber der Ausführung der Injektionsstrahlführung als ‚Triple Bend‘-Achromat, wie beschrieben in [Simon 2014, Kap. 6.4], wurde der Bogen ähnlich den Umlenkbögen in Kapitel 12.2.2 konzipiert, um eine größere strahloptische Flexibilität zu erreichen. Dies ist notwendig, da der Bogen jetzt bis in den Linac-Tunnel reichen muss und ein größerer einstellbarer Bereich der longitudinalen Dispersion (R_{56}) für diesen Bogen gewünscht ist. Der zusätzliche zentrale Quadrupol gegenüber den Umlenkbögen dient einer erweiterten Einstellbarkeit der Strahloptik, um das ‚Matching‘ des Injektors auf den Beschleuniger bei Bedarf zu unterstützen. Hierbei besteht der Injektionsbogen aus vier um 45° ablenkenden Dipolen, wobei der letzte Dipol gleichzeitig ein Dipol der Injektionsschikane ist (siehe Kapitel 12.1.5).

Ausgehend von diesen Vorgaben hat Steffen Heidrich (siehe [Heidrich 2018, Kap. 4.1]) die Dipole konstruiert.

⁵ MESA arc

12.1.5 Injektions-/Extraktionsschikane

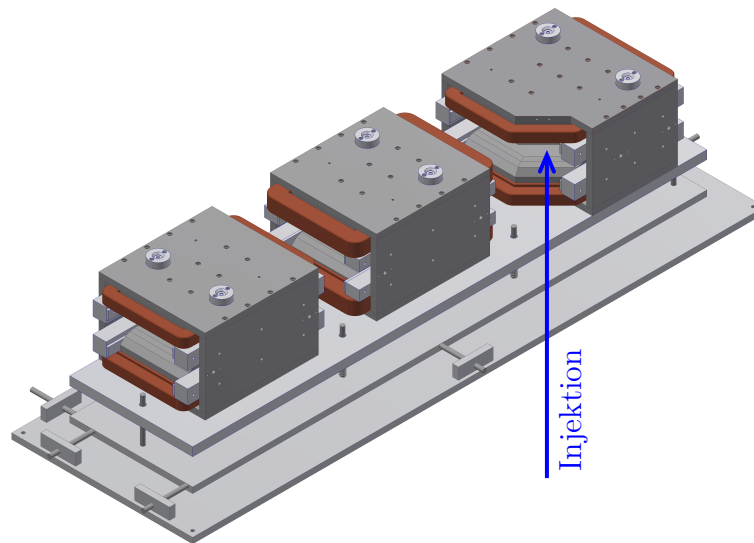


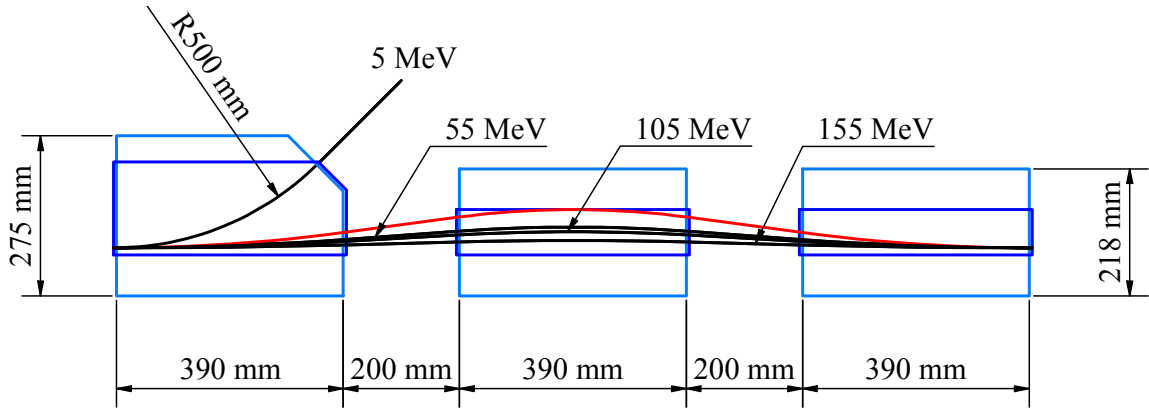
Abbildung 12.6: Injektions-/Extraktionsschikane⁶

Zur Injektion des 5 MeV-Strahls in den Beschleuniger muss der Strahl auf die gleiche Trajektorie wie die Strahlen höherer Energie gelegt werden. Hierfür wird der 5 MeV-Strahl durch einen Dipol („Merger“-Dipol) auf die erste Linac-Achse des Hauptbeschleunigers gelenkt. Da auch die Strahlen höherer Energie durch diesen Dipol abgelenkt werden, müssen diese durch weitere Dipole auf eine Bahn gebracht werden, so dass sie mit der Ablenkung durch den ersten Dipol gerade wieder auf der Linac-Achse liegen. Dies kann durch eine Schikane bewerkstelligt werden. Bei der Extraktion funktioniert dies genauso, nur wird hier der 5 MeV-Strahl von der Linac-Achse ausgelenkt.

Ausgehend von meinem Konzept für die Injektions-/Extraktionsschikane (siehe [Simon 2014, Kap. 6.3]) hat Steffen Heidrich (siehe [Heidrich 2018, Kap. 4.1.1]) das Design angepasst sowie die benötigten Dipole konstruiert. Die größte konzeptuelle Änderung besteht aus dem Ablenkwinkel für den 5 MeV-Strahl. Dieser wird nun um 45° anstelle von 60° abgelenkt. Dies wurde notwendig, um der Änderung des Injektionsbogens Rechnung zu tragen.

Die Schikane besteht wie in [Simon 2014, Kap. 6.3] beschrieben aus Rechteckmagneten mit parallelen Stirnseiten. Bei diesem Design ist es möglich, eine dispersionsfreie Schikane mit drei Dipolen aufzubauen. Hierbei muss die Schikane symmetrisch sein und der mittlere Dipol muss gerade den doppelten Ablenkwinkel der beiden äußeren Dipole haben. Zur einfacheren Konstruktion wurde der mittlere Dipol identisch dem hinteren Dipol ausgeführt. Dies führt dazu, dass der mittlere Dipol gerade die doppelte magnetische Flussdichte gegenüber den äußeren Dipolen hat.

⁶ 3D-Modell von S. Heidrich



schwarz: Strahlbahnen; hellblau: Polschuhe;
blau: nutzbares Magnetfeld⁷; rot: 30 MeV-Strahl

Abbildung 12.7: Skizze Injektions-/Extraktionsschikane

Der ‚Merger‘-Dipol ist so konstruiert, dass der injizierte 5 MeV-Strahl beim Durchgang durch den ‚Merger‘-Dipol das gleiche magnetische Feld sieht wie durch die Dipole des Injektionsbogens. Gleichzeitig wirkt der ‚Merger‘-Dipol auf die Strahlen höherer Energie genau so wie der hintere Dipol der Schikane. Dies führt dazu, dass Strahlen höherer Energie die Schikane achromatisch durchlaufen können und der Strahl vom Injektor einen symmetrischen Injektionsbogen durchlaufen kann.

Die Tabelle 12.3 listet die Ablenk radien und Ablenk winkel der einzelnen Elektronenstrahlen verschiedener Energien durch die Injektions- und Extraktionsschikane auf.

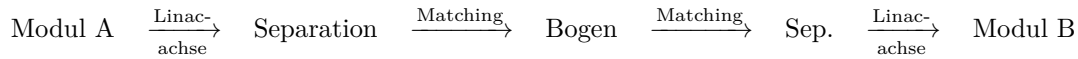
Tabelle 12.3: Ablenk radien und Ablenk winkel der verschiedenen Elektronenstrahlen in der Injektions- und der Extraktionsschikane

Energie	äußere Dipole		innerer Dipol		Weglänge
	Radius	Winkel	Radius	Winkel	
5 MeV	500 mm	45,00°			
30 MeV	3000 mm	7,67°	1500 mm	15,34°	1587,32 mm
55 MeV	5500 mm	4,17°	2750 mm	8,34°	1582,37 mm
71 MeV	7100 mm	3,23°	3550 mm	6,46°	1581,54 mm
105 MeV	10500 mm	2,18°	5250 mm	4,36°	1580,87 mm
155 MeV	15500 mm	1,48°	7750 mm	2,96°	1580,56 mm

⁷ Der nutzbare Magnetfeldbereich entspricht nicht den Abschätzungen wie in [Simon 2014, Kap. 4.1] verwendet. Dies ist hauptsächlich auf die Ausführung der Polschuhkante als Rogowski-Profil zurückzuführen. Außerdem wurden Magnetfeldsimulationen für den Verlauf des 5 MeV- und des 30 MeV-Strahls berücksichtigt (siehe [Heidrich 2018, Kap. 4.1.1]).

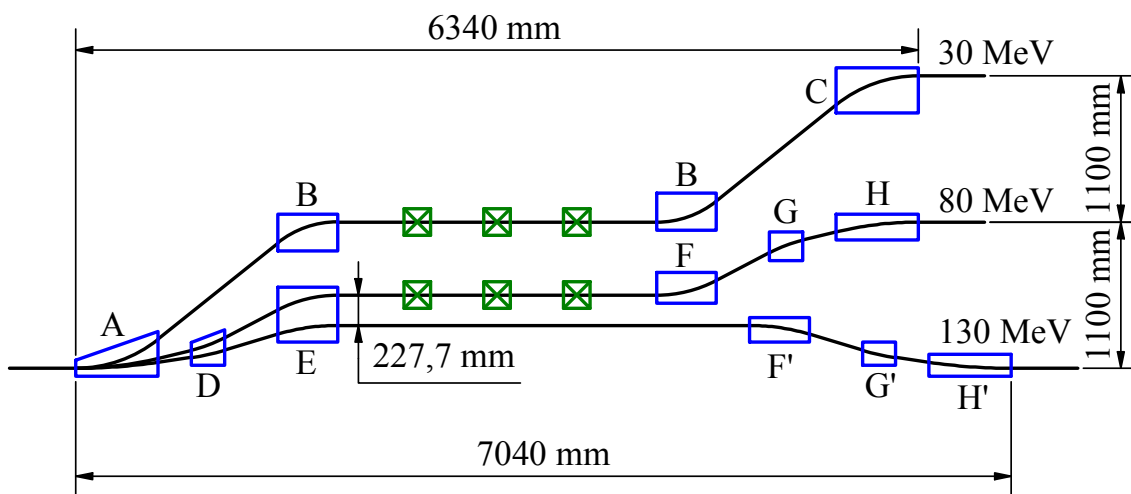
12.2 Rezirkulationen

Die Rezirkulationen leiten den Strahl von Kryomodul zu Kryomodul und bestehen im Falle von MESA aus einer Strahlseparation, einem Umlenkbogen (MARC) und einem ‚Merger‘. Da ‚Merger‘ und Separation einen identischen Aufbau besitzen, wird in dieser Arbeit nur von Strahlseparationen gesprochen.



Der Strahl wird von einem Kryomodul durch ein Stück Linacstrahlführung zur Strahlseparation geleitet. In der Strahlseparation werden die Strahlen entsprechend ihren Energien aufgefächert und den verschiedenen Umlenkbögen zugeführt. Zwischen Strahlseparation und den einzelnen Umlenkbögen befinden sich Quadrupole zum ‚Matching‘ des Strahls auf den Umlenkbögen. Vom Umlenkbogen wird der Strahl um 180° umgelenkt und dem ‚Merger‘ zugeführt. Im ‚Merger‘ werden die verschiedenen Strahlenergien wieder zusammengeführt und auf die Linacachse des anderen Kryomoduls gelegt.

12.2.1 Vertikale Strahlseparation



schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole

Abbildung 12.8: Vertikale Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen

Die vertikale Strahlseparation dient zum Aufspalten und Zusammenführen der verschiedenen Strahlenergien. Da MESA einen doppelseitigen Aufbau besitzt, werden insgesamt vier dieser Strahlseparationen benötigt. Der Aufbau der Strahlseparation stellt eine Weiterentwicklung der Strahlseparation in [Simon 2014, Kap. 6.5] dar. Durch

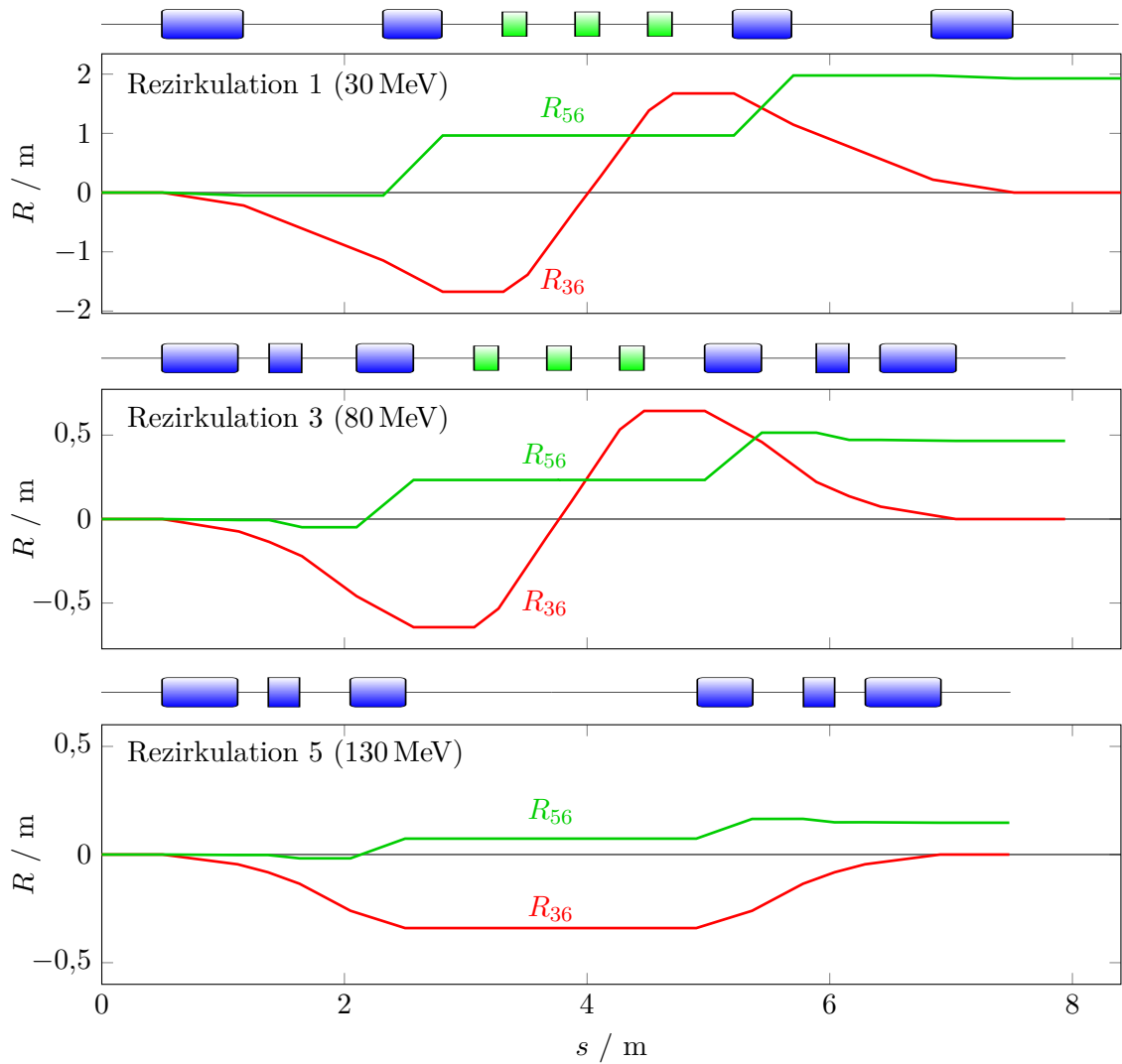
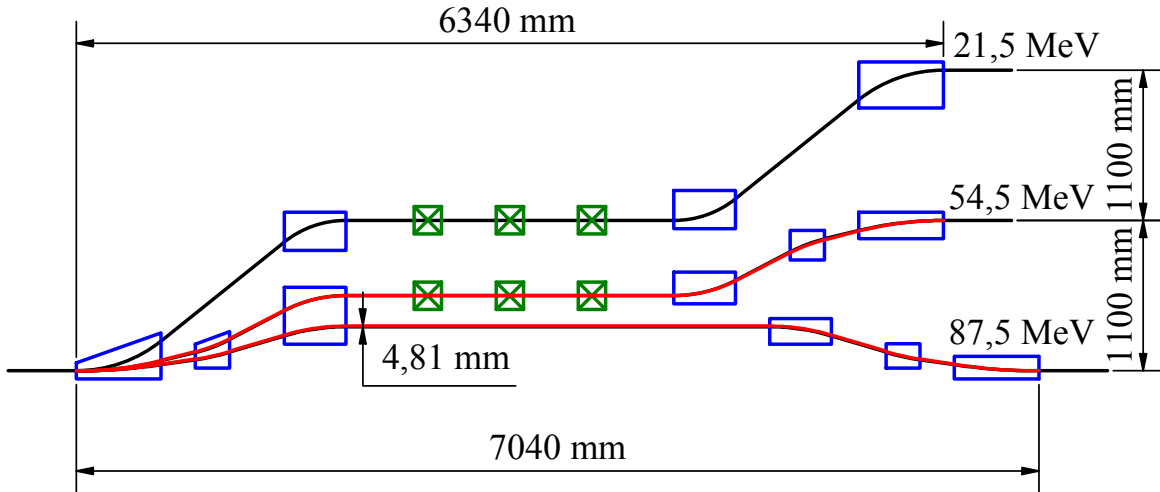


Abbildung 12.9: Dispersionen in der Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen

einen zusätzlichen Dipol zur Auffächerung der höheren Energien konnte der Abstand zwischen den Strahlführungen in der Strahlseparation vergrößert sowie der in Kapitel 11.2 aufgezeigte Energiebereich abgedeckt werden. Zusätzlich wurden alle Polschuhkanten zueinander parallel gesetzt. Dies führt im inneren Bereich der Strahlseparation direkt nach den Dipolen und vor den Quadrupolen zu einem axial ortsdispersiven Strahl ohne Winkeldispersion ($R_{16} = 0$, $R_{26} = 0$, $R_{36} \neq 0$ und $R_{46} = 0$), ähnlich einer halben Schikane (siehe Abb. 12.9).

Die Abbildung 12.8 zeigt die vertikale Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen. Im Dipol A werden die Strahlen entsprechend ihrer Energie aufgefächert. Der Strahl mit der niedrigsten Energie (hier 30 MeV) wird dem Dipol B zugeführt, der den Strahl wieder in eine horizontale Ebene legt. Durch drei Quadrupole wird dann die



schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole;
rot: Strahlbahn bei niedrigerem Energiehub pro Modul

Abbildung 12.10: Vertikale Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen mit abweichender Sollbahn bei reduziertem Energiehub pro Modul

Dispersion umgekehrt, so dass durch den symmetrischen Aufbau der Strahlseparation am Ausgang der Strahl dispersionsfrei ist. Der Dipol C muss die gleiche Länge wie der Dipol A haben, um die Symmetrie zu gewährleisten. Die beiden äußeren Quadrupole drehen die Dispersion, indem sie R_{36} auf den mittleren Quadrupol fokussieren (axiale Fokussierung, siehe Abb. 12.9). Der mittlere Quadrupol dient hierbei dazu, die benötigte radiale Fokussierung der Strahlseparation bereitzustellen. Hierbei vereinfacht die fehlende Winkeldispersion nach den Dipolen den Designprozess der Strahlseparation, da durch die fehlende Winkeldispersion die benötigte Fokussierstärke nur von der Strahlenergie und dem Abstand zwischen den Quadrupolen abhängt und nicht von der Position der Quadrupole. Dies führt dazu, dass der Abstand zwischen den Quadrupolen als Parameter zur Einstellung der axialen Fokussierstärke für die Strahlseparation im Designprozess genutzt werden kann, was die iterative Annäherung der Strahloptiken für die verschiedenen Energien vereinfacht.

