

Der Milliampere Booster MAMBO, ein  
Injektorlinac für MESA

Habilitationsschrift  
zur Erlangung der Venia Legendi

angefertigt am Institut für Kernphysik  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

vorgelegt von

Dr. rer. nat. Robert Gerd Heine



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Beschleunigung geladener Teilchen</b>	<b>3</b>
2.1	Beschleunigung im magnetischen Feld . . . . .	3
2.2	Beschleunigung im elektrischen Feld . . . . .	5
2.2.1	Beschleunigung im elektrischen Wechselfeld . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Strahldynamik</b>	<b>9</b>
3.1	Emittanz und Phasenraum . . . . .	9
3.2	Phasenraumtransformation . . . . .	11
3.2.1	Transversale Phasenraumtransformation . . . . .	11
3.2.2	Longitudinale Phasenraumtransformation . . . . .	13
3.3	Raumladungseffekte . . . . .	14
3.3.1	Strahlstrombegrenzung durch Raumladung . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Hochfrequenztechnik</b>	<b>19</b>
4.1	Elektromagnetische Wellen . . . . .	19
4.2	Rechteckige Hohlleiter . . . . .	19
4.3	Hochfrequenzresonatoren . . . . .	22
4.4	HF-Strukturen für Linearbeschleuniger . . . . .	24
4.4.1	Die einfach periodische Struktur . . . . .	24
4.4.2	Die bi-periodische Struktur . . . . .	28
4.4.3	Kontrolle der Resonanzfrequenz . . . . .	30
4.4.4	Einkoppeln einer Hochfrequenzwelle . . . . .	32
4.5	Multipacting . . . . .	36
4.6	Kühlung . . . . .	39
4.7	Erzeugung von Hochfrequenzleistung . . . . .	41
<b>5</b>	<b>MAMBO</b>	<b>45</b>
5.1	Frequenzwahl . . . . .	45
5.2	Niederenergie Strahlführung . . . . .	46
5.3	Injektor Konzepte . . . . .	49
5.3.1	Normalleitender Injektor . . . . .	50
5.3.2	Hybridinjektor . . . . .	58

5.3.3	Supraleitender Injektor . . . . .	63
5.3.4	Vergleich der Konzepte . . . . .	67
5.4	Design der MAMBO Hochfrequenzstruktur . . . . .	67
5.5	Wahl der Hochfrequenzverstärker . . . . .	76
5.6	Test des Prototyps einer HF-Sektion . . . . .	77
5.6.1	Kleinleistungstest . . . . .	79
5.6.2	Hochleistungstest . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Der Prototyp als Postbuncher</b>	<b>99</b>
<b>B</b>	<b>Hochstrombetrieb</b>	<b>103</b>
<b>C</b>	<b>Unterschiedlich lange Driftstrecken</b>	<b>113</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Das mitbewegte Koordinatensystem . . . . .	4
2.2	Skizzen der Fokussierungselemente . . . . .	5
2.3	Skizze zur Beschleunigung im elektrischen Wechselfeld . . . . .	6
2.4	Skizze zur Erklärung der Phasenfokussierung . . . . .	8
3.1	Skizze eines Phasenraumdiagramms . . . . .	10
3.2	Darstellung des Raumladungsellipsoids . . . . .	16
4.1	Die Dispersionskurve eines Hohlleiters . . . . .	20
4.2	Das Brillouin-Diagramm des 1. Passbands einer einfach periodischen Struktur . . . . .	25
4.3	Die Feldverteilung der $\pi$ -Welle und der $\pi/2$ -Welle in einer neunzelligen einfach periodischen Struktur . . . . .	26
4.4	Die Feldverteilung der $\pi/2$ -Welle in einer neunzelligen bi-periodischen Struktur . . . . .	28
4.5	Das Brillouin-Diagramm des 1. Passbands einer bi-periodischen Struktur mit Passbandlücke . . . . .	29
4.6	Der radiale Feldverlauf der $TM_{010}$ -Mode eines zylindrischen Resonators	31
4.7	Das Ersatzschaltbild eines Resonators mit Einkopplung . . . . .	32
4.8	Die Multipacting-Bänder der Ordnung $n = 0, \dots, 4$ . . . . .	37
4.9	Allgemeiner Verlauf des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten . .	38
4.10	Wandabstände der Multipacting-Bänder der Ordnung $n = 0, \dots, 4$ bis $T = 3$ keV . . . . .	38
4.11	Blockschaltbild eines Systems zur Erzeugung von Hochfrequenzleistung.	41
5.1	Prinzipbild des zirkularen Choppers . . . . .	47
5.2	Anordnung des MELBA Bunchersystems . . . . .	48
5.3	Longitudinale Phasenraumdiagramme der Verteilungen hinter Quelle, Chopper und vor MAMBO bei $I_b = 150 \mu\text{A}$ und $I_b = 1 \text{ mA}$ . . . . .	52
5.4	Die Sollphasen der MAMBO Sektionen im normaleitenden Injektor .	53
5.5	Longitudinale Phasenraumdiagramme der normaleitenden MAMBO Varianten . . . . .	55
5.6	Strahlenveloppen bei $I_b = 1 \text{ mA}$ . . . . .	56
5.7	Die Sollphasen der MAMBO Sektionen im Hybridinjektor . . . . .	59

5.8	Longitudinale Phasenraumdiagramme des MAMBO Hybridinjektors mit einsitzigem Kryomodul . . . . .	60
5.9	Longitudinale Phasenraumdiagramme des MAMBO Hybridinjektors mit zweisitzigem Kryomodul . . . . .	62
5.10	Die Sollphasen der MAMBO Sektionen im supraleitenden Injektor . .	64
5.11	Longitudinale Phasenraumdiagramme des supraleitenden Injektors . .	65
5.12	Übersichtsskizze eines Segments der bi-periodischen Struktur . . . . .	69
5.13	Multipacting Simulation des HF Designs mit $l_{CC} = 3,6$ mm . . . . .	72
5.14	Multipacting Untersuchung verschiedener Koppelzelllängen bei $E_{acc} = 0,66$ MV/m . . . . .	72
5.15	3D Zusammenbauzeichnung einer normalleitenden $\beta = 1$ HF-Sektion .	74
5.16	Temperaturverteilung einer normalleitenden MAMBO Sektion . . . . .	74
5.17	Foto des MAMBO Prototyps . . . . .	78
5.18	Abstimmbereich der Tauchkolben am MAMBO Prototyp . . . . .	81
5.19	NWA Messung des Spektrums des 1. Passbands . . . . .	82
5.20	1. Passband des Prototyps . . . . .	82
5.21	Passbandlücke des MAMBO Prototyps . . . . .	83
5.22	Graph der Feld- und Vakuumentwicklung bis ca. 0,5 MV/m . . . . .	85
5.23	Graph des Feld- und Vakuumverlaufs bis zum Maximalfeld . . . . .	85
5.24	Druck als Funktion des Feldes während der Konditionierung . . . . .	86
5.25	Druck als Funktion des Feldes beim Anlegen eines Magnetfeldes . . .	87
5.26	Konditionierungseffekt durch variieren der HF-Feldstärke . . . . .	87
5.27	Druck als Funktion des HF-Feldes, weitere Entwicklung . . . . .	89
5.28	Mögliches Auftreten von Multipacting nach Resonator Belüftung . . .	89
5.29	Multipacting Simulation in der Koppelzelle . . . . .	91
5.30	Multipacting Simulation in der Beschleunigungszelle . . . . .	91
5.31	Multipacting Simulation in der Koppelzelle mit $B_{sol} = 100$ G . . . . .	92
5.32	Multipacting Simulation in der Beschleunigungszelle mit $B_{sol} = 100$ G	92
5.33	Bildschirmfoto einer Multipacting Simulation in der Beschleunigungszelle mit $B_{sol} = 100$ G . . . . .	93
5.34	Multipacting Simulation in der Kopplerblende . . . . .	94
5.35	Bildschirmfoto einer Multipacting Simulation im Spalt zwischen Kolben und Führungsrohr . . . . .	95
5.36	Multipacting im Spalt zwischen Kolben und Rohr . . . . .	96
5.37	Multipacting im Spalt zwischen Kolben und Rohr mit Magnetfeld . .	96
A.1	Die Sollphasen der HF-Sektionen im normalleitenden Injektor Variante 2 mit Postbuncher. . . . .	100
A.2	Longitudinale Phasenraumdiagramme der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher . . . . .	101
B.1	Die Sollphasen der HF-Sektionen im normalleitenden Injektor Variante 2 mit Postbuncher bei 10 mA . . . . .	104

B.2	Longitudinale Phasenraumdiagramme der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher, sowie der benutzten Startverteilungen . . . . .	106
B.3	Strahlenveloppen bei $I_b = 10$ mA . . . . .	108
B.4	Longitudinale Phasenraumdiagramme der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher, sowie der benutzten Startverteilungen . . . . .	110
C.1	Skizze der Driftstrecken zwischen den Sektionen . . . . .	113
C.2	Die Sollphasen der HF-Sektionen in MAMBO Variante 2 mit langen Driftstrecken . . . . .	114
C.3	Longitudinale Phasenraumdiagramme von MAMBO Variante 2 mit unterschiedlich langen Driftstrecken . . . . .	116





# Tabellenverzeichnis

4.1	Die Kenndaten des WR650 Hohlleiters . . . . .	22
4.2	Die Phasenintervalle in denen Multipacting $n$ -ter Ordnung möglich ist	36
4.3	Die Stoffwerte von Wasser . . . . .	40
4.4	Ein Vergleich der Daten eines Klystrons mit denen einer Klystrode . .	43
5.1	Die Zelllängen der normalleitenden HF-Sektion MAMBO 1 . . . . .	51
5.2	Die Zelllängen der normalleitenden HF-Sektion MAMBO 2, 3 und 4 .	51
5.3	Die longitudinalen Strahlparameter der Startverteilungen bei $I_b =$ $150 \mu\text{A}$ und $I_b = 1 \text{ mA}$ . . . . .	53
5.4	Die longitudinalen Strahlparameter des normalleitenden Konzepts . .	57
5.5	Die longitudinalen Strahlparameter des Hybrid-Konzepts . . . . .	61
5.6	Die longitudinalen Strahlparameter des supraleitenden Konzepts . . .	66
5.7	Die Maße der bi-periodischen Struktur von ILAC und MAMBO . . .	70
5.8	Die Hochfrequenzeigenschaften der MAMBO Sektionen . . . . .	73
5.9	Die Hochfrequenzeigenschaften der MAMBO Prototypsektion . . . .	79
5.10	Messung der Güte am Prototyp . . . . .	80
5.11	Die Parameter der Ausgleichsgeraden zur Änderung der Passbandlücke	83
A.1	Die longitudinalen Strahlparameter der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher bei $I_b = 150 \mu\text{A}$ und $I_b = 1 \text{ mA}$	99
B.1	Die longitudinalen Strahlparameter der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher bei $I_b = 10 \text{ mA}$ , sowie die Pa- rameter der Startverteilung . . . . .	105
B.2	Die longitudinalen Strahlparameter der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit kurzer LEPT, mit und ohne Postbuncher bei $I_b =$ $10 \text{ mA}$ , sowie die Parameter der Startverteilung . . . . .	109
C.1	Die longitudinalen Strahlparameter der normalleitenden MAMBO Variante 2, bei unterschiedlich langen Driftstrecken zwischen den Li- nacsektionen . . . . .	115



# Kapitel 1

## Einleitung

Im Rahmen des Exzellenzclusters „PRISMA - Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter“ und dessen Nachfolger „PRISMA+“ wird, unter anderem, die supraleitende, energie-rückgewinnende Linearbeschleunigeranlage „MESA“ (Mainz energy recovering superconducting accelerator) entwickelt und gebaut.

MESA wird einen Elektronenstrahl für die beiden dort angesiedelten Experimente „MAGIX“ und „P2“ liefern. Das interne Gas-Target Experiment MAGIX (MESA gas internal target experiment) untersucht an einem Gasjet verschiedenste Fragestellungen aus dem Bereich der Kern- und Teilchenphysik [Bau17], u.a. die nach dem Protonenradius und der Existenz des dunklen Photons. Das Experiment P2 widmet sich der präzisen Messung des Mischungswinkels der elektroschwachen Wechselwirkung mittels Paritätsverletzung [BBG<sup>+</sup>18].

Beide Experimente haben sehr unterschiedliche Anforderungen an den Teilchenstrahl. Während P2 einen Strahl mit niedriger Intensität von bis zu 150  $\mu\text{A}$ , hoher Energieschärfe im Bereich  $10^{-4}$  und variabler Ausrichtung der Spinpolarisation bei einer Energie von 155 MeV benötigt, verlangt MAGIX nach einem hochintensiven Strahl bis 1 mA mit 105 MeV. In einer späteren Ausbaustufe sollen dann mit optimierten supraleitenden Resonatoren bis zu 10 mA erreicht werden.

Das interne Target Experiment wird im energie-rückgewinnenden, „internen“ Modus von MESA betrieben werden, bei dem die Strahlintensität höher sein kann, als es die vorhandene Hochfrequenzleistung im konventionellen Betrieb erlaubte. Dazu wird der Strahl hinter dem Experiment gegenphasig durch die Beschleunigungsstrukturen geleitet und so seine Energie im Resonator zurückgewonnen und zur Beschleunigung des Strahls vor dem Experiment verwendet. Der Aufbau von P2 ist der eines externen Experiments, bei dem der Strahl nach der Streuung am Target in einem Strahlstopper vernichtet wird. Die Energie des Strahls geht dabei verloren. Aufgrund der niedrigen Strahlintensität kann jedoch dieser konventionelle „externe“ Betriebsmodus mit einer geringen installierten Hochfrequenzleistung durchgeführt werden.

Der hohe Dynamikbereich der Strahlintensität stellt besondere Anforderungen an die Auslegung des Beschleunigers und seiner Komponenten. Insbesondere die Bereiche mit niedriger Teilchenenergie, also die Niederenergiestrahlführung zur Präparation des Spins und des longitudinalen Phasenraums vor dem Injektorlinac „MAMBO“ (Milliamperere Boster), sowie MAMBO selbst verlangen durch die geforderten hohen Intensitäten nach hoher Sorgfalt bei der Auslegung, da hier Raumladungskräfte besonders großen Einfluss auf die Strahlqualität haben.

Auf den folgenden Seiten werden zunächst die für die Entwicklung eines Injektorlinac benötigten Grundlagen in Beschleunigerphysik und Hochfrequenztechnik gelegt und danach der Auslegungsprozess des Vorbeschleunigers skizziert, verschiedene Konzepte und deren Ergebnisse diskutiert, sowie ein umzusetzendes Szenario ausgewählt. Weiterhin werden normaleitende Hochfrequenzresonatoren für den Injektorlinac entwickelt und über den Test eines Prototyps berichtet. Ein Konzept zur Nutzung dieses Prototyps hinter MAMBO zur zusätzlichen Manipulation des longitudinalen Phasenraums, sowie der Hochstrombetrieb für die mögliche zweite Ausbaustufe von MESA und die Auswirkungen unterschiedlich langer Driftstrecken zwischen den Beschleunigungsresonatoren werden in den Anhängen erörtert.

# Kapitel 2

## Beschleunigung geladener Teilchen

Ein Körper wird durch Wirken einer Kraft beschleunigt. Im Fall von Teilchen der Ladung  $q$  in einem Teilchenbeschleuniger ist diese Kraft die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1)$$

### 2.1 Beschleunigung im magnetischen Feld

Das Magnetfeld, repräsentiert durch die Flussdichte  $\vec{B}$ , wirkt senkrecht zur Bewegungsrichtung und lenkt durch transversale Beschleunigung das Teilchen ab. Dies kann benutzt werden, um die Richtung der Teilchenbahn zu ändern, aber auch, um den Teilchenstrahl zu bündeln.

Nimmt man ein Magnetfeld, das senkrecht zur Richtung der Teilchenbewegung und parallel zur  $z$ -Koordinate steht, so ist der Ablenkradius  $R$  in  $x$ -Richtung gegeben durch (im Folgenden nach [Wil96, Kap. 3]):

$$\frac{1}{R(x, z, s)} = \frac{q}{|\vec{p}|} B_z(x, z, s). \quad (2.2)$$

Die Richtungen der Koordinatenachsen sind in Abbildung 2.1 dargestellt,  $\vec{p}$  ist der Impulsvektor des Teilchens. Der Ursprung des Koordinatensystems befinde sich immer auf der Sollbahn des Beschleunigers und bewege sich mit dem Sollteilchen mit. Das Sollteilchen sei das gedachte Teilchen, das Sollimpuls und keinerlei Ablage zur Sollbahn besitze. Da die transversale Ausdehnung des Strahls im Allgemeinen klein, verglichen mit dem Ablenkradius, ist, kann das Magnetfeld in der Nähe des Strahls durch eine Reihenentwicklung genähert werden.

$$\begin{aligned} \frac{q}{p} B_z(x) &= \frac{q}{p} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n B_z(x)}{dx^n} x^n \\ &= \frac{q}{p} B_{z0} + \frac{q}{p} \frac{dB_z(x)}{dx} x + \frac{q}{p} \frac{1}{2} \frac{d^2 B_z(x)}{dx^2} x^2 + \dots \\ &= \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2} mx^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.3)$$

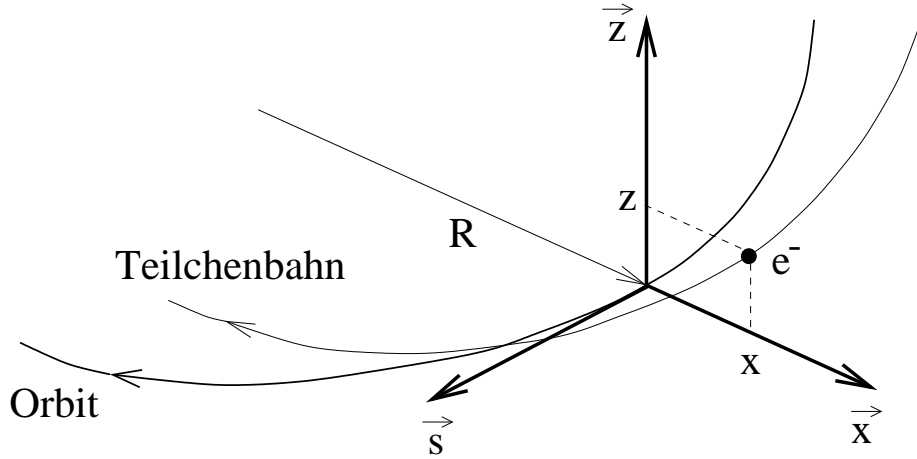


Abbildung 2.1: Das mitbewegte Koordinatensystem wird aus den drei Vektoren  $\vec{x}$ ,  $\vec{z}$  und  $\vec{s}$  aufgespannt. Mit  $x$  und  $z$  werden die transversalen Ablagen der Teilchenbahn vom Orbit bezeichnet,  $s$  ist der Ort des Teilchens auf dem Orbit. Der Ablenkradius eines Dipols ist  $R$ .

Jeder Summand der Näherung kann durch einen speziell geformten Magnet erzeugt und zur Strahlführung verwendet werden. Die nullte Ordnung beschreibt den Feldanteil eines Dipols, der zum Ablenken des Strahls verwendet wird. Die lineare Ordnung entspricht einem Quadrupol, der zur Fokussierung der Teilchen eingesetzt wird. Die höheren Ordnungen stellen Feldkorrekturen dar. Mit dem Biegeradius  $R$  und der Quadrupolstärke  $k$  lässt sich die Teilchenbewegung durch den Beschleuniger im Rahmen der „linearen Strahloptik“ vollständig beschreiben. Die Bewegungsgleichungen sind vom Hillschen Typ und lauten für den Fall eines ebenen Beschleunigers:

$$x'' + \left( \frac{1}{R^2(s)} - k_x(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (2.4)$$

$$z'' + k_z(s) z(s) = 0 \quad (2.5)$$

Der Term auf der rechten Seite von (2.4) beschreibt die unterschiedliche Ablenkwirkung der Dipole auf die Teilchen aufgrund einer Abweichung vom Sollimpuls  $\Delta p/p$ , genannt Dispersion.

Quadrupole wirken bauartbedingt nur in einer Ebene fokussierend, in der dazu senkrechten wirken sie defokussierend. Nach einer häufig benutzten Vorzeichenkonvention für  $k$  bezeichnet das negative Vorzeichen die fokussierende Wirkung. Um eine Gesamtfokussierung zu erreichen müssen immer mindestens zwei Quadrupole verwendet werden, die um  $90^\circ$  bezüglich der  $s$ -Achse gegeneinander verdreht sind. Dieses Prinzip wird alternierende Gradienten Fokussierung genannt. In der Regel werden horizontal fokussierende Quadrupole als „fokussierend“ und vertikal fokussierende Quadrupole als „defokussierend“ bezeichnet. Die Feldkonfiguration eines Quadrupols ist in Abb. 2.2(a) dargestellt.

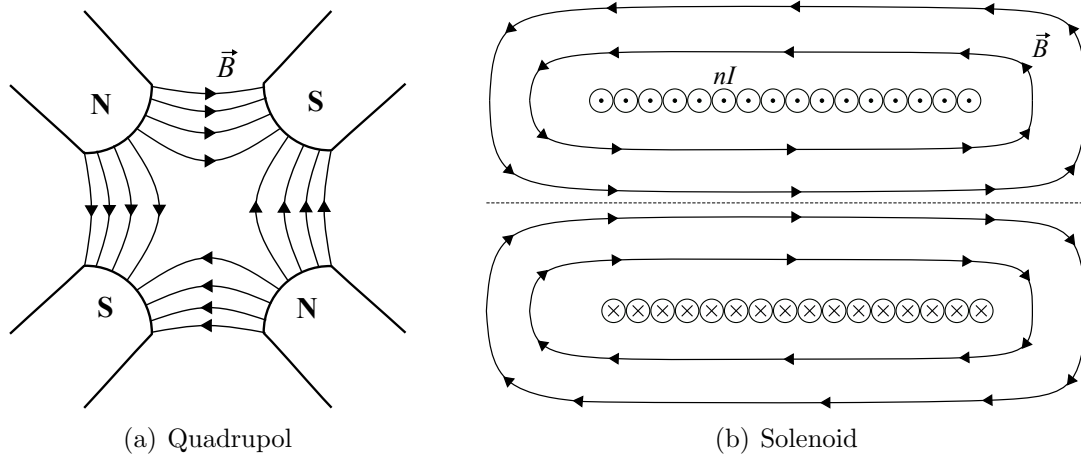


Abbildung 2.2: Skizze des Verlaufs der zur Strahlfokussierung verwendeten Magnetfelder.

Eine Fokussierung von Teilchenstrahlen kann auch mit Hilfe von Solenoidmagneten, deren homogener Feldanteil, wie in Abbildung 2.2(b), in  $s$ -Richtung liegt, erreicht werden. Ihre Funktionsweise wird unter anderen in [Hin08, Kap. 4.5.8] erklärt. Solenoide wirken in allen transversalen Ebenen fokussierend, unabhängig davon, ob ihre Feldrichtung parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung liegt. Die Fokussierungswirkung findet über die transversalen Randfelder des Magneten und die Zyklotronbewegung der Teilchen um die longitudinalen Feldlinien statt. Sie ist ein Effekt zweiter Ordnung und bei hohen Teilchenenergien sehr schwach [HJ99, Kap. 6.7]. Daher werden Solenoide nur in Bereichen mit niedriger Teilchenenergie verwendet. Die Fokussierstärke eines Solenoids beträgt

$$k_{\text{Solenoid}} = \frac{1}{2} \frac{q}{p} B_{\text{Solenoid}}. \quad (2.6)$$

Solenoide koppeln die Ebenen des Beschleunigers, da durch die Zyklotronbewegung die transversalen Koordinaten gedreht werden. Weiterhin rotiert das Magnetfeld den Spin der Teilchen. Dies kann gewollt sein, lässt sich jedoch bei Bedarf durch umkehren der Feldrichtung aufeinander folgender, gleich starker Solenoide kompensieren.

## 2.2 Beschleunigung im elektrischen Feld

Das elektrische Feld  $\vec{E}$  in Flugrichtung der Teilchen bewirkt eine longitudinale Beschleunigung, welche die kinetische Energie  $T$  erhöht. Der Energiegewinn entspricht dabei der vom Teilchen erfahrenen Spannung  $U$ :

$$\Delta T = q \cdot U, \quad (2.7)$$

mit

$$U = |\vec{E}| \cdot d, \quad (2.8)$$

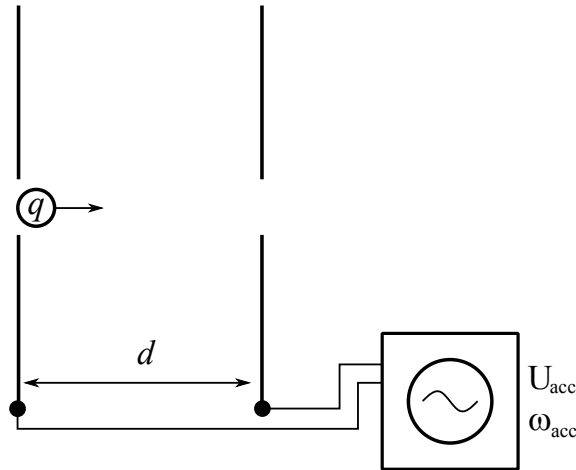


Abbildung 2.3: Das geladene Teilchen der Ladung  $q$  werde zwischen zwei sich im Abstand  $d$  befindenden, geladenen Platten beschleunigt. Das zur Beschleunigung benötigte elektrische Feld  $E(t)$  wird hier mit einer Wechselspannung  $U_{\text{acc}}$  der Frequenz  $\omega_{\text{acc}}$  erzeugt, es kann aber auch eine Gleichspannung verwendet werden.

wobei  $d$  die Strecke darstellt, während der das elektrische Feld wirkt (siehe Abbildung 2.3). Für ein Elektron ergäbe dies z.B. bei einer Spannung von  $U = 1 \text{ V}$  ein Energiegewinn von einem Elektronenvolt ( $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ).

### 2.2.1 Beschleunigung im elektrischen Wechselfeld

Aufgrund von Überschlägen in den Beschleunigungsstrecken, ausgelöst durch ionisiertes Restgas oder Feldemissionselektronen, lassen sich elektrische Gleichspannungen nur bis etwa 10 MV realisieren. Kinetische Energien, die darüber hinaus gehen, können jedoch mit elektrischen Wechselfeldern erreicht werden. Hierbei muss die Umpolung des Feldes schneller erfolgen, als sich der Überschlag bilden kann. Gemäß der Kilpatrick Formel [Kil57, Boy82] muss die benutzte Frequenz  $f$  mit der zu erreichenden elektrischen Feldstärke ansteigen:

$$f = 1,64 \cdot E_k^2 e^{\frac{-8,5}{E_k}}. \quad (2.9)$$

Aus der Formel ergibt sich die Frequenz in MHz, wenn die Kilpatrick Limit genannte maximal erreichbare Feldstärke  $E_k$  in MV/m eingesetzt wird.

Das elektrische Wechselfeld wirke in Ausbreitungsrichtung der Teilchen und werde durch

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_{\text{acc}} t) \quad (2.10)$$

beschrieben. Die Kreisfrequenz des Feldes ist  $\omega_{\text{acc}} = 2\pi f_{\text{acc}}$ ,  $t$  die Zeit und  $E_0$  ist die Feldamplitude. Da sich die Feldrichtung periodisch ändert, gibt es einen Phasenbereich, der Teilchen beschleunigt und einen, der sie abbremst. Der Teilchenstrahl kann dadurch im Wechselfeld nur in Paketen, die man „Bunch“ nennt, beschleunigt



werden. Es wird nun ein Zeitpunkt  $t_s$  im beschleunigenden Intervall zum Durchflug der Beschleunigungsstrecke gewählt. Dieser entspricht einer Phase

$$\phi_s = \omega_{\text{acc}} t_s, \quad (2.11)$$

die Sollphase genannt wird. Der Energiegewinn des Teilchens bei Sollphase ist dann

$$\Delta T = qE_0 d \cos(\phi_s). \quad (2.12)$$

Soll dieselbe Beschleunigungsstrecke mehrfach durchlaufen, oder mehrere Beschleunigungsstrecken aneinandergereiht werden, muss dafür gesorgt werden, dass die Teilchen immer auf einer beschleunigenden Phase bleiben.

Die Länge  $d$  dieser Beschleunigungsstrecke muss zur optimalen Beschleunigung so gewählt werden, dass die Verweildauer der Teilchen darin nicht länger als eine halbe Periode  $T_{\text{acc}}$  der Wechselspannung beträgt, damit die Teilchen nicht in einen bremsenden Phasenbereich geraten. Es gilt

$$d = v \frac{T_{\text{acc}}}{2} = \beta \frac{\lambda_{\text{acc}}}{2}, \quad (2.13)$$

mit der Teilchengeschwindigkeit in relativistischen Einheiten  $\beta = v/c$  und der Wellenlänge der Beschleunigungsspannung  $\lambda_{\text{acc}}$ . Weiterhin liegt nicht während des gesamten Durchflugs des Teilchens durch die Strecke  $d$  das volle elektrische Feld an, da sich währenddessen das Feld auf-, bzw. abbaut. Der Energiegewinn des Teilchens ist daher geringer, als bei einem statischen Feld gleicher Höhe. Der verminderte Energiegewinn wird durch den Transit-Time Faktor  $T_{tt}$  berücksichtigt [Wan08, Kap. 2.2].

$$T_{tt} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E(z') \cos\left(\frac{2\pi z'}{\beta \lambda_{\text{acc}}}\right) dz'}{\int_{-d/2}^{d/2} E(z') dz'} < 1 \quad (2.14)$$

Damit wird Gleichung (2.12) zu

$$\Delta T = qE_0 T_{tt} d \cos(\phi_s), \quad (2.15)$$

bzw.

$$\Delta T = qE_{\text{acc}} d \cos(\phi_s), \quad (2.16)$$

wenn man das effektive Beschleunigungsfeld  $E_{\text{acc}} = E_0 T_{tt}$  einführt.