Der Strahl mit der nächsthöheren Energie (hier 80 MeV) durchläuft nach dem Dipol A die Dipole D und E. Durch eine geeignete Wahl der Ablenkwinkel der Dipole D und E wird der Strahl auf die Achse der Quadrupole gelegt. Um den geforderten Energiebereich abdecken zu können, müssen Strahlen niedrigerer Energie (hier 30 bis 80 MeV) durch diese Strahlführung geleitet werden (vgl. Kapitel 11.2). Hierfür müssen die Ablenkwinkel der Dipole D und E angepasst werden (siehe Abbildung 12.10). Dies führt zu einer Änderung in der Weglänge durch die Strahlseparation, die im weiteren Beschleunigerdesign berücksichtigt werden muss (siehe Kapitel 12.2.2.1). Durch die Wahl der parallelen Polschuhkanten ist auch beim Durchlaufen von drei Dipolen nach Erreichen der horizontalen Ebene der Strahl wieder axial winkeldispersionsfrei (siehe Abb. 12.9). Die Dispersionskompensation erfolgt dann wie in der 30 MeV-Strahlführung.

Der Strahl mit der höchsten Energie durchläuft auch die Dipole A, D und E. Durch die parallelen Polschuhkanten führt die höhere Energie dieses Strahls zu einem Parallelversatz gegenüber dem Strahl mit der nächstniedrigeren Energie. Zur Dispersionskompensation werden hier aber keine Quadrupole verwendet, sondern die halbe Schikane durch die Dipole F', G' und H' zu einer kompletten Schikane erweitert (siehe Abb. 12.9). Hierdurch können die Quadrupole eingespart und der vertikale Abstand zwischen den beiden Umlenkbögen höherer Energie vergrößert werden. Wie man in Abbildung 12.10 sieht, führt die Reduzierung des Energiehubs im Kryomodul zur Abdeckung des geforderten Energiebereichs (hier 87,5 bis 130 MeV) nur zu einer kleinen Änderung der Sollbahn in der Strahlseparation. Allerdings muss auch hier die geänderte Weglänge im weiteren Beschleunigerdesign berücksichtigt werden.

Die Dipole F', G' und H' sind strahloptisch gesehen identisch (gleicher magnetischer Fluss und Polschuhlänge) mit den Dipolen F, G und H. Allerdings kann die Polschuhfläche unterschiedlich sein und dementsprechend können diese Dipole unterschiedlich ausgeführt werden. Zur Vereinfachung in der Produktion können diese Dipole aber auch identisch aufgebaut werden, wenn der Platz dies zulässt. Dies gilt ebenso für die Dipole A und C. Die Tabelle 12.4 listet die Ablenkradien und Ablenkwinkel der einzelnen Dipole in der Strahlseparation auf.

Tabelle 12.4: Ablenkradien und Ablenkwinkel der vertikalen Strahlseparation für ungerade Rezirkulationen für die verschiedenen Strahlenergien

Dipol	Energie	Radius	Winkel	magn. Flussdichte
A, C	30 MeV	989,7 mm	38,79°	0,101 mT
B	30 MeV	718,3 mm	38,79°	0,139 mT
A, H	80 MeV	2639,2 mm	13,59°	0,101 mT
D, G	80 MeV	1084,6 mm	14,15°	0,246 mT
E, F	80 MeV	966,9 mm	27,74°	0,276 mT
A, H'	130 MeV	4288,8 mm	8,31°	0,101 mT
D, G'	130 MeV	1762,4 mm	8,33°	0,246 mT
E, F'	130 MeV	1571,1 mm	16,64°	0,276 mT

Die Strahlseparation für die geraden Rezirkulationen funktioniert äquivalent der Strahlseparation für ungerade Rezirkulationen. Hier mussten die Abstände und Ablenkwinkel auf die abweichenden Energieverhältnisse eingestellt und iterativ optimiert werden. Der größte Unterschied ist, dass die Strahlführung für die höchste Energie nicht im ‚Merger‘-Teil der Strahlseparation vorhanden ist, da der Strahl dieser Energie dem P2-Experiment zugeführt wird. Eine Skizze der Strahlseparation für die geraden Rezirkulationen sowie eine Tabelle mit den Dipoldaten befindet sich im Anhang (siehe Abb. C.1 und Tab. C.1).

12.2.2 Umlenkbogen – MARC 1–5

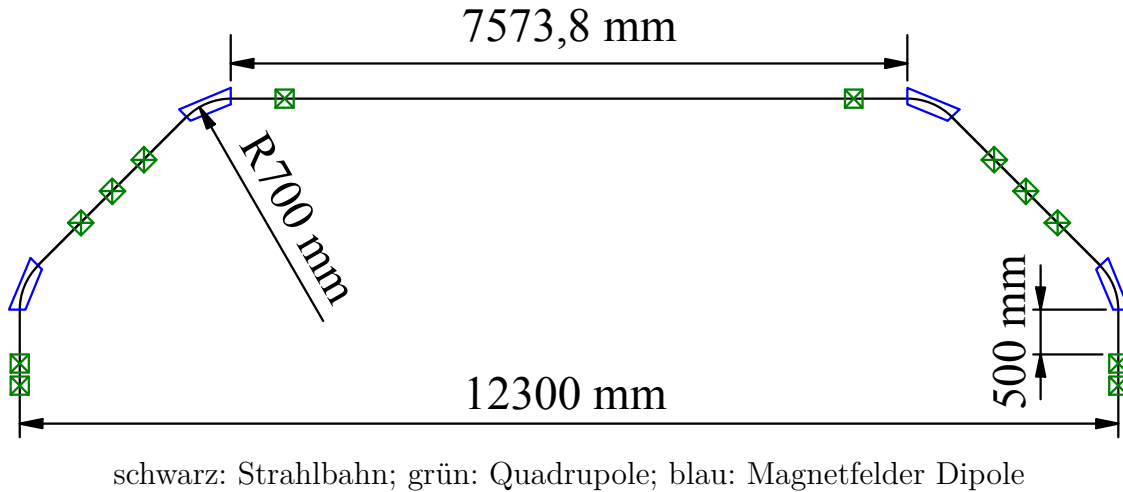


Abbildung 12.11: Rückführungsbogen

Die Umlenkbögen (MARC 1–5) von MESA sind Abwandlungen derjenigen Umlenkbögen, die ich in meiner Diplomarbeit für MESA entworfen habe (siehe [Simon 2014, Kap. 6.6]). Diese basieren auf einem Vorschlag für die Umlenkbögen für die LHeC ERL test facility (Vorläufer von PERLE⁸, siehe [Valloni et al. 2013]). Ähnlich dem Injektionsbogen in Kapitel 12.1.4 muss allerdings für das neue MESA-Design die Breite der Umlenkbögen vergrößert werden. Hierfür wird einfach der mittlere Quadrupol im Bogen in zwei Quadrupole aufgeteilt und eine Drift zwischen beiden eingefügt. Durch die geforderte strahloptische Symmetrie der Bögen (siehe Kapitel 10.2.3) kann in dem mittleren Bereich des Umlenk Bogens keine radiale Winkeldispersion (R_{26}), sondern nur eine radiale Ortsdispersion (R_{16} , siehe Abb. 12.12) sein. Über die Größe dieser radialen Ortsdispersion kann in diesem Umlenkbogen die longitudinale Dispersion (R_{56}) eingestellt werden.

Am Anfang und am Ende des Bogens befinden sich jeweils zwei Quadrupole zum ‚Matching‘ des Umlenk Bogens. Für die notwendige Symmetrie sind alle Quadrupole immer in Paaren symmetrisch um den Mittelpunkt ausgeführt. Der Arbeitspunkt des Umlenk Bogens wurde so gewählt, dass durch den mittleren Quadrupol im Quadrupoltriplett die longitudinale Dispersion in weiten Bereichen verschoben werden kann, ohne einen zu großen Einfluss auf die weiteren Dispersionen sowie auf die Strahloptik zu haben. Die Tabelle 12.5 zeigt die durch die Anpassung der longitudinalen Dispersion in der ersten Rezirkulation von $R_{56} = 0$ m auf $R_{56} = -0,3$ m hervorgerufenen Änderungen in der Strahloptik, wenn auf ein nachfolgendes ‚Matching‘ verzichtet wird.

⁸ Powerful Energy Recovery Linac Experiments

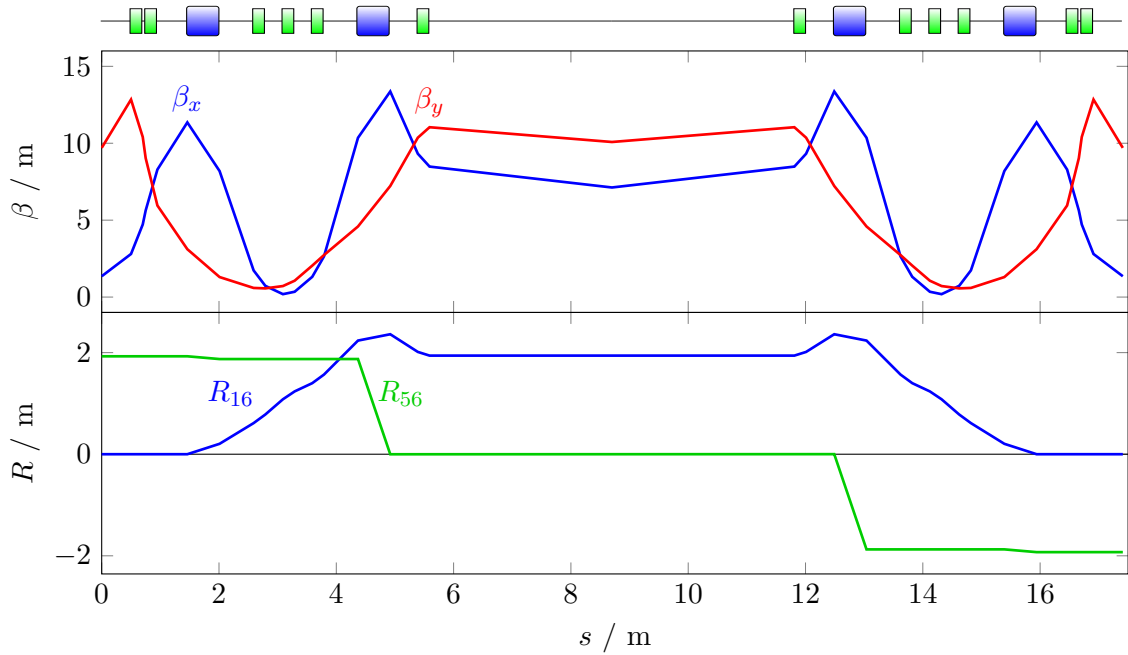


Abbildung 12.12: Betafunktionen und Dispersionen in MARC 1 ohne Weglängenkorrektur

Der Vorteil dieses Arbeitspunkts ist, dass im Betrieb Anpassungen an der longitudinalen Dispersion vorgenommen werden können, ohne direkt den Strahl zu verlieren. Für eine optimale Strahlqualität muss aber im Anschluss der Umlenkbogen neu angepasst werden. Als Ablenkradius der Dipole in den Umlenkbögen wurde $R = 700$ mm gewählt, da hierbei die Magnetfelder noch nicht zu stark sind und hier ein guter Arbeitspunkt für den Bogen gefunden wurde, der bei Veränderung der longitudinalen

Tabelle 12.5: Änderung der Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation bei Änderung der longitudinalen Dispersion ohne Anpassung des ‚Matchings‘

	Ausgangswerte	Endwerte
R_{56}	0 m	-0,3 m
β_x	3,265 m	3,193 m
α_x	1	0,97
β_y	3,265 m	3,454 m
α_y	1	1,15
R_{16}	$2,8 \cdot 10^{-6}$ m	$-2,5 \cdot 10^{-3}$ m
R_{26}	$-2,3 \cdot 10^{-7}$ m	$1,8 \cdot 10^{-4}$ m

Dispersion neben den transversalen Dispersionen auch die Betafunktionen nur gering verändert. In Tabelle 12.6 werden die benötigten magnetischen Flussdichten in den Dipolen der einzelnen Rezirkulationen aufgelistet.

Tabelle 12.6: Magnetische Flussdichte in den MARC-Dipolen

Umlauf	Energie	magn. Flussdichte
Rezirkulation 1	30 MeV	0,143 T
Rezirkulation 2	55 MeV	0,262 T
Rezirkulation 3	80 MeV	0,381 T
Rezirkulation 4	105 MeV	0,500 T
Rezirkulation 5	130 MeV	0,619 T

12.2.2.1 Weglängenkorrektur Umlenkbogen

Die Weglänge in den Rezirkulationen muss so gewählt sein, dass die Teilchenbunche die korrekte HF-Phase in den Kryomodulen zur Beschleunigung treffen. Dies führt bei Variation der Energie in der Rezirkulation zu einer Änderung in der benötigten Weglänge. Durch die niedrigen Strahlenergien in MESA unterliegt der Strahl bei abweichender Energie gegenüber der Standardenergie durch den Geschwindigkeitsunterschied einem nicht unerheblichen Phasenunterschied in den Rezirkulationsbögen gegenüber der Referenzphase. Zusätzlich variiert die Weglänge durch die Strahlseparation (siehe Abb. 12.10) und durch die Injektions-/Extraktionsschikanen (siehe Abb. 12.7), was zusätzlich zu Abweichungen in der Phase führt. Um diese Abweichungen zu kompensieren, muss die Weglänge der Rezirkulationen angepasst werden.

In der Tabelle 12.7 sind die Weglängenänderungen gegenüber der Standardenergie in den einzelnen Rezirkulationen aufgelistet. Sie bestehen aus der Weglängenänderung in den Strahlseparationen und den Schikanen, der aus dem Geschwindigkeitsunterschied folgenden Phasenänderung und der benötigten Weglängenänderung in der Rezirkulation, um den Phasenunterschied zu kompensieren.

Zur Weglängenkorrektur für die verschiedenen Energien in den Rezirkulationen müssen die Weglängen um ca. 15 mm geändert werden. Soll zusätzlich auch noch eine Phasen Anpassung für eine nicht-isochrone Rezirkulation des Strahls von $\pm 10^\circ$ erreicht werden, ist eine zusätzliche Weglängenänderung von ca. 12,8 mm notwendig. Dies führt zu einer Gesamt-Weglängenänderung von maximal 30 mm inklusive einer Reserve.

Tabelle 12.7: Phasen- und Weglängenänderung der Strahlen verschiedener Energien in den Rezirkulationen gegenüber der Standardenergie

Umlauf	Energie	Weglängenänderung		Phasen-	Weglängen-
		Schikane	Separation	änderung	korrektur
Rezirk. 1	17,5 MeV			16,9°	10,84 mm
Rezirk. 2	30 MeV	4,95 mm		23,2°	14,84 mm
Rezirk. 3	42,5 MeV		-6,27 mm	-16,5°	-10,58 mm
SF MAGIX	30 MeV	6,45 mm		23,5°	15,06 mm
SF MAGIX	55 MeV	1,50 mm	1,25 mm	12,0°	7,66 mm
SF MAGIX	71 MeV	0,67 mm	-0,72 mm	3,2°	2,06 mm
Rezirk. 4	55 MeV	1,50 mm	1,25 mm	9,6°	6,18 mm
Rezirk. 4	71 MeV	0,67 mm	-0,72 mm	0,9°	0,58 mm
Rezirk. 5	87,5 MeV		0,88 mm	3,3°	2,12 mm

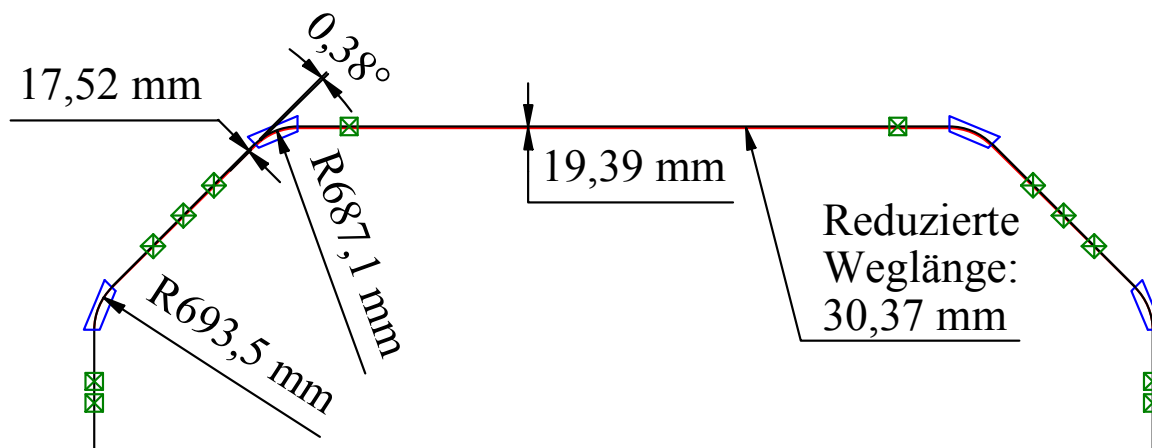
Weglängenänderung durch Verschiebung des Bogens

Zur Weglängenkorrektur in den Rezirkulationsbögen gibt es verschiedene Möglichkeiten. Die strahloptisch einfachste Variante ist, den gesamten Rezirkulationsbogen zu verschieben und somit die Weglänge anzupassen. Hierbei wird für die benötigte Weglängenkorrektur von 30 mm ein Fahrweg für den gesamten Bogen von 15 mm benötigt. Für MESA ist diese Variante ungeeignet, weil die Rezirkulationsbögen relativ groß sind und eine schnelle und einfache Anpassung der Weglänge gewünscht ist. Diese schnelle Anpassung der Weglänge ist erforderlich, damit die Energie von Strahlzeit zu Strahlzeit geändert werden kann.

Weglängenänderung durch Verschiebung der inneren Dipole

Eine weitere Möglichkeit wäre, die beiden inneren Dipole der Rezirkulationsbögen inklusive der beiden inneren Quadrupole entlang der Strahlachse zu verschieben. Dies ist weniger aufwändig als die gesamte Verschiebung des Bogens; allerdings ist die Verschiebung der beiden Dipole aufgrund deren hohen Gewichts auch technisch anspruchsvoll und widerspricht einer schnellen, einfachen Anpassung der Weglänge. In diesem Fall wird für die benötigte Weglängenkorrektur ein Fahrweg für die Dipole inklusive der inneren Quadrupole von ca. 52 mm benötigt.

Weglängenänderung durch geänderten Ablenkwinkel



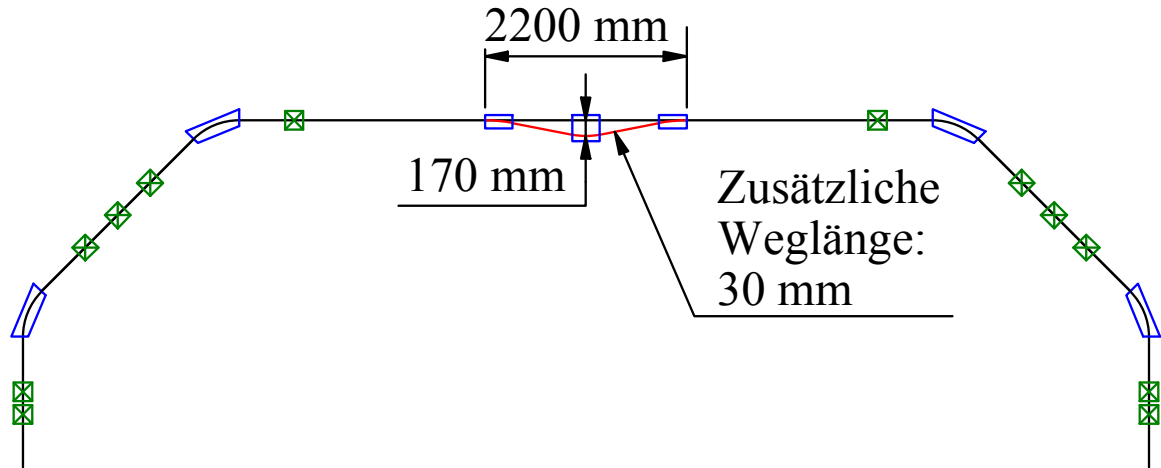
schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole;
rot: Strahlbahn mit reduzierter Weglänge zur Weglängenkorrektur

Abbildung 12.13: Weglängenkorrektur im Rückführungsbogen durch Variation des Ablenkwinkels

In Abbildung 12.13 sieht man die Weglängen Anpassung durch die Änderung des Ablenkwinkels in den Rezirkulationsbögen. Hierbei müssen – bei entsprechend großen Polschuhen – die Dipole nicht verschoben werden, da die entstehende Kantenfokussierung von den Quadrupolen kompensiert werden kann. Allerdings müssen alle Quadrupole innerhalb des Bogens an diesen Strahlweg angepasst und verschoben werden. Dies erscheint durch das geringere Gewicht der Quadrupole wesentlich machbarer als das Verschieben der Dipole. Strahl optisch haben diese neuen Strahlwege nach Anpassung der Quadrupolstärken nur geringe Abweichungen gegenüber der 45°-Ablenkung. Hierbei kann der Strahlweg sowohl verlängert als auch verkürzt werden. Dementsprechend müssen nur ca. 21 mm an Weglänge kompensiert werden.