Damit der Energiegewinn maximal ist, muss  $\phi_s$  so gewählt werden, dass das Feld maximal (on-crest) ist, dann gilt:

$$\Delta T_{\text{max}} = qE_{\text{acc}} d = qU_{\text{acc}}. \quad (2.17)$$

Die Teilchen im Bunch, die nicht mit  $\phi_s$  durch das Feld fliegen, werden weniger stark beschleunigt. Es ist somit sinnvoll den Bunch, also die zeitliche, bzw. longitudinale Ausdehnung des Strahls, kurz zu halten, damit alle Teilchen möglichst

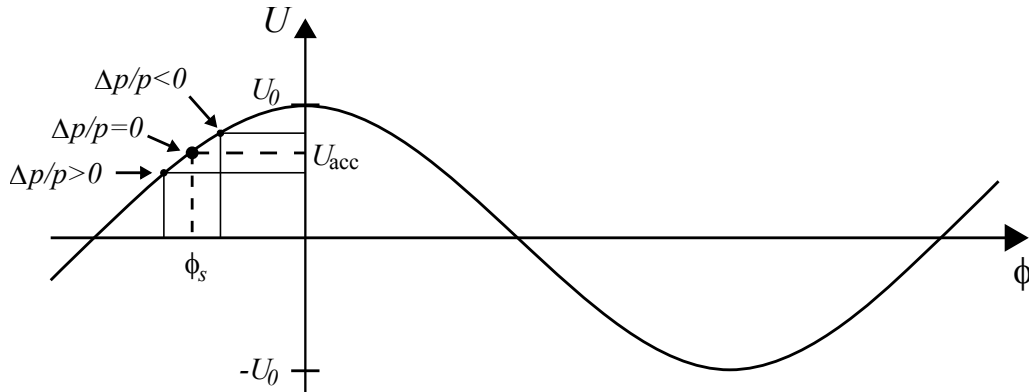


Abbildung 2.4: Bei der Phasenfokussierung im Linac wird die Sollphase  $\phi_s$  so gewählt, dass Teilchen mit geringerem Impuls als dem Sollimpuls stärker beschleunigt werden als das Sollteilchen und die mit höherem Impuls als das Sollteilchen weniger stark. Dadurch werden die Teilchen mit abweichendem Impuls in Richtung des Sollteilchens fokussiert.

dieselbe kinetische Energie erreichen. Aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung der Teilchen untereinander ist es aber nicht möglich den Bunch unendlich kurz zu machen. Diese „Raumladung“ wird in Abschnitt 3.3 diskutiert werden.

Sollte es im Beschleuniger Laufzeitunterschiede aufgrund von unterschiedlichen Geschwindigkeiten, oder, im Fall des Kreisbeschleunigers, von Dispersion geben, fiel ein solcher Teilchenstrahl longitudinal auseinander. In diesem Fall muss ein  $\phi_s$  auf der Flanke des Kosinus gewählt werden, bei der Teilchen mit, bezüglich des Sollteilchens, zu hoher kinetischer Energie weniger stark beschleunigt werden und Teilchen mit niedrigerer kinetischer Energie als das Sollteilchen, stärker beschleunigt werden. So werden die Teilchen im Bunch immer in Richtung des Sollteilchens geschoben und der Bunch wird zusammengehalten. Der Vorgang wird „Phasenfokussierung“ genannt und ist in Abbildung 2.4 für einen Linearbeschleuniger illustriert. Auf der anderen Flanke des Kosinus wäre der Bunch defokussiert. Der durch die Phasenfokussierung stabile Bereich der Teilchenbewegung um  $\phi_s$  wird „Bucket“ genannt.

Die in Teilchenbeschleunigern verwendeten Wechselspannungen werden in der Regel als elektromagnetische Welle erzeugt und dann in Hohlraumresonatoren, auf die in Abschnitt 4.3 eingegangen wird, dem Strahl zur Verfügung gestellt.

# Kapitel 3

## Strahldynamik

### 3.1 Emittanz und Phasenraum

Ein Teilchenstrahl in einem Beschleuniger stellt ein Ensemble sich miteinander bewegender Teilchen dar. Dieses Ensemble kann durch einen sechsdimensionalen Phasenraum, bestehend aus jeweils den drei Koordinaten der Orts- und Impulsvektoren der Einzelteilchen, beschrieben werden. Im bewegten Koordinatensystem des Beschleunigers werden die Phasenraumkomponenten als Abweichung zum Sollteilchen dargestellt. Die Koordinaten sind demnach  $(x, p_x, z, p_z, s, p_s)^T$ . Die transversalen Impulskomponenten können auch als Winkel des Gesamtimpulsvektors  $\vec{p}$  zur Ausbreitungsrichtung des Strahl dargestellt werden (Divergenz):

$$x' = \frac{p_x}{p_s} \quad (3.1)$$

$$z' = \frac{p_z}{p_s}. \quad (3.2)$$

Hierbei gilt natürlich, dass die transversalen Impulskomponenten klein im Vergleich zu  $|\vec{p}|$ , bzw.  $p_s$  sind. Die longitudinalen Koordinaten können als Abweichung von der Sollphase des beschleunigenden Feldes und der Sollenergie ausgedrückt werden:

$$\phi = \frac{2\pi f}{c}s \quad (3.3)$$

$$T = \frac{c}{\beta}p_s, \quad (3.4)$$

mit  $c$  der Lichtgeschwindigkeit und  $\beta = v/c$  dem relativistischen Geschwindigkeitsfaktor. In einem Beschleuniger können in der Regel die drei Raumdimensionen unabhängig voneinander betrachtet werden. Es ist daher möglich den Phasenraum in drei Projektionen aufzuteilen:  $(x, x')^T$ ,  $(z, z')^T$  und  $(\phi, T)^T$ . Die von einem Teilchen, oder dem Ensemble in einer solchen, in Abbildung 3.1 beispielhaft dargestellten, Phasenraumprojektion eingenommene Fläche wird Emittanz  $\epsilon$  genannt. Sie ist ein Maß für die Qualität des Strahls, da sie seine räumliche Ausdehnung an jedem Punkt

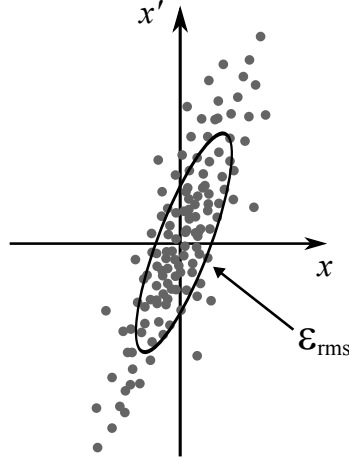


Abbildung 3.1: Diese Abbildung ist eine qualitative Darstellung einer  $(x, x')$ -Phasenraumprojektion. In das Teilchenensemble wurde zur Illustration der Emittanz nach Gl. (3.6) eine Ellipse eingezeichnet.

des Beschleunigers in Abhängigkeit der optischen Funktionen bestimmt. Es gibt zwei unterschiedliche Notationen: Meist wird die auf  $\pi$  normierte Phasenraumfläche als Emittanz definiert, es gibt aber auch Fälle, in denen die Fläche selbst als Emittanz bezeichnet wird.

Wie man an den Gleichungen (2.4) und (2.5) sehen kann, führen die Teilchen in einem Beschleuniger eine Art harmonische Schwingung, genannt Betatronschwingung, um die Sollbahn aus. Daher sind die Teilchenbahnen im Phasenraum, wie beim harmonischen Oszillator, elliptisch (siehe [Kuy89, Kap. 3.5]). Aufgrund der Phasenfokussierung führen die Teilchen auch in der longitudinalen Ebene eine Schwingung aus, sie ist jedoch nur für kleine Auslenkungen, bei der die Rückstellkräfte näherungsweise linear sind, harmonisch. Sie wird Synchrotronschwingung genannt.

Das Phasenraumvolumen bleibt nach dem Satz von Liouville erhalten, wenn ausschließlich konservative Kräfte auf die Teilchen wirken. Normiert man die Emittanz auf den Teilchenimpuls, so erhält man die normierte Emittanz  $\epsilon_n$  mit

$$\epsilon_n = \epsilon\beta\gamma. \quad (3.5)$$

Die normierte Emittanz ist konstant, während die nicht normierte Emittanz mit steigendem Impuls kleiner wird.

Wirken nicht lineare Kräfte, so wird der Phasenraum deformiert, während sein Volumen konstant bleibt. Dieser Vorgang wird auch als Filamentierung bezeichnet. Um in jedem Fall mit einer elliptischen Phasenraumverteilung rechnen zu können, wird mit der RMS-Emittanz eine effektive Emittanz aus den zweiten Momenten der Teilchenverteilung bestimmt. Für  $(x, x')^T$  wäre dies, z.B. nach [Wan08, Kap. 9.2]:

$$\epsilon_{\text{RMS},x} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}. \quad (3.6)$$

Die RMS-Emittanz eines filamentierten Phasenraums ist größer, als seine reale Emittanz. Die Ellipsenparameter ergeben sich aus den zweiten Momenten und  $\epsilon_{\text{RMS},x}$ .

## 3.2 Phasenraumtransformation

Die Bewegung eines Teilchens durch den Beschleuniger kann analog zur Matrizenoptik [PP87, Kap. 4] als Transformation seines Phasenraumvektors  $\vec{X}_0$  beschrieben werden. Dabei wird jedes Element der Strahlführung als symplektische Matrix [Wie99b, Kap 1.4] dargestellt und durch Multiplikation aneinandergereiht.

$$\vec{X}_n = M\vec{X}_0 = M_n \dots M_2 \cdot M_1\vec{X}_0 \quad (3.7)$$

Meist werden die transversalen und longitudinalen Phasenraumkomponenten getrennt betrachtet, da diese in Abwesenheit höherer Multipolfelder nicht gekoppelt sind. Die transversale Phasenraumprojektion wird hierbei in der Regel durch den vierdimensionalen Vektor  $(x, x', z, z')^T$  beschrieben und die Longitudinale durch den zweidimensionalen Vektor  $(\phi, E)^T$ .

### 3.2.1 Transversale Phasenraumtransformation

Die Matrix eines fokussierenden Quadrupols ist, z.B. nach [Wil96, Kap. 3]:

$$M_{\text{QF}} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{a} \sin \Omega & 0 & 0 \\ -a \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \Omega & \frac{1}{a} \sinh \Omega \\ 0 & 0 & a \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

mit  $a = \sqrt{|k|}$  und  $\Omega = \sqrt{|k|}s$ . Die Winkelfunktionen beschreiben die fokussierende Wirkung des Quadrupols, die hyperbolischen Funktionen die Defokussierende. Beim defokussierenden Quadrupol sind die Quadranten der Matrix dementsprechend vertauscht.

Zu beachten ist, dass in manchen Veröffentlichungen die Quadrupolstärke in der Hillschen Differentialgleichung als  $k^2$  eingesetzt wird, um die Ähnlichkeit zum harmonischen Oszillator zu unterstreichen. In diesen Fällen gilt dann  $a = k$  und  $\Omega = ks$ .

Ein Dipol wird, ohne Berücksichtigung der Kantenfokussierung, durch

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{a} \sin \Omega & 0 & 0 \\ -a \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

mit  $a = 1/R$  und  $\Omega = s/R$  dargestellt. Die Kreisbahn eines Teilchens, das mit einer horizontalen Ablage in den Dipol fliegt, schneidet die Sollbahn, dies kann als Fokussierung aufgefasst werden, auch ist die Form des ersten Quadranten dieser Matrix identisch mit der eines Quadrupols. Der Effekt wird schwache Fokussierung genannt, während die Wirkung der Quadrupole als starke Fokussierung bezeichnet wird. In der Vertikalen wirkt der Dipol wie eine Driftstrecke.

Eine Solenoidmatrix kann durch eine das Koordinatensystem um den Winkel  $\alpha$  rotierende Matrix und einer in beiden Ebenen fokussierenden Matrix erzeugt werden. Es gilt:

$$M_{\text{Sol}} = \begin{pmatrix} \cos^2 \Omega & \frac{1}{a} \cos \Omega \sin \Omega & \cos \Omega \sin \Omega & \frac{1}{a} \sin^2 \Omega \\ -a \cos \Omega \sin \Omega & \cos^2 \Omega & -a \sin^2 \Omega & \cos \Omega \sin \Omega \\ -\cos \Omega \sin \Omega & -\frac{1}{a} \sin^2 \Omega & \cos^2 \Omega & \frac{1}{a} \sin \Omega \\ a \sin^2 \Omega & -\cos \Omega \sin \Omega & -a \sin \Omega & \cos^2 \Omega \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

mit  $a = k_{\text{Solenoid}}$  aus Gl. (2.6) und  $\Omega = Lk_{\text{Solenoid}}$ , wobei  $L$  die effektive Länge des Solenoids ist. Für den Drehwinkel gilt  $\alpha = \Omega$ . Eine Herleitung dieser Matrix findet sich u.a. in [Hin08, Kap. 4.5.8].

Transformiert man alle Teilchenvektoren des Ensembles durch den mit diesen Matrizen abgebildeten Beschleuniger, so ergibt sich eine den Strahl einhüllende Funktion mit Bäuchen und Taillen, die der durch die Hillschen Differentialgleichungen (2.4) und (2.5) beschriebenen Betatronschwingungen um die Sollbahn entspricht. Sie lautet für die  $x$ -Ebene:

$$x(s) = E_x(s) \cos(\Psi(s) + \varphi). \quad (3.11)$$

Die Funktion  $E_x(s)$  wird Enveloppe genannt und besteht aus der Emittanz  $\epsilon_x$  als Eigenschaft des Strahls und der Betafunktion  $\beta_x(s)$  als Darstellung der ortsabhängigen Optik. Es gilt:

$$E_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)}. \quad (3.12)$$

Bildet man die Ableitung  $x'$  von  $x(s)$  nach  $s$ , so lässt sich die Funktion  $\alpha_x(s)$

$$\alpha_x(s) := -\frac{\beta'_x(s)}{2} \quad (3.13)$$

als Maß für die Divergenz des Strahls einführen. Mit  $\beta_x(s)$  und  $\alpha_x(s)$  lässt sich die Form der Emittanzellipse des Ensembles an jedem Punkt des Beschleunigers beschreiben. Zur einfacheren Handhabung wird noch der Faktor

$$\gamma_x(s) := \frac{1 + \alpha_x^2(s)}{\beta_x(s)} \quad (3.14)$$

definiert, so dass die Ellipse mit diesen drei „Twiss-Parametern“ in der Form

$$\gamma_x(s)x^2(s) + 2\alpha_x(s)x(s)x'(s) + \beta_x(s)x'^2(s) = \epsilon_x \quad (3.15)$$

geschrieben werden kann. Gleiches gilt für die  $z$ -Koordinate. Diese Nomenklatur ist in der Beschleunigeroptik üblich, leider kann sie zu Verwechslungen mit den relativistischen Faktoren  $\beta$  und  $\gamma$  führen. Die Gleichung der RMS-Emittanz enthält die entsprechenden zweiten Momente und die Twiss-Parameter sind  $\beta_{\text{RMS}} = \langle x^2 \rangle / \epsilon_{\text{RMS}}$ ,  $\alpha_{\text{RMS}} = -\langle xx' \rangle / \epsilon_{\text{RMS}}$  und  $\gamma_{\text{RMS}} = \langle x'^2 \rangle / \epsilon_{\text{RMS}}$ . Durch Verwenden von Twiss-Parametern lassen sich alle wichtigen Informationen über das Verhalten des Ensembles

ohne aufwändige Einzelteilchenrechnungen, nur durch Matrizenmultiplikation, bestimmen. Hierzu wird entweder eine Betamatrix

$$B_0 = \begin{pmatrix} \beta(s_0) & -\alpha(s_0) \\ -\alpha(s_0) & \gamma(s_0) \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

erzeugt, die mit der Matrix  $M(s_0 \mapsto s)$  transformiert wird:

$$B = M \cdot B_0 \cdot M^T, \quad (3.17)$$

oder ein Vektor  $\vec{B}(s_0) = (\beta_0, \alpha_0, \gamma_0)^T$ , der dann durch  $M(s_0 \mapsto s)$  zu  $\vec{B}(s)$  transformiert wird. Hierzu müssen allerdings die obigen  $4 \times 4$  Matrizen geeignet umgestellt werden. Weitergehende Informationen hierzu, sowie eine Herleitung der obigen Formeln finden sich in [Wil96].

Zusätzlich zu der in Abschnitt 2.1 eingeführten transversale Fokussierung durch Quadrupole und Solenoide, tragen auch die Beschleunigungsstrecken dazu bei. Da sie die longitudinale Impulskomponente erhöhen, aber näherungsweise nicht auf die Transversale wirken, verringern sie gemäß der Gleichungen (3.1) und (3.2) die Divergenz der Teilchen. Dieser Prozess wird Pseudodämpfung genannt. Er kann nach [Wan08, Kap. 7.11] als dünne Linse mit der Brennweite

$$\frac{1}{f_G} = \frac{\pi q E_{\text{acc}}}{\gamma^3 \beta^2 m c^2} \sin(-\phi) \quad (3.18)$$

berücksichtigt werden. In diesem Fall stellen  $\beta$  und  $\gamma$  wieder die relativistischen Faktoren dar.

### 3.2.2 Longitudinale Phasenraumtransformation

Die Matrix der longitudinalen Teilchentransformation einer Beschleunigungsstrecke folgt aus Gleichung (2.10), sie lautet:

$$M_{\text{acc}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Delta T_{\text{max}} \sin(\phi_s) & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Definiert man

$$\frac{1}{f} := -\Delta T_{\text{max}} \sin(\phi_s), \quad (3.20)$$

stellt die Matrix eine dünne Linse, wie sie z.B. [PP87, Kap. 4.4] notiert wird, dar und beschreibt damit den Effekt der Phasenfokussierung. Die Phasenraumkoordinaten werden als Abweichungen von der Sollenergie und der Sollphase  $(\Delta\phi, \Delta E)^T$  beschrieben. Der Sinus folgt daher aus der Taylor-Entwicklung des elektrischen Feldes in der Nähe der Sollphase  $\phi_s$ . Zu beachten ist, dass in Linearbeschleunigern die Sollphase  $\phi_s$  bezüglich des Maximums des Feldes definiert ist, in Speicherringen relativ zu seinem Nulldurchgang. Bei einem Speicherring enthielte  $M_{\text{acc}}$  also den Kosinus.

Eine Driftstrecke wird longitudinal als

$$M_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & \delta\phi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

ausgedrückt. Der Ausdruck  $\delta\phi$  beschreibt dabei den Laufzeitunterschied der Teilchen aufgrund einer Energieabweichung und zwar als Phasenwinkelabweichung relativ zur Sollphase. In einem Kreisbeschleuniger wäre dieses Element proportional zum Momentum Compaction Faktor [Wie99a, Kap. 8.1], in einem Linearbeschleuniger oder Buncher werden hier die unterschiedlichen Geschwindigkeiten direkt berücksichtigt [Hin08, Kap. 8.9].

### 3.3 Raumladungseffekte

Als Raumladung wird die von der Gesamtheit aller Teilchen im Strahl erzeugte Ladung bezeichnet, die auf ein einzelnes Teilchen in diesem Strahl wirkt. Als Raumladungsfeld dementsprechend das von der Raumladung erzeugte elektrische Feld. Dieses Feld schirmt das Teilchen von externen fokussierenden Feldern, z.B. eines Quadrupols ab. Zusätzlich kommen nicht lineare Feldkomponenten durch Fluktuationen in der Teilchendichte des Strahls hinzu, die emittanzaufweitend wirken.

Bei höherer Teilchenenergie schwächt sich die Wirkung des elektrischen Raumladungsfeldes ab, da einerseits die Feldverteilung jedes Teilchens Lorentz-kontrahiert wird und andererseits Magnetfelder, welche durch die relativistische Bewegung erzeugt werden, den Elektrischen entgegen wirken. Raumladungseffekte treten also im Wesentlichen bei niedriger Energie auf.

Die defokussierende Wirkung des elektrischen Raumladungsfeldes  $E_{\text{RL}}$  kann durch Einführen eines zusätzlichen Terms in der Bewegungsgleichung (2.4) berücksichtigt werden [Wan08, Kap. 9.7]:

$$x'' + k(s)x - F_{\text{RL}} = 0, \quad (3.22)$$

mit der Raumladungskraft  $F_{\text{RL}}$  für die

$$F_{\text{RL}} = \frac{qE_{\text{RL}}}{\gamma^3 m v^2} \quad (3.23)$$

gilt. Die Abhängigkeit von  $F_{\text{RL}}$  mit  $\gamma^{-3}$  zeigt, dass Raumladungskräfte sehr schnell mit steigender Teilchenenergie verschwinden.

Da der Raumladungseffekt zu den kollektiven Effekten in einem Teilchenstrahl gehört, interessiert weniger der Effekt auf ein Einzelteilchen, sondern mehr die Auswirkung auf das Ensemble. Daher wird nun eine Enveloppengleichung betrachtet. Hier werden nun die Größen  $x$  und  $x'$  in (3.22) durch die betreffenden zweiten Momente der Teilchenverteilung  $\langle x^2 \rangle$  und  $\langle x'^2 \rangle$  ersetzt. Folgt man dieser Herleitung, welche auf [Lap71] und [Sac71] basiert, weiter ergibt sich schließlich die RMS-Enveloppengleichung:

$$a'' + k(s)a - \frac{\epsilon_{\text{RMS}}^2}{a^3} - \frac{\langle x F_{\text{RL}} \rangle}{a} = 0, \quad (3.24)$$



die Größe  $a \equiv \sqrt{\langle x^2 \rangle}$  bezeichnet die RMS-Strahlgröße. Wie man sieht, sind nun zwei den Strahl vergrößernde, also defokussierende, Terme hinzugekommen. Neben dem Raumladungsterm  $\langle xF_{\text{RL}} \rangle/a$  bestimmt auch der Emittanzterm  $\epsilon_{\text{RMS}}^2/a^3$  die Strahlgröße. Er berücksichtigt zufällige und thermische Anteile an der Impulsverteilung im Strahl, letzterer entsteht im Wesentlichen bei der Teilchenerzeugung. Es lassen sich zwei Strahlarten unterscheiden, den Emittanzdominierten und den Raumladungsdominierten, in dem der jeweilige Effekt überwiegt.

### 3.3.1 Strahlstrombegrenzung durch Raumladung

Die Teilchenverteilung besteht bei linearen Rückstellkräften und nicht linearen Raumladungskräften aus einem Kern mit gleichförmiger Dichte und einem Randbereich, in dem die Teilchendichte innerhalb einer Debye-Länge [Wan08, Kap. 9.13]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_n m c^2}{n q^2 a^2}} \quad (3.25)$$

auf Null abfällt. Hierbei ist  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $n$  die Teilchendichte und  $\epsilon_n$  die normalisierte Emittanz nach Gleichung (3.5).

Im emittanzdominierten Strahl ist die RMS-Strahlgröße viel kleiner als  $\lambda_D$ , so dass die Strahlverteilung nach außen Gauß-artig abfällt. Die Ladungsdichte des raumladungsdominierten Strahls besitzt dagegen eine scharfe Kante, da die Debye-Länge viel kleiner als der RMS-Strahlradius ist [Wan08, Kap. 9.12].

Erreicht die Strahlgröße  $a$  des raumladungsdominierten Strahls die Apertur der Vakuumkammer gehen Teilchen verloren. Die Raumladungsgrenze des Beschleunigers wurde erreicht und der Strahlstrom kann nicht weiter erhöht werden.

In einer Vakuumkammer mit kreisförmigen Querschnitt und einem Strahl mit elliptischen Querschnitt kann das Raumladungsfeld in ähnlicher Weise, wie das Feld in einem Koaxialleiter berechnet werden. Für einen unendlich langen, also nicht paketierten Strahl mit rundem Querschnitt ist das Ergebnis sogar identisch. Bei einem paketierten Strahl ergeben sich die Felder ([Lap65], bzw. [Wan08, Kap. 9.9]):

$$E_{\text{RL},x} = \frac{3I\lambda_{\text{acc}}(1-f)}{4\pi\epsilon_0 c(r_x + r_z)r_l} \frac{x}{r_x} \quad (3.26)$$

$$E_{\text{RL},z} = \frac{3I\lambda_{\text{acc}}(1-f)}{4\pi\epsilon_0 c(r_x + r_z)r_l} \frac{z}{r_z} \quad (3.27)$$

$$E_{\text{RL},l} = \frac{3I\lambda_{\text{acc}}f}{4\pi\epsilon_0 c r_x r_z} \frac{l}{r_l}. \quad (3.28)$$

Das Teilchenpaket wird, wie in Abbildung 3.2 skizziert, als Ellipsoid angenommen, dessen Form durch den Faktor  $f(p)$  mit  $p = \gamma r_l / (r_x r_z)$  beschrieben wird. Die Faktoren  $r_x$ ,  $r_z$  und  $r_l$  sind die Halbachsen des Ellipsoids im Laborsystem. Die Indizes  $x$ ,  $z$  bezeichnen den transversalen Abstand des betrachteten Teilchens zum Zentrum des Ellipsoids,  $l$  den longitudinalen. Es gilt für  $f(p)$  nach [Glu70]:

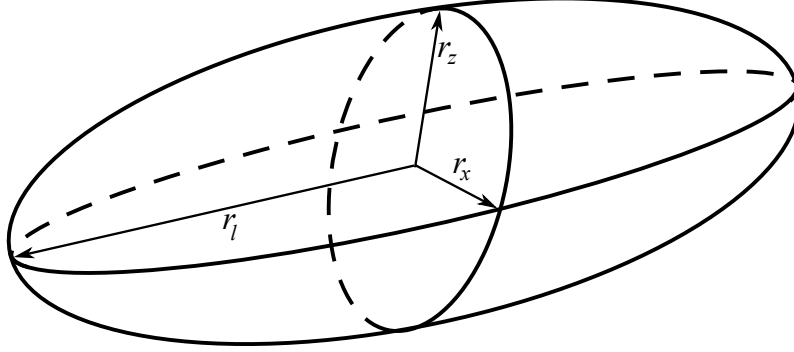


Abbildung 3.2: Skizze des Raumladungsellipsoids, der die Teilchenverteilung darstellt. Die longitudinale Halbachse ist  $r_l$ , die transversalen Halbachsen sind  $r_x$  und  $r_z$ .

$$f(p) = \begin{cases} \frac{1}{1-p^2} - \frac{p}{(1-p)^{\frac{3}{2}}} \arccos(p) & , p < 1 \\ \frac{1}{3} & , p = 1 \\ \frac{p \operatorname{arcosh}(p)}{(p^2-1)^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{p^2-1} & , p > 1 \end{cases} \quad (3.29)$$

Weiterhin ist  $I$  der mittlere Strahlstrom im Bunch und  $\lambda_{\text{acc}}$  die Wellenlänge des Beschleunigungsfeldes. Mit diesen Feldern können nun die Enveloppengleichungen der drei Raumrichtungen aufgestellt werden:

$$a_i'' + k_i(s)a_i - \frac{\epsilon_{\text{RMS},i}^2}{a_i^3} - \frac{3K_3(1-f)}{(a_x + a_y)a_z} = 0 \quad (3.30)$$

$$a_l'' + k_l(s)a_l - \frac{\epsilon_{\text{RMS},l}^2}{a_l^3} - \frac{3K_3 f}{a_x a_y} = 0 \quad (3.31)$$

mit  $i = x, z$ . Es wurde der dreidimensionale Raumladungsparameter  $K_3$  eingeführt, der die Form einer Perveanz hat. Es gilt

$$K_3 = \frac{qI\lambda_{\text{acc}}}{20\sqrt{5}\pi\epsilon_0 mc^3 \gamma^3 \beta^2}, \quad (3.32)$$

da der Zusammenhang zwischen den Halbachsen und den RMS-Strahlgrößen  $r = \sqrt{a}$  ist. Der Raumladungsterm schirmt die Teilchen von fokussierenden Feldern ab und es ergibt sich eine verringerte Gesamtfokussierung. Setzte man diese gestörte Fokussierung ins Verhältnis zur Ungestörten, erhält man die „Tune depression“ als Maß für den Einfluss der Raumladung [Wan08, Kap. 9.10].

$$\left(\frac{k_l}{k_{0,l}}\right)^2 = 1 - \mu_l = 1 - \frac{3qI\lambda_{\text{acc}} f}{4\pi\epsilon_0 \beta^2 \gamma^3 mc^3 r_x r_z r_l k_{l,0}^2} \quad (3.33)$$

$$\left(\frac{k_x}{k_{x,0}}\right)^2 = 1 - \mu_t = 1 - \frac{3qI\lambda_{\text{acc}}(1-f)}{4\pi\epsilon_0 \beta^2 \gamma^3 mc^3 (r_x + r_z) r_x r_l k_{x,0}^2} \quad (3.34)$$

Die Stromgrenzen können nun durch auflösen von (3.33) und (3.34) nach  $I$  bestimmt werden [Wan80]. Für die longitudinale Ebene ist diese

$$I_{l,\max} = \mu_l \frac{4\pi\epsilon_0\beta^2\gamma^3 mc^3 r_x r_z r_l k_{l,0}^2}{3q\lambda_{\text{acc}} f}. \quad (3.35)$$

Um  $I_{l,\max}$  in Betriebsgrößen des Beschleunigers auszudrücken, wird zunächst der Parameter der ungestörten Fokussierung  $k_{l,0}$  [Wan08, Kap. 6.6]

$$k_{l,0}^2 = \frac{2\pi q E_{\text{acc}} \sin(-\phi_s)}{\beta^3 \gamma^3 m c^2 \lambda_{\text{acc}}} \quad (3.36)$$

eingesetzt. Weiterhin wird ein genäherter Ellipsoidformfaktor  $f(p) \approx (3p)^{-1}$  eingesetzt. Diese Näherung gilt im Bereich  $0,8 < p < 5$ . Und es wird angenommen, dass der Bunch das gesamte Bucket ausfüllt, also

$$r_l = \beta \lambda_{\text{acc}} \frac{|\phi_s|}{2\pi} \quad (3.37)$$

gilt. Außerdem muss das Verhältnis der Strahlradien  $\Gamma$  in einem Brennpunkt betrachtet werden, da dort die Teilchendichte am höchsten ist. Es wird angenommen, dass dort  $r_x = r_{\max}$  und  $r_z = r_{\min}$  ist, was einer Fokussierung mit Quadrupolen entspricht, so dass

$$\Gamma \equiv \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \equiv \frac{r_x^2}{r_x r_z} \quad (3.38)$$

gilt. Ein Teilchenverlust setzt dann ein, wenn die maximale transversale Ausdehnung des Strahls gleich des Aperturradius  $d$  der Vakuumkammer ist, also ist der maximal erreichbare Strahlstrom:

$$I_{l,\max} = 2\mu_l \beta \gamma \epsilon_0 c \frac{d}{\sqrt{\Gamma}} |\phi_s|^2 E_{\text{acc}} \sin(-\phi_s). \quad (3.39)$$

Im raumladungsdominierten Strahl gilt außerdem  $\mu_l \approx 1$ .