Weglängenänderung durch eine Schikane

Allen vorgenannten Optionen ist gemeinsam, dass Strahlführungselemente verschoben werden müssen. Um dies einfach, schnell und reproduzierbar zu gewährleisten, ist eine Mechanik notwendig, die erheblich zur Komplexität der Rezirkulationsbögen beiträgt. Dem gegenüber steht die Weglängen Anpassung durch eine Schikane. Bei einer Schikane kann die Weglänge sogar im laufenden Betrieb angepasst werden und somit ein Feintuning der Phase stattfinden. Als Nachteil ist hier aber zu nennen, dass mindestens drei zusätzliche Dipole pro Rezirkulation für die Schikane benötigt werden.



schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole;
rot: Strahlbahn mit zusätzlicher Weglänge zur Weglängenkorrektur

Abbildung 12.14: Rückführungsbogen mit einer Schikane zur Weglängenkorrektur

Da aufgrund der Symmetrie und des Platzangebots bei MESA für die Schikane nur eine Position im dispersiven Bereich des Rezirkulationsbogens bleibt, muss diese so ausgelegt sein, dass der dispersive Anteil des Strahls möglichst wenig beeinflusst wird. Da ein radial ortsdispersiver⁹ Strahl ($R_{16} \neq 0$, $R_{26} = 0$, $R_{36} = 0$ und $R_{46} = 0$) in diesem Bereich vorliegt, ist dies durch eine radial ablenkende Schikane mit parallelen Polschuhkanten (drei Rechteckmagnete) möglich.

In Abbildung 12.14 wird die Weglängen Anpassung durch eine Schikane gezeigt. Da die Schikane die Weglänge nur verlängern kann, muss sie in der Lage sein, die kompletten 30 mm an Längenänderung zu bewirken. Zusätzlich bedeutet dies, dass die Sollbahnen der Standardenergien in den unterschiedlichen Rezirkulationen eine unterschiedliche Grundausslenkung haben.

Eine solche Schikane hat nur eine geringe radiale Fokussierung; allerdings besitzt sie durch die relativ starke Auslenkung eine starke axiale Fokussierung. Dementsprechend muss die Strahloptik der Rezirkulation angepasst werden. In Abbildung 12.15 sieht man die angepasste Strahloptik für die erste Rezirkulation für eine Weglängen Anpassung mit der Schikane. Die Schikane wurde auf einen Ablenkwinkel von $8,97^\circ$ eingestellt, was zu einer Auslenkung des Strahls im Mittelpunkt des Bogens von 126 mm führt. In Abbildung 12.15 ist die gegenüber der in Abbildung 12.12 gezeigten wesentlich stärkere axiale Fokussierung im Zentrum des Bogens deutlich zu erkennen. Die radiale Betafunktion hat sich bis auf eine leichte Erhöhung durch die angepasste axiale Fokussierung kaum geändert. Insbesondere die Auswirkung auf die radiale Ortsdispersion verläuft wie gewünscht und der Bogen kann dispersionsfrei eingestellt werden.

⁹ Eine Energieabweichung führt zu einem Parallelversatz des Strahls.

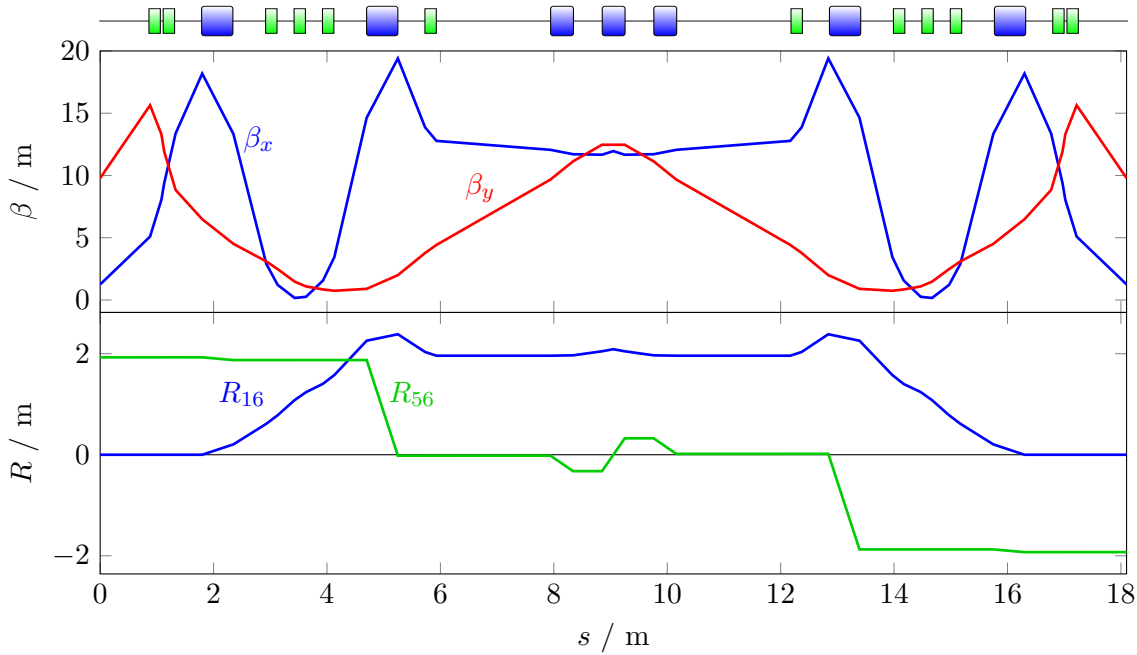


Abbildung 12.15: Betafunktionen und Dispersionen im Bogen der ersten Rezirkulation mit der Weglängenkorrektur durch eine Schikane

Die Tabelle 12.8 gibt die verschiedenen Ablenkungswinkel und Auslenkungen des Teilchenstrahls in den Schikanen zur Weglängen Anpassung für die verschiedenen Betriebsmodi an. Hier wurde keine Reserve hinausgehend über eine Rundung in Richtung eines größeren nutzbaren Bereichs angewendet. Bei der Planung der Schikane sollte eine gewisse Sicherheitsmarge hinzugefügt werden bzw. die Grundeinstellung für eine möglichst große Einstellbarkeit gewählt werden.

Für MESA erscheint die Weglängen Anpassung durch eine Schikane am vielversprechendsten. Auch wenn dazu zusätzliche Dipole benötigt werden, ist die Anpassung der Weglänge sogar im laufenden Betrieb ein nicht zu unterschätzender Vorteil, der von den anderen Optionen nur unter zusätzlichem Aufwand erreicht werden kann.

Ein Verzicht auf eine variable Weglängen Anpassung ist nur möglich, wenn die Strahlenergie für die Experimente auf einen Wert festgelegt wird und auch keine unterschiedliche Phaseneinstellung zwischen den Rezirkulationsbögen für nicht-isochrones Rezirkulieren zugelassen wird. Unter diesen Bedingungen kann eine Weglänge pro Rezirkulationsbogen festgelegt und beim Aufbau eingestellt werden bzw. eine der erstgenannten Optionen für eine feste Weglänge benutzt werden. Dies widerspricht aber den Wünschen der Experimentatoren für eine weite Einstellbarkeit der Strahlenergie an ihren Experimenten.

Tabelle 12.8: Grundausslenkung, Ausslenkung bei reduzierter Energie sowie maximale Ausslenkung des Teilchenstrahls in der Schikane zur Weglängenkorrektur in den Rezirkulationen

Umlauf	Grundeinstellung		reduzierte Energie			max.	
	Winkel	Ausl.	Energie	Winkel	Ausl.	Winkel	Ausl.
Rezirk. 1	8,97°	126 mm	17,5 MeV	5,50°	77 mm	10,51°	148 mm
Rezirk. 2	9,95°	140 mm	30 MeV	5,50°	77 mm	11,35°	160 mm
Rezirk. 3	5,50°	77 mm	42,5 MeV	7,06°	99 mm	10,44°	147 mm
Rezirk. 4	6,71°	94 mm	55 MeV	5,50°	77 mm	8,62°	121 mm
Rezirk. 4	5,72°	80 mm	71 MeV	6,43°	90 mm	8,62°	121 mm
Rezirk. 5	6,50°	89 mm	87,5 MeV	5,50°	77 mm	8,34°	117 mm

13 Strahlführung

In diesem Kapitel wird der Aufbau der Strahlführung von MESA in Bezug auf einen ‚Energy Recovery‘ (ER)- und ‚External Beam‘ (EB)-Betrieb beschrieben.

13.1 ER-Strahlführung

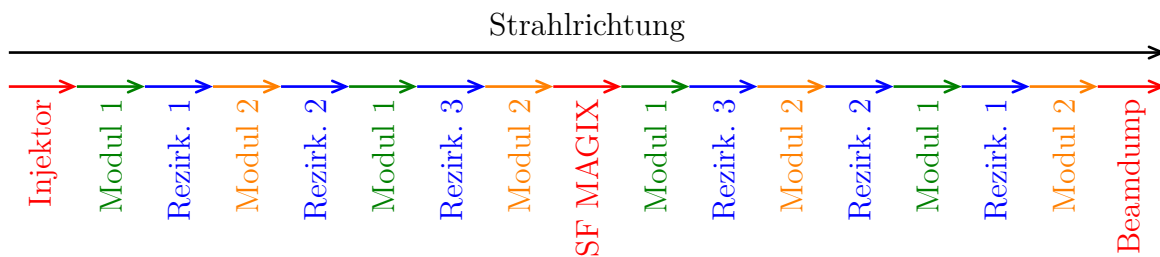


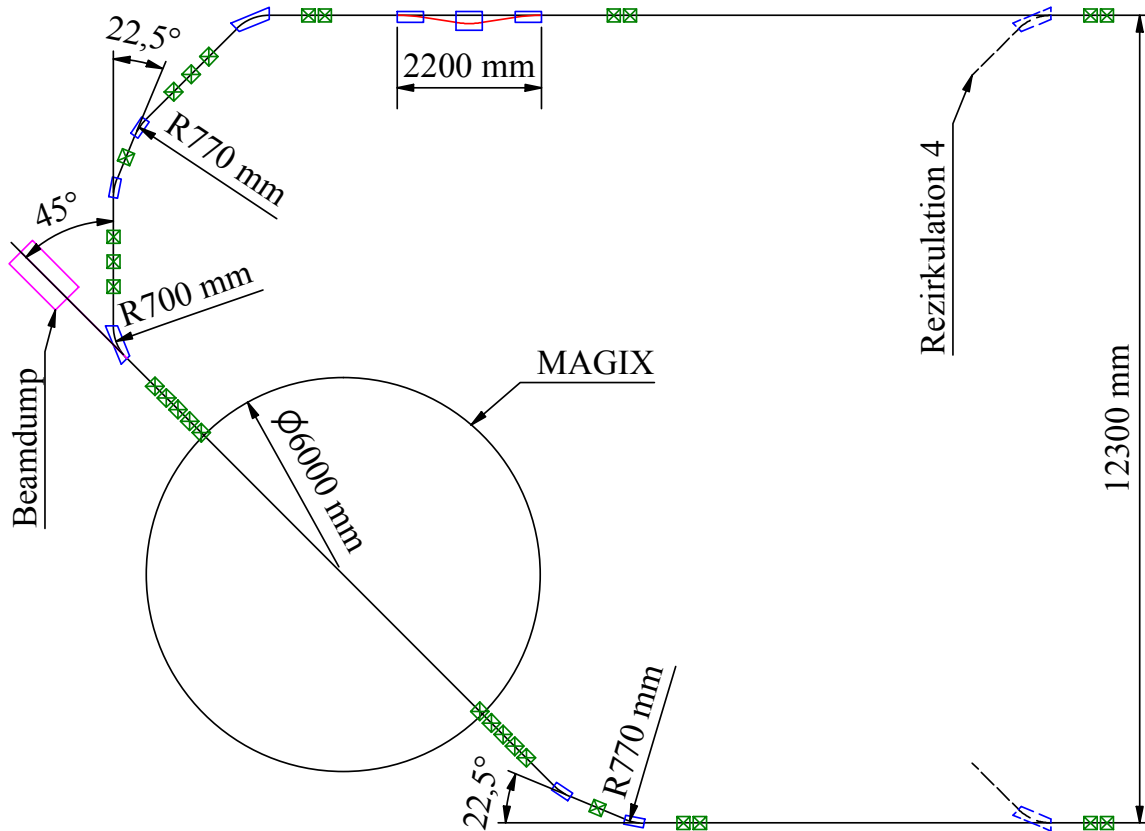
Abbildung 13.1: Veranschaulichung der Strahlführung von MESA im ER-Betrieb

Im ER-Betrieb wird entsprechend der Abbildung 13.1 der Elektronenstrahl vom Injektor (5 MeV) zum ersten Kryomodul geleitet. Der erste Rezirkulationsbogen (MARC 1 / 30 MeV) leitet dann den Strahl zum zweiten Kryomodul. Dieser Vorgang wiederholt sich durch die zweite (MARC 2 / 55 MeV) und dritte Rezirkulation (MARC 3 / 80 MeV), bevor der Strahl in die Experimentstrahlführung für MAGIX (105 MeV) geleitet wird. Nach Durchlaufen des Experiments wird der Elektronenstrahl durch die zuvor durchlaufenen Rezirkulationen in absteigender Reihenfolge geleitet, bevor er in einem Beamdump (5 MeV) aufgefangen wird.

Hier wird nur die Strahlführung bei Maximalenergie besprochen. Für niedrigere Energien reduzieren sich der Energiehub pro Umlauf und die Anzahl der Umläufe entsprechend der Tabelle 11.1.

13.1.1 Strahlführung für MAGIX

Die Experimentstrahlführung für MAGIX ist in Abbildung 13.2 dargestellt. Nach Durchlaufen der Extraktionsschikane wird die Strahlseparation zur vierten Rezirkulation durchlaufen. Hier wird der Elektronenstrahl aber geradeaus durch die Ablenk-dipole von MARC 4 in die Experimentstrahlführung geleitet. Durch einen ‚Double Bend‘-Achromaten mit einem Gesamtablenkwinkel von 45° ($2 \cdot 22,5^\circ$) wird der Elektronenstrahl auf das Target des MAGIX-Spektrometers geleitet. Nach dem Target kann



schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole;
rot: Strahlbahn mit zusätzlicher Weglänge zur Weglängenkorrektur

Abbildung 13.2: Strahlführung internes Experiment MAGIX

der Strahl bei niedrigen Energien bzw. niedrigen Strahlströmen in gerader Richtung in einen Strahlfänger geleitet werden. Alternativ wird der Elektronenstrahl durch einen Ablenkbogen bestehend aus vier Dipolen geleitet. Die Strahloptik des Bogens ist äquivalent zu der Strahloptik in den Rezirkulationsbögen. Hier wurde nur auf die lange Drift verzichtet und die inneren Dipole lenken jeweils nur um $22,5^\circ$ ab. Auch in diesem Bogen kann die longitudinale Dispersion R_{56} eingestellt werden, um einen passenden Strahl zur Energierückgewinnung in MESA zu erhalten. Danach läuft der Strahl durch eine Schikane, die der Weglängen Anpassung der Experimentstrahlführung dient, bevor er durch die Strahlseparation wieder dem Hauptbeschleuniger zur Energierückgewinnung zugeführt wird.

13.1.1.1 Weglängenkorrektur in der MAGIX-Strahlführung

Die Weglängenkorrektur erfolgt hier wie in den Rezirkulationen durch eine Schikane (vgl. Kapitel 12.2.2.1). Eine Weglängen Anpassung durch eine Verschiebung der Strahlführungselemente ist hier nicht bzw. nur sehr schwer möglich, da z. B. das Spektrometer nicht verschoben werden kann. Der benötigte Einstellbereich für die Weglängenkorrektur in der MAGIX-Strahlführung ist mit 15,08 mm nur unwesentlich größer als in den Rezirkulationen (siehe Tab. 12.7). Mit einer zusätzlichen Phasen Anpassung von $\pm 10^\circ$ ist auch hier eine Weglängenkorrektur von 30 mm ausreichend und es wird der gleiche Aufbau der Schikane wie in den Rezirkulationen verwendet. Hier kann die Schikane aber in einem transversal dispersionsfreien Bereich positioniert werden.

13.1.2 Strahldynamikdiagramme der ER-Strahlführung

In den folgenden Abbildungen werden die Strahldynamikdiagramme von MESA im ER-Modus dargestellt. Abbildungen 13.3, 13.4 und 13.5 zeigen die Betafunktionen und Dispersionen in den Rezirkulationen. Die Strahldynamikdiagramme wurden mit MAD-X berechnet. Die genaue Funktionsweise sowie die Strahldiagramme der Komponenten in den Rezirkulationen wurden in Kapitel 12.2 besprochen.