Die transversale Strombegrenzung ergibt sich aus Gleichung (3.34) mit den obigen Annahmen nach [Wan80] zu:

$$I_{t,\max} = \mu_t \frac{4\epsilon_0 \beta \gamma^3 m c^3 |\phi_s| \sigma_0^2}{3q\Gamma N^2 (1-f)} \left( \frac{d}{\lambda_{\text{acc}}} \right)^2. \quad (3.40)$$

Hierbei wurde die ungestörte Fokussierung durch die Betatronphase  $\sigma_0$  und die Periodenlänge der optischen Elementarzelle  $P = N\beta\lambda_{\text{HF}}$  ausgedrückt.

$$k_{x,0}^2 = \left( \frac{\sigma_0}{P} \right)^2 \quad (3.41)$$

Auch für die transversale Tune depression gilt im raumladungsdominierten Strahl  $\mu_t \approx 1$ .



# Kapitel 4

## Hochfrequenztechnik

Das beschleunigende elektrische Feld eines Teilchenbeschleunigers wird als elektromagnetische Welle erzeugt und über Wellenleiter an den Teilchenstrahl geführt, mit dem sie in Hohlraumresonatoren wechselwirken. Die Frequenz der Welle fällt dabei in den Bereich der Hochfrequenz (HF), die den Bereich von einigen Kilohertz bis zu einigen hundert Gigahertz umfasst [MP69, Kap. 1].

### 4.1 Elektromagnetische Wellen

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im freien Raum wird durch die allgemeine Wellengleichung beschrieben. Für das elektrische Feld gilt [Wil96, Kap. 5.1]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0, \quad (4.1)$$

für das Magnetische gilt Analoges. Gelöst wird die Wellengleichung durch die Funktion:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} \pm \omega t)}, \quad (4.2)$$

die vom Ortsvektor  $\vec{r}$  und der Zeit  $t$  abhängt. Die räumliche Ausbreitung der Welle wird vom Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  beschrieben, der in Ausbreitungsrichtung weist, während das Zeitverhalten aus der Frequenz  $f = \omega/(2\pi)$  folgt. Es gilt die Dispersionsbeziehung  $\omega = c|\vec{k}|$ . Da elektromagnetische Wellen transversale Wellen sind, stehen die Vektoren  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  und  $\vec{k}$  senkrecht zu einander und es gilt  $|\vec{E}_0| = c|\vec{B}_0|$ .

### 4.2 Rechteckige Hohlleiter

Ein Wellenleiter, der elektrisch leitende Wände besitzt und nicht mit einem Dielektrikum gefüllt ist, wird Hohlleiter genannt. Die Geometrie der Wände bestimmt die Randbedingungen für die elektromagnetische Welle und damit die Feldverteilung innerhalb des Leiters.

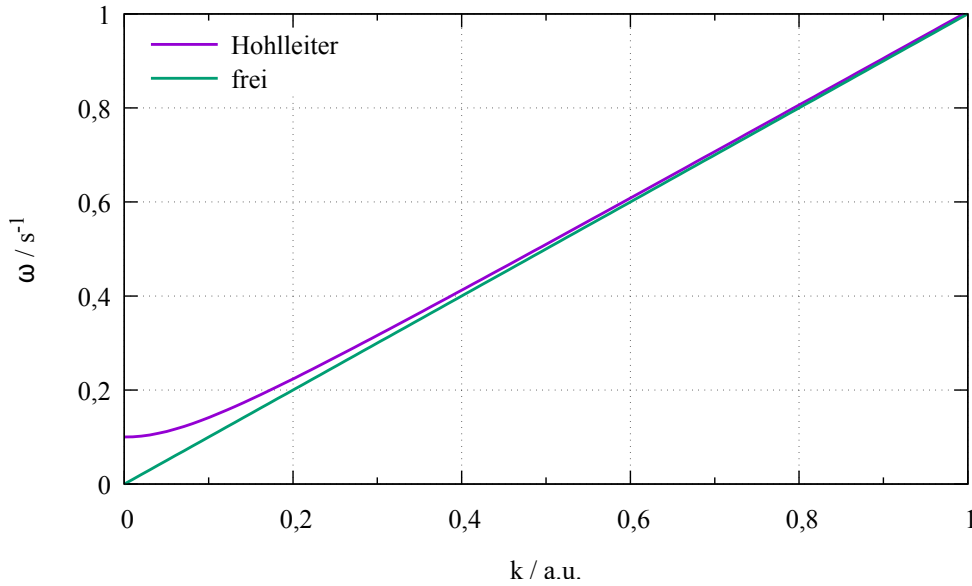


Abbildung 4.1: Dispersionskurve eines Hohlleiters mit  $f_c = 0,1$  Hz im Vergleich zur Wellenausbreitung im freien Raum. Wie man sieht, liegt die Dispersionskurve der Welle im Hohlleiter immer oberhalb der Welle im freien Raum, d.h. die Phasengeschwindigkeit ist größer, als die Lichtgeschwindigkeit.

Zum Lösen der Wellengleichung mit den Randbedingungen wird, z.B. in [Jac75, Kap. 8.3], zunächst die Zeitabhängigkeit mittels Faktorierungsansatz abgetrennt:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (4.3)$$

und danach nur noch das räumliche Verhalten weiter betrachtet. Mit dem Separationsansatz wird die Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung  $E_{\parallel}$  von der dazu transversalen Ebene  $E_{\perp}$  abgetrennt und nur noch  $E_{\parallel}$  betrachtet (analog für  $\vec{B}$ ). Dies reicht aus, da die transversale Feldverteilung aus der Longitudinalen folgt. Es gilt:

$$k_{\parallel}^2 = k^2 - k_c^2. \quad (4.4)$$

Die Wellen, deren Wellenzahl  $k$  größer als die kritische Wellenzahl  $k_c$  ist, können sich im Hohlleiter ausbreiten, die anderen klingen beim Eindringen in den Hohlleiter exponentiell ab. Die Dispersionsrelation ist:

$$\omega = c\sqrt{k^2 + \frac{\omega_c^2}{c^2}}. \quad (4.5)$$

Sie wird in Abbildung 4.1 dargestellt. Aus dieser Gleichung folgt, wegen  $\lambda = 2\pi/k$ , dass die Wellenlänge im Hohlleiter  $\lambda_H$  immer größer ist, als die Wellenlänge der gleichen Welle im freien Raum.

$$\lambda_H = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (4.6)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle wird Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$  genannt. Im Hohlleiter gilt:

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k_c} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \geq c. \quad (4.7)$$

Es sind zwei Arten von Wellen im Hohlleiter ausbreitungsfähig: die erste besitzt ein Magnetfeld in Ausbreitungsrichtung, sie wird transversal-elektrische (TE) Welle oder H-Welle genannt, die andere besitzt ein elektrisches Feld in Ausbreitungsrichtung und wird als transversal-magnetische (TM) oder E-Welle bezeichnet. Das exponentielle Abklingen nicht ausbreitungsfähiger Wellen im Hohlleiter wird durch [Kla67, S. 40]:

$$E(z) = E_0 \cdot e^{-\xi z} \quad (4.8)$$

mit

$$\xi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 - 1} \quad (4.9)$$

beschrieben.

Die häufigste technische Umsetzung des Hohlleiters ist der rechteckige Hohlleiter. Bei dieser Geometrie bietet sich ein kartesisches Koordinatensystem an, mit  $\vec{r} = (x, y, z)^T$ , wobei  $z$  in Ausbreitungsrichtung der Welle weist. Die Breite des Rechtecks sei  $a$  und die Höhe  $b$ . Die kritische Wellenzahl ist dann

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (4.10)$$

mit  $m, n \in \mathbb{N}_0$ . Die Indizes  $m$  und  $n$  charakterisieren die verschiedenen Moden bezüglich ihrer Knotenlinien. Die Nomenklatur der Wellen ist  $\text{TE}_{mn}$ , bzw.  $\text{TM}_{mn}$ .

In der gebräuchlichsten Norm für Hohlleiter gilt  $a = 2b$ . Im Fall  $b < a$  besitzt die  $\text{TE}_{10}$ -Mode die niedrigste Grenzfrequenz. Daher wird sie zur Übertragung von Hochfrequenzenergie benutzt. Sie hat die Grenzfrequenz

$$f_c = \frac{c}{2a} \quad (4.11)$$

und ihre Feldkonfiguration ist [Wil96, Kap. 5.1.1]:

$$E_y = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-ik_z z} \quad (4.12)$$

$$H_x = \frac{E_0}{Z_0} \frac{\lambda}{\lambda_H} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-ik_z z} \quad (4.13)$$

$$H_z = -i \frac{E_0}{Z_0} \frac{\lambda}{2a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-ik_z z}. \quad (4.14)$$

Die Feldkomponenten  $E_x$ ,  $E_z$  und  $H_y$  sind jeweils Null,  $Z_0$  ist der Wellenwiderstand des Hohlleiters. Ist die Frequenz der eingespeisten Welle so hoch, dass sie eine höhere

Tabelle 4.1: Diese Tabelle gibt die Kenndaten des Wellenleiters vom Typ EIA WR 650 an und zeigt die Auswirkung des Hohlleiters auf eine Welle mit einer Frequenz von 1,3 GHz. Die auf WR folgende Zahl gibt in der EIA Norm die Größe von  $a$  in hundertstel Zoll an.

a	165,1 mm
b	82,55 mm
$f_c$	907,9 MHz
$\lambda_c$	0,3302 m
$\lambda_0$	0,2306 m
$\lambda_H$	0,3322 m
$v_{ph}$	1,821c
$v_g$	0,549c

Mode, als die  $TE_{10}$  anregen kann, muss ein Hohlleiter mit einem geringeren Querschnitt genommen werden, da sonst kein geeigneter Energietransport stattfinden kann. Der Energietransport wird durch den Poyntingvektor  $\vec{S}$  beschrieben:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}, \quad (4.15)$$

er findet mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  [Jac75, Kap. 8.5]

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} \leq c \quad (4.16)$$

statt. Es gilt ferner  $v_{ph} \cdot v_g = c^2$ . In Tabelle 4.1 wird der Effekt eines Hohlleiters vom Typ EIA WR650 auf eine 1,3 GHz Welle gezeigt.

### 4.3 Hochfrequenzresonatoren

Den in Elektronenbeschleunigern verwendeten Hochfrequenzresonatoren liegt meist eine Zylindergeometrie zu Grunde. Sie können als zylindrische Hohlleiter betrachtet werden, die an beiden Enden mit leitenden Platten abgeschlossen wurden.

Löst man die Wellengleichung des Hohlleiters in Zylinderkoordinaten  $(r, \theta, z)$  nach obigen Rezept, so ergeben sich die Feldverteilungen [Wil96, Kap.5.1.2]

$$E_r = -iE_0 \frac{k_{\parallel}}{k_c} J'_m(k_c r) e^{-ik_{\parallel} z} \quad (4.17)$$

$$E_z = E_0 J_m(k_c r) e^{-ik_{\parallel} z} \quad (4.18)$$

$$H_{\theta} = -i \frac{E_0 k_{\parallel}}{Z_0 k_c} J'_m(k_c r) e^{-ik_{\parallel} z}. \quad (4.19)$$

Die Komponenten  $E_{\theta}$ ,  $H_r$  und  $H_z$  sind jeweils Null.  $J_m(x)$  ist die Besselfunktion  $m$ -ter Ordnung und  $J'_m(x)$  ihre Ableitung. Aufgrund der Randbedingungen müssen



alle elektrischen Feldkomponenten auf der Wand des Hohlleiters Null sein. Daher muss für die Grenzwellenzahl der TM-Wellen

$$k_c = \frac{x_{mn}}{R} \quad (4.20)$$

gelten und für die der TE-Wellen

$$k_c = \frac{x'_{mn}}{R}. \quad (4.21)$$

Der Radius des Hohlleiters beträgt  $R$  und  $x_{mn}$ , bzw.  $x'_{mn}$  sind die  $n$ -ten Nullstellen von  $J_m(x)$ , bzw.  $J'_m(x)$ . Die Grundwelle im zylindrischen Hohlleiter ist die  $\text{TM}_{01}$ -Welle. Ihre Grenzfrequenz  $f_c$  ist gegeben durch:

$$f_c = \frac{c}{2\pi} \frac{x_{01}}{R}, \text{ mit } x_{01} \approx 2,40483. \quad (4.22)$$

Im Hohlraumresonator muss das elektrische Feld nicht nur auf dem Zylindermantel verschwinden, sondern auch auf den beiden Deckeln. Die Position der Deckel sei bei  $z = 0$  und  $z = d$ . Es ergibt sich die einfachste Form des HF-Resonators, der „Pill-box“ Resonator. Eine stehende Welle und damit eine Resonanz kann sich ausbilden, wenn die Bedingung

$$k_{\parallel} = \frac{p\pi}{d} \quad (4.23)$$

erfüllt wird, mit  $p \in \mathbb{N}_0$ . Man erhält die Resonanzfrequenzen [Jac75, Kap. 8.7]

$$f_{mnp}^{\text{TM}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \quad (4.24)$$

und

$$f_{mnp}^{\text{TE}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2}. \quad (4.25)$$

Zur Teilchenbeschleunigung wird die  $\text{TM}_{010}$ -Mode verwendet. Sie besitzt die niedrigste Frequenz und als einzige Mode ein elektrisches Feld ohne Knoten parallel zur Symmetrieachse. Die Resonanzfrequenz der  $\text{TM}_{010}$  beträgt ebenfalls:

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \frac{x_{01}}{R}. \quad (4.26)$$

Außer durch seine Resonanzfrequenz wird ein Resonator durch die Güte  $Q_0$  und die Shuntimpedanz  $R_s$  beschrieben. Die Güte beschreibt das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie  $W$  zur verlorenen Energie, meist ausgedrückt als Verlustleistung  $P$  pro Schwingungsperiode  $\omega$ .

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P} = \frac{f_r}{\Delta f} \quad (4.27)$$

Die Güte kann äquivalent auch als Verhältnis von Resonanzfrequenz und Bandbreite des Resonators, also der Differenz  $\Delta f$  zwischen den beiden Frequenzen bei der die Feldamplitude gegenüber der Resonanz um  $1/\sqrt{2}$  abgesunken ist, beschrieben werden. Die Shuntimpedanz wiederum drückt die ohmschen Verluste des Resonators als Verhältnis von HF-Scheitelspannung  $U_0$  und der in den Wänden in Wärme umgewandelten Verlustleistung  $P_c$  aus.

$$R_s = \frac{U_0^2}{P_c} \quad (4.28)$$

Zu beachten ist, dass es zwei Definitionen der Shuntimpedanz gibt: zum einen die hier benutzte „Linac-Definition“ über den Spitzenwert der Spannung und zum anderen die an Speicherringen benutzte über den Effektivwert der Spannung  $U_0/\sqrt{2}$ .

Das Verhältnis von Güte und Shuntimpedanz  $R/Q$  ist eine Konstante der betreffenden Mode und beinhaltet lediglich die Geometrie des Resonators und ist somit materialunabhängig [Wan08, Kap. 2.5]. Bei supraleitenden (SRF) Resonatoren wird alternativ der Geometriefaktor  $G$  zur Beschreibung der Güte herangezogen, der ebenfalls keine Materialeigenschaften beinhaltet und nur von der Resonatorform abhängt [PKH08, Kap. 2.2.1].

$$G = \frac{\omega\mu_0 \int_{\text{Volumen}} |\vec{H}|^2 dV}{\int_{\text{Oberfläche}} |\vec{H}|^2 dA}. \quad (4.29)$$

Die Güte ergibt sich dann über den materialspezifischen Oberflächenwiderstand  $R_{\text{sur}}$ .

$$Q_0 = \frac{G}{R_{\text{sur}}} \quad (4.30)$$

Sowohl  $R/Q$ , als auch  $G$  haben die Einheit des elektrischen Widerstands Ohm ( $\Omega$ ).

## 4.4 HF-Strukturen für Linearbeschleuniger

Im Gegensatz zu einem Ringbeschleuniger, bei dem derselbe HF-Resonator immer wieder vom Strahl durchflogen wird, besteht ein Linearbeschleuniger, oder auch Linac, kurz für den englischen Ausdruck „Linear Accelerator“, aus mehreren hintereinander angeordneten Beschleunigungsstrecken.

### 4.4.1 Die einfach periodische Struktur

Anstatt nun eine Reihe von Pill-box-Resonatoren mit separater Hochfrequenzversorgung zu betreiben, ist es zweckmäßiger mehrzellige Resonatoren aufzubauen, deren Zellen miteinander gekoppelt sind. Die Kopplung findet in der Regel über Löcher in den Trennwänden zwischen den Zellen statt. Wegen des gleichmäßigen Abstands  $d$  der Trennwände entsteht eine einfach periodische Hochfrequenzstruktur. Die HF-Welle wird an einer Stelle in die Struktur eingeleitet und breitet sich dann über

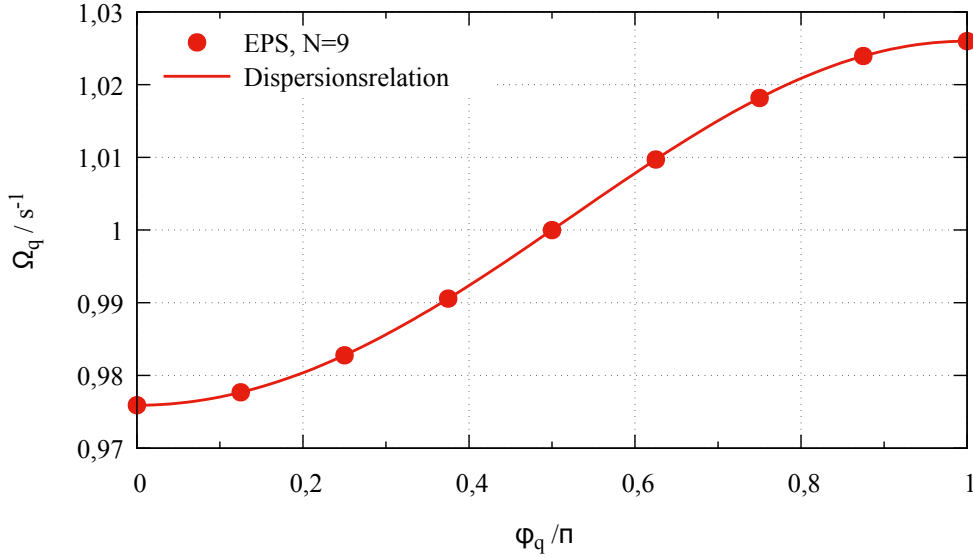


Abbildung 4.2: Brillouin-Diagramm des 1. Passbands einer hypothetischen neunzelligen einfach periodischen Struktur (EPS) mit der Mittenfrequenz  $\omega_0 = 1 \text{ s}^{-1}$  und dem Koppelfaktor  $\kappa = 0,05$ , sowie die zugehörige Dispersionsrelation nach Gleichung (4.31). Der Phasenvorschub  $\varphi_q$  ist auf  $\pi$  normiert.

die Koppelöffnungen in dieser aus. Die Struktur stellt einen Hohlleiter dar, bei dem die Wellenausbreitung durch Hindernisse, also die durchbrochenen Zwischenwände, gehemmt wird. Durch geeignete Wahl der Zellenlängen  $d$  kann die Phasengeschwindigkeit an die Teilchengeschwindigkeit angepasst werden.

Aufgrund des gleichen Durchmessers haben alle Zellen dieselbe Grundfrequenz, daher stellt eine einfach periodische Struktur (EPS) eine lineare Kette gekoppelter, gleicher Oszillatoren dar. Löst man das gekoppelte Gleichungssystem, so ergeben sich für  $N$  Zellen ebenfalls  $N$  Lösungen mit den Eigenfrequenzen  $\Omega_q$  [NKK67].

$$\Omega_q = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos\left(\frac{q\pi}{m}\right)}}, \quad (4.31)$$

mit  $q = [0, N - 1] \in \mathbb{Z}_0$  und  $m = N - 1$ . Die Kopplung zwischen den Zellen ist  $\kappa$ . Die Lösungen sind neben ihrer Frequenz durch die Phasenverschiebung  $\varphi_q$  zwischen benachbarten Zellen von

$$\varphi_q = \frac{q\pi}{m} = k_{\parallel} d \quad (4.32)$$

charakterisiert. Durch diesen Phasenvorschub ergibt sich eine für die Mode charakteristische Verteilung der Feldamplituden über die Länge der Struktur. Die Welle mit  $0^\circ$  Phasenvorschub wird Gleichtaktmode genannt, die mit  $180^\circ$  Vorschub nennt man Gegentaktmode. Zur Erhaltung der Feldsymmetrie besitzen die erste und letzte Zelle in der oben zitierten Herleitung jeweils nur die halbe Länge. Die Aufspaltung

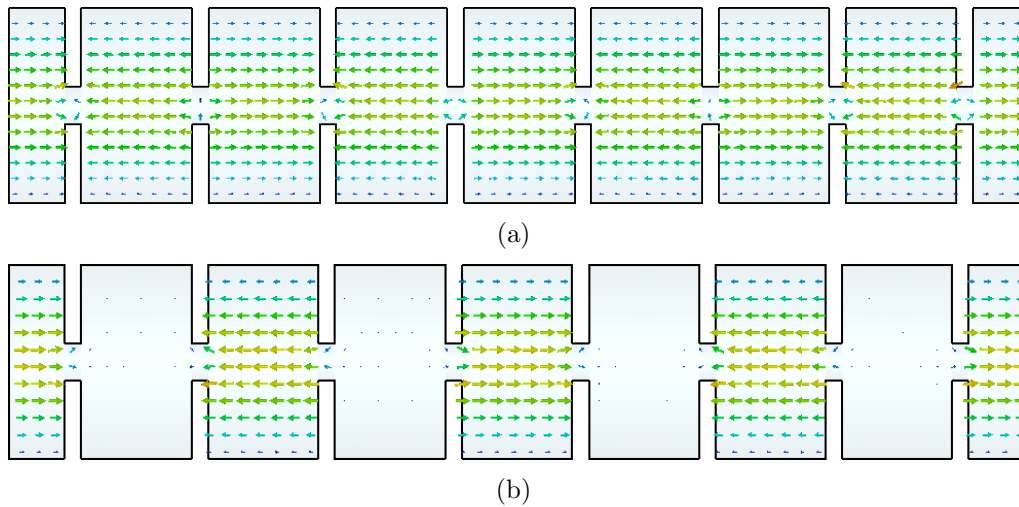


Abbildung 4.3: Feldverteilung der  $\pi$ -Welle (a) und der  $\pi/2$ -Welle (b) in einer neunzelligen einfach periodischen Struktur. Die erste und letzte Zelle besitzt zur Erhaltung der Feldsymmetrie jeweils nur die halbe Länge.

in  $N$  Moden existiert für jede  $TM_{mn}$ -Welle und für jede  $TE_{mn}$ -Welle, sie wird Durchlassbereich, oder Passband genannt. Der Name zeigt an, dass nur innerhalb dieser Bänder eine Wellenausbreitung stattfinden kann. Die Frequenzbereiche dazwischen, in denen sich keine Welle ausbreiten kann, werden Sperrbereiche, bzw. Stoppbänder genannt.

Zur Teilchenbeschleunigung werden Moden des 1. Passbands herangezogen, da sie eine  $TM_{010}$ -artige Feldverteilung innerhalb der Zellen besitzen. Bei Stehwellenstrukturen werden die  $TM_{010}^{\pi/2}$ -Welle, bzw.  $TM_{010}^{\pi}$ -Welle verwendet, also die Moden mit einem Phasenverschiebung von  $90^\circ$ , bzw.  $180^\circ$  pro Zelle. Diese Moden haben spezielle Eigenschaften, die sie gegenüber anderen Moden auszeichnen (Übersicht aus [Wan08, S. 103 f.]):

- Der in Abbildung 4.3(a) dargestellte  $\pi$ -Mode besitzt die höchste Shuntimpedanz und ist damit in der Lage Energie am effizientesten an den Strahl zu übertragen. Dies ist anhand der Amplitudenverteilung in den Zellen gut zu verstehen. In jeder Zelle besitzt das Feld maximale Amplitude und aufgrund der Phasenlage der Zellen zueinander erreicht der Teilchenstrahl jede Zelle zur beschleunigenden Phase. Letzteres wäre beispielsweise beim Gleichtaktmode, der ebenfalls in jeder Zelle maximale Feldamplitude besitzt, nicht der Fall.
- Beim in Abbildung 4.3(b) gezeigten  $\pi/2$ -Mode bildet sich nur in jeder zweiten Zelle ein Feld aus. Die Shuntimpedanz ist daher niedrig, allerdings wirken sich kleine Verstimmungen der Zellen gegeneinander, anders als beim  $\pi$ -Mode, nicht als Störung der Amplitudenverteilung aus. Der Mode ist sehr unempfindlich auf Volumenänderungen der einzelnen Zellen. Der  $\pi/2$ -Mode tritt nur bei einer ungeraden Anzahl von Zellen auf.

- Ohmsche Verluste wirken sich beim  $\pi$ -Mode als zusätzliche Phasenverschiebung der Zellen gegeneinander aus (Power-flow phase shift), während sie sich beim  $\pi/2$ -Mode in zweiter Ordnung als Amplitudenreduktion von Zelle zu Zelle auswirkt (Power-flow droop).
- Wie man an Hand der Steigung der Dispersionsfunktion in Abbildung 4.2 sehen kann, ist der Frequenzabstand  $\Delta\Omega$  des  $\pi/2$ -Mode zu seinen benachbarten Moden am größten, während er beim Gleichtaktmode und Gegentaktmode am kleinsten ist. Es gelten folgende Zusammenhänge [Wan08, S. 106]:

$$\left. \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right|_{\pi} = \kappa \left( \frac{\pi}{2N} \right)^2 \quad (4.33)$$

$$\left. \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right|_{\frac{\pi}{2}} = \kappa \frac{\pi}{2N}. \quad (4.34)$$

Sind die Bandbreiten benachbarter Moden so groß, dass sich die Resonanzen überlappen, kann Energie vom getriebenen Mode in Benachbarte fließen. Das ist unerwünscht, da so nicht alle Energie an den Strahl übertragen werden kann. Beim Gegentaktmode ist die Gefahr des Überlapps für große  $N$ , also lange Strukturen, nach (4.33) und (4.34) wesentlich höher, als für den  $\pi/2$ -Mode.

Zusammenfassend gilt, dass der  $\pi/2$ -Mode für Strukturen mit vielen Zellen geeignet und sehr robust gegenüber Störungen, z.B. durch Fertigungstoleranzen ist. Während der  $\pi$ -Mode sehr effizient ist, aber durch den kleinen Modenabstand nur mit kurzen Strukturen benutzt werden kann und empfindlicher auf Störungen reagiert.

### Fourierdarstellung der Feldverteilung

Die longitudinale, räumliche Feldverteilung kann aufgrund der periodischen Struktur durch eine Fourierreihe dargestellt werden (siehe z.B. in [Wan08, Kap. 3.2]). Die Verteilung sei  $E_d(r, z)$  und besitze dieselbe Periode  $d$ , wie die HF-Struktur. Damit gilt:

$$E_z(r, z, t) = E_d(r, z) e^{i(\omega t - kz)} \quad (4.35)$$

mit

$$E_d(r, z + d) = E_d(r, z) e^{\pm ikd}. \quad (4.36)$$

Drückt man (4.36) als Fourierreihe aus, ergibt sich

$$E_d(r, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(r) e^{-i \frac{2\pi n}{d} z}. \quad (4.37)$$

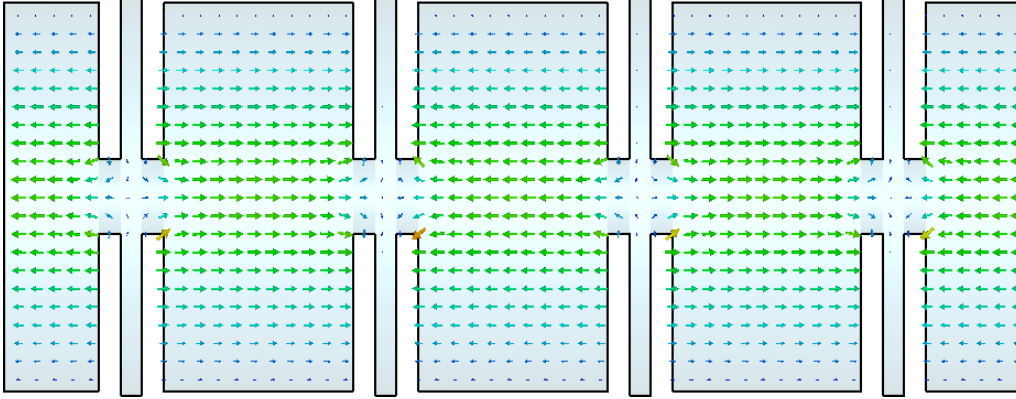


Abbildung 4.4: Die Feldverteilung der  $\pi/2$ -Welle in einer neunzelligen bi-periodischen Struktur. Die Koppelzellen sind stark verkürzt. Um ihre Resonanzfrequenz an die der Beschleunigungszellen anzugleichen, wurde ihr Radius geringfügig vergrößert. Zur Erhaltung der Feldsymmetrie sind auch hier die erste und letzte Zelle jeweils nur halb so lang, wie die übrigen Beschleunigungszellen. Der Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier Beschleunigungszellen beträgt  $\beta\lambda_{\text{acc}}/2$ .

Und da  $E_z(r, z, t)$  die Wellengleichung erfüllen muss, müssen die Fourier-Koeffizienten die Differentialgleichung

$$a_n''(r) + \frac{1}{r}a_n'(r) - k_{c,n}^2 a_n = 0 \quad (4.38)$$

erfüllen. Die  $k_{c,n}$  sind die kritischen Wellenzahlen der Teilwellen, mit

$$k_{c,n}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(k + \frac{2\pi n}{d}\right)^2. \quad (4.39)$$

Die Teilwellen haben alle dieselbe Frequenz, aber unterschiedliche Wellenzahlen und somit sind auch ihre Phasengeschwindigkeiten unterschiedlich. Eine Wellenausbreitung ist möglich, wenn  $k_{c,n}^2 > 0$  gilt. Dann wird die Welle durch

$$E_z(r, z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n J_0(k_{c,n} r) e^{i(\omega t - k_n z)} \quad (4.40)$$

mit  $k_n = k + \frac{2\pi n}{d}$  beschrieben. Nur Teilwellen, deren Phasengeschwindigkeit der Teilchengeschwindigkeit entspricht tragen zur Beschleunigung bei. In der Regel werden Beschleunigerstrukturen so konstruiert, dass die Grundwelle  $n = 0$  den größten Beitrag zur Beschleunigung gibt. Es gilt ferner  $T_{tt} = E_0/2$ .

#### 4.4.2 Die bi-periodische Struktur

Aufgrund der in Kapitel 4.4.1 aufgezählten Vorteile ist der  $\pi/2$ -Mode der zur Teilchenbeschleunigung in langen Stehwellen-Linacs unkompliziertere Mode. Um nun die Effizienz der Beschleunigung zu erhöhen, kürzt man die Länge der feldfreien

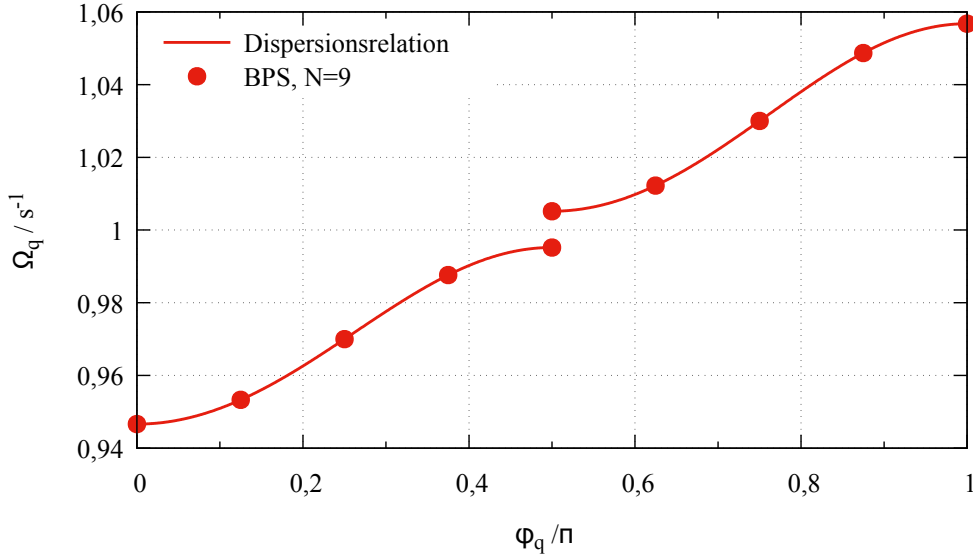


Abbildung 4.5: Brillouin-Diagramm des 1. Passbands einer hypothetischen neunzelligen bi-periodischen Struktur (BPS) mit Passbandlücke, sowie die zugehörige Dispersionsrelation nach Gleichung (4.41). Der Phasenvorschub  $\varphi_q$  ist auf  $\pi$  normiert. Im hier gezeigten Fall gilt außerdem  $\kappa_{AC} = \kappa_{CC} = 0$ .

Zellen, zu sehen in Abbildung 4.4. Dadurch wird der Anteil der beschleunigenden Strecke an der Gesamtlänge der Struktur erhöht und es kann fast die Effizienz einer  $\pi$ -Wellenstruktur erreicht werden. Es ergibt sich eine bi-periodische Struktur (BPS), bei der sich lange und kurze Zellen abwechseln [KKP68]. Die kurzen Zellen dienen nur dazu die Welle in die langen Zellen weiter zu leiten und werden daher Koppelzellen („coupling cells“, CC) genannt. Die langen Zellen sind die Beschleunigungszellen („accelerating cells“, AC). Die Mittelpunkte zweier aufeinanderfolgender AC sind  $\beta\lambda_{acc}/2$  voneinander entfernt. Eine BPS besteht aus  $r$  Beschleunigungszellen und  $s = r - 1$  Koppelzellen, die Gesamtzahl der Zellen  $N = 2s + 1$  ist daher immer ungerade. Die lineare Kette besteht somit aus zwei verschiedenen Oszillatortypen. Die Dispersionsrelation ist dann [NKK67]:

$$\kappa^2 \cos^2\left(\frac{\pi q}{s}\right) = \left(1 - \frac{\omega_{AC}^2}{\Omega_q^2} + \kappa_{AC} \cos(2\varphi_q)\right) \left(1 - \frac{\omega_{CC}^2}{\Omega_q^2} + \kappa_{CC} \cos(2\varphi_q)\right) \quad (4.41)$$

mit

$$q = 0, 1, \dots, s.$$

Sie berücksichtigt drei Kopplungen, die zwischen direkten Nachbarn als  $\kappa$ , sowie die der nächsten Nachbarn, also der Beschleunigungszellen über  $\kappa_{AC}$  und der Koppelzellen über  $\kappa_{CC}$ . Ist  $\omega_{AC} \neq \omega_{CC}$ , spaltet das Passband wie in Abbildung 4.5 auf, so dass zwei  $\pi/2$ -Wellen entstehen. Eine mit Feld in den AC, wie sie in Abbildung 4.4

gezeigt wird, und eine mit Feld in den CC. Letztere ist nicht gewollt. Die Koppelfaktoren  $\kappa_{AC}$  und  $\kappa_{CC}$  beschreiben eventuelle Asymmetrien zwischen den beiden Zweigen der Dispersionsrelation. Wellen, deren Frequenz in die Passbandlücke fallen sind nicht ausbreitungsfähig. Diese Lücke muss durch Abstimmen der beiden Zelltypen auf dieselbe Resonanzfrequenz geschlossen werden, damit nur der erwünschte Mode auftritt und die Betriebsfrequenz nicht in die Lücke fällt. Bei geschlossenem Passband unterscheidet sich die Dispersionskurve nicht von der einer einfach periodischen Struktur.

Aufgrund der ohmschen Verluste verringert sich die Feldamplitude entlang der Struktur mit steigendem Abstand zur Einkopplung. Der Feldverlauf wird durch den folgenden Zusammenhang beschrieben [Wan08, S. 109]:

$$X_{2n} \cong (-1)^{n-m} X_{2m} \left[ 1 - \underbrace{\frac{2(m^2 - n^2)}{\kappa^2 Q_{AC} Q_{CC}}}_{\text{Power-flow droop}} + i \underbrace{\frac{4(m^2 - n^2)}{\kappa^2 Q_{AC}} \frac{\delta\omega}{\omega_{AC}}}_{\text{Power-flow phase shift}} \right]. \quad (4.42)$$

Die AC haben hier den Index  $2n$ , die CC den Index  $2n + 1$  mit  $n \in \mathbb{N}_0$ . Die Einkoppelzelle werde mit  $2m$  bezeichnet. Die Zählung beginnt bei der Endzelle mit  $n = 0$  und endet an der Einkoppelzelle mit  $2n$ . Für die CC gilt  $n < m$  und für die AC  $n \leq m$ . Die Güten der Beschleunigungs- und Koppelzellen sind  $Q_{AC}$ , bzw.  $Q_{CC}$ . Eine eventuell vorhandenen mittlere Verstimmung der AC gegenüber den CC wird durch  $\delta\omega = \omega_{CC} - \omega_{AC}$  berücksichtigt. Wie man an Gleichung (4.42) sieht, ist der Amplitudenabfall umgekehrt proportional zur Interzellkopplung  $\kappa$ , somit ist ein hoher Koppelfaktor zum Erreichen eines möglichst ebenen Feldverlaufs wünschenswert. Es ist weiterhin sinnvoll die Einkoppelzelle in die Mitte der Struktur zu legen, damit der Feldabfall bis zur jeweiligen Endzelle möglichst gering ist.

### 4.4.3 Kontrolle der Resonanzfrequenz

Da sich die Resonanzfrequenz einer Kavität im Betrieb durch Ausdehnung aufgrund von Erwärmung, oder z.B. bei supraleitenden Resonatoren durch die auf die Elektroden der Wandströme wirkende Lorentzkraft verändert, muss eine Möglichkeit zum Ausgleich dieser Änderungen gefunden werden.

Man kann für eine einzelne Mode eines Hohlraumresonators einen gedämpften Parallelschwingkreis, wie er in Abbildung 4.7 zu sehen ist, als Modell heranziehen. Die Wandverluste stellen als Shuntimpedanz den Widerstand  $R$  dar, die Wandteile, auf denen die elektrischen Feldlinien enden wirken als Kapazität  $C$  und die anderen Wände als Induktivität  $L$ . Die Resonanzfrequenz des Schwingkreises beträgt nach der Thomson-Gleichung [Kuc95, Kap. 32.2.6]

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (4.43)$$



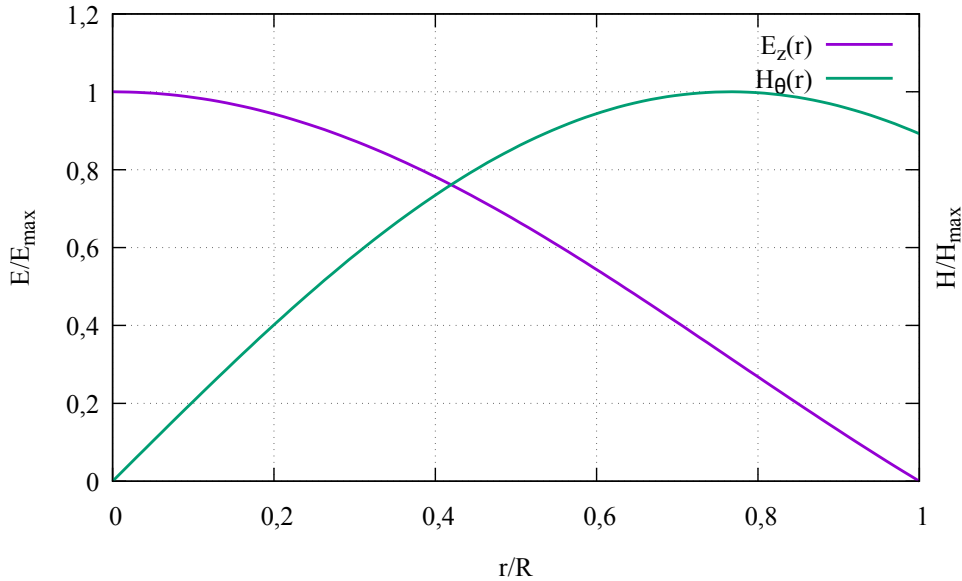


Abbildung 4.6: Die obige Grafik zeigt den radialen Verlauf des longitudinalen elektrischen Feldes  $E_z$ , sowie des azimutalen Magnetfeld  $H_\theta$  der  $TM_{010}$ -Mode eines zylindrischen Resonators gemäß Gleichungen (4.18) und (4.19) bis zum Mantel. Die Feldverläufe sind jeweils auf den maximalen Wert normiert.

Änderungen von  $L$  oder  $C$  wirken sich auf die Resonanzfrequenz aus. Bei einem zylindrischen Resonator, der in einer  $TM_{010}$ -Mode schwingt, kann man sich die beiden Größen besonders gut vergegenwärtigen: die Deckel erinnern an einen Plattenkondensator, stellen also die Kapazität dar. Der Mantel wirkt als Leiter für die Wandströme und verhält sich so als Induktivität. Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen ist, verschwindet hier das elektrische Feld und nur das Magnetfeld bleibt übrig.

Eine Einstülpung des Mantels, z.B. durch Eintauchen eines Kolbens in den Hohlraum, verringert die Induktivität, da sie einen Teil des Magnetfeldes verdrängt, und somit steigt die Frequenz des Resonators (zur mathematischen Herleitung s. [Sla50, Kap. 4.7]). Das Verhalten lässt sich auch an Hand von Gleichung (4.26) verstehen, da sich der mittlere Radius des Zylinders verringert, muss die Modenfrequenz sinken. Setzt man den Tauchkolben hingegen auf dem Deckel ein, so erhöht sich beim Eintauchen in den Resonator die Kapazität und die Resonanzfrequenz sinkt. Eine Ausstülpung, also Volumenvergrößerung, des Zylinders an Mantel oder Deckel hat entsprechend den jeweils umgekehrten Effekt auf die Frequenz.

Der Einsatz von induktiv wirkenden Tauchkolben an ein- oder mehrzelligen normalleitenden Resonatoren ist an Teilchenbeschleunigern die am häufigsten genutzte Vorrichtung zur Frequenzkontrolle [CT06, S. 574]. Bei supraleitenden Mehrzellern, wie z.B. der TESLA Kavität [AB<sup>+</sup>00], können sie meist nicht eingesetzt werden. Daher wird die Kapazität durch Kompression des gesamten Resonators entlang der Längsachse verändert und so die Frequenz kontrolliert.

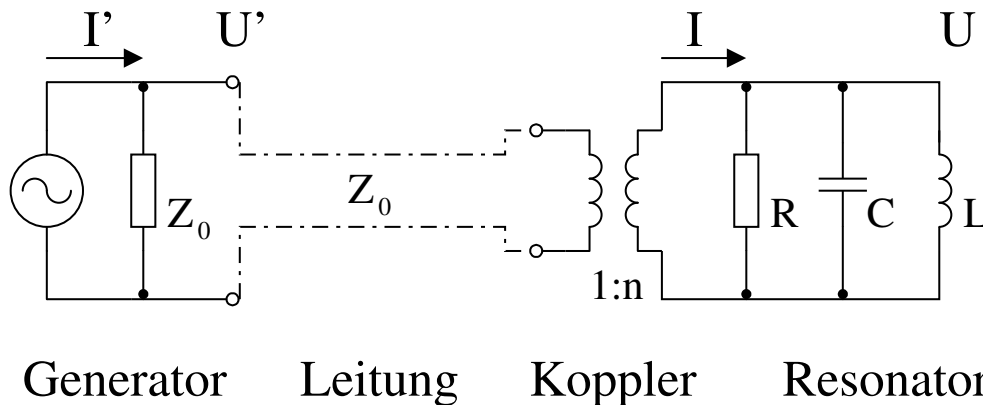


Abbildung 4.7: Ersatzschaltbild eines Hohlraumresonators als Parallelschwingkreis mit Ankopplung eines angepassten Generators über eine Übertragungsleitung, z.B. einen Hohlleiter. Der Leistungskoppler wird als Transformator mit dem Verhältnis  $1:n$  dargestellt.

#### 4.4.4 Einkoppeln einer Hochfrequenzwelle

Es gibt drei Methoden zur Leistungseinkopplung in einen Hohlraumresonator (im Folgenden nach [Wan08, Kap. 5.4]):

- Die kapazitive Ankopplung an das elektrische Feld.
- Die induktive Ankopplung an das magnetische Feld.
- Die Hohlleiterkopplung an beide Felder.

Bei der kapazitiven Kopplung ist der Leistungskoppler als Stabantenne ausgeführt: hierbei ragt der Innenleiter einer Koaxialleitung in den Resonator. Diese Antenne muss parallel zu den elektrischen Feldlinien orientiert werden, daher wird sie an einem der Deckel montiert. Die Stärke der Kopplung wird durch die Eintauchtiefe der Antenne in den Hohlraum bestimmt.

Die induktive Kopplung findet ebenfalls mit einer Koaxialleitung statt. Es wird dabei der Innenleiter über eine Leiterschleife mit dem Außenleiter verbunden. Dieser Koppler ist am Mantel des Resonators angebracht, so dass das magnetische Feld durch die von der Schleife umschlossene Fläche fließen kann. Die maximale Koppelstärke wird durch diese Fläche bestimmt. Durch Drehen der Schleife wird die in die Feldebene projizierte Fläche kleiner und die Kopplung sinkt.

Im Fall der Hohlleiterkopplung stößt der Hohlleiter direkt auf den Resonator, so dass sich die Felder der beiden geeignet überlappen. Die Kopplung findet über eine Lochblende zwischen Wellenleiter und Resonator statt. Die Größe der Blende bestimmt die Koppelstärke.

Die Aufgabe der Koppler ist die Impedanzanpassung zwischen der als verlustlos angenommenen Übertragungsleitung, welche die Impedanz  $Z_0$  habe und dem Cavity mit der Impedanz  $Z_c$  als Last. Der Hohlraumresonator wird wieder als Parallelschwingkreis betrachtet. Dabei ist  $R$  die Shuntimpedanz in elektrischer Definition,

also  $2R = R_s$ . Der Leistungskoppler ist in diesem Ersatzschaltbild ein Transformator mit dem Verhältnis  $1 : n$ . Der Innenwiderstand des Hochfrequenzgenerators ist bereits auf die Leitung angepasst. Er erzeugt die Spannung  $U'$  und den Strom  $I'$ . Dieser Strom wird vom Koppler in den Strom  $I$  transformiert, der über die Impedanz die Resonatorspannung  $U = Z_c I$  erzeugt. Es gelten die Übertragungsverhältnisse:

$$U = nU' \quad (4.44)$$

und

$$I = \frac{I'}{n} \quad (4.45)$$

Die Resonatorimpedanz wird dann als  $Z'_c$ , mit

$$Z_c = \frac{U}{I} = n^2 \frac{U'}{I'} = n^2 Z'_c \quad (4.46)$$

in die Übertragungsleitung transformiert. Bei idealer Anpassung gilt  $Z'_c = Z_0$ .

Durch das Ankoppeln des Resonators an die Leitung wird ein weiterer Verlustmechanismus eingeführt, nämlich die Abstrahlung der gespeicherten Energie über den Koppler in die Leitung. Dies entspricht einer Parallelschaltung der Leitungsimpedanz zu dem Schwingkreis. Die Güte  $Q$  besitzt nun zwei Terme: die schon bekannte unbelastete Güte  $Q_0$ , die ja nur die Oberflächenverluste berücksichtigt, und die externe Güte  $Q_e$ , welche den Energieverlust durch Abstrahlung beschreibt.

$$Q_e = \frac{\omega W}{P_e} \quad (4.47)$$

Die abgestrahlte Leistung ist  $P_e = \frac{1}{2} U'^2 / Z_0$ ,  $W$  ist wieder die gespeicherte Energie und  $\omega$  die Schwingungsperiode. Die Stärke der Ankopplung wird mit dem Koppelkoeffizient  $\beta$  beschrieben.

$$\beta \equiv \frac{P_e}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_e} = \frac{R}{n^2 Z_0} \quad (4.48)$$

Der Fall idealer Anpassung, also  $Z'_c = Z_0$ , wird kritische Kopplung genannt, dann ist  $\beta = 1$ . Der Fall  $\beta > 1$  wird überkritische Kopplung genannt,  $\beta < 1$  nennt man unterkritische Kopplung. Fasst man alle Verlustmechanismen zusammen, gilt:

$$\frac{1}{Q_l} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}. \quad (4.49)$$

Die Größe  $Q_l$  wird belastete Güte genannt. Der Zusammenhang mit dem Koppelkoeffizient beträgt:

$$Q_l = \frac{Q_0}{1 + \beta}. \quad (4.50)$$

Der Resonator stellt einen Abschluss der Leitung mit der Impedanz  $Z_l = \beta Z_0$  dar. Bei einem Koppelfaktor  $\beta \neq 1$  existiert eine Fehlanpassung, so dass ein Teil der einlaufenden Welle am Koppler reflektiert wird. Der Reflexionsfaktor  $\Gamma$  ergibt sich aus einer Impedanzbetrachtung und beträgt:

$$\Gamma = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1}. \quad (4.51)$$

Wenn  $P_g$  die Leistung ist, die der Generator erzeugt, so beträgt die reflektierte Leistung  $P_r$

$$P_r = \Gamma^2 P_g. \quad (4.52)$$

Die transmittierte Leistung  $P_f$

$$\begin{aligned} P_f &= (1 - \Gamma^2) P_g \\ &= \frac{4\beta}{(\beta + 1)^2} P_g \end{aligned} \quad (4.53)$$

wird in den Resonator eingespeist. Bei einer Fehlanpassung eines Resonators an die Übertragungsleitung muss der Generator also mehr Leistung aufbringen, als zur Erzeugung einer bestimmten Feldstärke im Fall idealer Kopplung nötig wäre. Die Verlustleistung im Resonator  $P_c$  beträgt gemäß Gleichung (4.28):

$$P_c = \frac{U_{\text{acc}}^2}{2R}, \quad (4.54)$$

somit wäre die vom Generator zu erzeugende HF-Leistung:

$$P_g = \frac{(\beta + 1)^2}{4\beta} \frac{U_{\text{acc}}^2}{2R}. \quad (4.55)$$

Wird in diesem Feld ein Teilchenstrahl beschleunigt, so entzieht dieser dem Feld Energie. Des Weiteren induzieren die Ladungen ein elektrisches Feld in den Resonator, welches dem Beschleunigungsfeld entgegen wirkt. Es muss daher noch ein weiterer Verlustmechanismus eingeführt werden, der „Beam loading“ genannt wird. Die von einem Strahl mit dem Strom  $I_b$  verbrauchte HF-Leistung  $P_b$  ergibt sich zu:

$$P_b = I_b U_{\text{acc}} \cos(\phi_s). \quad (4.56)$$

Das vom Strahl induzierte Feld sorgt dafür, dass das resultierende Feld in der Kavität um die Phase  $\psi$  gegen das vom Generator erzeugte Feld verschoben ist. Dies entspricht einer Verstimmung, bzw. Fehlanpassung des Cavitys, so dass ein Teil der vom Generator erzeugten Leistung am Eingangskoppler reflektiert wird. Somit muss der Generator nicht nur die Verlustleistung des Resonators und die vom Strahl entnommene Leistung aufbringen, sondern auch die aufgrund der Fehlanpassung reflektierte Leistung erzeugen. Die vom Generator zu erzeugende Gesamtleistung ist

dann (zur Herleitung der nachfolgenden Zusammenhänge siehe z.B. [Wan08, Kap. 10.5]):

$$P_g = \frac{(1 + \beta)^2}{4\beta} \frac{P_c}{\cos^2(\psi)} \left[ \left( \cos(\phi_s) + \frac{U_b}{U_{\text{acc}}} \cos(\psi) \right)^2 + \left( \sin(\phi_s) + \frac{U_b}{U_{\text{acc}}} \sin(\psi) \right)^2 \right] \quad (4.57)$$

mit der vom Strahl induzierten Spannung  $U_b$ :

$$U_b = \frac{I_b R_s}{1 + \beta} \cos(\psi). \quad (4.58)$$

Aufgrund des fundamentalen Theorems des Beamloadings wirkt nur die Hälfte des vom Strahl erzeugten Feld auf ihn zurück (u.a. [Wan08, Kap. 10.1]). Der Winkel  $\psi$  kann durch eine Vorverstimmung  $\Delta\omega$  des Resonators gegenüber der Generatorfrequenz  $\omega_{\text{acc}}$  ausgeglichen werden, so dass die Kavität beim Strahlstrom  $I_b$  eine angepasste Last darstellt. Die Verstimmung berechnet sich aus:

$$\tan(\psi) = \frac{2I_b R_s}{(1 + \beta) U_{\text{acc}}} \sin(\phi_s) \quad (4.59)$$

$$= -2Q_l \frac{\Delta\omega}{\omega_{\text{acc}}}. \quad (4.60)$$

Sinnvollerweise wird für  $I_b$  der maximale Strahlstrom des Beschleunigers eingesetzt, da so die installierte HF-Leistung am ökonomischsten ausgenutzt wird. Wie man sieht, geht auch der gewählte Koppelfaktor  $\beta$  in die Kompensation des Verstimmungswinkels ein und auch für  $\beta$  gibt es einen von der Strahllast abhängigen optimalen Wert.

$$\beta_{\text{opt}} = 1 + \frac{P_b}{P_c} \quad (4.61)$$

Durch Einstellen des Koppelfaktors für den maximalen Strom gemäß Gleichung (4.61) kann die Höhe der zu installierenden HF-Leistung minimal gehalten werden. Der optimale Verstimmungswinkel bei optimaler Kopplung ist:

$$\tan(\psi_{\text{opt}}) = -\frac{\beta_{\text{opt}} - 1}{\beta_{\text{opt}} + 1} \tan(\phi_s). \quad (4.62)$$

Bei supraleitenden Resonatoren entstehen zusätzliche Verstimmungen der Resonanzfrequenz: zum einen durch die Lorentzkraft, die durch das Magnetfeld der HF-Welle auf die Elektronen in den Resonatorwänden wirkt und den Resonator verformt (Lorentz force detuning, LFD). Zum anderen können mechanische Schwingungen auftreten, die über den Boden übertragen werden, oder durch Druckstöße im Kühlsystem entstehen und die Resonanz verschieben. Diese Schwingungen werden als Mikrophonie bezeichnet. Zwar kann man LFD und Mikrophonie mittels

Abstimmvorrichtungen entgegenwirken, jedoch arbeiten diese mechanisch und daher vergleichsweise langsam, so dass eine ausreichende Leistungsreserve vorgesehen werden muss, um das Feld so lange aufrecht zu erhalten, bis die Verstimmung ausgeglichen werden konnte.

## 4.5 Multipacting

Als Multipacting wird eine resonante Pendelentladung bezeichnet, bei der durch das HF-Feld beschleunigte Elektronen Sekundärelektronen aus der Oberfläche des Resonators auslösen, welche auf die gegenüberliegende Wand beschleunigt werden und dort beim Auftreffen weitere Elektronen auslösen, und so weiter. Es ist ein Kofferwort aus den englischen Wörtern „multiple“ und „impact“ und bedeutet soviel wie „mehrfacher Einschlag“. Wird im Mittel mehr als ein Sekundärelektron von einem auftreffenden Elektron erzeugt, kommt es zu einem Lawineneffekt, der zu einer zusätzlichen thermischen Last der Beschleunigungsstrecke führt und schließlich auch das HF-Feld zusammenbrechen lassen kann. Die Resonanzbedingung ist erfüllt, wenn die Flugzeit der Elektronen zur gegenüberliegenden Seite ein ungerades, ganzzahliges Vielfaches einer halben HF-Periode beträgt.