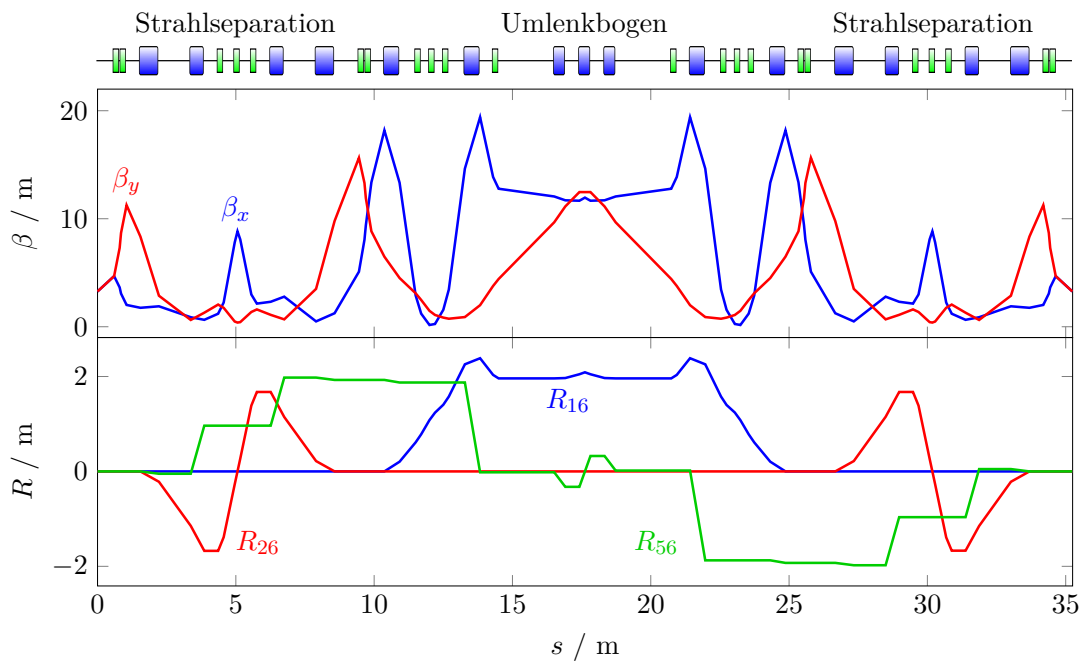


Abbildung 13.3: Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

13 Strahlführung

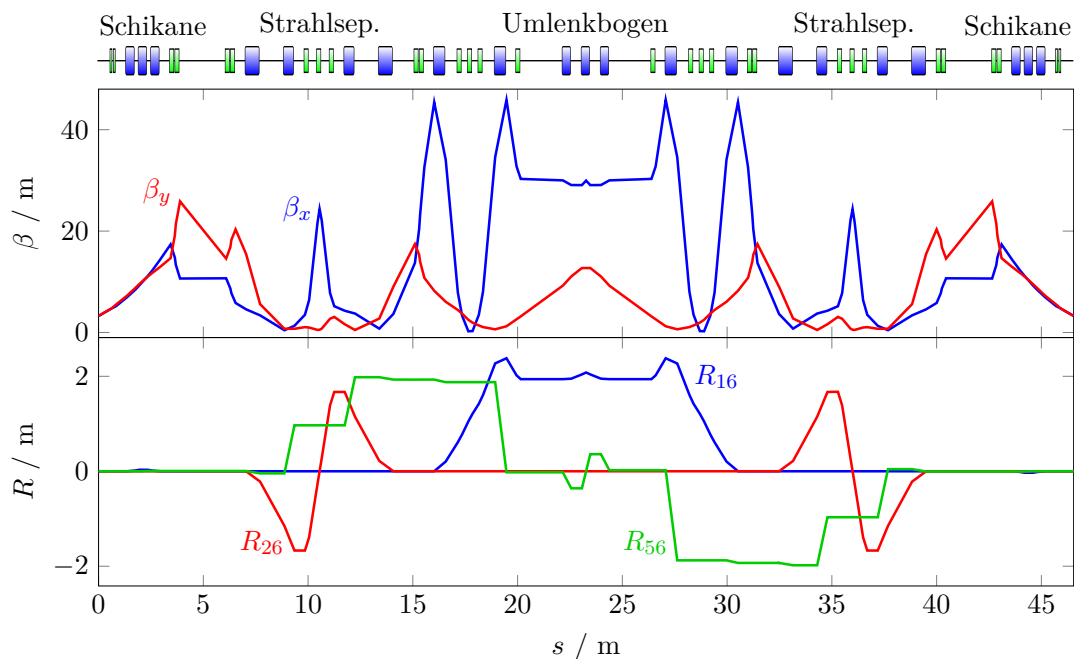


Abbildung 13.4: Betafunktionen und Dispersionen in der zweiten Rezirkulation im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

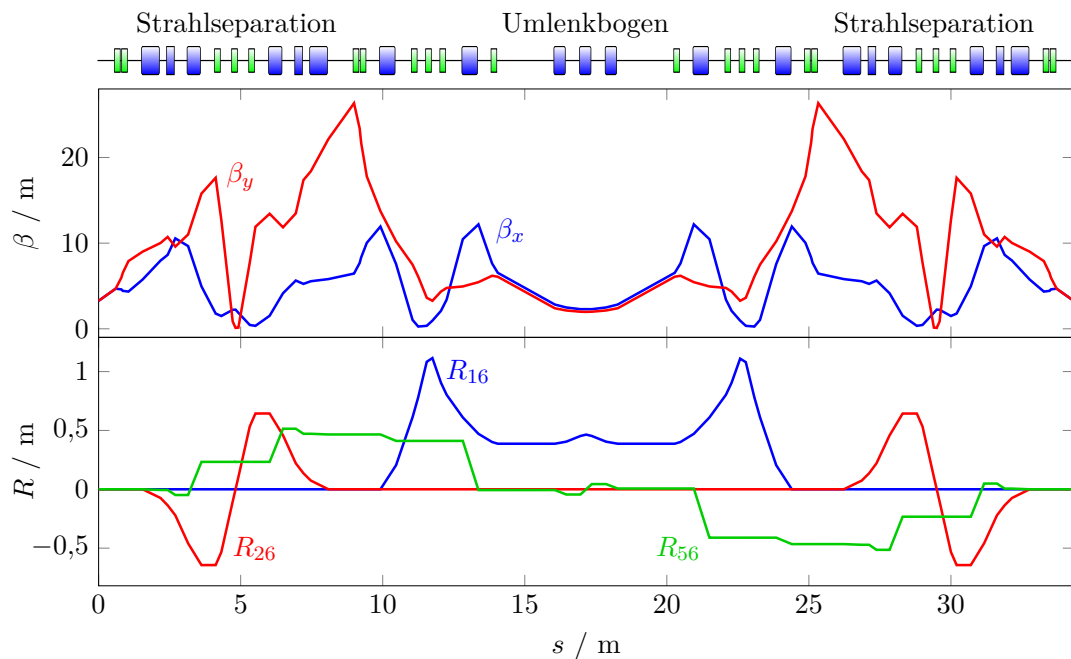


Abbildung 13.5: Betafunktionen und Dispersionen in der dritten Rezirkulation im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

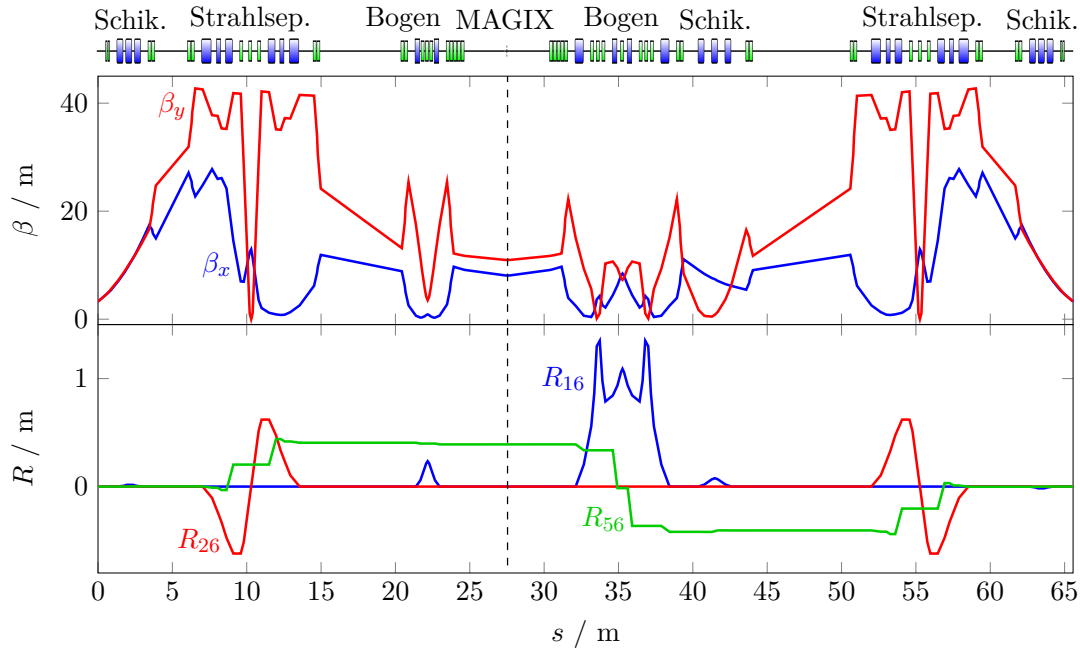


Abbildung 13.6: Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

Abbildung 13.6 zeigt die Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung von MAGIX. Wie in den Rezirkulationen wurde ein R_{56} von 0 eingestellt sowie die Strahloptik so angepasst, dass, wie in Kapitel 10.2.3 aufgezeigt, die Symmetrie gewährleistet ist. Die Strahloptik in der Experimentstrahlführung für MAGIX ist nur vorläufig und kann noch weiter optimiert werden. Mit genaueren Angaben von den Experimentatoren zu den Strahlparametern im Experiment können unter Umständen noch Quadrupole eingespart werden. Zusätzlich wurde der zweite Bogen noch nicht auf einen Arbeitspunkt optimiert, durch den ein einfaches Verstellen der longitudinalen Dispersion R_{56} gewährleistet werden kann.

Tabelle 13.1: Maximale Feldgradienten der Quadrupole in den Rezirkulationen im ER-Betrieb

Umlauf	max. Quadrupolgradienten			
	Linac	Separation	Matching	Bogen
Rezirk. 1	0,90 T/m	1,04 T/m	0,63 T/m	0,21 T/m
Rezirk. 2	1,05 T/m	1,91 T/m	1,07 T/m	0,36 T/m
Rezirk. 3	0,90 T/m	2,46 T/m	1,03 T/m	2,01 T/m

Die Tabelle 13.1 zeigt die maximal benötigten Feldgradienten der Quadrupole in den Rezirkulationen für den ER-Betrieb. Hierbei ist der maximale Quadrupolfeldgradient 2,46 T/m. In der Experimentstrahlführung ist der maximale Quadrupolfeldgradient 6,11 T/m. Diese Feldgradienten liegen in einer Größenordnung, die ohne Weiteres technisch realisierbar ist. Für die Simulationen wurden für die Quadrupole in den Rezirkulationen und der Experimentstrahlführung Quadrupollängen von 200 mm angenommen. Dies entspricht Quadrupolen mit entsprechendem Feldgradienten bei MAMI (siehe [Simon 2014, S. 26]).

Tabelle 13.2: Maximale Betafunktion und Strahlausdehnung sowie Betatron-Phasenvorschub der Rezirkulationen im ER-Betrieb bei einer normierten Emittanz von 1,5 mm mrad

Strahlführung	maximale Betafunktion	maximaler Strahldurchmesser ¹	Betatron	
			Phasenvorschub Q_x	Q_y
Rezirk. 1	19,4 m	1,39 mm	3,298	2,893
Rezirk. 2	45,9 m	1,59 mm	3,330	3,077
Rezirk. 3	26,3 m	1,00 mm	2,514	1,784
MAGIX	42,7 m	1,11 mm	3,332	2,997

Die Betafunktionen von allen Rezirkulationen sowie der Experimentstrahlführung sind unter 50 m. Durch die kleinen Emittanzen von MESA führt dies zu ausreichend kleinen Strahlausdehnungen (<1,6 mm) für den Strahltransport. Allerdings führt die radiale Dispersion (R_{16}) im Inneren der Rezirkulationsbögen zu einer Vergrößerung dieser Strahlausdehnung in Abhängigkeit der Energieschärfe und sollte durch ‚Tracking‘-Simulationen quantifiziert werden. Die in Tabelle 13.2 aufgeführten Betatron-Phasenvorschübe sind zur Beurteilung der Resonanzen in MESA nur bedingt brauchbar, da für die Resonanzen jeweils ein voller Umlauf benötigt wird und die Kryomoduldurchläufe einen nicht unerheblichen Einfluss auf den Gesamt-Phasenvorschub haben können. Eine genaue Ermittlung der Akzeptanz des Beschleunigers, des Betatron-Phasenvorschubs und der Strahlausdehnung wird im Anschluss an diese Arbeit durch ‚Particletracking‘ (z. B. PARMELA oder OPAL) durchgeführt. ‚Particletracking‘ wird benutzt, da so ganze Umläufe inklusive der Linac-Durchläufe betrachtet werden können und hierbei die Raumladung berücksichtigt wird. Dies kann für MESA im ER-Betrieb nicht mehr vernachlässigt werden.

¹ Ohne Berücksichtigung der Dispersion. Zur korrekten Berücksichtigung der Dispersion ist der longitudinale Aufbau des Strahls notwendig und muss hier durch ‚Particletracking‘ ermittelt werden.

13.2 EB-Strahlführung

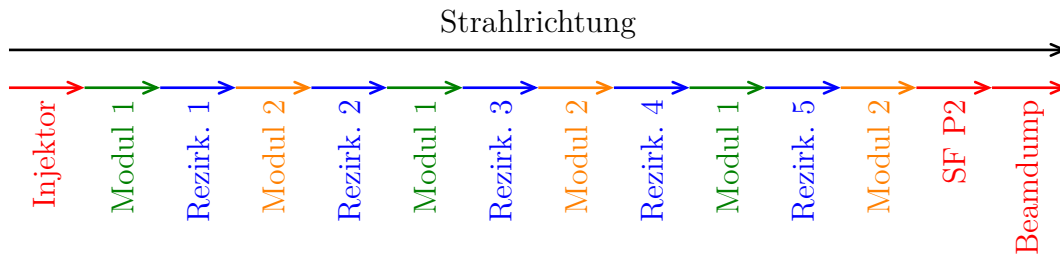


Abbildung 13.7: Veranschaulichung der Strahlführung von MESA im EB-Betrieb

Im EB-Betrieb wird der Elektronenstrahl entsprechend der Abbildung 13.7 vom Injektor zum ersten Kryomodul geleitet. In drei Umläufen werden beide Kryomodule jeweils dreimal durchlaufen und der Elektronenstrahl wird mit einer Endenergie von 155 MeV in die Experimentstrahlführung von P2 geleitet. Nach Erreichen des Targets wird der Elektronenstrahl in einem Beamdump aufgefangen. Für niedrigere Energien reduzieren sich der Energiehub pro Umlauf und die Anzahl der Umläufe entsprechend der Tabelle 11.1.

13.2.1 Strahlführung für P2

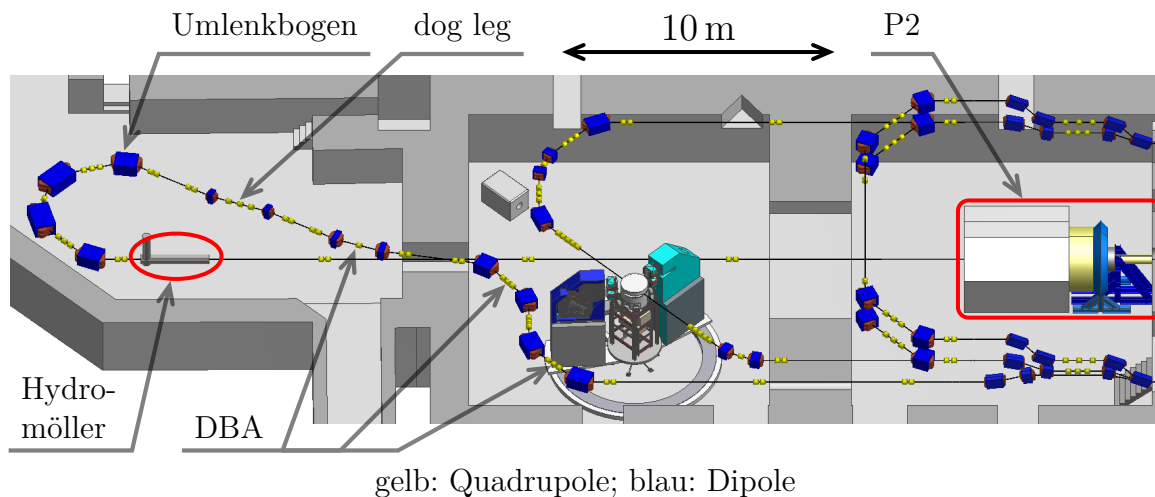


Abbildung 13.8: Schrägsicht P2-Strahlführung

Die Experimentstrahlführung für das P2-Experiment ist in Abbildung 13.8 dargestellt. Da das P2-Experiment besondere Ansprüche an die Strahlqualität stellt, wird im EB-Betrieb die nicht-isochrone Beschleunigung verwendet. Zusätzlich sind verschiedene

Stabilisierungs-Systeme notwendig. Dies führt dazu, dass die Experimentstrahlführung über die Experimentierhalle 3 (ExH 3) hinaus in die Experimentierhalle 4 (ExH 4) verlängert werden muss, damit genügend Platz für die Stabilisierungen gewährleistet ist.

Nach Durchlaufen der Extraktionsschikane wird der Strahl durch die Strahlseparation extrahiert und in die Experimentstrahlführung geleitet. Durch zwei ‚Double Bend‘-Achromaten wird der Strahl um das MAGIX-Experiment herum in die ExH 4 geführt. Durch einen weiteren ‚Double Bend‘-Achromaten wird der Winkel angepasst, damit der nötige Abstand zwischen den Strahlachsen für den abschließenden Umlenkbogen erreicht wird. Nach diesem ‚Double Bend‘-Achromaten wird durch einen ‚Dog Leg‘² eine Höhenanpassung der Strahlachse vom Beschleunigniveau auf die P2-Experimenthöhe durchgeführt. Als Abschluss dient ein Umlenkbogen mit vier Dipolen mit einem Gesamt-Ablenkwinkel von 210° ($2 \cdot 45^\circ + 2 \cdot 60^\circ$). Die Optik dieses Umlenk bogens entspricht der Optik der Umlenk bögen der Rezirkulationen (MARC 1–5) bzw. des Umlenk bogens in der MAGIX-Strahlführung. Die inneren Dipole lenken in diesem Fall um 60° ab; auch hier kann die longitudinale Dispersion eingestellt werden. Die Einstellbarkeit der longitudinalen Dispersion ist für die Energiestabilisierung notwendig (siehe Kapitel 13.2.1.1).

13.2.1.1 Stabilisierungen für P2

Da das P2-Experiment eine hochpräzise Messung der Paritätsverletzung bei Elektronenstreuung durchführt, werden besondere Anforderungen an die Strahlqualität des Beschleunigers gestellt. Neben der hohen Spinpolarisation von 85 % und der niedrigen Energiebreite des Elektronenstrahls ist eine sehr gute Stabilität der Strahlposition sowie eine hohe Stabilität der Strahlenergie auf dem Target gefordert. Hierfür müssen zusätzliche Strahlstabilisierungen für P2 implementiert werden. Diese Stabilisierungen sind Weiterentwicklungen bestehender Strahlstabilisierungssysteme an MAMI.

Strahllagestabilisierung

Sowohl die Strahlposition auf dem Target des P2-Experiments als auch der Winkel wird durch schnelle Korrekturmagnete (Luftspulen) konstant gehalten. Hierfür wird die Strahllage durch zwei XY-Monitore gemessen und durch eine Regelung über zwei Korrekturmagnetpaare sowohl auf radialer als auch in axialer Ebene korrigiert. Um möglichst keine zusätzlichen Abweichungen in der Strahllage einzuführen sowie den Einfluss optischer Elemente in der Stabilisierung zu reduzieren, befindet sich die Strahllagestabilisierung direkt vor dem P2-Experiment. Hierfür wurde eine Strecke von 10 m zwischen dem Hydromöller und dem Target reserviert.

² Ein ‚Dog Leg‘ ist eine Anordnung von zwei entgegengesetzt ablenkenden Dipolen mit einem Quadrupoltriplett zur Dispersionsanpassung in der Mitte.

Die Strahllagestabilisierung wird von R. Kempf geplant (siehe [Kempf et al. 2018] und [Kempf 2020]).

Energiestabilisierung

Für die Energiestabilisierung ist eine Abwandlung der Energiestabilisierung von MAMI (siehe [Seidl et al. 2000]) vorgesehen. An MAMI wird zur Energiestabilisierung die longitudinale Dispersion des ‚RTM³ 3‘-Mikrotrons ausgenutzt, um eine TOF⁴-Messung durchzuführen. Der letzte Umlenkbogen vor dem P2-Experiment ist so ausgeführt, dass eine ähnlich große longitudinale Dispersion wie im ‚RTM 3‘-Dipol eingestellt werden kann. Dies alleine ist allerdings noch nicht ausreichend, um eine ähnliche Energiestabilität wie in MAMI zu gewährleisten. Hier müssen vor allem noch genauere Untersuchungen an die benötigte Stabilität der Magnetfelder in diesem Umlenkbogen durchgeführt werden.

Für diese Arbeit wurde die longitudinale Dispersion in dem letzten Umlenkbogen der P2-Strahlführung vorerst auf $R_{56} = -8$ m festgelegt, um in einem ähnlichen Bereich der longitudinalen Dispersion wie bei MAMI zu liegen. Eine genauere Auslegung des Umlenkbogens sowie der Energiestabilisierung muss im Anschluss an dieser Arbeit durchgeführt werden.

13.2.2 Strahldynamikdiagramme der EB-Strahlführung

In den folgenden Abbildungen werden die Strahldynamikdiagramme von MESA im EB-Modus dargestellt. Die Abbildungen 13.9, 13.10, 13.11, 13.12 und 13.13 zeigen die Betafunktionen und Dispersionen in den Rezirkulationen; Abbildung 13.14 zeigt die Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung. Die Strahldynamikdiagramme wurden mit MAD-X berechnet. Die genaue Funktionsweise sowie die Strahldiagramme der Komponenten in den Rezirkulationen wurden in Kapitel 12.2 besprochen.

Die Strahloptik in den ersten drei Rezirkulationen wurde bis auf eine Anpassung der longitudinalen Dispersion ($R_{56} = -0,3$ m siehe [Heine et al. 2014]) für nicht-isochrones Rezirkulieren von der ER-Strahlführung übernommen. Auch die Weglänge musste nicht angepasst werden, da die Hochfrequenzphase beider Kryomodule gemeinsam verschoben werden kann. In der vierten Rezirkulation wird die Symmetrie in der Strahloptik aufgebrochen, um mit einem größeren Wert der Betafunktion in die fünfte Rezirkulation einzuschießen (siehe Abb. 13.12 und Abb. 13.13). Die größere Betafunktion wird benötigt, da durch den Aufbau der Strahlseparation in der fünften Rezirkulation in Form einer langgezogenen Schikane die Betafunktion dort ansonsten zu sehr anwachsen würde.

³ Racetrack Microtron

⁴ Time-Of-Flight

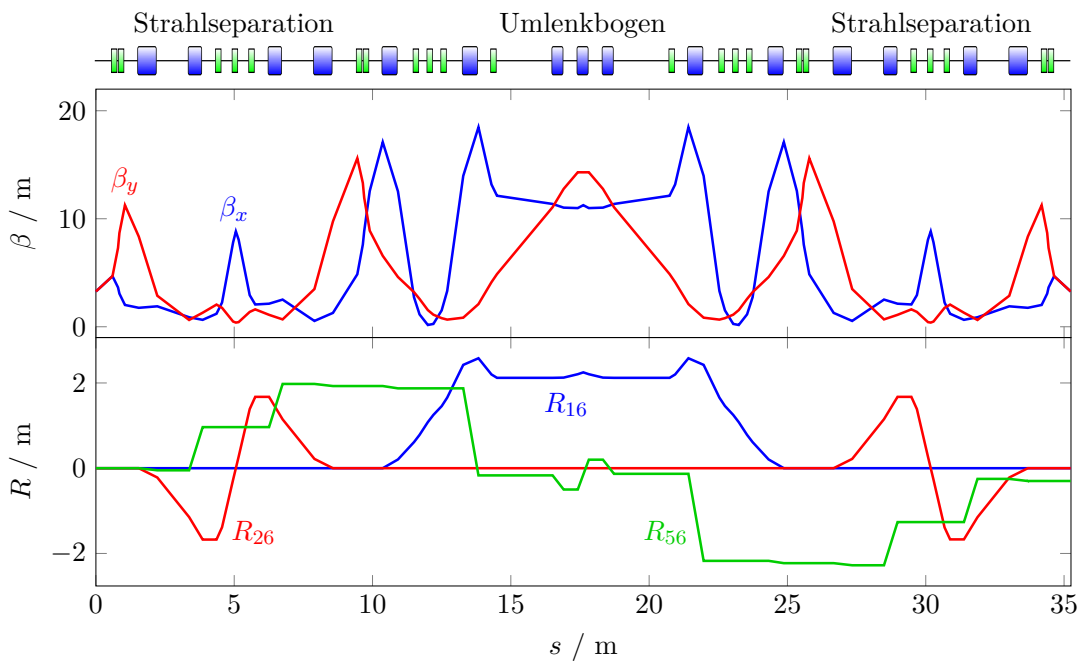


Abbildung 13.9: Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

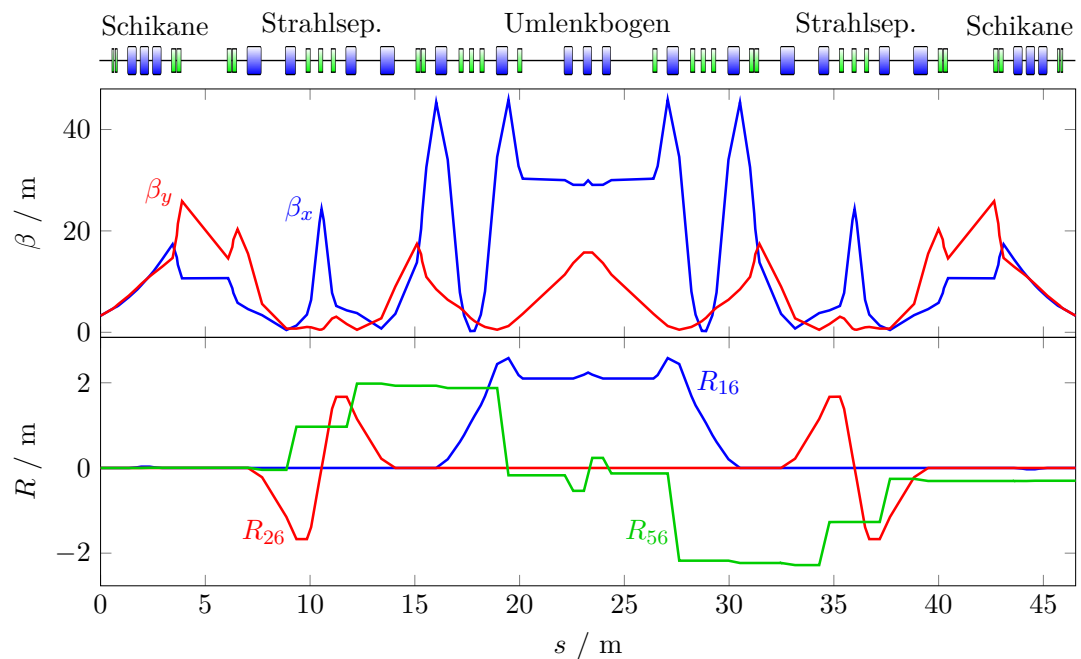


Abbildung 13.10: Betafunktionen und Dispersionen in der zweiten Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

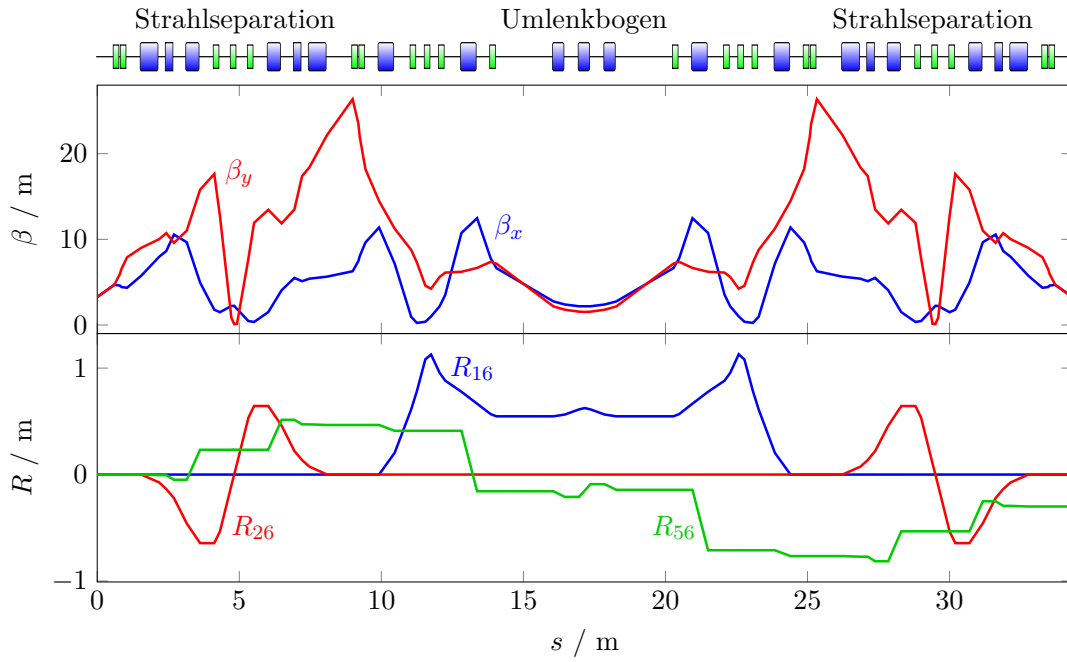


Abbildung 13.11: Betafunktionen und Dispersionen in der dritten Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

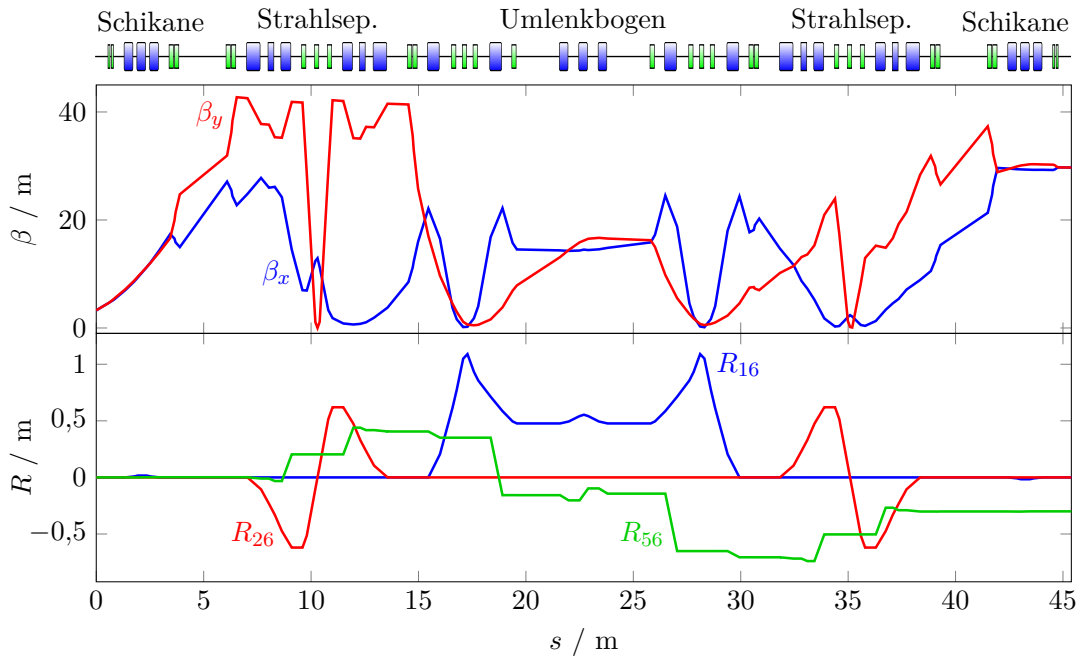


Abbildung 13.12: Betafunktionen und Dispersionen in der vierten Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

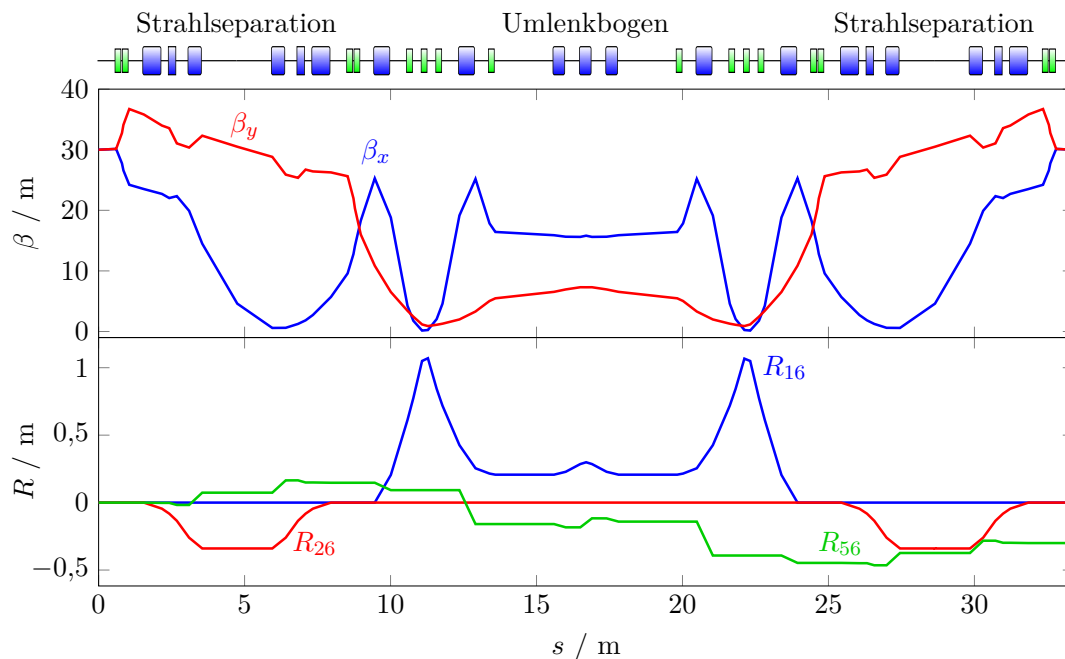


Abbildung 13.13: Betafunktionen und Dispersionen in der fünften Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane

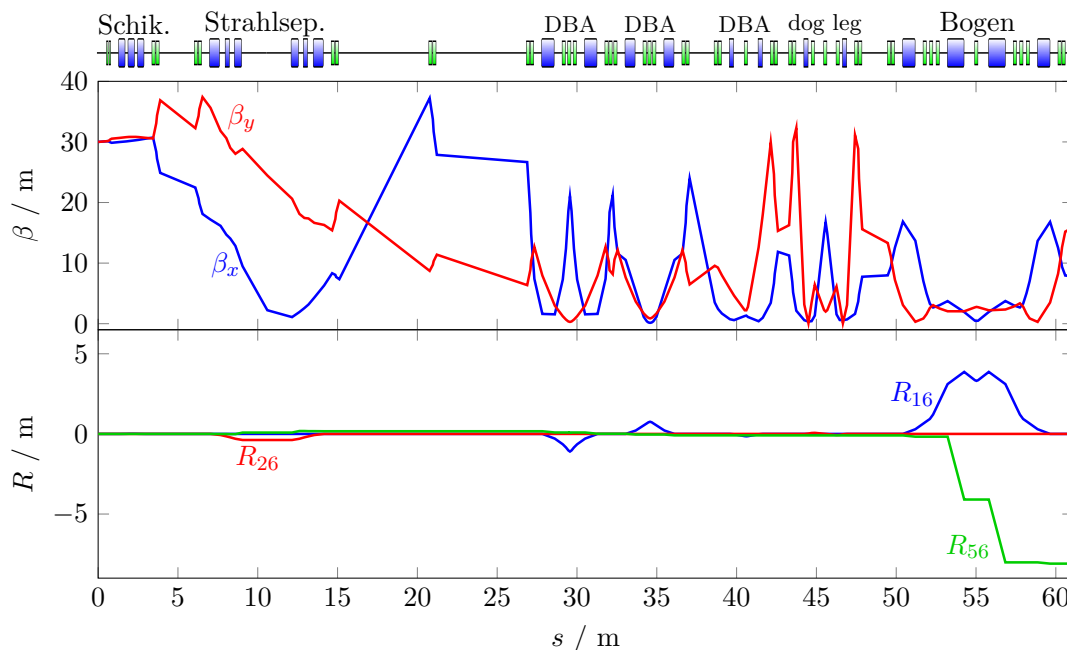


Abbildung 13.14: Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung im EB-Modus bis zum Einschuss in den Hydromöller

Die Abbildung 13.14 zeigt die Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung des P2-Experiments bis zum Einschuss in den Hydromöller. Im letzten Bogen wurde für die Energiestabilisierung ein $R_{56} = -8$ m eingestellt. Die Strahloptik in der Experimentstrahlführung für P2 ist nur vorläufig und kann noch weiter optimiert werden. Insbesondere können durch weitere Optimierungen noch Strahlführungselemente wie z. B. Quadrupole eingespart werden. Die Strahloptik wurde nur bis zum Einschuss in den Hydromöller betrachtet, da durch die im Hydromöller und im P2-Target verwendeten ausgedehnten Solenoidfelder starke Randfeldeinflüsse zu erwarten sind und diese mit einem Programm für ‚Particletracking‘ (z. B. PARMELA oder OPAL) ermittelt werden müssen.

Tabelle 13.3: Maximale Feldgradienten der Quadrupole in den Rezirkulationen im EB-Betrieb

Umlauf	max. Quadrupolgradienten			
	Linac	Separation	Matching	Bogen
Rezirk. 1	0,90 T/m	1,05 T/m	0,63 T/m	0,21 T/m
Rezirk. 2	1,05 T/m	1,91 T/m	1,06 T/m	0,36 T/m
Rezirk. 3	0,90 T/m	2,44 T/m	0,99 T/m	1,86 T/m
Rezirk. 4	1,05 T/m	4,87 T/m	1,28 T/m	2,30 T/m
Rezirk. 5	0,90 T/m		1,54 T/m	3,32 T/m

In Tabelle 13.3 sind die maximal benötigten Feldgradienten der Quadrupole in den Rezirkulationen für den EB-Betrieb aufgelistet. Hierbei ist der maximale Quadrupolfeldgradient 4,87 T/m. In der Experimentstrahlführung ist der maximale Quadrupolfeldgradient 7,97 T/m. Diese Feldgradienten liegen in einer Größenordnung, die ohne Weiteres technisch realisierbar ist. Für die Simulationen wurden für die Quadrupole in den Rezirkulationen und der Experimentstrahlführung Quadrupollängen von 200 mm angenommen. Dies entspricht Quadrupolen mit entsprechendem Feldgradienten bei MAMI (siehe [Simon 2014, S. 26]).

Im EB-Betrieb liegen die Betafunktionen von allen Rezirkulationen sowie der Experimentstrahlführung unter 50 m. Durch die kleinen Emittanzen von MESA führt dies zu ausreichend kleinen Strahlausdehnungen ($<0,5$ mm siehe Tabelle 13.4) für den Strahltransport. Allerdings führt die radiale Dispersion (R_{16}) im Inneren der Rezirkulationsbögen zu einer Vergrößerung dieser Strahlausdehnung in Abhängigkeit der Energieschärfe. Durch die für das P2-Experiment vorgesehene hohe Energieschärfe, welche durch nicht-isochrones Rezirkulieren erreicht wird, sollte diese Strahlvergrößerung klein sein und kein Problem darstellen. Die in Tabelle 13.4 aufgeführten Betatron-Phasenvorschübe sind zur Beurteilung der Resonanzen in MESA nur bedingt brauchbar, da für die Resonanzen jeweils ein voller Umlauf benötigt wird und die Kryomoduldurchläufe einen nicht unerheblichen Einfluss auf den Gesamt-Phasenvorschub haben

Tabelle 13.4: Maximale Betafunktion und Strahlausdehnung sowie Betatron-Phasenverschub der Rezirkulationen im EB-Betrieb bei einer normierten Emitanz von 0,15 mm mrad

Strahlführung	maximale Betafunktion	maximaler Strahldurchmesser ⁵	Betatron Phasenverschub	
			Q_x	Q_y
Rezirk. 1	18,5 m	0,43 mm	3,299	2,908
Rezirk. 2	45,9 m	0,50 mm	3,328	3,091
Rezirk. 3	26,4 m	0,32 mm	2,512	1,773
Rezirk. 4	42,7 m	0,35 mm	2,485	2,083
Rezirk. 5	36,7 m	0,29 mm	2,051	0,858
P2	37,4 m	0,27 mm		

können. Außerdem wurde hier noch nicht der reale Durchlauf durch die Kryomodule berücksichtigt, sondern nur die in Kapitel 10.2.2 und 10.2.3 verwendete Näherung als Drift. Dies ist aber nicht mehr ganz passend, da hier nicht-isochron rezirkuliert wird (vgl. Kapitel 10.2.5) und die Strahloptik in den Kryomodulen mithilfe von ‚Particletracking‘ bei der gewünschten Sollphase ermittelt werden muss. Allerdings ist hier eine nachträgliche Anpassung der Strahloptik für den realen Kryomoduldurchlauf trivial, da nur noch jeweils ein Strahl die Rezirkulationen durchläuft und die Symmetrie der Rezirkulationen nicht aufrecht erhalten werden muss. Eine genaue Ermittlung der Akzeptanz des Beschleunigers, des Betatron-Phasenverschubs und der Strahlausdehnung sowie Optimierungen der Strahloptik werden im Anschluss an diese Arbeit mithilfe von ‚Particletracking‘ durchgeführt.