Aus der Bewegungsgleichung [HW58]:

$$\ddot{x} = \frac{e U}{m d} \sin(\omega_{\text{HF}} t) \quad (4.63)$$

ergeben sich der zur Resonanz notwendige Zusammenhang zwischen der anliegenden Spannung  $U$ , der HF-Wellenlänge  $\lambda_{\text{HF}}$  und dem Abstand  $d$  der Oberflächen zueinander [Hat61, Gal79]:

$$\frac{4d}{\lambda_{\text{HF}}^2} = \frac{eE}{m_e c^2} \left( \frac{(2n+1)\pi \cos(\phi) + 2 \sin(\phi)}{\pi^2} \right), \quad (4.64)$$

sowie das Intervall der HF-Phase  $\phi = \omega_{\text{HF}} t$ :

$$0 \leq \phi \leq \arctan \left( \frac{2}{(2n+1)\pi} \right), \quad (4.65)$$

während dessen die Sekundärelektronen emittiert werden müssen, damit das elektrische Feld beschleunigend wirkt und die Resonanzbedingung erfüllt werden kann (Phasenfokussierung). Die Phasen bis zur Ordnung  $n = 4$  wurden in Tabelle 4.2

*Tabelle 4.2:* Tabelle der Phasenintervalle gemäß Gleichung (4.65) in denen Multipacting der  $n$ -ten Ordnung möglich ist.

n	0	1	2	3	4
$[\phi_{\min}; \phi_{\max}]/^\circ$	[0; 32, 48]	[0; 11, 98]	[0; 7, 26]	[0; 5, 20]	[0; 4, 05]

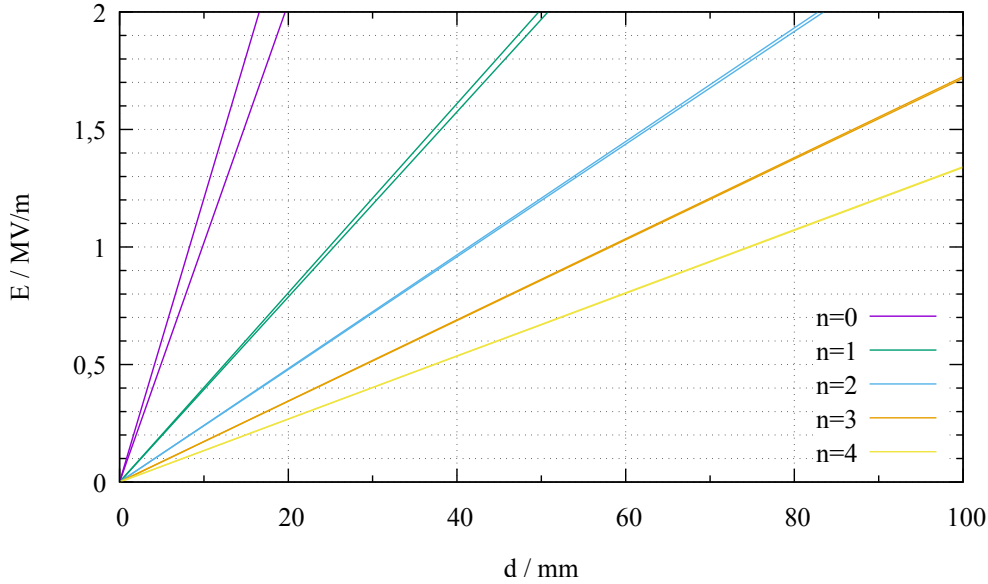


Abbildung 4.8: Aus diesem Diagramm kann das Feldstärkeintervall abgelesen werden, in dem in Abhängigkeit des Wandabstands  $d$  die Multipacting-Bedingungen nach Gleichung (4.64) und (4.65) für  $f_{\text{HF}} = 1,3 \text{ GHz}$  erfüllt werden. Die obere Linie ist das Feld bei  $\phi_{\text{min}}$  und die untere bei  $\phi_{\text{max}}$  (vgl. Tabelle 4.2), in dem Bereich dazwischen ist die Resonanzbedingung für die jeweilige Ordnung  $n$  erfüllt. Bei  $n > 2$  liegen die obere und untere Grenze so nahe beieinander, dass sie in diesem Maßstab nicht unterschieden werden können.

berechnet. Der Parameter  $n$ , mit  $n \in \mathbb{N}_0$ , wird Ordnung des Multipactings genannt und ist ein Maß für die Anzahl der HF-Zyklen, die benötigt werden, damit ein Sekundärelektron die gegenüberliegende Wand erreicht. In Abbildung 4.8 sind Multipacting-Bänder, also die Bereiche der elektrischen Feldstärke in dem die Multipacting-Bedingung (4.64), sowie die Phasenbedingung (4.65) erfüllt sind, für verschiedene Ordnungen  $n$  bei 1,3 GHz dargestellt, sodass für einen gegebenen Wandabstand die kritischen Feldstärkebereiche bis  $E = 2 \text{ MV/m}$  abgelesen werden können.

Als weitere Bedingungen muss die erreichte Bewegungsenergie  $T$  über der Austrittsarbeit des Materials  $W_A$  liegen, bei Kupfer beträgt diese  $W_A = 4,39 \text{ eV}$  [Kuc95, Tab. 54], und die Ausbeute an Sekundärelektronen  $\delta_{\text{SEE}}(T) > 1$  sein, so dass mehr als ein Elektron pro auftreffendes Primärelektron erzeugt wird. In Abbildung 4.9 ist der allgemeine Verlauf von  $\delta_{\text{SEE}}(T)$  nach [FG85] dargestellt. Die Kurvenform entspricht dem Dawson Integral für positive Zahlen (vgl. [OL<sup>+</sup>10, 7.2(ii)]). Wie man sieht, gibt es im Fall  $\delta_{\text{max}} > 1$  einen Bereich zwischen  $T_1$  und  $T_2$  in dem  $\delta_{\text{SEE}}(T)$  über eins liegt. Nur wenn die kinetische Energie der Elektronen in diesen Bereich fällt, ist Multipacting möglich. Diese beiden Energien, sowie der Betrag von  $\delta_{\text{max}}$  und die dazugehörige Energie  $T_{\text{max}}$  beschreiben das Material. Bei Kupfer ist  $T_1 \approx 25 \text{ eV}$  und  $T_2$  kann bis etwa  $3 \text{ keV}$  reichen, wobei die Werte von  $T_1$ ,  $T_{\text{max}}$ ,  $T_2$  und  $\delta_{\text{max}}$  von der Vorbehandlung des Materials abhängen [SH97]. Abbildung 4.10 zeigt die Wan-

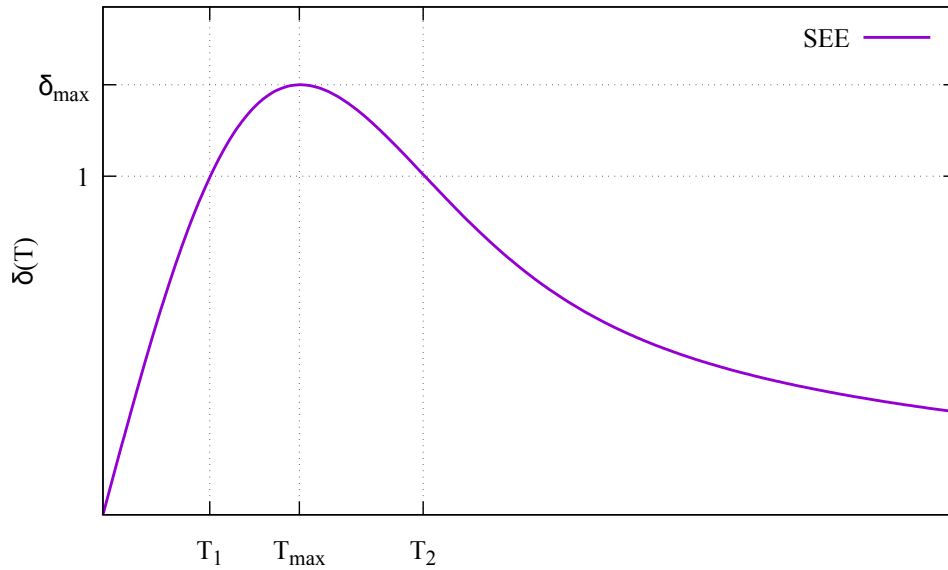


Abbildung 4.9: Allgemeiner Verlauf des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten  $\delta_{\text{SEE}}(T)$  nach [FG85]. In dem Energiebereich zwischen  $T_1$  und  $T_2$  ist  $\delta_{\text{SEE}}(T) > 1$ , d.h. es wird von einem auftreffenden Elektron im Mittel mehr als ein Sekundärelektron erzeugt, und somit ist Multipacting möglich. Die maximale Ausbeute  $\delta_{\text{max}}$  wird bei  $T_{\text{max}}$  erreicht.

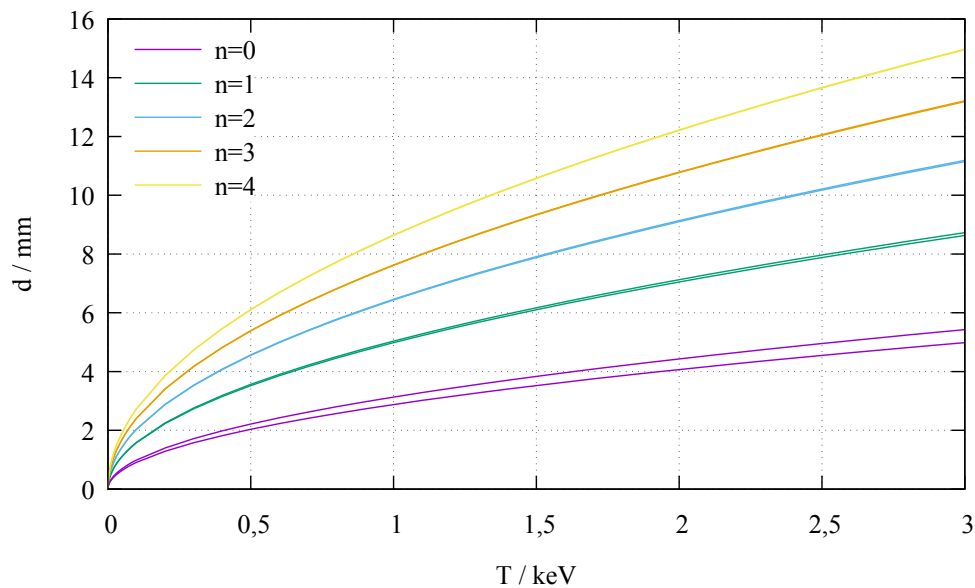


Abbildung 4.10: Aus diesem Diagramm kann der Wandabstand  $d$  abgelesen werden, bei dem die Teilchen eine Energie  $T \leq 3 \text{ keV}$  erreichen können, in dem  $\delta_{\text{SEE}} > 1$  sein kann. Für niedrige Ordnungen ist dies nur für sehr kurze Abstände der Fall, jedoch können bei hohen Ordnungen auch relativ große Spalte alle Multipacting-Bedingungen erfüllen. Die dazu benötigten Feldstärken liegen nach Abb. 4.8 zum Teil weit unter  $1 \text{ MV/m}$ . Die Werte wurden für  $f_{\text{HF}} = 1,3 \text{ GHz}$  bestimmt.



dabstände bei kinetischen Energien bis 3 keV, die nach Gleichung (4.64) und (4.65) für 1,3 GHz potentiell Multipacting erlauben könnten. Die zugehörigen Feldstärken können in Abbildung 4.8 mit entsprechender Farbkodierung abgelesen werden.

Bei den obigen Betrachtungen wurde ein senkrechter Einfall der Elektronen angenommen, treffen sie jedoch unter einem Winkel  $\theta$  zum Lot auf die Oberfläche so gilt [FG85]:

$$\delta_{\text{SEE}}(\theta) = \frac{\delta_{\text{SEE},0}}{\cos(\theta)}, \quad (4.66)$$

mit der Sekundärelektronenausbeute für den senkrechten Einfall  $\delta_{\text{SEE},0}$ . Unter streifendem Einfall kann  $\delta_{\text{SEE}}$  folglich sehr groß werden.

## 4.6 Kühlung

Aufgrund der ohmschen Verluste des HF-Feldes in der Oberfläche des Hohlraumresonators wird dort Wärmeenergie deponiert. Die Heizleistung bestimmt sich nach Gleichung (4.54). Ohne aktive Kühlung würde ein Resonator bei den in Teilchenbeschleunigern benötigten Feldstärken zerstört werden. Die Kühlung findet in der Regel durch Wasser statt, das in Kühlkanälen auf dem Umfang des Resonators und gegebenenfalls auch auf den Deckeln geführt wird. Für einen ausreichenden Wärmetransport ist eine turbulente Strömung in den Kanälen notwendig, die durch geeignete Dimensionierung der Kanäle erreicht werden muss. Im Folgenden werden die dazu benötigten Beziehungen bestimmt.

Der Ausgangspunkt hierfür ist die Wärmemenge  $\Delta Q$ , die vom Kühlmedium der Masse  $m$  mit der Wärmekapazität  $c_p$  aufgenommen werden kann, so dass sich seine Temperatur um  $\Delta\vartheta$  erhöht. Sie beträgt nach [Kuc95, Kap. 16.1]:

$$\Delta Q = c_p \cdot m \cdot \Delta\vartheta. \quad (4.67)$$

Jetzt soll daraus der notwendige Kühlmittelfluss bestimmt werden. Er ist die Änderung von  $m$  mit der Zeit, so dass nun eine bestimmte Wärmemenge pro Zeiteinheit  $\Delta t$  abgeführt werden kann, was einer Leistung entspricht.

$$P_{\text{Kühl}} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = c_p \frac{\Delta m}{\Delta t} \Delta\vartheta \quad (4.68)$$

Um nun ein Aufheizen der Kavität über alle Grenzen zu verhindern, muss diese Kühlleistung der Verlustleistung  $P_c$  durch das HF-Feld entsprechen. Durch Umstellen erhält man die gesuchte Formel für den Massen-, bzw. Volumenstrom durch alle Kühlkanäle.

$$\dot{V} = \frac{\dot{m}}{\rho} = \frac{P_c}{c_p \rho \Delta\vartheta} \quad (4.69)$$

Der Punkt stellt die zeitliche Ableitung dar und  $\rho$  ist die Dichte des Kühlmittels. Der Wärmeübergang aus der Oberfläche  $A$  des zu kühlenden Körpers in ein Kühlmedium findet durch Konvektion statt und wird durch die Formel [Kuc95, Kap. 20.3]

$$\Delta Q = \alpha A \Delta t \Delta\vartheta \quad (4.70)$$

Tabelle 4.3: Stoffwerte von Wasser für  $\vartheta = 20^\circ\text{C}$  und  $p = 1,013 \cdot 10^6 \text{ Pa}$  nach [BG01, Anh. D10 Tab.2].

spez. Wärmekapazität	$c_p$	$4,183 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda$	$0,005996 \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
Dichte	$\rho$	$0,9983 \text{ kg/cm}^3$
dyn. Viskosität	$\eta$	$1,0026 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$

beschrieben. Der Faktor  $\alpha$  ist der Wärmeübergangskoeffizient. Er berechnet sich aus der Wärmeleitfähigkeit des Kühlmediums  $\lambda$ , der charakteristischen Länge  $d_{\text{char}}$  des Kühlsystems, z.B. dem Durchmesser des Kühlkanals, und der Nußelt-Zahl  $N_{\text{Nu}}$ .

$$\alpha = N_{\text{Nu}} \frac{\lambda}{d_{\text{char}}} \quad (4.71)$$

Die Nußelt-Zahl setzt sich aus der Reynolds-Zahl  $N_{\text{Re}}$  und der Prandtl-Zahl  $N_{\text{Pr}}$  zusammen. Die Reynolds-Zahl ist ein Maß dafür, ob eine Strömung laminar, oder turbulent ist. Es gilt [BG01, Kap. D.10.4]

$$N_{\text{Re}} = v \frac{\rho d_{\text{char}}}{\eta}. \quad (4.72)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels ist  $v$ , und  $\eta$  seine dynamische Viskosität. In Rohren mit dem Durchmesser  $d$  gilt

$$v = \frac{4}{\pi d^2} \dot{V}. \quad (4.73)$$

Strömungen mit einer Reynolds-Zahl unter 2600 gelten als laminar, solche mit  $N_{\text{Re}} > 10000$  sind turbulent. In dem Bereich dazwischen hängt das Turbulenzverhalten von der Beschaffenheit des Kanals ab. Wie bereits erwähnt, ist eine turbulente Strömung zur Kühlung notwendig, jedoch sollte  $N_{\text{Re}}$  den Wert von 10000 nicht wesentlich überschreiten, damit die Kühlkanäle nicht zu stark erodiert werden. Die Prandtl-Zahl beschreibt den Zusammenhang zwischen der Viskosität einer Flüssigkeit und ihrer Wärmeleitfähigkeit. Sie berechnet sich nach [BG01, D.10.4] zu:

$$N_{\text{Pr}} = \frac{\eta c_p}{\lambda}. \quad (4.74)$$

Mit Wasser als Kühlmittel ist die Prandtl-Zahl mit den Stoffdaten aus Tabelle 4.3  $N_{\text{Pr}} \approx 6,99$ . Bei einer turbulenten Strömung gilt in Rohren [BG01, Kap. D.10.4]:

$$N_{\text{Nu}} = 0,024 \cdot N_{\text{Re}}^{0,8} \cdot N_{\text{Pr}}^{\frac{1}{3}}. \quad (4.75)$$

Setzt man  $N_{\text{Pr}} = 6,99$  und  $N_{\text{Re}} = 10000$  ein erhält man  $N_{\text{Nu}} = 70,4$ . Daraus ergäbe sich zum Beispiel für einen Kühlkanal mit einem Durchmesser von 5 mm

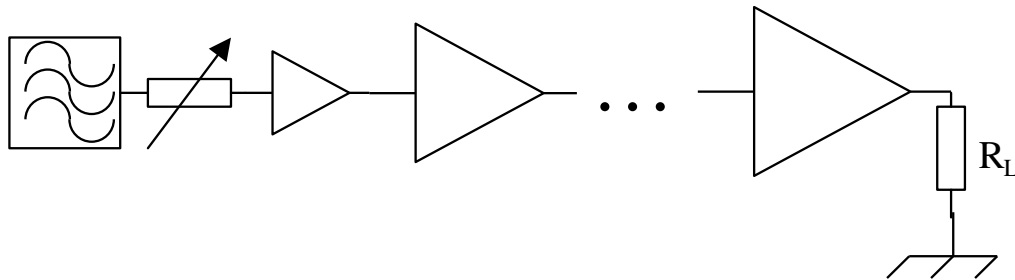


Abbildung 4.11: Blockschaltbild eines Systems zur Erzeugung von Hochfrequenzleistung. Das HF-Signal wird von einem Generator mit regelbarem Ausgang erzeugt und dann über mehrere Verstärkerstufen verstärkt und von der Last  $R_L$  verbraucht.

für 20 °C kaltes Wasser  $\alpha = 0,844 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{cm}^2)$ . In der Regel kann man für den Wärmeübergangskoeffizienten vereinfacht  $\alpha \approx 1 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{cm}^2)$  annehmen.

Mit den obigen Formeln lässt sich nun der benötigte Kühlmittelfluss bei einer gegebenen Verlustleistung und tolerierbarer Kühlmittelerwärmung bestimmen, sowie die Anzahl und Größe der Kühlkanäle zum Erreichen einer turbulenten Strömung bei diesem Fluss.

## 4.7 Erzeugung von Hochfrequenzleistung

Ein System zur Erzeugung von Hochfrequenzleistung wird in Abbildung 4.11 skizziert. Es besteht aus einem Generator, welcher eine hochfrequente Schwingung im Milliwatt-Bereich erzeugt und einer oder mehrerer Verstärkerstufen, welche diese Schwingung in den Leistungsbereich von Watt bis Kilowatt im Dauerstrichbetrieb verstärken, im Pulsbetrieb sind sogar Megawatt möglich. Da alle Verstärkerstufen ihr Eingangssignal um einen festen Faktor verstärken, erfolgt das Einstellen der Ausgangsleistung der Endstufe durch Abschwächen des Signalpegels am Eingang einer Vorstufe.

Als Verstärker kommen halbleiterbasierte Stufen, sowie solche auf Röhrenbasis zur Anwendung. In unterschiedlichen Frequenzbereichen werden unterschiedliche Röhrentypen benutzt:

- Im Bereich der Mittel- und Kurzwelle, wie sie meist an Ionenbeschleunigern auftreten, werden Tetroden verwendet, die bis etwa 300 MHz reichen. Eine Tetrode [CT06, Kap. 7.3.3] ist eine Gitter-gesteuerte Elektronenröhre, bei der ein von einer geheizten Kathode ausgesendeter, kontinuierlicher Elektronenstrahl über ein Steuergitter in seiner Dichte moduliert wird und dann auf einer Anode auftrifft. Ein Schirmgitter schirmt das Steuergitter von der Anode ab, so dass der Anodenstrom nur noch vom Potential des Schirmgitters abhängt und nicht von dem des Steuergitters. Das Schirmgitter erhöht den Ausgangswiderstand der Röhre und verringert die parasitäre Kapazität der Röhre, wodurch die Tetrode eine höhere Verstärkung und geringere Schwingneigung besitzt, als

eine Triode, die kein Schirmgitter hat. Die Anode der Röhre wird dann direkt über eine Impedanzanpassung mit der Last, z.B. einer Übertragungsleitung, oder einem Cavity verbunden. Im an Teilchenbeschleunigern üblichen AB-Betrieb erreichen Tetrodenverstärker typischerweise einen Wirkungsgrad von etwa 60 %.

- Im Bereich der Ultrakurz- und Mikrowellen, mit denen üblicherweise Elektronenbeschleuniger betrieben werden, verwendet man Klystrone. Ein Klystron [ZB99, Kap. 9.2.5] besteht aus einer geheizten Kathode auf negativem Potential, die durch einen Isolator von der restlichen Röhre, die sich auf Erdpotential befindet, getrennt ist. Der beschleunigte, kontinuierliche Elektronenstrahl wird durch mehrere Hohlraumresonatoren geschickt. Im ersten Resonator wird dem Strahl durch die dort schwingende, von außen eingekoppelte HF-Welle eine Geschwindigkeitsverteilung aufgeprägt. Im weiteren Verlauf bildet sich aufgrund von Laufzeitunterschieden der nicht relativistischen Elektronen eine Dichtemodulation heraus. Der Abstand der Teilchenpakete entspricht der Wellenlänge der HF-Welle. Die weiteren Resonatoren dienen zur Vertiefung dieser Modulation. Sie werden dabei vom Strahl selbst angeregt. Die letzte Kavität ist mit einem Ausgangshohlleiter versehen, so dass die vom Strahl dort angeregte HF-Welle ausgekoppelt und der Last zugeführt werden kann. Der Strahl wird auf einem Kollektor genannten Strahlabsorber vernichtet. Ein Klystron kann, je nach Design, Frequenz, Leistungsbereich und Arbeitspunkt, einen Wirkungsgrad zwischen 50 % und 70 % erreichen.
- Als effizientere Alternative zum Klystron wurde Ende des 20. Jahrhunderts die Inductive Output Tube (IOT), die auch Klystrode<sup>®</sup> genannt wird, entwickelt [RK<sup>+</sup>95, CT06, Kap. 7.3.4]. Sie kann im Frequenzbereich bis ca. 1,5 GHz verwendet werden. Wie der Name Klystrode<sup>®</sup> vermuten lässt, handelt es sich um eine Mischung aus Klystron und Gitter-gesteuerter Elektronenröhre. Wie bei der Tetrode wird der Elektronenstrahl einer thermionischen Kathode mit einem Gitter moduliert, die Auskopplung der Leistung findet aber analog zum Klystron mit einem Resonator statt. Anders als ein Klystron, erreicht die IOT ihren maximalen Wirkungsgrad weit vor ihrer Maximalleistung, der danach auch etwa konstant bleibt. Die IOT zeigt außerdem kein Sättigungsverhalten. Da die Röhren an Beschleunigern im linearen Bereich der Übertragungsfunktion betrieben werden müssen, kann ein Klystron, im Gegensatz zur Inductive Output Tube, hier nie mit optimalem Wirkungsgrad arbeiten. Das Sättigungsverhalten des Klystrons verlangt außerdem nach einer höheren Leistungsreserve, als bei der IOT nötig wäre. In Tabelle 4.4 wird das Klystron Toshiba E3750 mit der Klystrode<sup>®</sup> CPI VKL-9130 verglichen. Beide arbeiten bei 1,3 GHz und liefern eine maximale Ausgangsleistung von 30 kW. Wie man sieht, ist der Vorteil der IOT ihre höhere Effizienz, allerdings ist ihre Verstärkung wesentlich geringer und es muss eine höhere Betriebsspannung bereitgestellt werden.

*Tabelle 4.4:* Vergleich der Betriebsdaten des 1,3 GHz Klystrons E3750 von Toshiba mit 30 kW Ausgangsleistung und der IOT VKL-9130 von CPI gleicher Leistung und Frequenz an Hand der Datenblätter der beiden Hersteller.

		E3750	VKL-9130
Beschleunigungsspannung	kV	21,5	35
Strahlstrom	A	2,8	1,3
Wirkungsgrad	%	> 55	> 60
Verstärkung	dB	> 40	> 20
Ansteuerleistung	W	< 3	< 500

Bei den Halbleiterverstärkern werden mehrere Transistoren parallel mit demselben Signal gespeist und ihre Ausgangssignale danach phasenrichtig überlagert. Die Leistungsaddition findet dabei über invertierte  $n$ -fach Leistungsteiler in Form von Streifenleitungsaufbauten, bzw. bei höheren Leistungen als Koaxial- und Hohlleiterkoppler, oder mehrfach gespeiste Hohlraumresonatoren statt.

Die verwendeten Transistoren sind entweder Silizium-basierte LDMOS Transistoren (LDMOS - lateral diffused metal oxide semiconductor), oder solche aus Galliumnitrid (GaN). Beide sind besonders für Hochfrequenzanwendungen geeignet. LDMOS ist eine sehr kostengünstige Technologie, die bis etwa 4 GHz Transistoren mit einer Leistung von einigen hundert Watt liefern kann (z.Zt. ca. 600 W bei 1,3 GHz verfügbar). GaN besitzt ein höheres Leistungspotential, eine höhere Effizienz und ist auch für Frequenzen über 4 GHz geeignet, allerdings aufgrund höherer Kosten noch nicht so weit verbreitet. Mit den verfügbaren LDMOS Transistoren lassen sich hochgradig modularisierte und damit im Leistungsbereich von wenigen Kilowatt bis zu 100 kW skalierbare Verstärker realisieren. Der Verstärker kann optimal an die Anwendung angepasst werden. Die große Anzahl der dazu benötigten Transistoren sorgt dabei durch Redundanz für Ausfallsicherheit. Zusätzlich entfällt eine Hochspannungsversorgung, da diese Transistoren mit einer Gleichspannung von 50 V betrieben werden.



# Kapitel 5

## Der Milliampere Booster

Der Milliampere Booster „MAMBO“ soll als Vorbeschleuniger für den Energy-recovery Linac MESA dienen. Bei einem Energy-recovery Linac, kurz ERL, wird die beim Beschleunigen in den Teilchenstrahl investierte Energie zurückgewonnen. Dies geschieht dadurch, dass der Strahl nach dem Experiment um  $180^\circ$  phasenverschoben, bezogen auf die Beschleunigungsphase, durch die Beschleunigungsstrecken geschickt wird. Wie bereits in Abschnitt 4.4.4 erwähnt, regen die Teilchenpakete bei der Passage eines Hohlraumresonators ein elektromagnetisches Wechselfeld in diesem an. Dieses ist bei dem jetzt gewählten Durchgangszeitpunkt gleichphasig mit dem bereits in der Kavität schwingenden Feld, es regt dieses also zusätzlich an. Der Teilchenstrahl übergibt seine Bewegungsenergie so an das Resonatorfeld, welche dann zum Beschleunigen eines nachfolgenden Bunches benutzt wird. Der abgebremste Strahl wird schließlich bei seiner Anfangsenergie in einem Strahlfänger vernichtet. Ab einer Elektronenenergie von etwa 10 MeV entstehen beim Abbremsen des Strahls Neutronen [T<sup>+</sup>18, S. 516]. Damit dies vermieden wird, sollte die Endenergie von MAMBO unter dieser Neutronenschwelle liegen.

### 5.1 Frequenzwahl

Für den Hauptbeschleuniger wurde entschieden auf die etablierte TESLA-Technologie zurückzugreifen. Dies hat einerseits den Vorteil, dass sich Möglichkeiten zur Zusammenarbeit mit anderen Instituten ergeben, die auch auf diese Technologie setzten und dass keine neuen Resonatoren und Kryomodule entwickelt werden mussten, da dies ein sehr zeitaufwändiger Prozess ist, der mehrere Jahrzehnte dauern kann. Ferner ist die Expertise dazu nicht im Institut vorhanden und ihr Aufbau würde den Entwicklungsprozess noch verlängern.