⁵ Ohne Berücksichtigung der Dispersion. Zur korrekten Berücksichtigung der Dispersion ist der longitudinale Aufbau des Strahls notwendig und muss hier durch ‚Particletracking‘ ermittelt werden.

14 Zusammenfassung: Strahloptik für MESA

Es konnte eine Strahloptik für einen abwechselnden Einsatz von ER- und EB-Betrieb an MESA erstellt werden. Dies ist eine essenzielle Voraussetzung für die weitere Planung von MESA. Dazu war es notwendig, die Randbedingungen der einzelnen Betriebsmodi für die Strahldynamik zu ermitteln und in die Strahloptik zu integrieren. Zur Entwicklung der Strahlführung wurden die Strahlseparationen, die Umlenkbögen und die Experimentstrahlführungen entworfen. Neben dem EB- und ER-Modus wurde einer Adaptierbarkeit an einen weiten Energiebereich für die Experimente Rechnung getragen. Hierfür ist eine variable Weglängenkorrektur notwendig, die durch den Einsatz einer Schikane in den Rezirkulationsbögen erreicht wurde.

Der Einfluss von Synchrotronstrahlung, sowohl regulärer als auch kohärent überlagerter, konnte zumindest für die erste Ausbaustufe von MESA als vernachlässigbar gezeigt werden. Erst bei höheren Strahlströmen, wie sie z. B. für MESA 2 vorgesehen sind, sowie bei sehr kurzen Bunchen muss dieser Einfluss durch ‚Particletracking‘ überprüft werden.

Für die Experimentstrahlführungen von MAGIX und P2 wurden vorläufige Strahloptiken erstellt, die in Zusammenarbeit mit den Experimentgruppen auf die genauen Bedürfnisse der Experimente hin optimiert werden können. In diesen Strahlführungen wurden alle für den Betrieb von MESA notwendigen Strukturen zur Strahlanpassung (Weglängenkorrektur, R_{56} -Einstellbarkeit, Bereiche für Stabilisierungen) bereits integriert, wodurch die weitere Optimierung und Anpassung der Strahlführung erst möglich wird.

Aufbauend auf dieser Strahloptik können weiterführende Simulationen wie z. B. ‚Particletracking‘ durchgeführt werden. Dadurch werden die Akzeptanz des Beschleunigers, der Betatron-Phasenvorschub und die Strahlausdehnung ermittelt. Darüber hinaus kann dann der Einfluss von Ausrichtungsfehlern der Elemente auf die Strahloptik eruiert werden.

Teil IV

Fazit und Ausblick

15 Fazit und Ausblick

Während ein Teilchenbeschleuniger selbst zur technischen Infrastruktur der Experimente gehört, so sind noch viele weitere Systeme notwendig, um den Betrieb eines Beschleunigers zu gewährleisten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Randbedingungen von vielen dieser Systeme für MESA bestimmt sowie eine Strahloptik sowohl für den ER-Betrieb als auch den EB-Betrieb entwickelt. Hierbei erwiesen sich die technischen Randbedingungen (Brandschutz, Gebäudestatik, zerklüftetes Hallenlayout etc.) durch die Benutzung der Bestandshallen sowie der Umwidmung des Neubaus zur Beschleunigerhalle als besondere Herausforderung und führten zu einer erheblichen Erweiterung der Aufgabenstellung und zu vergrößerter Komplexität des Projekts. In Zusammenarbeit mit der Bauplanung und unseren Betriebsgruppen wurden der Energiebedarf, der Bedarf an Kühlleistung und die benötigte bauliche Ausstattung (Kernbohrungen, Krananlagen, etc.) für MESA bestimmt.

Des Weiteren wurde ein Kryokonzept für MESA ausgearbeitet, das neben dem Bedarf und der Verteilung an kryogenen Flüssigkeiten für MESA auch die Auslegung der Transferleitungen für verschiedene Betriebsmodi beinhaltet. Der Entwicklungsprozess des Kryosystems wurde von internationalen Experten im MESA-MAC begutachtet und gutgeheißen. Durch die Kryomodultests konnten erste Betriebserfahrungen gewonnen und eine befriedigende Übereinstimmung mit der Auslegung des Kryosystems gefunden werden.

Zur Planung der Strahloptik mussten die Randbedingungen für einen mehrfach rezirkulierenden energierückgewinnenden Teilchenbeschleuniger wie MESA bestimmt werden. Insbesondere die Möglichkeit, ein internes Experiment im ER-Modus und ein externes Experiment im EB-Modus in einem weiten Energiebereich zu betreiben, stellt einzigartige Anforderungen an die Strahlführung. Dies konnte trotz des begrenzten Platzangebots und des nicht optimalen Hallenzuschnitts in zufriedenstellender Weise erreicht werden, so dass eine Strahloptik erster Ordnung, die die Vorgaben der Experimente an MESA erfüllt, ausgearbeitet werden konnte.

Sowohl das Kryokonzept als auch die Strahloptik haben Auswirkungen auf die Bauplanung und werden durch sie auch selbst wieder beeinflusst, so dass ein permanenter Informationsaustausch zwischen den Planern und mir notwendig war.

Das hier vorgestellte Kryokonzept erfüllt die technischen Anforderungen von MESA und bildet die Grundlage für die nun anstehenden Ausschreibungen des Kryosystems. Diese beinhalten die Anschaffung der Transferleitungen, die Anschaffung der subatmosphärischen Kompressoren sowie den Umbau der bestehenden Kryoanlage für den Kreislaufbetrieb. Optional kann der Umbau der Kryoanlage auch die technischen Voraussetzungen für eine Versorgung von MESA mit überkritischem Helium, für eine

Kaltgasannahme sowie zur Lieferung von Zwischentemperaturen für das Warm- und Kaltfahren schaffen.

Des Weiteren stellt die hier vorgestellte Strahloptik für MESA die Grundlage für die Planung und Ausschreibungen der Dipole und Quadrupole sowie der Gestelle für die Strahlführung dar. Weiterführende Simulationen (insbesondere das ‚Particle-tracking‘) werden im Anschluss dieser Arbeit in Angriff genommen, um genauer die Parameter des Beschleunigers (z. B. die Akzeptanz des Beschleunigers, den Betatron-Phasenvorschub usw.) zu bestimmen und um eine weitere Optimierung der Strahloptik durchzuführen. So können die bestmöglichen Strahlparameter für die Experimente gewährleistet werden. Zusätzlich werden die Experimentstrahlführungen überarbeitet, um die Elementanzahl zu reduzieren. Die Resultate dieser Arbeit sind die unabdingbare Voraussetzung für die weitere Planung und Ausführung von MESA.

Teil V

Anhang

A Infrastruktur für MESA

Die Tabelle A.1 listet die Parameter des Wasserkühlsystems von MESA und der zwei Betriebsstufen¹ von MAMI auf. An MAMI erweisen sich eine Temperaturstabilität von $\pm 0,1$ K und eine Temperaturstabilität von ± 1 K für 10 min nach Lastwechsel als ausreichend. Diese Temperaturstabilität wird mit kommerziell erhältlichen Systemen erreicht, deren Regelungen von unseren Betriebsgruppen aufwändig optimiert wurden. Die Vor- und Rücklauftemperaturen für MESA wurden gegenüber MAMI-HDSM reduziert, um keine unnötige Verringerung der Lebensdauer der Halbleiterverstärker für die Hochfrequenzversorgung zu verursachen³. Das Wasserkühlsystem ist das ganze Jahr über in Betrieb, um kein stehendes Wasser im System zu haben, was zu erhöhtem Verschleiß führen würde. Das Kühlsystem ist aber nur während der Betriebszeiten des Teilchenbeschleunigers unter Last, was für MESA auf ca. 6000 h/a angestrebt wird.

Tabelle A.1: Parameter der Wasserkühlung von MESA und MAMI

Parameter	MESA	MAMI-B	MAMI-HDSM
Vorlauftemperatur	25 °C	22 °C	30 °C
Rücklauftemperatur	33 °C	28 °C	38 °C
Temperaturstabilität	$\pm 0,1$ K	$\pm 0,1$ K	$\pm 0,1$ K
Betriebsstunden	8760 h/a	8760 h/a	8760 h/a
Betriebsstunden Last	6000 h/a	6000 – 7000 h/a	3000 – 3500 h/a

Die Tabelle A.2 listet die bei der Bauplanung zugrunde gelegten elektrischen Anschlussleistungen und Kühlleistungen auf.

¹ MAMI-B: 855 MeV und MAMI-B + MAMI-HDSM²: 1,6 GeV

² harmonisch doppelseitiges Mikrotron

³ Zur Hochfrequenzversorgung werden an MAMI Klystrone eingesetzt, welche gegenüber den Halbleiterverstärkern an MESA eine höhere Temperatur vertragen können.

Tabelle A.2: Anschlussleistung und Kühlleistungsbedarf der MESA-Hallen

Halle	Elektrisch	Wasserkühlung	Umluftkühlung
ExH 1 & Linac-Tunnel ⁴	1100 kW	800 kW	200 kW
ExH 2	125 kW	70 kW	100 kW
ExH 3 & ExH 4 ⁵	300 kW	215 kW	100 kW
Kryo-Maschinenhalle	750 kW	620 kW	130 kW

Die Betreuung dieser sekundären Systeme und das Beistuern der Fachexpertise wird von den entsprechenden Fachabteilungen von MAMI durchgeführt.

⁴ ExH 1 und der Linac-Tunnel werden zusammengerechnet, da in der ursprünglichen Planung der Linac in der ExH 1 lokalisiert war. Bei der Umplanung für die ‚beschleunigte Aufbaumaßnahme‘ wurde entschieden, die Versorgung des Linac-Tunnels von der ExH 1 aus zu bewerkstelligen.

⁵ ExH 3 und ExH 4 sind zusammengerechnet, da die Hauptverteilung für diesen Bereich in der ExH 3 ist.

B Kryogenik für MESA

B.1 Druckabfall und maximale Massenströme in den Transferleitungen

Zur Auslegung des Transfersystems werden die Formeln von Kapitel 4.4.2 sowie die Leitungslängen aus Tabelle 5.3 herangezogen. Alle Berechnungen in diesem Kapitel benutzen die Heliumdaten aus [Arp et al. 1998]. Da dies alles nur grobe Abschätzungen sind, muss die genaue Auslegung in Zusammenarbeit mit dem Produzenten der Transferleitung erfolgen.

B.1.1 Auslegung der 16 mbar-Transferleitung

Das 16 mbar-Transfersystem setzt sich im Wesentlichen aus drei Teilen zusammen. Je nachdem, ob ein elektrischer Heizer in der Beschleunigerhalle benutzt wird oder eine passive Aufheizung vor der Maschinenhalle erfolgt, sind die jeweiligen Segmente unterschiedlich lang; dementsprechend ist der Drucketat unterschiedlich verteilt:

passiv:

$$\text{Kryomodul} \xrightarrow[1 \text{ mbar}]{\text{Segment 1}} \text{Ventilbox RI} \xrightarrow[3 \text{ mbar}]{\text{Segment 2}} \text{Heizstrecke} \xrightarrow[1 \text{ mbar}]{\text{Segment 3}} \text{SAK}$$

elektrisch:

$$\text{Kryomodul} \xrightarrow[1 \text{ mbar}]{\text{Segment 1}} \text{Ventilbox RI} \xrightarrow{\text{Segment 2}} \text{el. Heizer} \xrightarrow[3 \text{ mbar}]{\text{Segment 3}} \text{SAK}$$

Mit einem zusätzlichen Druckabfall von 1 mbar am elektrischen Heizer¹ sowie einem Druckbedarf von mindestens 1 mbar für die Druckregelung in der RI-Ventilbox ergibt sich für beide Konzepte ein maximaler Gesamtdruckabfall von 6 mbar in der 16 mbar-Transferleitung. Also folgt als Anforderung für den SAK ein Ansaugdruck von 10 mbar bei 6 g/s Massenstrom.

Segment 1:

Das erste Segment ist die Transferleitung vom Kryomodul zur RI-Ventilbox. Dieses Segment ist eine vakuumisolierte Transferleitung mit einem Flüssigstickstoffschild sowie einer MLI. Dementsprechend wird die in Kapitel 4.4.1 angegebene Abschätzung für den Wärmeeintrag von 0,01 W/m angenommen.

¹ Der Druckabfall in Segment 2 wird dem Heizer zugerechnet.

B.1 Druckabfall und maximale Massenströme in den Transferleitungen

Tabelle B.1: Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 1 mbar und Druckabfall bei einem Nenndurchsatz von 3 g/s in der 16 mbar-Transferleitung von den Kryomodulen zur RI-Ventilbox bei verschiedenen Leitungsdurchmessern. Die Eingangstemperatur beträgt 5 K.

D	L_e	Max. Durchsatz		Nenndurchsatz	
		ΔT	\dot{m}	ΔT	Δp
63 mm	24,2 m	$1,4 \cdot 10^{-3}$ K	18,3 g/s	$8,6 \cdot 10^{-3}$ K	0,040 mbar
100 mm	28,6 m	$4,5 \cdot 10^{-4}$ K	57,1 g/s	$8,6 \cdot 10^{-3}$ K	0,005 mbar
150 mm	34,6 m	$1,7 \cdot 10^{-4}$ K	151,4 g/s	$8,6 \cdot 10^{-3}$ K	0,001 mbar

Wie man in Tabelle B.1 sieht, ist durch den Schild der Temperaturanstieg zu vernachlässigen. Alle hier aufgezeigten Durchmesser erscheinen überdimensioniert und eine Auswahl wird wohl eher durch Kompatibilität mit anderen Transferleitungsteilen als durch den reinen Druckabfall bestimmt. Allerdings ist hier zu beachten, dass in dem 1 mbar-Budget für dieses Segment auch noch der Druckabfall des 2 K/4 K-Wärmetauschers enthalten ist. Bei unseren Tests der Kryomodule ergab sich zwischen Kryomodul und RI-Ventilbox ein Druckabfall von 0,3 mbar bei Grundlast. Hierbei war die Leitungslänge etwa halb so lang wie für MESA bei einem Leitungsdurchmesser von 150 mm bei Massenströmen bis 2 g/s. Bei diesen Tests war der Druckabfall dominiert durch den Wärmetauscher. Da das Druckbudget hier begrenzt ist, sollte dieses Leitungssegment nicht zu knapp bemessen sein, damit der Druckabfall nicht vom Leitungssegment dominiert wird. Die Flansche an der Ventilbox und den Kryomodulen sind als CF150-Flansche ausgeführt und eine zu starke Reduzierung des Querschnitts erscheint als nicht sinnvoll. Auch wenn ein Leitungsdurchmesser von 63 mm ausreichend wäre, gibt ein Durchmesser von 100 mm einen guten Kompromiss für dieses Leitungssegment.

Segment 2:

Bei der passiven Aufheizung muss das Segment 2 isoliert sein, um eine Vereisung des Leitungssystems zu verhindern. In Tabelle B.2 werden verschiedene Leitungsdurchmesser bei verschiedenen Isolierungen aufgelistet. Hierbei wurde der Wärmeeintrag von Tabelle 4.1 genommen und mit einem Sicherheitsfaktor von 5 multipliziert.

Hier sieht man, dass eine Vakuumisolierung ausreichen sollte und eine MLI nicht unbedingt vonnöten ist, aber durch die MLI ein höherer maximaler Massenstrom ermöglicht wird sowie die Erwärmung des Heliums reduziert wird. Allerdings sollte auch diese Leitung nicht zu knapp bemessen sein. Sollte dieser Leitungsteil als Teil der ‚multichannel‘-Transferleitung ausgeführt werden, ist dieser hinter dem Stickstoffschild. Allerdings werden höchstwahrscheinlich die Kosten dieser ‚multichannel‘-Transferleitung die Kosten einer getrennten Ausführung der Transferleitungen übersteigen. Für die

Tabelle B.2: Max. Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 3 mbar und Druckabfall bei einem Nenndurchsatz von 6 g/s in der 16 mbar-Transferleitung von der RI-Ventilbox zur passiven Aufheizung bei verschiedenen Leitungsdurchmessern und Schildkonfigurationen. Die Eingangstemperatur beträgt 5 K.

Schild	D	L_e	Max. Durchsatz		Nenndurchsatz	
			ΔT	\dot{m}	ΔT	Δp
Vakuum	63 mm	94,9 m	56,3 K	9,8 g/s	91,8 K	1,4 mbar
Vakuum	100 mm	111,5 m	26,2 K	33,3 g/s	145,5 K	0,2 mbar
Vakuum	150 mm	134,0 m	13,2 K	98,9 g/s	218,2 K	0,04 mbar
Vakuum + MLI	63 mm	94,9 m	3,4 K	13,7 g/s	7,7 K	0,8 mbar
Vakuum + MLI	100 mm	111,5 m	1,6 K	45,4 g/s	12,3 K	0,1 mbar
Vakuum + MLI	150 mm	134,0 m	0,9 K	123,8 g/s	18,4 K	0,02 mbar

elektrische Aufheizung wird hier nichts berechnet, da dabei die Leitung zum elektrischen Heizer nur ein sehr kurzes Stück ist. Der Druckabfall dieses Segments wird in diesem Fall einfach dem Druckabfall des elektrischen Heizers zugerechnet. Eine Reduzierung des Leitungsquerschnitts gegenüber Segment 1 ist nicht sinnvoll. Dementsprechend sollte dieses Segment einen Leitungsdurchmesser von mindestens 100 mm haben.

Segment 3:

Das dritte Segment ist je nach Aufheizungsart unterschiedlich lang. Bei der passiven Aufheizung ist das dritte Segment von der passiven Aufheizung zu den subatmosphärischen Kompressoren nur ein kurzes Stück. Bei der elektrischen Aufheizung in der Beschleunigerhalle ist dieses Segment das längste Stück der Transferleitung. Für beide Fälle ist die Temperatur des Heliumstroms gleich der Umgebungstemperatur. In Tabelle B.3 sind verschiedene Leitungsdurchmesser für beide Varianten aufgelistet.

Hier kann man gut sehen, dass ein Leitungsdurchmesser zwischen 250 mm und 300 mm bei Transport bei Umgebungstemperatur benötigt wird (Segment 3: Tabelle B.3), um den gleichen Massendurchsatz einer 100 mm durchmessenden Leitung bei kryogenem Transport (Segment 2: Tabelle B.2) zu erreichen. Damit dieses Segment nicht der begrenzende Faktor beim gesamten Massendurchsatz ist, ergibt sich für die passive Aufheizung ein Leitungsdurchmesser von 250 mm und für die elektrische Aufheizung ein Leitungsdurchmesser von 300 mm.

Tabelle B.3: Max. Massendurchsatz und Druckabfall bei einem Nenndurchsatz von 6 g/s in der 16 mbar-Transferleitung und einer Temperatur von 300 K

Von → Nach	D	L_e	Max. Durchsatz		Nenndurchs.
			Δp	\dot{m}	Δp
pass. Heiz. → SAK	150 mm	34,5 m	1 mbar	10,6 g/s	0,37 mbar
	200 mm	37,5 m	1 mbar	22,1 g/s	0,07 mbar
	250 mm	40,5 m	1 mbar	38,8 g/s	0,03 mbar
el. Heiz. → SAK	150 mm	164,8 m	3 mbar	8,2 g/s	1,75 mbar
	200 mm	290,3 m	3 mbar	16,4 g/s	0,36 mbar
	250 mm	215,8 m	3 mbar	28,0 g/s	0,17 mbar
	300 mm	241,3 m	3 mbar	43,0 g/s	0,09 mbar

Beispiel passive Aufheizung:

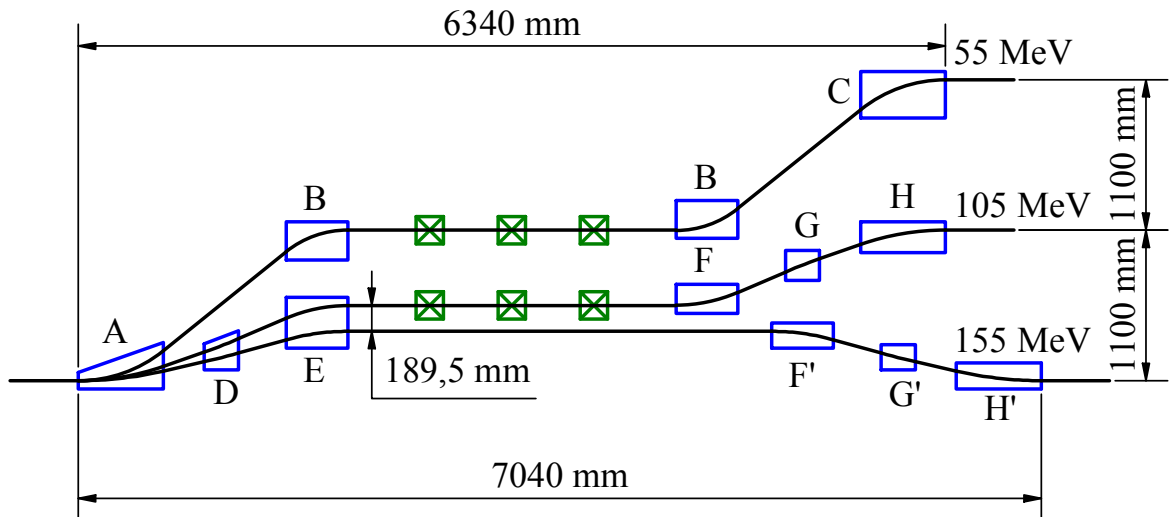
In diesem Beispiel werden die vorgeschlagenen Leitungsdurchmesser für die verschiedenen Segmente der 16 mbar-Saugleitung bei passiver Aufheizung verwendet.

Modul	$\xrightarrow[\text{DN100}]{\text{Segment 1}}$	VB RI	$\xrightarrow[\text{DN100}]{\text{Segment 2}}$	Heizstrecke	$\xrightarrow[\text{DN250}]{\text{Segment 3}}$	SAK
1 mbar	0,005 mbar	1 mbar	0,2 mbar		0,03 mbar	

Hieraus ergibt sich ein Gesamtdruckverlust von 2,235 mbar. Dementsprechend muss auch der subatmosphärische Kompressor nur auf 13 mbar ausgelegt werden. Allerdings gibt eine zusätzliche Druckreserve bessere Regelmöglichkeiten für das Druckregelventil in der RI-Ventilbox.

C Strahloptik für MESA

C.1 Strahlführung



schwarz: Strahlbahn; grün: Quadrupole; blau: Magnetfelder Dipole

Abbildung C.1: Vertikale Strahlseparation der geraden Rezirkulationen

Tabelle C.1: Ablenkradien und Ablenkwinkel der vertikalen Strahlseparation für gerade Rezirkulationen für die verschiedenen Strahlenergien

Dipol	Energie	Radius	Winkel	mag. Flussdichte
A, C	55 MeV	989,7 mm	38,79°	0,185 mT
B	55 MeV	718,3 mm	38,79°	0,255 mT
A, H	105 MeV	1889,5 mm	19,16°	0,185 mT
D, G	105 MeV	3411,4 mm	4,51°	0,103 mT
E, F	105 MeV	1121,0 mm	23,67°	0,312 mT
A, H'	155 MeV	2789,2 mm	12,84°	0,185 mT
D, G'	155 MeV	5035,9 mm	2,94°	0,103 mT
E, F'	155 MeV	1654,8 mm	15,78°	0,312 mT

C.2 Strahldynamik-Diagramme

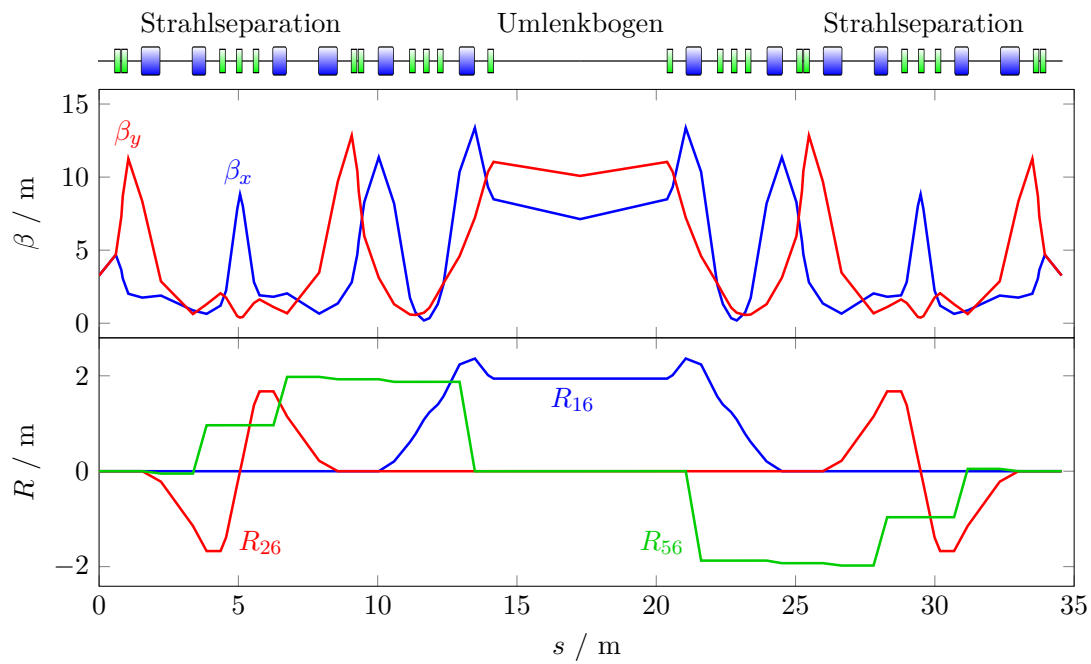


Abbildung C.2: Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation ohne Weglängenkorrektur

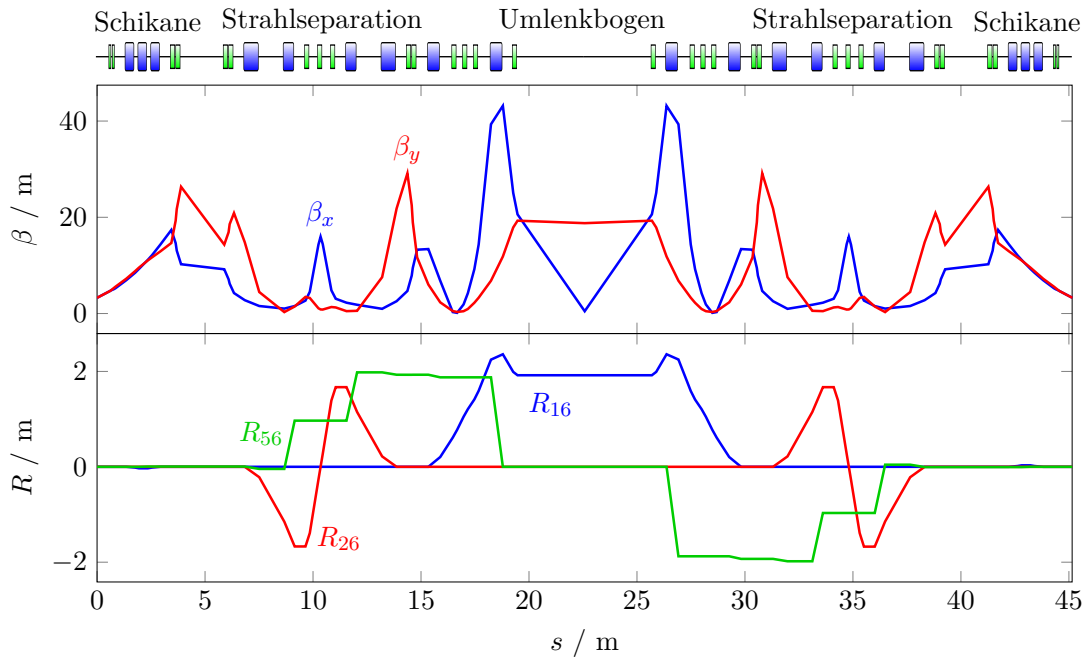


Abbildung C.3: Betafunktionen und Dispersionen in der zweiten Rezirkulation ohne Weglängenkorrektur

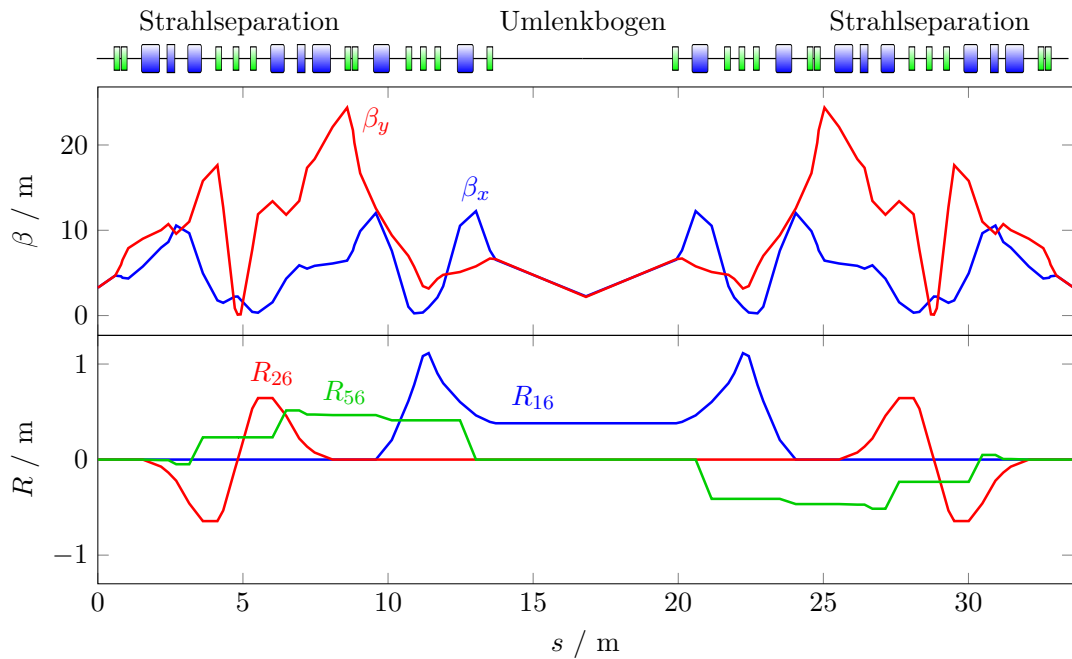


Abbildung C.4: Betafunktionen und Dispersionen in der dritten Rezirkulation ohne Weglängenkorrektur

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die Experimentierhallen von MESA mit der oberirdischen Kryo-Maschinenhalle und den unterirdischen Beschleunigerhallen inklusive der Höhenangaben relativ zur Kryo-Maschinenhalle	4
1.2	Diagonalansicht von MESA inklusive der Experimente	5
1.3	Übersicht über die Beschleunigerhallen von MESA inklusive des Beschleunigers sowie der Experimente	6
2.1	Übersicht über das P2-Spektrometer	8
2.2	Übersicht über das MAGIX-Spektrometer	11
3.1	Übersicht über das Kryosystem von MESA mit der oberirdischen Kryo-Maschinenhalle und dem unterirdischen Teilchenbeschleuniger MESA	14
4.1	Phasendiagramm von Helium mit log. aufgetragenem Druck	17
4.2	Schematische Darstellung der 4,4 K/1,8 K Joule-Thomson-Entspannung von flüssigem Helium sowie des zugehörigen T-S-Diagramms	18
4.3	Schematische Darstellung des Claude-Kreislaufs zur Heliumverflüssigung sowie des Prozesses im zugehörigen T-S-Diagramm	20
4.4	Schematische Darstellung von verschiedenen Transferleitungstypen zum Transport von kryogenen Flüssigkeiten oder Gasen	22
5.1	Vereinfachtes Schema der Kryoverteilung von MESA	28
5.2	Kryo-Maschinenhalle	29
5.3	Linde L280 am Institut für Kernphysik der JGU Mainz	30
5.4	Schematische Darstellung der Kryoverteilung in der Ventilbox zur Versorgung der Nexans-Transferleitung	31
5.5	Das MESA-Kryomodul (MEEC)	33
5.6	Schematische Darstellung der Kryoverteilung in der RI-Ventilbox zur Versorgung der beiden Kryomodule	35
5.7	Die 5 Pumpen des subatmosphärischen Kompressorsystems des Testbunkers von der Firma Pfeiffer-Vacuum vor Montage im Pumpenraum	37
5.8	Isometrische Darstellung der kryogenen Transferleitungen von MESA zwischen der oberirdischen Maschinenhalle und den unterirdischen Experimentierhallen	40
6.1	Vereinfachtes Schema der Kryoverteilung des Kryomodultests . . .	43
6.2	Die dynamischen Verluste der zwei MESA-Kryomodule inklusive der einzelnen Kavitäten	44
7.1	Fließbild (PFD) der Kryoverteilung von MESA	47

7.2	Schema verschiedener Pumpenanordnungen für die subatmosphärischen Kompressoren	61
9.1	Schrägansicht MESA	66
10.1	Kantenwinkel eines Dipols	71
10.2	Schematische Darstellung des ‚Clamped Rogowski-Profiles‘	72
10.3	Phasenellipse	75
10.4	Radialer Betatronphasenvorschub für einen gematchten Strahl in einer periodischen Strahlführung	77
10.5	Dispersion im ‚Double Bend‘-Achromat	79
10.6	Dispersion im ‚Triple Bend‘-Achromat	80
10.7	Prinzip der Phasenfokussierung am Beispiel eines Teilchenensembles mit positivem R_{56} (z. B. in einem Linearbeschleuniger)	81
10.8	Schematischer Aufbau eines einseitigen ‚Multiturn‘-ERL	83
10.9	Schematischer Aufbau eines doppelseitigen ‚Multiturn‘-ERL	84
10.10	Vergleich der Betafunktionen beim Durchlaufen eines Kryomoduls bei einer Beschleunigung von 30 MeV auf 55 MeV (Simulation mit PARMELA und ELEGANT) mit einer Drift	86
10.11	Veranschaulichung der Segmentreihenfolge eines doppelseitigen rezirkulierenden Linearbeschleunigers im ER-Betrieb symmetrisch um das Experiment	88
10.12	Veranschaulichung der realen Segmentreihenfolge eines doppelseitigen rezirkulierenden Linearbeschleunigers mit gemeinsam genutzter Strahlführung zur Beschleunigung und Abbremsung im ER-Betrieb	89
10.13	Veranschaulichung der Segmentreihenfolge eines doppelseitigen rezirkulierenden Linearbeschleunigers im ER-Betrieb ‚pseudosymmetrisch‘ um das Target.	90
10.14	‚Start-to-End-Tracking‘-Simulation einer früheren MESA-Strahlführung (ohne Weglängenkorrektur, mit kurzem Injektionsbogen und alter Experimentstrahlführung) mit ELEGANT und ohne Raumladung	90
10.15	Auszug der Kryomoduldurchläufe aus Abbildung 10.14	91
10.16	Isochrones Rezirkulieren im Beschleuniger	92
10.17	Nicht-isochrones Rezirkulieren im Beschleuniger am Beispiel eines Teilchenstrahls mit negativem R_{56}	93
10.18	Nicht-isochrones Rezirkulieren im Beschleuniger am Beispiel eines Teilchenstrahls mit wechselndem R_{56}	94
11.1	Schematischer Aufbau MESA	97
12.1	Injektor inklusive Injektionsbogen, Injektionsschikane und des ersten Kryomoduls	101
12.2	STEAM mit Präparationskammer	102
12.3	Schematische vereinfachte Darstellung der MELBA	104

12.4	Injektor-Linac MAMBO	105
12.5	Injektionsbogen MARC 0.	106
12.6	Injektions-/Extraktionsschikane	107
12.7	Skizze Injektions-/Extraktionsschikane	108
12.8	Vertikale Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen	109
12.9	Dispersionen in der Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen	110
12.10	Vertikale Strahlseparation der ungeraden Rezirkulationen mit abwei- chender Sollbahn bei reduziertem Energiehub pro Modul	111
12.11	Rückführungsbogen	113
12.12	Betafunktionen und Dispersionen in MARC 1 ohne Weglängenkor- rektur	114
12.13	Weglängenkorrektur im Rückführungsbogen durch Variation des Ab- lenkwinkels	117
12.14	Rückführungsbogen mit einer Schikane zur Weglängenkorrektur . .	118
12.15	Betafunktionen und Dispersionen im Bogen der ersten Rezirkulation mit der Weglängenkorrektur durch eine Schikane	119
13.1	Veranschaulichung der Strahlführung von MESA im ER-Betrieb . .	121
13.2	Strahlführung internes Experiment MAGIX	122
13.3	Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation im ER- Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	123
13.4	Betafunktionen und Dispersionen in der zweiten Rezirkulation im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	124
13.5	Betafunktionen und Dispersionen in der dritten Rezirkulation im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	124
13.6	Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung im ER-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	125
13.7	Veranschaulichung der Strahlführung von MESA im EB-Betrieb . .	127
13.8	Schrägansicht P2-Strahlführung	127
13.9	Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation im EB- Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	130
13.10	Betafunktionen und Dispersionen in der zweiten Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	130
13.11	Betafunktionen und Dispersionen in der dritten Rezirkulation im EB- Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	131
13.12	Betafunktionen und Dispersionen in der vierten Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	131
13.13	Betafunktionen und Dispersionen in der fünften Rezirkulation im EB-Modus mit Weglängenkorrektur durch eine Schikane	132
13.14	Betafunktionen und Dispersionen in der Experimentstrahlführung im EB-Modus bis zum Einschuss in den Hydromöller	132
C.1	Vertikale Strahlseparation der geraden Rezirkulationen	148

Abbildungsverzeichnis

C.2	Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation ohne Weglängenkorrektur	149
C.3	Betafunktionen und Dispersionen in der zweiten Rezirkulation ohne Weglängenkorrektur	150
C.4	Betafunktionen und Dispersionen in der dritten Rezirkulation ohne Weglängenkorrektur	150

Tabellenverzeichnis

2.1	Strahlparameter für P2	9
2.2	Strahlparameter für MAGIX	12
4.1	Wärmeeintrag in LHe für verschiedene Transferleitungs-konfigurationen	24
5.1	Helium-Abdampfpraten der Nexans-Transferleitung und der zugehörigen Ventilbox	31
5.2	Spezifikationen der thermischen Verluste pro MEEC-Modul	34
5.3	Transferleitungslängen zwischen den einzelnen Komponenten des MESA-Kryosystems	42
6.1	Spezifikationen und Messungen der thermischen Verluste pro MEEC-Modul	45
7.1	Druckniveaus in den verschiedenen Kryosystemen von MESA	48
7.2	Förderdruck zwischen den verschiedenen Bereichen des Kryosystems von MESA	48
7.3	Anteil Flüssighelium bei der JT-Entspannung von 1,2 bar nach 16 mbar sowie der daraus folgende Flüssighelium-Bedarf pro Modul	50
7.4	Flüssighelium-Verbrauch pro Kryomodul mit einer Ventileingangstemperatur von 3,6 K bei der JT-Entspannung von 1,2 bar nach 16 mbar unter verschiedenen Betriebszuständen, einmal mit den Spezifikationen der Kryomodule und einmal mit den vorläufigen gemessenen Verlusten der Kryomodule	51
7.5	Gesamter Flüssighelium-Bedarf von MESA	52
7.6	Massenströme der Versorgung von MESA mit überkritischem Helium bei einem Eingangsdruck von 2,8 bar in der RI-Ventilbox bei verschiedenen Eingangstemperaturen des JT-Ventils	53
7.7	Max. Massendurchsatz und Druckabfall für elektrische und passive Aufheizung des Heliums in den 16 mbar-Transferleitungen	55
7.8	Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 1500 mbar und Druckabfall bei Nenndurchsatz in der überkritischem Versorgungsleitung bei verschiedenen Eingangstemperaturen	56
7.9	Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 185 mbar und Druckabfall bei Nenndurchsatz in der Flüssighelium-Transferleitung bei verschiedenen Leitungsdurchmessern	58