Mit Wahl der neunzelligen supraleitenden (SRF) TESLA Resonatoren [AB<sup>+</sup>00] als Beschleunigungsstrecken für MESA wurde die Frequenz des Hauptbeschleunigers auf 1,3 GHz festgelegt. Der Vorbeschleuniger kann nun entweder bei derselben Frequenz betrieben werden, oder bei einer Vielfachen, wie es z.B. an Synchrotronstrahlungsquellen üblich ist. So wird z.B. bei DELTA, ELSA oder DESY mit einem 3 GHz

S-Band Linac in ein Synchrotron eingeschossen, das im UHF-Band bei 500 MHz betrieben wird. Es werden daher sechs 3 GHz Bunche in ein 500 MHz Bucket injiziert. Dabei bleibt die 3 GHz Zeitstruktur über mehrere tausend Umläufe erhalten, bis die Teilchen aufgrund der Synchrotronstrahlungsdämpfung [Wil96, Kap. 6.1] zu einem 500 MHz-Bunch verschmolzen sind. Da MESA ein wenig rezirkulierender LINAC mit nur zwei, bzw. drei Umläufen ist, findet praktische keine Verschmelzung statt. Sollte der Injektor auf z.B. der zweiten Harmonischen betrieben werden, dürfte nur jedes zweite Bucket gefüllt sein, um die für MESA passende 1,3 GHz Zeitstruktur zu erhalten. Die hohe, für den Hauptbeschleuniger benötigte, Bunchladung entspricht in einem 2,6 GHz Bucket dem doppeltem Spitzenstrom und erzeugt somit höhere Raumladungskräfte mit den in Kapitel 3.3 diskutierten Auswirkungen. Daher ist es am sinnvollsten MAMBO ebenfalls bei 1,3 GHz zu betreiben.

## 5.2 Niederenergie Strahlführung

Die für MESA benutzte Elektronenquelle, die mittels Photoemission polarisierte Elektronen mit einer kinetischen Energie von 100 keV erzeugt, bestimmt die Anfangsenergie in MAMBO. In der darauf folgenden Niederenergie-Strahlführung MELBA (MESA Low-energy Beam Apparatus, [MA<sup>+</sup>17, MAF19]) findet neben der Ausrichtung des Spins mittels zweier Wien-Filter und eines Solenoids auch die longitudinale Strahlanpassung an den Vorbeschleuniger durch einen zirkularen Chopper, sowie je einen Fundamental- und zweite Harmonische Buncher statt. Der Chopper zerhackt einen konstanten Elektronenstrahl, bzw. schneidet die unerwünschten Ausläufer (Halo) eines mit einem gepulsten Laser erzeugten Teilchenpakets ab, so dass es nur Teilchen im beschleunigenden Phasenbereich (Akzeptanz) des nachfolgenden Linac gibt. Der Buncher sorgt durch eine Geschwindigkeitsmodulation des Teilchenpakets dafür, dass sich dieses in einer anschließenden Driftstrecke verkürzt. Ein kurzer Bunch ist wichtig, damit der nicht lineare Verlauf der HF-Spannung einen möglichst geringen Einfluss auf die Verteilung der Teilchen im Phasenraum hat.

Die zur Realisierung der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Konzepte benötigten Elemente der longitudinalen Strahlpräparation wurden im Rahmen mehrerer Diplom- und Masterarbeiten entwickelt:

Das MELBA Choppersystem wurde nach dem Vorbild des MAMI-Choppers [Bra88] konzipiert. Wie in Abbildung 5.1 dargestellt, besteht es aus zwei transversal ablenkenden Hohlraumresonatoren, die in einer modifizierten  $TM_{110}$ -Mode mit der Betriebsfrequenz des Beschleunigers schwingen [Bec13], und einem dazwischenliegenden Kollimator [Led16], der nur den gewünschten Phasenbereich durchlässt. Im Gegensatz zu einem normalen, ebenen Chopper, wo der Strahl über einen Kollimator hin und her gewedelt wird, überstreicht dieser beim zirkularen Chopper einen Kegelmantel, so dass er am Ort des Kollimators einen Kreis beschreibt. Der Kollimator besteht aus drei Teilen: einem feststehenden Teil, der den nicht in der Akzeptanz liegenden Anteil des Strahls ausblendet und zwei beweglichen Backen, welche die



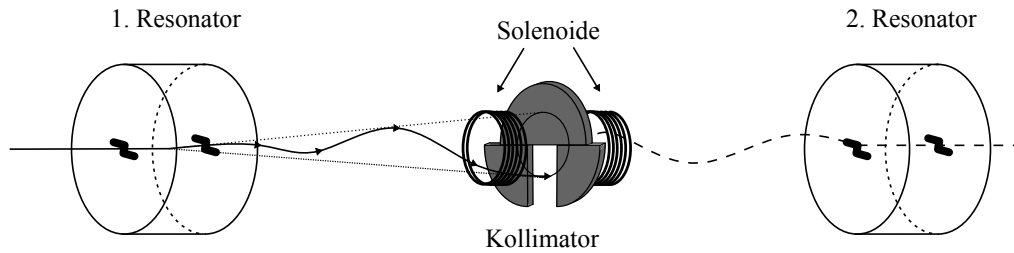


Abbildung 5.1: Diese Skizze erklärt die Funktionsweise des zirkularen Choppers: Der erste Resonator sorgt dafür, dass der Strahl einen Kegelmantel überstreicht. Auf der Oberfläche des Kollimators beschreibt der Strahl nun einen Kreis. Dadurch wird die longitudinale Koordinate in die transversale Ebene überführt und durch Kollimieren des Kreises kann ein bestimmtes Phasenintervall ausgeschnitten werden. Ein Solenoidpaar vor und hinter dem Kollimator lenkt den Strahl zurück auf die Achse des Beschleunigers. Der zweite, phasenstarr zum ersten gekoppelte Resonator entkoppelt die transversale und longitudinale Ebene wieder.

Akzeptanz bei Bedarf weiter einschränken können. Um statt der normalen, transversalen Ablenkung in nur einer Ebene, eine kegelförmige zu erhalten, werden in die Deckel des Resonators Z-förmige Nuten geschnitten. In diesen Nuten bildet sich eine Magnetfeldkomponente, die senkrecht auf dem Magnetfeld der ungestörten  $TM_{110}$ -Mode steht und in den Resonator penetriert. Durch die Überlagerung der beiden Feldkomponenten beginnt das Magnetfeld im Resonator zu rotieren, anstatt nur hin und her zu schwingen, wodurch der Strahl die Kegeloberfläche überstreicht. Der Vorteil des zirkularen Choppers gegenüber einem normalen, als Resonator ausgeführten, liegt zum einen darin, dass letzterer bei der halben Betriebsfrequenz des Beschleunigers arbeiten muss, während der zirkulare Chopper auf der Fundamentalfrequenz arbeitet. Er ist daher nur halb so groß. Weiterhin findet das Ausblenden der unerwünschten Strahlteile außerhalb der Beschleunigerebene statt, so dass die Gefahr des Einfangs von Halo geringer ist. Nach dem Auslenken des Strahls im ersten Resonator, fokussiert ihn ein Solenoidpaar [Sto16] vor und hinter dem Kollimator zurück auf die Beschleunigerachse. Das Solenoidpaar ist gegenläufig bestromt, so dass das Magnetfeld keine Auswirkung auf die Orientierung des Spins hat. Im Gegensatz zum ebenen Chopper, benötigt der zirkulare Chopper einen zweiten Resonator, der die durch den ersten Resonator erzeugten räumlichen Verzerrungen korrigiert. Dies ist der Nachteil des zirkularen Choppers.

Wie schon erwähnt, moduliert ein Buncher die Geschwindigkeitsverteilung des vom Chopper erzeugten Strahlpakets, um es weiter zu komprimieren. Dazu wird er vom Sollteilchen des Bunches im Nulldurchgang der HF-Welle durchflogen, und zwar so, dass der vordere Teil des Pakets abgebremst und der hintere Teil beschleunigt wird. Dadurch verkürzt sich der Bunch in einer nachfolgenden Drift. Aufgrund der sinusförmigen Spannung erfahren Teilchen im äußeren Bereichen des zerhackten Strahls eine andere Beschleunigung, als jene näher am Sollteilchen. Dadurch wird der Phasenraum filamentiert, was einerseits die RMS-Emittanz vergrößert und andererseits Halo erzeugt, der möglicherweise außerhalb der Akzeptanz des nachfolgenden Linac liegt.

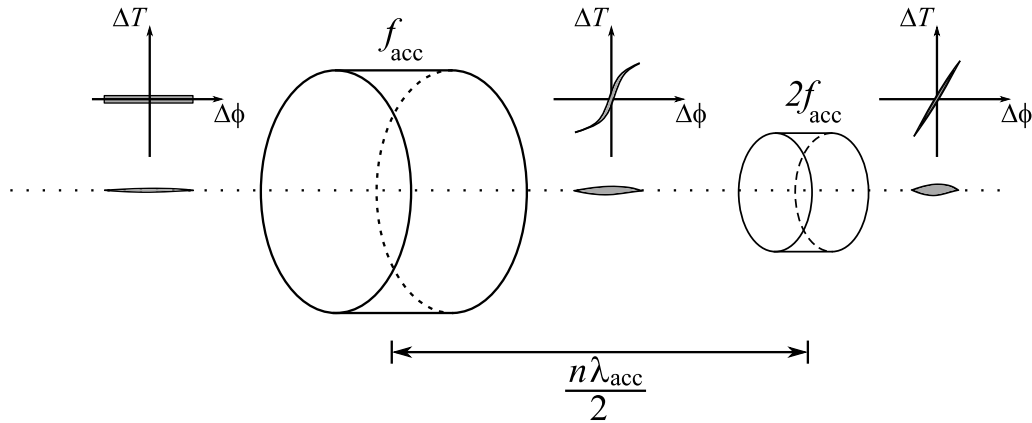


Abbildung 5.2: Das MELBA Bunchersystem besteht aus zwei HF-Resonatoren mit der Frequenz  $f_{\text{acc}}$  und  $2f_{\text{acc}}$ . Die Buncher sind durch eine Driftstrecke der Länge  $n\lambda_{\text{acc}}/2$ , mit  $n = \text{ungerade}$ , gemessen von der Mitte der Resonatoren, von einander getrennt. Die qualitative Wirkung des Doppelbunchersystems, sowohl im Orts-, als auch im Phasenraum ist in der Skizze angedeutet.

Das MELBA Bunchersystem [Hei15], das in Abbildung 5.2 skizziert ist, basiert ebenfalls auf einem an MAMI erprobten Konzept [SE<sup>+</sup>96], das diesen Halo verringert und so einen besseren Teilcheneinfang im Injektor erlaubt. Es besteht aus einem einzelligen Resonator auf der Grundfrequenz und einem Weiteren auf der doppelten Frequenz. Die beiden Resonatoren sind durch eine Drift, die einem ungeraden, ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht getrennt. Die Phase des harmonischen Resonators wird dabei so gewählt, dass er für den Strahl debunchend wirkt. Seine Amplitude sollte etwa einem Drittel der Fundamentalen entsprechen. Dadurch wird durch Fourier-Synthese [Tip14, Kap. 12.8] ein Sägezahnsignal erzeugt und so der lineare Bereich der Modulationsspannung vergrößert. Dabei sorgt die Beschränkung der Drift auf ungerade Vielfache von  $\lambda_{\text{acc}}/2$  dafür, dass eine Fourier-Komponente auf der dritten Harmonischen in der Geschwindigkeitsverteilung hinter dem zweiten Cavity erzeugt wird [SE<sup>+</sup>96]. Wodurch der Phasenraum des Bunches linearisiert wird, es gibt weniger Teilchen im Halo, so dass bei weiter geöffneten Chopperbacken mehr Elektronen von der Quelle zum Ende des Injektors beschleunigt werden können. Dies ist insbesondere beim Betrieb der polarisierten Elektronenquelle wichtig, da aus dieser nur eine beschränkte Ladungsmenge extrahiert werden kann, bevor diese regeneriert werden muss [Aul07, Kap. 1.5].

Die Simulationen zeigen, dass Strahlströme, die wesentlich größer als 1 mA sind, aufgrund von raumladungsinduzierter Bunchverlängerung nur mit großem Teilchenverlust am Chopper, den die Teilchen nach etwa 6,1 m Drift erreichen, durch die insgesamt etwa 9 m lange MELBA Strahlführung transportiert werden können (siehe Anhang B). Bereits bei geringen Strömen zeigt sich ein deutlicher Effekt. Vergleicht man die Verteilungen für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$  direkt hinter der Quelle (Abbildung 5.3(a) und 5.3(b)) mit denen kurz hinter dem Kollimator des Choppers (Abbildung 5.3(c) und 5.3(d)), findet man, dass sich die Energiebreite durch Einwirkung der Raumladung um etwa eine Größenordnung erhöht hat. Auch der Kern der

Ortsverteilung hat sich deutlich verbreitert. Bei einem Strom von  $I_b = 10$  mA geht durch die Bunchverlängerung ein großer Teil der von der Quelle erzeugten Teilchen verloren (Abbildung B.2). Dieses Problem kann gelöst werden, indem ein Strahl einer weiteren, hochstromfähigen Quelle direkt vor dem Chopper in die Strahlführung eingelenkt wird. Dadurch wird die Strecke zum Eingang des Injektors um knapp 4,4 m verkürzt, da der Abschnitt zur Spinmanipulation umgangen wird. In diesem Fall zeigt die Simulation, dass auch Ströme von 10 mA ohne große Verluste transmittiert werden (Abbildung B.4). Dieses Vorgehen ist weiterhin sinnvoll, da die polarisierte Elektronenquelle nicht in der Lage ist solch hohe Ströme zu liefern und für den Hochstrombetrieb keine Spinpolarisation vorgesehen ist.

### 5.3 Injektor Konzepte

Die kinetische Anfangsenergie der Elektronen von 100 keV entspricht einer Teilchengeschwindigkeit von etwa 54,8 % der Lichtgeschwindigkeit. Das heißt, dass die Teilchen während der Beschleunigung noch erheblich an Geschwindigkeit gewinnen werden. Wie in Kapitel 2.2.1 angemerkt, ist daher eine Anpassung der Zelllängen an die Teilchengeschwindigkeit nötig. Ist jede einzelne Zelle an die Geschwindigkeit angepasst, wird eine solche Sektion als *graded- $\beta$*  Sektion bezeichnet. *Graded- $\beta$*  Sektionen werden vorwiegend normalleitend gefertigt, während supraleitende Vorbeschleunigersektionen mit einer, oder mehreren zweizelligen Resonatoren mit leicht verkürzter Länge realisiert werden [SB<sup>+</sup>03, KF<sup>+</sup>12]. Da SRF-Cavities einen hohen Energiegewinn von einigen MeV/m bereitstellen können, ist eine supraleitende *graded- $\beta$*  Sektion für Elektronen nicht nötig. Ab einer kinetischen Energie von circa 1 MeV, das entspricht etwa  $\beta \approx 0,94$ , ist die Beschleunigung in einer  $\beta = 1$  Sektionen möglich.

Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse sind durch iterative Optimierung des HF-Designs, der longitudinalen Strahldynamik und der Strahlführung MELBA entstanden. Als Werkzeuge wurden für das HF-Design „SuperFish“ [BY93] und die „CST Studio Suite 2018“ [CST] verwendet, sowie „PARMELA“ [Bil05] für die Optimierung der Strahldynamik. „SuperFish“ ist ein 2D Code aus dem Paket „Poisson“, der elektromagnetische Felder in rotationssymmetrischen Geometrien berechnen kann. Er ist geeignet für schnelle Optimierung von Resonatoren und seine Ausgabedateien können direkt von „PARMELA“ zur Modellierung der Einflüsse eines Resonators auf die Teilchenbewegungen verwendet werden. Die „CST Studio Suite 2018“ ist ein Programmpaket, bestehend aus verschiedenen 3D Lösern aus dem Bereich der Hochfrequenz, der statischen elektromagnetischen Felder und Niederfrequenz, der Teilchendynamik und Thermomechanik, mit dem sehr realitätsnahe Simulationen gemacht werden können. Sie wurde für das endgültige HF-Design benutzt. „PARMELA“ ist ein Programm zum Tracking von Teilchenbewegungen im Linac unter Berücksichtigung von Raumladung. Der Beschleuniger wird dabei in der Eingabedatei des Programms als Abfolge von Elementen (Drift, Bend, Quad, Cell, Tank, etc.) abgebildet und die 6D-Teilchenkoordinaten mit aus den Matrizen abge-

leiteten Gleichungen, welche den Elementen entsprechen, stückweise transformiert. Beschleunigungsstrecken können entweder als idealisierte, mehrzellige HF-Sektion „Tank“, bei der eine plötzliche Beschleunigung in der Mitte einer Zelle stattfindet (Drift-Kick-Drift Methode), oder durch mehrere „Cell“-Elemente, in denen eine gleichmäßig über den Beschleunigungsspalt verteilte Beschleunigung stattfindet, beschrieben werden. Das Element „Cell“ besitzt vier in Form von Fourier-Koeffizienten eingebaute Zelltypen. Es können aber auch eigene Fourier-Koeffizienten angegeben werden, oder Feldkarten aus „SuperFish“ (T7 Datei) eingelesen werden. Das „Poisson“-Paket besitzt ein Hilfsprogramm, mit dem die Fourier-Koeffizienten erzeugt werden können. Da das „Tank“-Element laut Handbuch [Bil05] nicht für Elektronen mit weniger als 10 MeV geeignet ist, wurden die HF-Sektionen immer aus mehreren „Cell“-Elementen gebildet. „PARMELA“ kann Raumladung auf zwei Arten berücksichtigen. Der 2D-Löser berücksichtigt den longitudinalen und radialen Abstand zum Sollteilchen und kann daher nur für rotationssymmetrische Strahlen verwendet werden, er ist aber sehr Ressourcen schonend. Der 3D-Löser benutzt einen Teilchen-in-Zelle Algorithmus und kann auch für nicht rotationssymmetrische Strahlen, wie sie durch alternierende Gradienten Fokussierung entstehen, verwendet werden. In beiden Fällen wird das HF-Bucket in ein Raumladungsgitter überführt und die Raumladungskräfte auf diesem gemäß der Teilchenverteilung bestimmt. Danach werden die Kräfte zusätzlich zu denen des jeweiligen Beschleunigerelements auf jedes Teilchen angewendet. Es kann auch die Wirkung von  $n$  benachbarten Bunchen auf die Teilchen im Bucket berücksichtigt werden, sowie die der Spiegelladungen, welche die Teilchen auf der Vakuumkammerwand begleiten.

Zur Visualisierung der Simulationsergebnisse liefert das „PARMELA“-Paket das Hilfsprogramm „PARGRAF“ mit. Mit ihm können verschiedene Kombinationen der Strahleigenschaften dargestellt werden, z.B. der longitudinale Phasenraum und seine Projektionen auf die  $\Delta E$  und  $\Delta\phi$ -Achsen, die transversalen Phasenräume und die Strahlprofile, die Entwicklung von Strahlbreite und -divergenz entlang des Beschleunigers und vieles mehr. Gleichzeitig schreibt „PARGRAF“ verschiedene, zur gewählten Visualisierung passende Kenndaten des Strahls in eine Protokolldatei. Beim longitudinalen Phasenraum wären dies unter anderem die Bunchlänge  $\Delta\phi_{\text{RMS}}$ , die relative Energiebreite  $\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$  und die Emittanz  $\epsilon$ . Es werden verschiedene Emittanzen berechnet. In dieser Arbeit wird die normierte Emittanz betrachtet, und zwar die RMS-Emittanz  $\epsilon_{\text{RMS}}$ , die 68 % der Teilchen im Ensemble umfasst, sowie  $\epsilon_{99\%}$  und  $\epsilon_{100\%}$ , die dementsprechend 99 %, bzw. alle Teilchen beinhalten.

### 5.3.1 Normalleitender Injektor

Der optimale Linac bestünde aus einer einzigen, sehr langen Beschleunigungssektion, bei der jede Zelle an die aktuelle Geschwindigkeit der Teilchen angepasst ist (graded- $\beta$ ). Das wäre einerseits sehr aufwändig in der Herstellung und andererseits fehlte die Möglichkeit strahloptische Elemente einzusetzen.

Tabelle 5.1: Zelllängen der normalleitenden HF-Sektion MAMBO 1 von der Mitte zweier benachbarter Koppelzellen gemessen.

$\beta = 0,579 \dots 0,958$									
Nr.	$2l_0/\text{mm}$	Nr.	$2l_0/\text{mm}$	Nr.	$2l_0/\text{mm}$	Nr.	$2l_0/\text{mm}$	Nr.	$2l_0/\text{mm}$
1	66,8	5	90,0	9	101,0	13	106,4	17	109,4
2	74,2	6	96,6	10	102,8	14	107,4	18	110,0
3	80,4	7	96,6	11	104,2	15	108,2	19	110,4
4	85,6	8	99,0	12	105,4	16	108,8		

Der untersuchte normalleitende Injektor soll daher aus insgesamt vier HF-Sektionen bestehen: einer graded- $\beta$  Sektion (MAMBO 1) und nachfolgend drei Weiteren mit konstanter Zelllänge (MAMBO 2 - 4). In den Driftstrecken zwischen den Sektionen können Fokussierungselemente, Strahldiagnoseeinrichtungen und Strahlagekorrektoren untergebracht werden. Mit einer aktiven Länge von etwa 2 m pro Sektion und einer effektiven Feldstärke von rund 0,66 MV/m ergibt sich ein Energiegewinn von ungefähr 1,2 MeV pro Linac-Sektion, so dass eine Endenergie von 5 MeV ( $\beta = 0,996$ ) erreicht wird. Es sind folgende Szenarien denkbar, bei denen die erste Sektion jeweils unverändert bleibt:

**Variante 1:** die Zelllänge jeder folgenden Sektion ist so gewählt, dass sie dem  $\beta$  entspricht, das in der Mitte zwischen deren Eintritts- und Austrittsgeschwindigkeiten liegt. Diese Variante ist eine Adaption des MAMI Injektorlinacs „ILAC“ [Wei84] an die Anforderungen von MESA.

**Variante 2:** die Sektion 2 ist identisch mit der MAMBO 2 in der vorherigen Variante 1. Die Sektionen MAMBO 3 und 4 haben  $\beta = 1$ .

**Variante 3:** die Zelllängen der Sektionen MAMBO 2, 3 und 4 entsprechen  $\beta = 1$ .

Die Simulationen wurden mit „PARMELA“ durchgeführt. Die benutzten Zelllängen sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgeführt. Es wurde je eine Teilchenverteilung für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und 1 mA aus der Simulation der Teilchenquelle STEAM [Fri19] gewonnen und mit jeder Injektorvariante bei jeweils gleichem Strahlstrom verwendet. Die Startverteilungen werden in Abbildung 5.3 gezeigt und ihre Kenndaten in Tabelle 5.3 aufgelistet. Weiterhin wurden die Sollphasen der in den jeweiligen Varianten

Tabelle 5.2: Zelllängen der normalleitenden HF-Sektion MAMBO 2, 3 und 4 von der Mitte zweier benachbarter Koppelzellen gemessen. Jede Sektion besitzt 17 Beschleunigungszellen.

	Variante 1		Variante 2		Variante 3	
	$\beta$	$2l_0/\text{mm}$	$\beta$	$2l_0/\text{mm}$	$\beta$	$2l_0/\text{mm}$
MAMBO 2	0,977	112,64	0,977	112,64	1	115,3
MAMBO 3	0,990	114,16	1	115,3	1	115,3
MAMBO 4	0,995	114,69	1	115,3	1	115,3

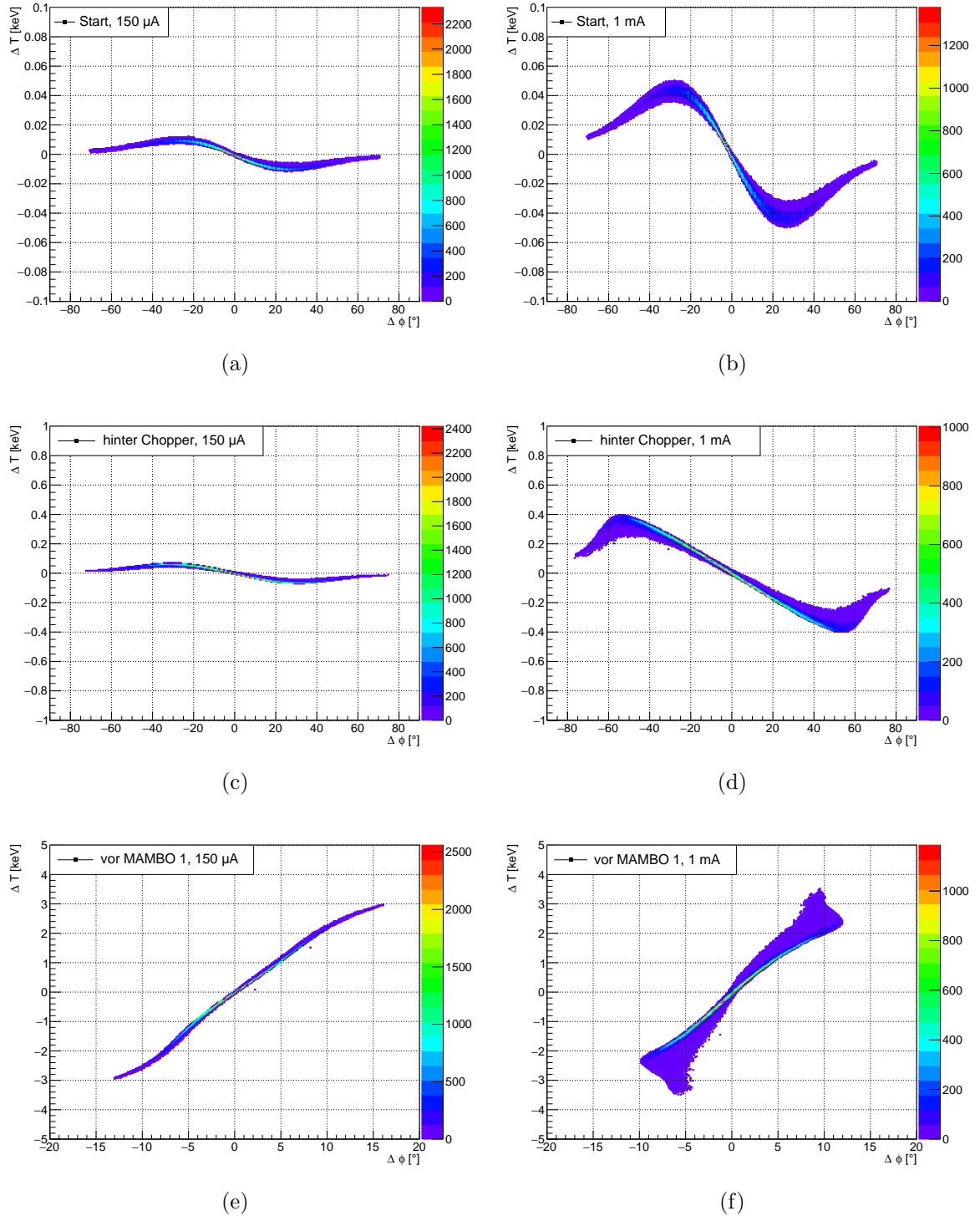


Abbildung 5.3: Longitudinale Phasenraumdiagramme der von der Teilchenquelle STEAM gelieferten Verteilung bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$ . Die Verteilung wurde  $\beta\lambda_{\text{HF}}/2 = 63,2 \text{ mm}$  hinter dem Ausgang der Quelle bestimmt. Ferner werden die Verteilungen hinter dem Kollimator des Choppers und am Eingang der Sektion MAMBO 1 gezeigt. Die Kenndaten der Verteilungen von STEAM und vor MAMBO 1 werden in Tabelle 5.3 gezeigt. Jede Verteilung umfasst 336444 Teilchen.

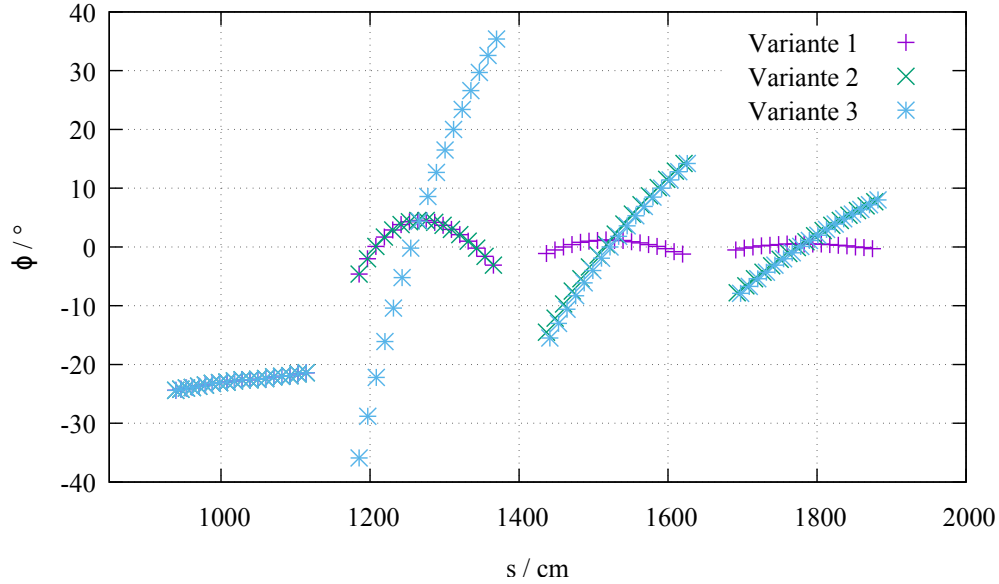


Abbildung 5.4: Diagramm der Sollphasen, wie sie in den vier MAMBO HF-Sektionen des normalleitenden Injektors, je nach diskutierter Variante, auftraten. Die Phase  $\phi = 0^\circ$  bezeichnet das Maximum der Beschleunigungsspannung. Phasen  $\phi < 0^\circ$  wirken longitudinal fokussierend, während  $\phi > 0^\circ$  defokussierend wirkt.

identischen Resonatoren, z.B. der MAMBO 1 Sektion, der besseren Vergleichbarkeit halber gleich eingestellt. Die Feldamplituden der Resonatoren sind auch jeweils gleich.