7.10	Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 50 mbar (Versorgung mit Flüssighelium) und 100 mbar (Versorgung mit überkritischem Helium) sowie Druckabfall bei Nenndurchsatz in der Rückgas-Transferleitung zur L280 bei verschiedenen Betriebsmodi .	59
7.11	Fördermenge mit und ohne Redundanz für verschiedene Stranganordnungen der subatmosphärischen Kompressoren	60
11.1	Abdeckbarer Energiebereich MESA	99
11.2	Synchrotronstrahlungsverluste in den einzelnen Umläufen im ER-Modus sowie die Energiedifferenz zwischen Primärstrahl zu Sekundärstrahl in den Rezirkulationen	99
11.3	Durch CSR hervorgerufene Energieverbreiterung für verschiedene Strahlströme in den einzelnen Umläufen	100
12.1	Parameter von STEAM an MESA	103
12.2	Parameter von MAMBO	105
12.3	Ablenkradien und Ablenkwinkel der verschiedenen Elektronenstrahlen in der Injektions- und der Extraktionsschikane	108
12.4	Ablenkradien und Ablenkwinkel der vertikalen Strahlseparation für ungerade Rezirkulationen für die verschiedenen Strahlenergien . . .	112
12.5	Änderung der Betafunktionen und Dispersionen in der ersten Rezirkulation bei Änderung der longitudinalen Dispersion ohne Anpassung des ‚Matchings‘	114
12.6	Magnetische Flussdichte in den MARC-Dipolen	115
12.7	Phasen- und Weglängenänderung der Strahlen verschiedener Energien in den Rezirkulationen gegenüber der Standardenergie	116
12.8	Grundauslenkung, Auslenkung bei reduzierter Energie sowie maximale Auslenkung des Teilchenstrahls in der Schikane zur Weglängenkorrektur in den Rezirkulationen	120
13.1	Maximale Feldgradienten der Quadrupole in den Rezirkulationen im ER-Betrieb	125
13.2	Maximale Betafunktion und Strahlausdehnung sowie Betatron-Phasenvorschub der Rezirkulationen im ER-Betrieb bei einer normierten Emittanz von 1,5 mm mrad	126
13.3	Maximale Feldgradienten der Quadrupole in den Rezirkulationen im EB-Betrieb	133
13.4	Maximale Betafunktion und Strahlausdehnung sowie Betatron-Phasenvorschub der Rezirkulationen im EB-Betrieb bei einer normierten Emittanz von 0,15 mm mrad	134
A.1	Parameter der Wasserkühlung von MESA und MAMI	142
A.2	Anschlussleistung und Kühlleistungsbedarf der MESA-Hallen . . .	143

B.1	Maximaler Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 1 mbar und Druckabfall bei einem Nenndurchsatz von 3 g/s in der 16 mbar-Transferleitung von den Kryomodulen zur RI-Ventilbox bei verschiedenen Leitungsdurchmessern. Die Eingangstemperatur beträgt 5 K. . . .	145
B.2	Max. Massendurchsatz bei einem Druckabfall von 3 mbar und Druckabfall bei einem Nenndurchsatz von 6 g/s in der 16 mbar-Transferleitung von der RI-Ventilbox zur passiven Aufheizung bei verschiedenen Leitungsdurchmessern und Schildkonfigurationen. Die Eingangstemperatur beträgt 5 K.	146
B.3	Max. Massendurchsatz und Druckabfall bei einem Nenndurchsatz von 6 g/s in der 16 mbar-Transferleitung und einer Temperatur von 300 K	147
C.1	Ablenkradien und Ablenkwinkel der vertikalen Strahlseparation für gerade Rezirkulationen für die verschiedenen Strahlenergien	148

Literatur

- [Adelmann et al. 2013] A. Adelmann, Y. Ineichen, S. Russell, Y. Bi, C. Wang, J. Yang, H. Zha, S. S., C. Rogers und C. Mayes. *The OPAL Framework (Object Oriented Parallel Accelerator Library) Version 1.1.9 User's Reference Manual*. 2013.
- [Allison et al. 2015] T. Allison et al. „The Qweak experimental apparatus“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 781 (2015), S. 105–133. DOI: 10.1016/j.nima.2015.01.023.
- [Arp et al. 1998] V. D. Arp, R. D. Mccarty und D. G. Friend. „Thermophysical properties of Helium-4 from 0.8 to 1500 K with pressures to 2000 MPa“. In: *NIST technical note 1334* (1998).
- [Atkinson 2015] T. Atkinson. „Modeling of magnetic optic for the short pulse mode operation of Energy Recovery Linac based light sources“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 2015. DOI: <http://dx.doi.org/10.18452/17300>.
- [Aulenbacher et al. 2012] K. Aulenbacher, R. Heine und R. Eichhorn. „MESA — Sketch of an Energy Recovery Linac for Nuclear Physics Experiments at Mainz“. In: *Conf.Proc. C1205201* (2012), S. 1993–1995.
- [Aune et al. 2000] B. Aune et al. „Superconducting TESLA cavities“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators And Beams* 3.9 (2000), S. 092001. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.3.092001. URL: <http://link.aps.org/abstract/PRSTAB/v3/e092001>.
- [Barron 1985] R. F. Barron. *Cryogenic Systems*. Second Edition. Oxford University Press, 1985. ISBN: 978-0195035674.
- [Bassi et al. 2006] G. Bassi, T. Agoh, M. Dohlus, L. Giannessi, R. Hajima, A. Kabel, T. Limberg und M. Quattromini. „Overview of CSR codes“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 557 (2006), S. 189–204. DOI: 10.1016/j.nima.2005.10.067.
- [Bechthold 2019] V. Bechthold. „Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse“. Diss. In-

- stitut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2019. URL: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hebis:77-diss-1000027501>.
- [**Bechthold 2013**] V. Bechthold. „Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger“. Dipl.-Arb. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2013. URL: https://www.kernphysik.uni-mainz.de/files/2018/09/B2_Mesa_bechthold_v_dipl.pdf.
- [**Becker et al. 2018**] D. Becker, R. Bucoveanu, C. Grzesik, K. Imai, R. Kempf, M. Molitor, A. Tyukin, M. Zimmermann, D. Armstrong, K. Aulenbacher, S. Baunack, R. Beminiwattha, N. Berger, P. Bernhard, A. Brogna, L. Capozza, S. C. Dusa, W. Deconinck, J. Diefenbach, J. Dunne, J. Erler, C. Gal, M. Gericke, B. Gläser, M. Gorchtein, B. Gou, W. Gradl, Y. Imai, K. S. Kumar, F. Maas, J. Mammei, J. Pan, P. Pandey, K. Paschke, I. Perić, M. Pitt, S. Rahman, S. Riordan, D. R. Piñeiro, C. Sfienti, I. Sorokin, P. Souder, H. Spiesberger, M. Thiel, V. Tyukin und Q. Weitzel. „The P2 experiment“. In: *The European Physical Journal A* 54.11 (2018). DOI: 10.1140/epja/i2018-12611-6.
- [**Benesch et al. 2014**] J. Benesch et al. „The MOLLER Experiment: An Ultra-Precise Measurement of the Weak Mixing Angle Using Møller Scattering“. In: (2014). arXiv: 1411.4088 [nucl-ex].
- [**Bird et al. 2002**] R. B. Bird, W. E. Stewart und E. N. Lightfoot. *Transport Phenomena*. Second Edition. John Wiley & Sons, 2002.
- [**Borland 2013**] M. Borland. *User's Manual for elegant: Advanced Photon Source*. 2013.
- [**Braun et al. 1988**] H. Braun, H. Herminghaus und A. Streun. „The Gun/ Chopper System for the MAINZ Microtron“. In: *Proc. of the 1988 European Particle Accelerator Conference Rome* 568 (1988), S. 997–100. URL: https://accelconf.web.cern.ch/e88/PDF/EPAC1988_0997.PDF.
- [**Brown 1980**] K. L. Brown. *TRANSPORT: A computer program for designing charged particle beam transport systems*. Bd. 80-04. CERN. 1980.
- [**Chen et al. 2013**] S. Chen, S.-L. Huang, Y.-M. Li, L.-W. Feng, F. Zhu, S.-W. Quan, K.-X. Liu und J.-E. Chen. „Multi-pass, multi-bunch beam breakup for 9-cell Tesla cavities in the ERL“. In: *Chinese Physics C* 37.8 (2013), S. 087001. DOI: 10.1088/1674-1137/37/8/087001. URL: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/37/8/087001>.
- [**Denig und Vanderhaeghen 2011**] A. Denig und M. Vanderhaeghen. *Collaborative Research Centre 1044: The Low-Energy Frontier of the Standard Model*. 2011.

- [**Doria et al. 2019**] L. Doria, P. Achenbach, M. Christmann, A. Denig und H. Merkel. „Dark Matter at the Intensity Frontier: the new MESA electron accelerator facility“. In: *Proceedings of ALPS 2019, April 22–27, 2019, Obergurgl, Austria*. 2019. URL: <https://arxiv.org/pdf/1908.07921.pdf>.
- [**Filina und Weisend 1996**] N. N. Filina und J. G. Weisend. *Cryogenic two-phase flow : applications to large-scale systems*. Cambridge University Press, 1996. 150 S. ISBN: 978-0521168403.
- [**Friederich 2019**] S. Friederich. „Entwicklung einer hochbrillanten Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Strahlen“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2019.
- [**Grieser et al. 2018**] S. Grieser, D. Bonaventura, P. Brand, C. Hargens, B. Hetz, L. Leßmann, C. Westphälinger und A. Khoukaz. „A cryogenic supersonic jet target for electron scattering experiments at MAGIX@MESA and MAMI“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 906 (2018), S. 120–126. DOI: 10.1016/j.nima.2018.07.076.
- [**Grote 2002**] H. Grote. *MAD-X USER'S GUIDE*. 2002.
- [**Halavanau et al. 2017**] A. Halavanau, N. Eddy, D. Edstrom, E. Harms, A. Lunin, P. Piot, A. Romanov, J. Ruan, N. Solyak und V. Shiltsev. „Analysis and Measurement of the Transfer Matrix of a 9-cell 1.3-GHz Superconducting Cavity“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 20 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.040102.
- [**Heidrich 2018**] S. Heidrich. „Entwurf strahloptischer Elemente für MESA und Untersuchung des Einflusses extremer Strahlleistungen auf die Strahlqualität und -diagnose“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018.
- [**Heil 2015**] P. Heil. „Longitudinale Emittanzanpassung durch Geschwindigkeitsmodulation im Injektionssystem an MESA“. Magisterarb. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2015.
- [**Heine 2020**] R. Heine. *Interne Mitteilung*. 2020.
- [**Heine et al. 2014**] R. Heine, K. Aulenbacher, F. Schlander und D. Simon. „Lattice and Start-to-end Simulation of the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA“. In: *Proc. IPAC'14*. 2014, MOPRO108. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2014-MOPRO108.

- [**Heine et al. 2016**] R. Heine, K. Aulenbacher, L. Hein und C. Matejcek. „Current Status of the Milliampere Booster for the Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator“. In: *Proceedings, 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2016): Busan, Korea, May 8–13, 2016*. 2016, TUPOW002. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2016-TUPOW002.
- [**Herminghaus 1992**] H. Herminghaus. „On the inherent stability of non-isochronous recirculating accelerators“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 314.1 (1992), S. 209–211. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/0168-9002(92)90516-7.
- [**Herminghaus und Kaiser 1973**] H. Herminghaus und K. Kaiser. „Design, construction and performance of the energy compressing system of the Mainz 300 MeV electron linac“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 113.2 (1973), S. 189–194. DOI: 10.1016/0029-554x(73)90831-8.
- [**Hinterberger 2008**] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Aufl. Berlin und Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. ISBN: 978-3-540-75281-3.
- [**Hoffstaetter und Bazarov 2004**] G. H. Hoffstaetter und I. V. Bazarov. „Beam-breakup instability theory for energy recovery linacs“. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 7 (2004), S. 054401. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.7.054401. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.7.054401>.
- [**Hofmann 2013**] I. Hofmann. „Performance of solenoids vs. quadrupoles in focusing and energy selection of laser accelerated protons“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 16 (2013), S. 041302. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.16.041302.
- [**Hug 2017**] F. Hug. „Application of Non-Isochronous Beam Dynamics in ERLs for Improving Energy Spread and Beam Stability“. In: *8th International Particle Accelerator Conference*. 2017, MOPVA013. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPVA013.
- [**Hug et al. 2019**] F. Hug, E. Schilling, D. Simon, A. Skora, T. Stengler, S. Thomas, K. Aulenbacher und T. Kürzeder. „Cryogenic Installations for Module Tests at Mainz“. In: *Proc. SRF'19*. 2019, THP054.
- [**Hug 2013**] F. Hug. „Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren“. Diss. Darmstadt: Technische Universität, 2013.

- [**Hug und Heine 2017**] F. Hug und R. Heine. „Injector linac stability requirements for high precision experiments at MESA“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 874 (2017), S. 012012. DOI: 10.1088/1742-6596/874/1/012012.
- [**Jackson 1987**] A. Jackson. „A comparison of the Chasman-Green and triple bend achromat lattices“. In: *Particle Accelerators, Band 22*. Gordon und Breach, 1987, S. 111–128.
- [**Jiao et al. 2014**] Y. Jiao, X. Cui, X. Huang und G. Xu. „Generic conditions for suppressing the coherent synchrotron radiation induced emittance growth in a two-dipole achromat“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 17 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.17.060701.
- [**Kempf 2020**] R. Kempf. „Stabilisation der Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2020.
- [**Kempf et al. 2018**] R. Kempf, K. Aulenbacher und J. Diefenbach. „High Precision Beam Parameter Stabilization for P2 at MESA“. In: *9th International Particle Accelerator Conference*. 2018, WEPAL024. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2018-WEPAL024.
- [**Ledroit und Aulenbacher 2019**] B. Ledroit und K. Aulenbacher. „Collimation of target induced halo following MAGIX at MESA“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1350 (2019), S. 012138. DOI: 10.1088/1742-6596/1350/1/012138.
- [**Maas 2013**] F. Maas. *Low-energy precision physics*. In: *31st International Symposium on Lattice Field Theory*. 2013.
- [**Matejcek 2020**] C. Matejcek. „Strahldynamik der Niederenergie-Strahlführung von MESA unter Berücksichtigung von Raumladung und Multipol-Beiträgen höherer Ordnung“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2020. In Vorbereitung.
- [**Matejcek et al. 2019**] C. Matejcek, K. Aulenbacher und S. Friederich. „Low Energy Beam Transport System for MESA“. In: *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19–24 May 2019*. International Particle Accelerator Conference. JACoW Publishing, 2019, TUPGW028. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPGW028. URL: <http://jacow.org/ipac2019/papers/tupgw028.pdf>.
- [**Merkel et al. 2011**] H. Merkel, P. Achenbach, C. Ayerbe Gayoso, J. C. Bernauer, R. Böhm, D. Bosnar, L. Debenjak, A. Denig, M. O. Distler, A. Esser, H. Fonvieille, I. Frišćić, D. G. Middleton, U. Müller, L. Nungesser, J. Pochodzalla, M. Rohrbeck, S. Sánchez Majos, B. S. Schlimme, M. Schoth, S. Širca und M. Weinriefer. „Search for Light Gauge Bosons of the Dark Sector at the Mainz Microtron“. In: *Physical Review Letters* 106.25 (2011). ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.251802.

- [**Merminga et al. 2003**] L. Merminga, D. R. Douglas und G. A. Krafft. „High-Current Energy-Recovering Electron Linacs“. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 53.1 (2003), S. 387–429. DOI: 10.1146/annurev.nucl.53.041002.110456.
- [**Molitor 2012**] M. Molitor. „Machbarkeitsstudie zur Suche nach Dunklen Photonen mit MESA“. Dipl.-Arb. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2012.
- [**Neumann 2008**] A. Neumann. „Compensating microphonics in SRF cavities to ensure beam stability for future free-electron-lasers“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, 2008.
- [**Pellegrini 2016**] D. Pellegrini. „Beam Dynamics Studies in Recirculating Machines“. Diss. Ecole Polytechnique, Lausanne, 2016. URL: <https://infoscience.epfl.ch/record/217940>.
- [**Petersen 2015**] B. Petersen. *Persönliche Mitteilung*. 2015.
- [**Rosenzweig und Serafini 1994**] J. Rosenzweig und L. Serafini. „Transverse particle motion in radio-frequency linear accelerators“. In: *Physical review. E, Statistical physics, plasmas, fluids, and related interdisciplinary topics* 49 (1994), S. 1599–1602. DOI: 10.1103/PhysRevE.49.1599.
- [**Schilling und Gübeli 2010**] E. Schilling und P. Gübeli. *Internes Protokoll KPH: „Angebot Anlage Mainz 10, vorbereitet für den Umbau für die Annahme von Kaltgas 77K, und Prozessdiagramm (PID)“*. 2010.
- [**Schilling und Skora 2014**] E. Schilling und A. Skora. *Interner Bericht KPH: „Konzept zur Heliumversorgung von MESA, HIM und KPH“*. 2014.
- [**Seidl et al. 2000**] M. Seidl, H. Euteneuer, K.-H. Kaiser, W. Klag, H. Kreidel, F. Maas, J. Röthgen und G. Stephan. „High Precision Beam Energy Stabilisation of the Mainz Microtron MAMI“. In: *7th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2000)*. 2000, S. 1930–1932.
- [**Simon 2014**] D. Simon. „Strahlführungsdesign für MESA“. Dipl.-Arb. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2014. URL: https://www.blogs.uni-mainz.de/fb08-kernphysik/files/2018/09/B2_Mesa_simon_d_dipl.pdf.
- [**Stengler et al. 2015**] T. Stengler, K. Aulenbacher, R. Heine, F. Schlander, D. Simon, M. Pekeler und D. Trompeter. „Modified ELBE Type Cryomodules for the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA“. In: *Proc. SRF'15*. 2015, THPB116. DOI: 10.18429/JACoW-SRF2015-THPB116.

- [**Stengler 2020a**] T. Stengler. „Entwicklung einer supraleitenden Beschleunigerstruktur für den rezirkulierenden Betrieb am Mainzer Energy-recovery Superconducting Accelerator MESA“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2020.
- [**Stengler 2020b**] T. Stengler. *Interne Mitteilung*. 2020.
- [**Stoll et al. 2017**] C. Stoll, F. Hug und D. Simon. „Beam Break Up Simulations for the MESA Accelerator“. In: *Proc. ERL'17*. 2017, MOPSPP009. DOI: 10.18429/JACoW-ERL2017-MOPSPP009.
- [**Stoll 2020**] C. Stoll. „Beam dynamical behaviour of the MESA SRF structures under recirculating operation“. Diss. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2020.
- [**Teichert et al. 2006**] J. Teichert, A. Büchner, H. Büttig, F. Gabriel, P. Michel, K. Möller, U. Lehnert, C. Schneider, J. Stephan und A. Winter. „RF status of superconducting module development suitable for CW operation: ELBE cryostats“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 557.1 (2006). Energy Recovering Linacs 2005, S. 239–242. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.10.077>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205020000>.
- [**Tioukine und Aulenbacher 2006**] V. Tioukine und K. Aulenbacher. „Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 568.2 (2006), S. 537–542. DOI: 10.1016/j.nima.2006.08.022.
- [**Valloni et al. 2013**] A. Valloni, O. Bruning, R. Calaga, E. Jensen, M. Klein, R. Tomas, F. Zimmermann, A. Bogacz und D. Douglas. *Strawman Optics Design for the LHeC ERL Test Facility*. 2013.
- [**Weisend 1998**] J. G. Weisend. *Handbook of cryogenic engineering*. Philadelphia, PA: Taylor und Francis, 1998. DOI: 10.1002/9781118985960.meh414.
- [**Weisend und Peterson 2015**] J. G. Weisend und T. Peterson. *Persönliche Mitteilung USPAS 2015*. 2015.
- [**Wille 1996**] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung*. 2., überarb. und erw. Aufl. Teubner-Studienbücher. Physik. Stuttgart: Teubner, 1996. ISBN: 978-3-519-13087-1.
- [**Young 2003**] L. M. Young. *PARMELA: Los Alamos National Laboratory report LA-UR-96-1835*. 2003.