Der Teilchenstrahl wird vom Bunchersystem in die erste HF-Sektion fokussiert, das Minimum der Bunchlänge liegt dort etwa in der fünften Zelle. Danach führt der Bunch bis zum Ausgang des Resonators eine halbe Periode der Synchrotron-schwingung aus, so dass er diesen wieder longitudinal konvergierend verlässt. Das ist wichtig, da sich sonst die Bunchlänge in der Driftstrecke zur nächsten Sektion

Tabelle 5.3: In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter der Startverteilungen von STEAM aus Abbildung 5.3 bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$  gelistet, sowie die am Eingang der Sektion MAMBO 1.

	STEAM	MAMBO 1
$I_b$ mA	0,15	1
$\langle T \rangle$ MeV	0,1	0,1
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$ $10^{-4}$	0,7	3,1
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$ $^\circ$	23,1	23,2
$\epsilon_{\text{RMS}}$ $^\circ \text{ keV}$	0,08	0,35
$\epsilon_{99\%}$ $^\circ \text{ keV}$	1,41	6,39
$\epsilon_{100\%}$ $^\circ \text{ keV}$	2,75	12,5

erhöhte, bei konvergierendem Strahl verringert sie sich. Um das zu gewährleisten, muss die Anzahl der Zellen der graded- $\beta$  Sektion entsprechend gewählt werden. Die Längen der Zellen werden in Abhängigkeit des jeweiligen Energiegewinns so eingestellt, dass ein Phasenschlupf von  $0,1^\circ$  zur nächsten Zelle erfolgt. Die Sollphase in der ersten Zelle der Sektion MAMBO 1 muss aufgrund der dort vorliegenden Länge der Teilchenverteilung (vgl. Abbildung 5.3(e) und 5.3(f))  $\phi = -25^\circ$  bezüglich des Feldmaximums betragen, damit der Phasenraum durch die HF-Spannung nicht unnötig verzerrt wird.

Bei der **ersten Variante** startet der Strahl in MAMBO 2, 3 und 4 jeweils bei einer geringen negativen, fokussierenden Sollphase und wandert zu einer leicht positiven, defokussierenden Phase, deren Maximum er erreicht, wenn  $\beta_{\text{Strahl}} = \beta_{\text{Sektion}}$  gilt. Danach wandert er wieder zurück. Die Eintritts- und Austrittsphasen sind etwa gleich. Die Phasenwanderung kann in Abbildung 5.4 nachvollzogen werden. Der Vorteil dieses Szenarios ist eine optimale Ausnutzung der HF-Spannung, da sich der Strahl immer in der Nähe des Feldmaximums („on crest“) befindet. Weiterhin ist es möglich eine kleinere Emittanz am Ende des Linac zu gewährleisten. Vergleiche hierzu auch Tabelle 5.4. Der Nachteil dieser Konfiguration ist jedoch eine, verglichen mit den anderen Varianten, teurere Fertigung. Da jede Sektion etwas anders ist, wird sehr viel Einrichtungszeit der Maschinen nötig, die kostenintensiv ist. Erschwerend kommt hinzu, dass sich aufgrund des ähnlichen  $\beta$  die Zelllängen der Sektionen MAMBO 3 und 4 nur um knapp einen halben Millimeter unterscheiden, so dass eine erhöhte Anforderung an die Fertigungsgenauigkeit besteht, was ebenfalls die Kosten erhöhen würde.

In der **zweiten Variante** wandert der Strahl in den  $\beta = 1$  Sektionen MAMBO 3 und 4 immer zu einer positiveren Sollphase. Um wieder abwechselnd longitudinale Fokussierung und Defokussierung zu erhalten, wird die Eintrittsphase fokussierend gewählt und zwar so, dass ihr Betrag gleich der defokussierenden Austrittsphase ist (siehe Abbildung 5.4). Der Herstellungsprozess ist aufgrund zweier identischer Sektionen wesentlich vereinfacht.

Die **dritte Variante** ist mit drei gleichen Resonatoren vom Fertigungsstandpunkt gesehen die Einfachste. Sie liefert eine weiter verringerte Beschleunigungseffizienz, da insbesondere in der zweiten Sektion ein großer Phasenschlupf entsteht (siehe ebenfalls Abbildung 5.4). Die Sollphasen werden analog zu denen der  $\beta = 1$  Resonatoren der Variante 2 gewählt.

Aufgrund der Abfolge von longitudinal fokussierenden und defokussierenden Bereichen im Linac ergibt sich mit den gegebenen Sollphasen in allen Varianten eine Nettofokussierung. Betrachtet man die Phasenraumdiagramme in Abbildung 5.5, so erkennt man, dass die Kerne der Verteilungen bei  $150 \mu\text{A}$  noch sehr linear sind, der dünner besetzte Halo-Bereich aber eine deutliche S-Form aufweist, welche durch die sinusförmige Beschleunigungsspannung hervorgerufen wurde. Die Verteilungen bei  $1 \text{ mA}$  zeigen eine deutliche Verzerrung, sowie eine Verbreiterung des Kerns. Hieran zeigt sich bereits deutlich die defokussierende Wirkung der Raumladungskräfte.



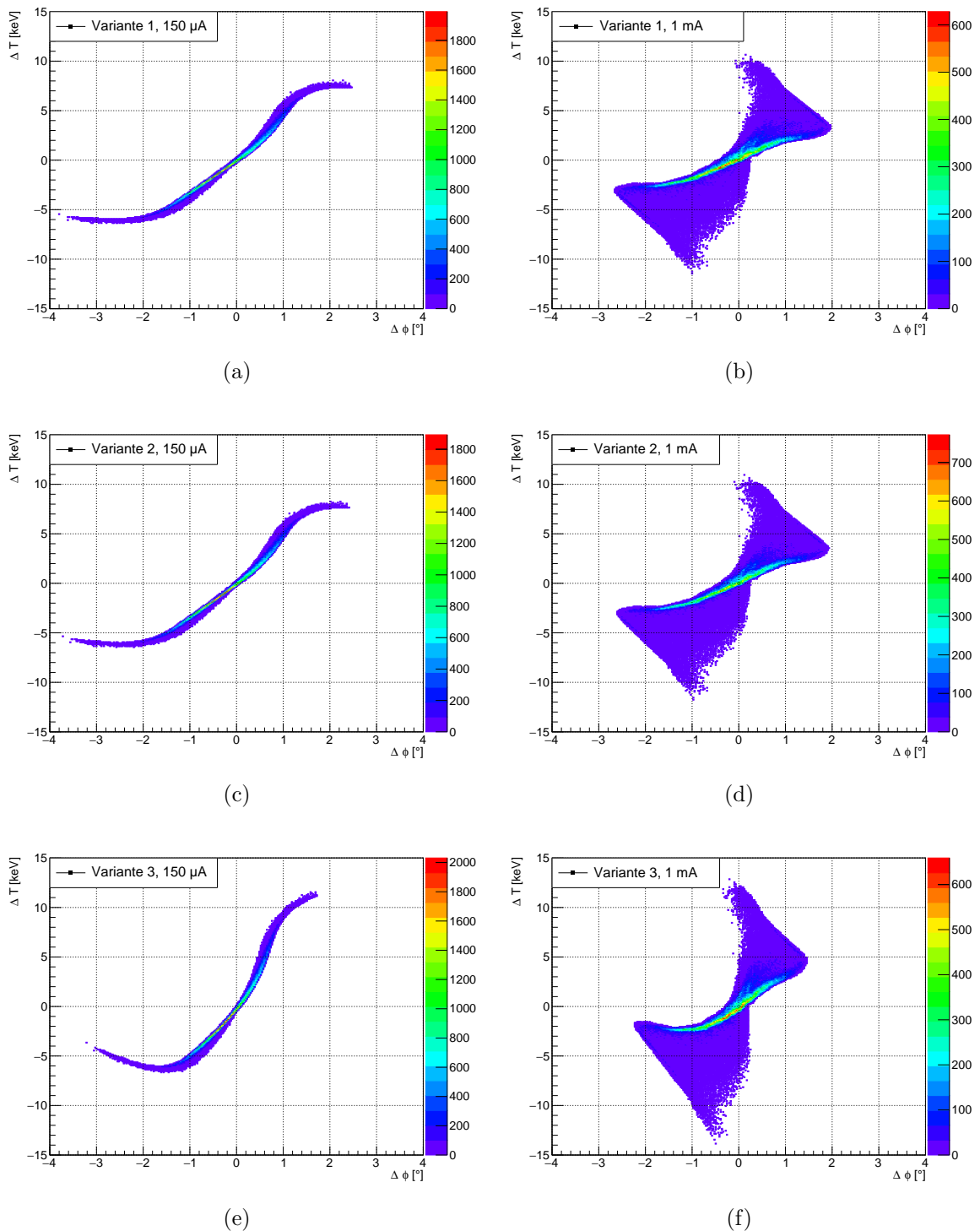


Abbildung 5.5: Longitudinale Phasenraumdiagramme der drei normalleitenden MAMBO Varianten für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$ . Die Verteilungen wurden jeweils 10 cm hinter der letzten HF-Sektion aufgenommen. Die dazu gehörigen Strahlparameter sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Es wurde für jede Simulation jeweils die Verteilung bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$ , bzw. 1 mA aus Abbildung 5.3(e), bzw. 5.3(f) in die erste Sektion injiziert. Die Strahlphasen sind in Abbildung 5.4 zu sehen.

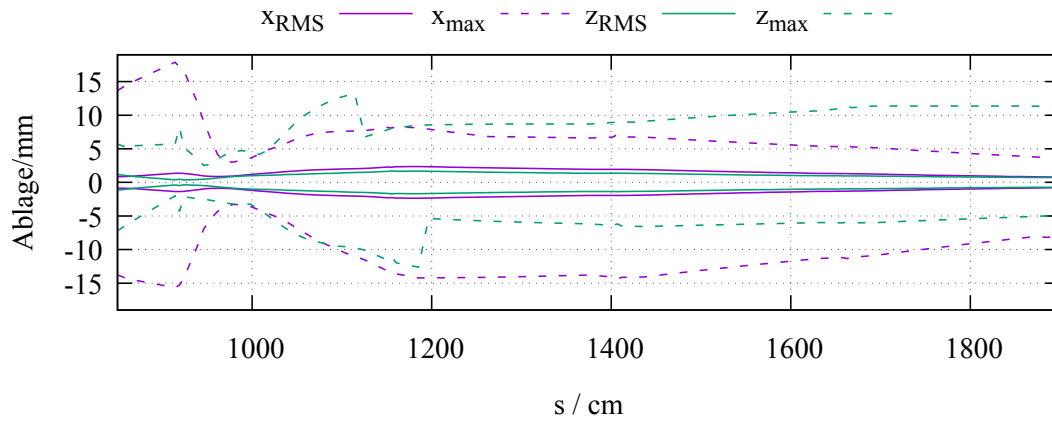
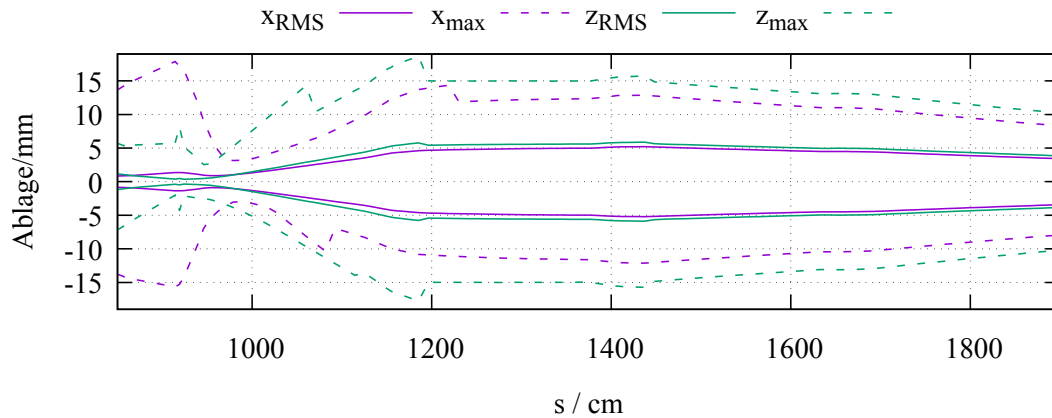
(a)  $B_{\text{sol}} = 88 \text{ G}$ .(b)  $B_{\text{sol}} = 0 \text{ G}$ .

Abbildung 5.6: In dieser Abbildung werden die RMS-Strahlenveloppen bei  $I_b = 1 \text{ mA}$  mit und ohne Solenoiden über der HF-Sektion MAMBO 1 verglichen. Es werden von beiden Strahlebenen jeweils die RMS-Strahlbreiten (durchgezogen) aufgetragen. Außerdem werden die Ablagen der jeweils äußersten Teilchen (gestrichelt) angezeigt. In Abbildung 5.6(a) wird ein fokussierendes Solenoidfeld von  $B_{\text{sol}} = 88 \text{ G}$  überlagert, in Abbildung 5.6(b) ist  $B_{\text{sol}} = 0 \text{ G}$ . Das  $B$ -Feld liegt zwischen  $s = 945 \text{ cm}$  und  $1150 \text{ cm}$  an. In den RMS-Strahlbreiten ist der Effekt der Fokussierung klar zu erkennen. Die in Abbildung 5.6(b) erkennbaren Teilchenverluste werden verringert. Ein Teilchenverlust äußert sich als Sprung in einem gestrichelten Graph. Einzelne Teilchen im Halo werden zu stark fokussiert und gehen an der Kammerwand verloren. Der Aperturradius beträgt  $15 \text{ mm}$  in den HF-Sektionen und  $19 \text{ mm}$  in den NW40 Strahlrohren. Die Einstellungen der Fokussierungselemente zwischen den HF-Sektionen und in MELBA sind in beiden Fällen gleich.

*Tabelle 5.4:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter aller drei Varianten des normalleitenden Konzepts bei den Sollphasen aus Abbildung 5.4, wie sie hinter der Sektion MAMBO 4 auftreten, aufgelistet. Die Simulationen wurden mit dem Programmpaket „PARMELA“ mit verschiedenen Strömen durchgeführt. Die Strahlparameter wurden mit dem zugehörigen Hilfsprogramm „PARGRAF“ bestimmt. Die Phasenraumdiagramme dazu finden sich in den Abbildung 5.5.

	Variante 1		Variante 2		Variante 3	
	150 $\mu$ A	1 mA	150 $\mu$ A	1 mA	150 $\mu$ A	1 mA
$\langle T \rangle$ MeV	5,05	5,05	5,04	5,04	4,98	4,98
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$ $10^{-4}$	5,8	5,2	6	5,4	7,2	6,1
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$ $^\circ$	0,79	0,97	0,77	0,95	0,58	0,74
$\epsilon_{\text{RMS}}$ $^\circ$ keV	0,4	1,26	0,41	1,26	0,58	1,34
$\epsilon_{99\%}$ $^\circ$ keV	5,63	20,25	5,74	20,3	8,53	19,93
$\epsilon_{100\%}$ $^\circ$ keV	112,7	74,4	115,9	74,6	146	68,7

Es zeigte sich auch in den Simulationen, dass ab ca. 1 mA Strahlstrom Solenoide zur transversalen Fokussierung über der ersten HF-Sektion hilfreich sind, um den Strahl in dieser Ebene zusammenzuhalten und die geringen Teilchenverluste noch zu vermindern. Bei sehr hohem Strahlstrom, wie z.B. 10 mA, kann der Strahl ohne diese zusätzliche Fokussierung nicht mehr ohne größere Verluste durch die erste HF-Sektion transportiert werden (vgl. hierzu Abbildung B.3). Das Feld muss in dem Fall  $B_{\text{sol}} = 100$  G betragen. Anhand von Abbildung 5.6 kann man die positive Wirkung der sechs Solenoide, die zwischen  $s = 945$  cm und 1150 cm über MAMBO 1 gestreift werden, gut erkennen. Sie unterstützen die Fokussierung durch die Pseudodämpfung in den Beschleunigungsstrecken (siehe Kap. 3.2.2). In Abbildung 5.6(b) sind sowohl die RMS-Strahlbreiten, als auch die Ablagen der jeweils äußersten Teilchen zwischen dem Anfang der Sektion MAMBO 1 und dem Ende von MAMBO 4 ohne Solenoid aufgetragen, in Abbildung 5.6(a) mit Solenoid. Das zwischen  $s = 900$  cm und 1200 cm auftretende Auseinanderdriften der Teilchen wird durch die MAMBO 1 Solenoide unterbunden. Einzelne Teilchen werden jedoch überfokussiert, aus dem Strahl geschleudert und gehen verloren. Dies entspricht in etwa einem Strahlverlust von 24 nA bei  $I_b = 1$  mA. Der Aperturradius der HF-Sektionen beträgt 15 mm (Tabelle 5.7). In den NW40 Strahlrohren zwischen den Sektionen beträgt er 19 mm. Die Werte der nachfolgenden Fokussierungselemente sind in beiden Fällen identisch, um Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

Die Amplituden in den beiden Buncher-Kavitäten müssen bei  $I_b = 1$  mA um 20 % gegenüber  $I_b = 150 \mu$ A erhöht werden, um die longitudinale Defokussierung durch Raumladungskräfte auszugleichen und in etwa die gleiche Bunchlänge am Eingang der Sektion MAMBO 1 zu erhalten. Das Amplitudenverhältnis beträgt in der Simulation mit aktivierter Raumladungsrechnung immer 1 : 2, statt des aus der Fourierreihe erwarteten Wert von 1 : 3.

Die Lage der Teilchenverteilung im Phasenraum kann durch die Wahl anderer Sollphasen verändert werden. Hierzu reicht es z.B. die Phasen in der letzten Sektion

anzupassen. Je stärker hier die Phasen zu positiveren Werten verschoben werden, um so stärker kippt die Phasenraumellipse im Uhrzeigersinn. Dies lässt sich ausnutzen, um z.B. die Energiebreite des Strahls zu optimieren, allerdings wird der Bunch aufgrund des Satzes von Liouville dadurch länger. Mit der Variante 2 lässt sich bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$  z.B. eine minimale Energiebreite von  $\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle = 1,2 \cdot 10^{-4}$  mit  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,78^\circ$  und  $\epsilon_{\text{RMS}} = 0,41^\circ \text{keV}$  erreichen. Dazu muss die HF-Phase von MAMBO 4 um  $+9^\circ$  verschoben und der Bunch somit leicht defokussiert werden. Eine solche Einstellung kann interessant sein für Experimente, die nach kurzer Driftstrecke direkt mit dem Strahl des Injektors durchgeführt werden. Zur Injektion in MESA ist es besser einen bezüglich  $\Delta\phi$  konvergierenden Strahl zu haben, der so eingestellt ist, dass er beim Eintritt in die Beschleunigungsstrecken des Hauptbeschleunigers die kürzeste Länge hat, damit der Bunch dort eine möglichst gleichmäßige Beschleunigung erfährt [HH17]. Aus diesem Grund ist es auch nicht sinnvoll die Phasen so zu wählen, dass der Strahl mit minimaler Bunchlänge aus MAMBO austritt, da sich diese in der nachfolgenden Strahlführung wieder vergrößern würde.

Bei Solleinstellung des Injektors ist die Emittanz der ersten beiden Varianten nahezu identisch (vgl. Tabelle 5.4). Ihre Verteilungen lassen sich auch in den Phasenraumdiagrammen in den Abbildungen 5.5(a) und 5.5(c), bzw. Abbildungen 5.5(b) und 5.5(d) kaum unterscheiden. Die Variante 3 mit ihrer nicht an die Teilchengeschwindigkeit angepassten zweiten Linac-Sektion schneidet deutlich schlechter ab (vgl. Abbildung 5.5(e) und 5.5(f)). Sie erreicht bei gleicher Feldamplitude eine Endenergie, die etwa 2% unter der von Variante 1 liegt und die RMS-Emittanz bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$  ist in Variante 3 um rund 45% vergrößert. Zwar lassen sich die Phasenräume der drei Varianten durch die Phasenlage der Buncherspannungen zueinander derart beeinflussen, dass die Unterschiede zwischen allen Varianten nahezu verschwinden. Jedoch ist dann die Phasenraumverteilung in der Nähe des Sollteilchens gekrümmt, was nicht wünschenswert ist. Die Variante 3 zeigt in jenem Fall immer noch größere Unterschiede in der 100%-Emittanz, die ja auch den Halo beinhaltet, im Vergleich zu den anderen Varianten. Eine wesentliche Anforderung an den Injektor ist ein möglichst geringer Halo. Somit böte im Fall eines normalleitenden Injektors die Variante 2 den besten Kompromiss aus vereinfachter Fertigung und guten Strahleigenschaften.

### 5.3.2 Hybridinjektor

Das Konzept des Hybridinjektors besteht aus der graded- $\beta$  Sektion des zuvor diskutierten normalleitenden Konzepts (Tabelle 5.1) und einem auf TESLA-Technologie [AB<sup>+</sup>00] basierendem Kryomodul. Der Vorteil dieses Konzepts läge in der kurzen Baulänge des Injektors, da die Beschleunigung von 1,2 MeV auf 5 MeV in den nur knapp über 1 m langen supraleitenden Resonatoren stattfände. Die Gesamtlänge von MAMBO ließe sich so um ca. 4 m bis 5 m gegenüber dem normalleitenden Konzept verkürzen. Dadurch wäre zu erwarten, dass Raumladungskräfte weniger starken Einfluss hätten, da sie auf kürzerer Strecke wirkten und zusätzlich schneller eine ho-

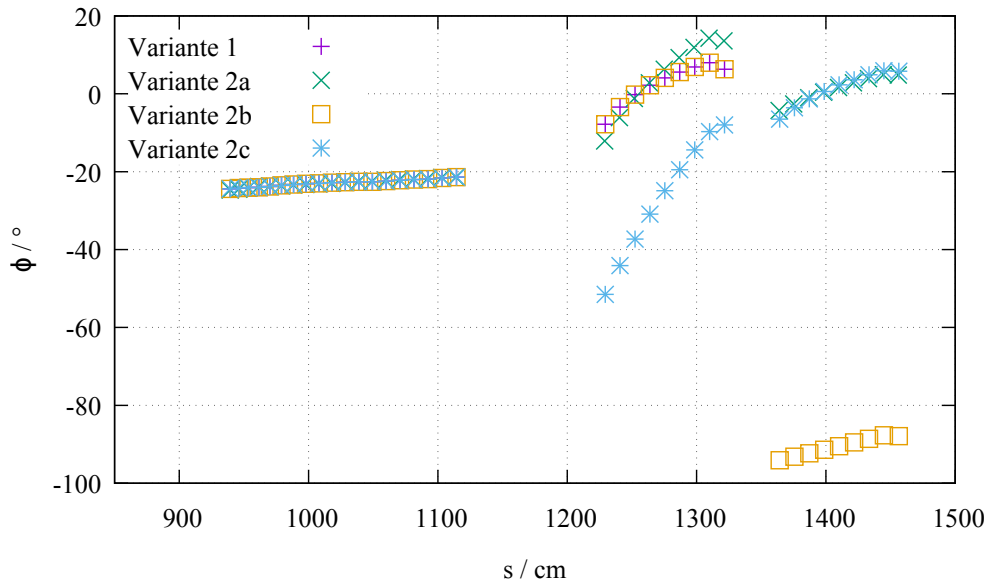


Abbildung 5.7: Diagramm der Sollphasen, wie sie in den MAMBO HF-Sektionen des Hybridinjektors, je nach diskutierter Variante, auftraten. Die Phase  $\phi = 0^\circ$  bezeichnet das Maximum der Beschleunigungsspannung,  $\phi = \pm 90^\circ$  ihre Nullstellen.

he Energie erreicht wird, bei der sie vernachlässigbar werden. Weiterhin würden die geringeren Verluste der supraleitenden Kavitäten weniger HF-Leistung nachfragen, so dass in ihnen praktisch nur die Strahlleistung aufgebracht werden müsste. Lediglich die graded- $\beta$  Sektion produzierte nennenswerte ohmsche Verluste. Der HF-Leistungsbedarf des Hybrid-MAMBO betrüge ca. 50 % der rein normalleitenden Variante.

Es wurden zwei Varianten des Hybridinjektors auf Basis erprobter Kryomodule untersucht:

**Variante 1** mit einem einsitzigem Kryomodul, das mit einem neunzelligen TESLA-Cavity bestückt ist, z.B. dem ICM e-Linac Injektor Modul des ARIEL Beschleunigers am TRIUMF [ML<sup>+</sup>15].

**Variante 2** mit einem zweiseitzigem Kryomodul, das mit zwei TESLA Neunzellern ausgestattet ist, am Beispiel des ELBE-Moduls [TM<sup>+</sup>06], das bereits für MESA verwendet wird. Alternativ könnte auch das ACM e-Linac Modul von ARIEL benutzt werden [ML<sup>+</sup>15], das ebenfalls für MESA evaluiert wurde.

Beide Varianten sind bis zum Ende der Driftstrecke hinter der graded- $\beta$  Sektion identisch mit dem normalleitenden Konzept. In der Simulation wurden zur besseren Vergleichbarkeit mit dem normalleitenden MAMBO dieselben Teilchenverteilungen und Einstellungen von MELBA und den Solenoiden über MAMBO 1 für 150  $\mu\text{A}$  und 1 mA wie zuvor verwendet.

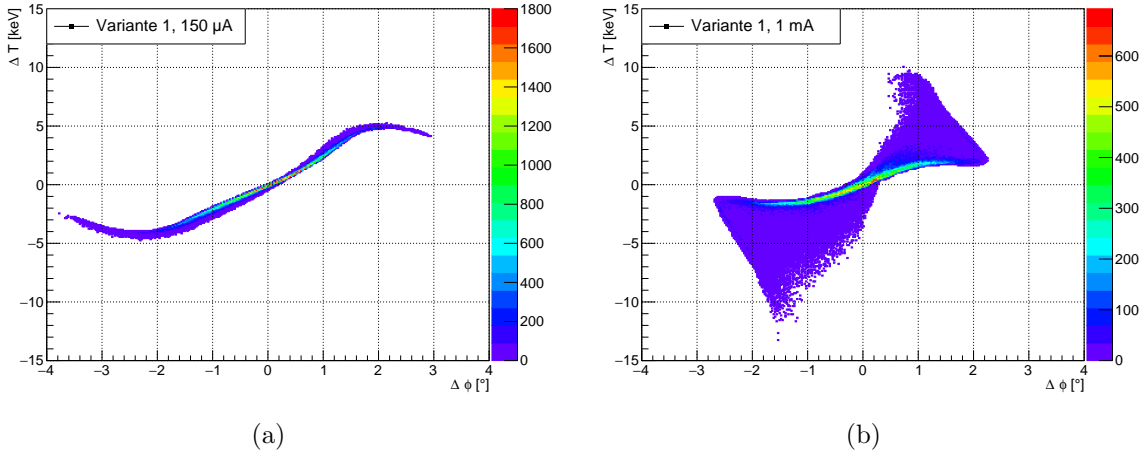


Abbildung 5.8: Longitudinale Phasenraumdiagramme des MAMBO Hybridinjektors mit einsitzigem Kryomodul für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$ . Die Verteilungen wurden jeweils 10 cm hinter dem Endflansch des Kryomoduls aufgenommen. Die dazu gehörigen Strahlparameter sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die Simulation wurde mit der jeweiligen Verteilungen aus Abbildung 5.3(e), bzw. 5.3(f) gestartet. Die Strahlphasen sind in Abbildung 5.7 zu sehen.

In der **Variante 1** wird für eine optimale Ausnutzung des Beschleunigungsgradienten eine Sollphase in der Nähe des Maximums gewählt (vgl. Abbildung 5.7). Der Strahl soll bei leicht fokussierender Phase starten und dann zu leicht Defokussierender wandern. Dass die Phase des Strahls in der letzten Zelle des Resonators absinkt, ergibt sich aus dem Design der TESLA-Cavity: die äußeren Zellen haben jeweils andere Längen, als die Inneren, um die Ankopplung der höheren Moden (HOM) an die sich im Strahlrohr befindenden HOM-Absorber zu gewährleisten [AB<sup>+</sup>00]. Das effektive Beschleunigungsfeld im supraleitenden Resonator beträgt  $E_{\text{acc}} \approx 3,8 \text{ MV/m}$ . Die Einstellung des Bunchersystems und der graded  $\beta$  Sektion wird vom normalleitenden Konzept übernommen.

Für die **Variante 2** kann man sich verschiedene Einstellungen vorstellen, deren Phasen in Abbildung 5.7 zu finden sind. Die naheliegende Einstellung a) entspricht dem Betrieb beider Sektionen „on-crest“. Die Sollphase wechselt dabei zwischen fokussierend und defokussierend mit  $E_{\text{acc}} \approx 1,8 \text{ MV/m}$  in beiden Resonatoren. Die Beschleunigungsaufgabe ist zwischen beiden Cavities gleichmäßig verteilt. Alternativ kann man einer Kavität die volle Beschleunigungsaufgabe übertragen und die zweite zum Bunchen verwenden. Die Beschleunigung findet bei  $E_{\text{acc}} \approx 3,8 \text{ MV/m}$  in der Nähe des Feldmaximums statt. Die fokussierende Kavität wird bei  $E_{\text{acc}} \approx 0,8 \text{ MV/m}$  betrieben. Die Einstellung b) entspricht der Variante 1 mit nachfolgendem Buncher. Hierzu wird die Sollphase in der zweiten SRF-Cavity um den Nulldurchgang der HF-Spannung gewählt. Es findet kaum eine Änderung der Schwerpunktsenergie statt, dafür eine Linearisierung des Phasenraums. Das kann, trotz Vergrößerung der Energiebreite, durchaus ein Vorteil im nachfolgenden Hauptbeschleuniger sein. Einstellung c) nutzt den ersten SRF-Resonator zum Fokussieren des Bunches. In

*Tabelle 5.5:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter aller Varianten des Hybrid-Konzepts bei den Sollphasen aus Abbildung 5.7, wie sie hinter dem jeweiligen Kryomodul auftreten, aufgelistet. Die Simulationen wurden mit dem Programmpaket „PARMELA“ mit den genannten Strömen durchgeführt. Die Strahlparameter wurden mit dem zugehörigen Hilfsprogramm „PARGRAF“ bestimmt. Die Phasenraumdiagramme dazu finden sich in Abbildung 5.8 und 5.9.

		Variante 1		Variante 2a	
$I_b$	mA	0,15	1	0,15	1
$\langle T \rangle$	MeV	5,09	5,09	5,05	5,05
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$	$10^{-4}$	4,2	4,5	4,4	4,5
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$	$^\circ$	0,93	1,09	0,86	1,02
$\epsilon_{\text{RMS}}$	$^\circ\text{keV}$	0,31	1,3	0,39	1,31
$\epsilon_{99\%}$	$^\circ\text{keV}$	4,27	20,79	5,19	20,67
$\epsilon_{100\%}$	$^\circ\text{keV}$	100,9	107,3	104	100,3
		Variante 2b		Variante 2c	
$\langle T \rangle$	MeV	5,08	5,08	5,1	5,1
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$	$10^{-4}$	29,3	33,3	17,9	19,9
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$	$^\circ$	0,89	1,05	0,47	0,58
$\epsilon_{\text{RMS}}$	$^\circ\text{keV}$	0,31	1,29	0,71	1,52
$\epsilon_{99\%}$	$^\circ\text{keV}$	4,24	21,27	10,35	22,37
$\epsilon_{100\%}$	$^\circ\text{keV}$	100,1	112,5	151	86,3

diesem Betriebsmode muss die fokussierende Cavity auf der Flanke oberhalb des Nulldurchgangs betrieben werden. Würde sie in dessen Nähe betrieben, läge das Minimum der Bunchlänge schon im zweiten Resonator, so dass diese sich in der nachfolgenden Strahlführung wieder vergrößerte.

Auch im Hybrid-MAMBO kann bei Bedarf eine scharfe Energiefokussierung erreicht werden. Wird die Phase der SRF-Kavität in Variante 1 um  $3^\circ$  erhöht, ergibt sich bei  $I_b = 150\ \mu\text{A}$  eine minimale Energiebreite von  $\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle = 0,7 \cdot 10^{-4}$  mit  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,94^\circ$  und  $\epsilon_{\text{RMS}} = 0,3^\circ\text{keV}$ . Bei Variante 2a muss die Phase des zweiten SRF-Resonators um  $4,5^\circ$  erhöht werden, um bei  $I_b = 150\ \mu\text{A}$  eine minimale Energiebreite von  $\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle = 1,1 \cdot 10^{-4}$  mit  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,87^\circ$  und  $\epsilon_{\text{RMS}} = 0,39^\circ\text{keV}$  zu erreichen. Auch mit Variante 2c lässt sich der Strahl energiefokussieren, die Energieschärfe ist jedoch um einen Faktor 4 schlechter, als in Einstellung a, bei einer um 46 % geringeren RMS-Bunchlänge. In der Variante 2b ist die longitudinal fokussierende Wirkung des zweiten Cavities im Nulldurchgang zu stark, so dass sich eine hohe Energieschärfe nur durch Abschalten dieses Resonators bewerkstelligen lässt, was faktisch Variante 1 entspricht.

In Tabelle 5.5 sind die Strahldaten der oben diskutierten Varianten und Einstellungen aufgelistet und in den Abbildungen 5.8 und 5.9 die zugehörigen Phasenraumdiagramme dargestellt. Vergleicht man im „on-crest“ Betrieb den einsitzigen mit dem zweisitzigen Fall, so ist der Unterschied der Strahldaten gering, wobei der Einsitzer leicht bessere Werte liefert. Allerdings hat die Variante 2 den Vor-

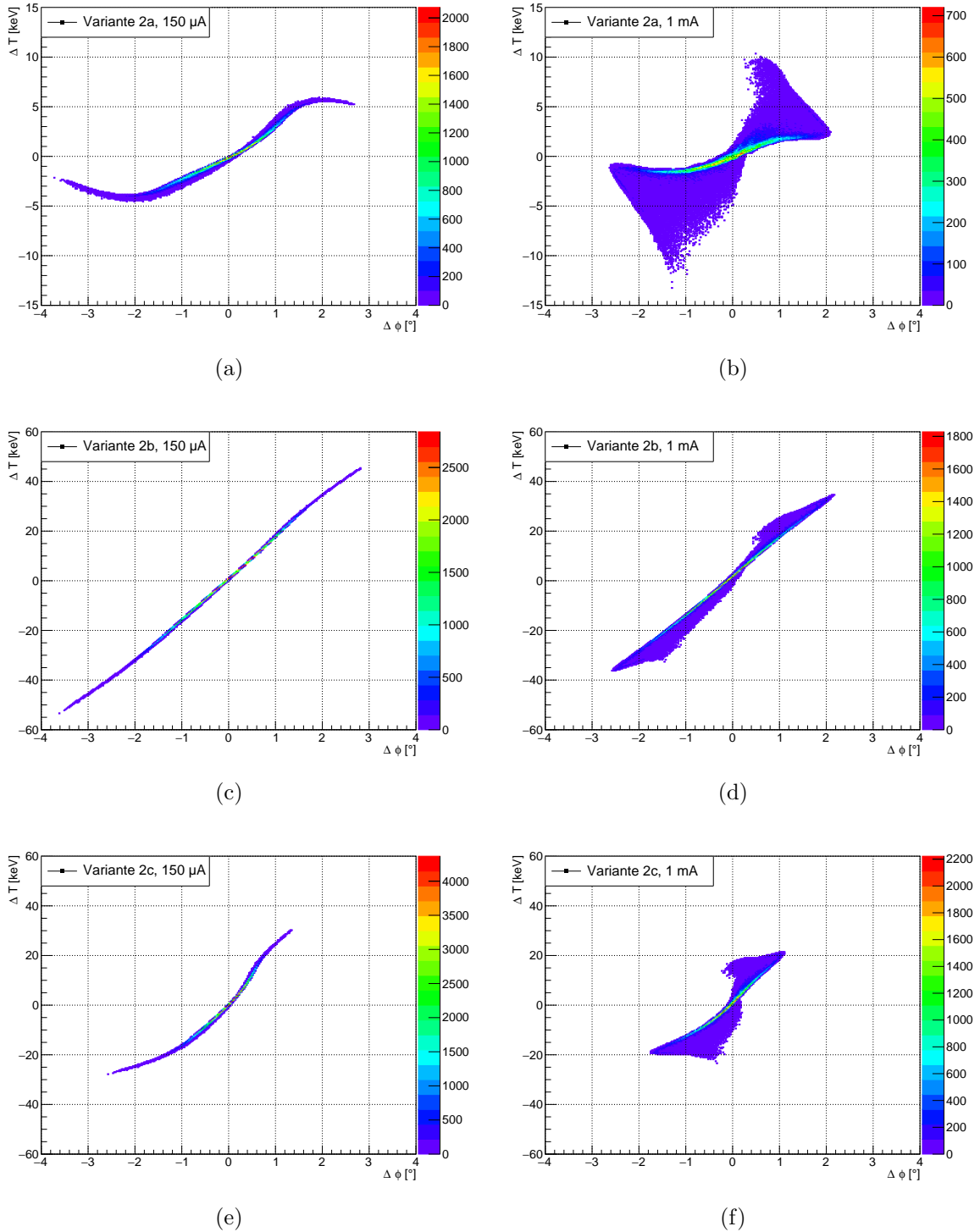


Abbildung 5.9: Longitudinale Phasenraumdiagramme des MAMBO Hybridinjektors mit zweiseitigem Kryomodul für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$ . Die Verteilungen wurden jeweils 10 cm hinter dem Endflansch des Kryomoduls aufgenommen. Die dazu gehörigen Strahlparameter sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die Teilchenverteilung am Eingang der MAMBO 1 Sektion ist die jeweilige aus Abbildung 5.3(e), bzw. 5.3(f). Die Strahlphasen sind in Abbildung 5.7 zu sehen.



teil höherer Flexibilität, dadurch, dass verschiedene Einstellungen möglich sind, die eine zusätzliche Formung der Phasenraumverteilung ermöglichen. Insbesondere Einstellung b) fällt in Abbildung 5.9(c) und 5.9(d) durch eine starke Korrelation der Verteilung, d.h. geringe Verzerrung des Phasenraums, positiv auf. Dies äußert sich zwar nicht, wie zu erwarten wäre, in einem geringeren Wert von  $\epsilon_{\text{RMS}}$ , lässt sich jedoch leicht überprüfen, in dem man die Bunchlängen im Brennpunkt hinter dem Linac vergleicht. Dort steht die Ellipse im Phasenraum aufrecht und somit ist die Bunchlänge als Projektion der Teilchenverteilung auf die Ortskoordinate  $\Delta\phi$  direkt mit der Phasenraumverzerrung korreliert: bei geringerer Bunchlänge ist der Phasenraum weniger verzerrt. Mit  $I_b = 150 \mu\text{A}$  beträgt die Bunchlänge im Fokus bei Variante 1  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,157^\circ$ , bei Variante 2a  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,176^\circ$ , bei Variante 2b  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,024^\circ$  und bei Variante 2c  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,076^\circ$ . Die Bunchlänge von Variante 2b beträgt lediglich 15% der von Variante 1, die von Variante 2c etwa die Hälfte von der ersten Variante. Im Vergleich mit Variante 2a ergeben sich ähnliche Verhältnisse. Die Phasenraumverzerrung wird somit eindeutig durch die Betriebsarten 2b und 2c verringert.

Im „on-crest“ Betrieb der Variante 2 wäre zum Erreichen von 5 MeV im Vergleich zur Variante 1 nur die halbe Feldstärke nötig, wodurch sich die thermischen Verluste pro Resonator vierteln. In der Summe ergäbe sich also eine Verringerung der dynamischen Verluste um 50%. Die bisher erreichten Güten der TESLA-Resonatoren [M<sup>+</sup>09, ZL<sup>+</sup>15, S<sup>+</sup>19] liegen im Bereich von  $Q_0 = 1 \cdot 10^9$  bis  $1 \cdot 10^{10}$ . Nimmt man  $Q_0 = 5 \cdot 10^9$  an, so ergeben sich  $P_{\text{dyn}}(1,8 \text{ MV/m}) = 2 \cdot 1,4 \text{ W}$  und  $P_{\text{dyn}}(3,8 \text{ MV/m}) = 6 \text{ W}$ , jeweils bei  $\vartheta = 2 \text{ K}$ . Die statischen Verluste eines ein- bis zweisitzigen Kryostaten betragen bei  $\vartheta = 2 \text{ K}$  etwa  $P_{\text{stat}} = 6 \text{ W}$  [ZL<sup>+</sup>15]. In diesem Temperaturbereich gilt als Faustformel, dass eine Kühlleistung der Kältemaschine von  $P_{\text{Kälte}} \approx 1 \text{ W}$  eine elektrische Leistung von  $P_{\text{el}} = 1 \text{ kW}$  erfordert. Die dynamische Last fällt beim Zweisitzer ca. 3 W geringer aus, das heißt, dass die Last der Kälteanlage ca. 3 kW geringer wäre. Bei dieser Betrachtung wurde nicht die Abhängigkeit der Güte vom Feldgradienten berücksichtigt, da deren Verlauf der Produktionsstreuung unterliegt und sehr unterschiedlich sein kann. Ein geringer Nachteil der Variante 2 wären die höheren Investitionskosten für ein zweites HF-System und einen zweiten Resonator. Wiegt man Vor- und Nachteile gegeneinander auf, wäre der Zweisitzer auf Grund seiner Flexibilität die bessere Lösung.

### 5.3.3 Supraleitender Injektor

Ein supraleitender Injektor besteht im Allgemeinen aus mehreren zweizelligen Resonatoren [SB<sup>+</sup>03, KF<sup>+</sup>12, KP<sup>+</sup>12]. Bei diesen wird, zum Erreichen einer Serienfertigung, auf eine fortlaufende Geschwindigkeitsanpassung der Zelllängen verzichtet, da die Phase jedes Resonators frei gewählt und somit optimal eingestellt werden kann.

Im hier untersuchten Fall wird das bereits erprobte, auf TESLA-Technologie basierende Design des Cornell ERL Booster Cavities [SB<sup>+</sup>03] herangezogen, das

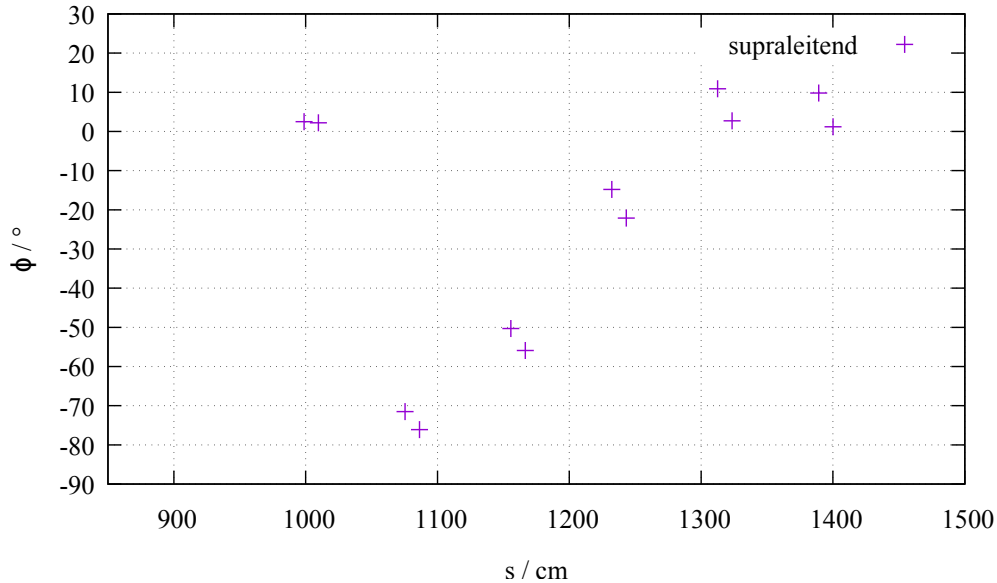


Abbildung 5.10: Diagramm der Sollphasen, wie sie in den MAMBO HF-Sektionen des supraleitenden Injektors auftraten. Die Phase  $\phi = 0^\circ$  bezeichnet das Maximum der Beschleunigungsspannung,  $\phi = \pm 90^\circ$  ihre Nullstellen.

auch bei dem Berliner ERL Projekt „bERLinPro“ verwendet wird [KP<sup>+</sup>12]. Das Modul ist eigentlich nicht für die Situation an MAMBO geeignet, da die Cornell DC-Teilchenquelle für bis zu 750 keV ( $\beta \approx 0,914$ ) geplant wurde [DS<sup>+</sup>07] und die Drift zum Cornell Booster Modul nur knapp 1 m beträgt [GB<sup>+</sup>13]. Jedoch sollte eine Aussage über grundsätzliche Aspekte eines rein supraleitenden Injektors möglich sein.

Für die Simulation wird die Feldkarte einer TESLA-Zelle verwendet und auf die Länge des Cornell Designs von 109,3 mm skaliert, was einer Teilchengeschwindigkeit von  $\beta = 0,947$  entspricht. Die Strahldynamik sollte damit hinreichend genau abgebildet werden. Die Anzahl der Resonatoren im Kryomodul wird von zwölf auf sechs reduziert, um mit dem Modul die MAMBO-Endenergie zu erreichen, ansonsten werden alle Abstände im Modul beibehalten.

Wie erwähnt, liefert die MESA Teilchenquelle mit 100 kV Beschleunigungsspannung eine Geschwindigkeit von  $\beta = 0,548$ . Die Booster-Zellen sind daher für die eingeschossenen Teilchen zunächst etwa um 70 % zu lang und es ergibt sich ein starker Phasenschlupf im ersten Resonator. Da die Teilchen also über fast eine gesamte HF-Periode in der ersten Zelle verweilen, werden sie nicht nur beschleunigt, sondern auch wieder abgebremst. Je nach Einschussphase kann es zu einer Reduzierung der Geschwindigkeit bis zum Stillstand kommen, wodurch Raumladungskräfte zu einer Vergrößerung der Emittanz führen können. Die sich ergebende Phase in den beiden ersten Zellen ist, aufgrund des bei MAMBO dort noch stattfindenden Geschwindigkeitsgewinns, abhängig vom eingestellten Feldgradienten.

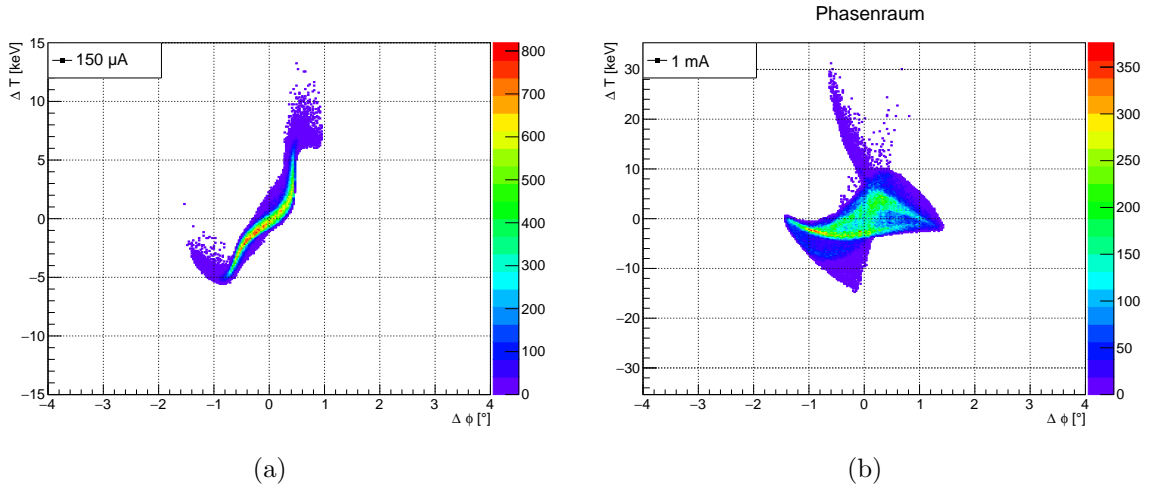


Abbildung 5.11: Longitudinale Phasenraumdiagramme des supraleitenden Injektors mit Cornell Booster Resonatoren für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$ . Die Verteilungen wurden jeweils 10 cm hinter dem Endflansch des Kryomoduls aufgenommen. Die dazu gehörigen Strahlparameter sind in Tabelle 5.6 aufgelistet. Es wurden jeweils die Verteilungen aus Abbildung 5.3(e), bzw. 5.3(f) in das Kryomodul injiziert. Die Strahlphasen sind in Abbildung 5.10 zu sehen.

Der Bunch verhartet aufgrund des starken Phasenschlupfs bei allen stabilen Einschussphasen im ersten Booster auf einer mehr oder weniger stark positiven Phase. Es wurde schließlich mit  $E_{\text{acc}} = 12,5 \text{ MV/m}$  der maximal mögliche Gradient der Cornell Booster gewählt [KP<sup>+</sup>12, S. 91], da so eine Phase nahe dem Feldmaximum erreicht werden konnte. Der Energiegewinn pro Zelle beträgt dort  $\Delta T = 800 \text{ keV}$ . Der Bunch verlässt den ersten Booster longitudinal divergent. Die Booster zwei und drei müssen daher dazu verwendet werden den Teilchenstrahl wieder zu fokussieren. Um die Emittanz nicht zu verschlechtern, dürfen die Booster zwei und drei nur bei geringem Feldgradienten von  $E_{\text{acc}} = 2,5 \text{ MV/m}$  bzw.  $3,8 \text{ MV/m}$  betrieben werden. Der wesentliche Teil der Beschleunigung findet dann in den letzten drei Booster-Resonatoren bei einem Gradienten von ca.  $7 \text{ MV/m}$  statt. Die Strahlphasen in den jeweiligen Kavitäten sind in Abbildung 5.10 zu sehen. Dieses Konzept ist nicht ideal, da es den Kryostat um zwei Resonatoren verlängert. Das könnte durch Nutzung kürzerer Zellen vermieden werden, allerdings ist es im Rahmen des MESA Projekts nicht möglich einen neuen supraleitenden Resonator zu entwickeln. Auch ist es nicht möglich die Energie der Teilchenquelle wesentlich über  $100 \text{ keV}$  zu erhöhen, da sonst Feldemission einsetzen kann, welche die Haltbarkeit der Photokathode sehr negativ beeinflusst.

Die sich ergebenden Strahldaten für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $I_b = 1 \text{ mA}$  finden sich in Tabelle 5.6 und die zugehörigen Phasenraumdiagramme in Abbildung 5.11. Betrachtet man nun diese Phasenraumverteilungen und Strahldaten, so erkennt man, dass der Kern der Verteilung mehr Teilchen enthält, als bei den anderen Konzepten. Die zweiten Momente der Verteilung sind ebenfalls kleiner. Zwar werden vergleichbare Werte auch in den anderen Konzepten erreicht, aber immer nur in jeweils einer Pro-

*Tabelle 5.6:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter des supraleitenden Konzepts bei den Sollphasen aus Abbildung 5.10, wie sie hinter dem Kryomodul auftreten, aufgelistet. Die Simulationen wurden mit dem Programmpaket „PARMELA“ mit den angegebenen Strömen durchgeführt. Die Strahlparameter wurden mit „PARGRAF“ bestimmt. Die Phasenraumdiagramme dazu finden sich in Abbildung 5.11.

		150 $\mu$ A	1 mA
$\langle T \rangle$	MeV	5,1	5,1
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$	$10^{-4}$	4,7	7
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$	$^{\circ}$	0,37	0,57
$\epsilon_{\text{RMS}}$	$^{\circ}$ keV	0,34	1,85
$\epsilon_{99\%}$	$^{\circ}$ keV	5,2	16,4
$\epsilon_{100\%}$	$^{\circ}$ keV	257,1	244,5

jektion, nicht gleichzeitig in beiden. Dies zeigt ebenfalls, dass die Teilchendichte im supraleitenden Konzept am höchsten ist. Vergleicht man die RMS-Emittanz, so ist diese größer, was auch aufgrund der stärkeren Filamentierung der Verteilung zu erwarten ist. Die mit der höheren Teilchendichte einhergehenden Raumladungskräfte sorgen für eine starke Halo-Bildung. Dies fällt besonders bei dem höheren Strom von  $I_b = 1$  mA in Abbildung 5.11(b) auf. Obwohl die RMS-Emittanz hier vergleichbar klein ist, weist das Konzept jedoch die größte 100 %-Emittanz auf. Erhöhen der HF-Phase des letzten Booster-Cavitys um  $15^{\circ}$  führt bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$  auf eine minimale Energieunschärfe von  $\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle = 2,1 \cdot 10^{-4}$ . Die Bunchlänge beträgt dabei  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,37^{\circ}$  und die RMS-Emittanz ist  $\epsilon_{\text{RMS}} = 0,34^{\circ}$  keV. Die minimal erreichbare Energieunschärfe ist hier aufgrund der stark gekrümmten Phasenraumverteilung wesentlich größer, als in den anderen Konzepten.

Da die Teilchenverteilung während der Beschleunigung stark komprimiert wird, kommt es zu einer starken transversalen Defokussierung. Bei dem verhältnismäßig niedrigen Strahlstrom von  $I_b = 150 \mu\text{A}$  wird dieser Effekt von der Pseudodämpfung kompensiert, so dass der Strahl etwa ab dem Booster 4 fast keine Divergenz mehr besitzt. Bei  $I_b = 1$  mA kann die Pseudodämpfung die Raumladungsdefokussierung nicht kompensieren und es werden, wie auch in den anderen Konzepten, zusätzliche fokussierende Elemente zwischen den Resonatoren nötig. Allerdings sorgen bereits sehr niedrige Magnetfeldstärken für den Zusammenbruch des supraleitenden Zustands. Der Aufwand zur Abschirmung der Felder von in einem Kryomodul integrierten Solenoid- oder Quadrupolmagneten ist hoch. Weiterhin sorgen diese Elemente für einen zusätzlichen Wärmeeintrag, der die Kältemaschine belasten und ebenfalls abgeschirmt werden müsste, somit wäre die Konstruktion des Kryostats viel komplizierter. Da, wie erwähnt, die Cornell DC-Teilchenquelle eine höhere Energie liefert und die Niederenergiestrahlführung wesentlich kürzer ist, als bei MAMBO, sind keine Fokussierungselemente nötig und daher im Kryostat nicht vorgesehen. Mit genügend konstruktivem Aufwand könnten diese sicherlich eingefügt werden.

### 5.3.4 Vergleich der Konzepte

Vergleicht man die Strahldaten des Hybrid-MAMBO Variante 2a in Tabelle 5.5 mit der normalleitenden Variante 2 in Tabelle 5.4 und dem supraleitenden Konzept in Tabelle 5.6, so weist der Hybrid bei  $150\ \mu\text{A}$  eine um ca. 27% höhere Energieschärfe und eine geringere RMS-Emittanz auf, als der normalleitende Linac. Der Supraleitende liefert im Vergleich zum Hybrid eine vergleichbare Energieschärfe und einen um 57% kürzeren Bunch. Der Wert der RMS-Emittanz ist vergleichbar mit dem des Hybrids. Im Hochstrombetrieb bei  $1\ \text{mA}$  kehrt sich dieses jedoch um und der normalleitende MAMBO zeigt, abgesehen von der Bunchlänge des supraleitenden Konzepts, die besseren Werte. Der Hochstrombetrieb ist wichtig für den ERL-Modus von MESA. Für einen ERL ist eine kurze Bunchlänge des injizierten Strahls wichtiger, als eine hohe Energieschärfe, denn hier ist die Energiebreite am Experiment durch die Nichtlinearität der Beschleunigungsspannung bestimmt, da Phasenfokussierung nicht möglich ist [HH17]. Dabei wirkt das supraleitende Konzept überlegen, allerdings macht der starke Halo den Strahl für das Experiment unbrauchbar. Ein rezirkulierender Linac ohne Energierückgewinnung kann mit Phasenfokussierung betrieben werden. Hier kann die Energieschärfe des Injektorstrahls erhalten, bzw. durch die longitudinale Fokussierung verbessert werden. Dadurch ist für den externen Betrieb von MESA, der mit niedrigem Strahlstrom stattfindet, eine hohe Energieschärfe wichtig. Der normalleitende MAMBO, Variante 2 liefert eine minimale absolute Energiebreite  $\Delta T_{\text{RMS}} = 0,6\ \text{keV}$ , der Hybrid-MAMBO, Variante 2a  $\Delta T_{\text{RMS}} = 0,56\ \text{keV}$  und der supraleitende MAMBO nur  $\Delta T_{\text{RMS}} = 1,1\ \text{keV}$ . In [HH17] wurde mit einer RMS-Energiebreite von  $0,72\ \text{keV}$  die vom Experiment benötigte Energieschärfe erreicht, so dass sowohl ein normalleitender MAMBO, als auch ein Hybridinjektor denkbar wäre. Das supraleitende Konzept scheint für diese Anwendung nicht einfach umsetzbar, da hier ein neuer Kryostat, der Solenoide beinhaltet, und ein neuer Resonator für den Einfang entwickelt werden müsste. Das bedeutet einen extrem hohen Aufwand und ist im Rahmen des MESA Projekts nicht möglich. Von einer alternativen Erhöhung der Quellenenergie muss auch Abstand genommen werden, da sich hierdurch die Lebensdauer der Photokathode aufgrund einsetzender Feldemission wesentlich verkürzte, was negative Folgen für das Physikprogramm an MESA hätte.

Angesichts der höheren Anschaffungskosten und des komplizierteren Betriebs und Unterhalts von supraleitenden Resonatoren, scheint ein kostengünstiger, leicht zu entwickelnder und unkomplizierter zu betreibender normalleitender Injektor, der vergleichbare Ergebnisse zu den anderen Konzepten ermöglicht, die beste Lösung zu sein.

## 5.4 Design der MAMBO Hochfrequenzstruktur

Der normalleitende Hochfrequenzresonator wird als bi-periodische Struktur ausgelegt. Das Design basiert auf dem des MAMI Injektorlinac (ILAC) [Eut84]. Es wurde

zunächst auf 1,3 GHz skaliert und danach an die Anforderungen des Hochstrombetriebs bei MESA angepasst. Zur Simulation wurde der Eigenmodenlöser der „CST Studio Suite 2018“ verwendet. Das Multipacting-Verhalten der entwickelten Geometrie wurde mit dem Teilchen-in-Zelle Löser des Paketes untersucht: zu Beginn einer Multipacting-Simulation werden für die Dauer einer HF-Periode Teilchen mit einer kinetischen Energie von 5 eV aus der Oberfläche der Zelle in den Hohlraum emittiert und dann den Feldern ausgesetzt. Treffen einige dieser Teilchen auf eine Oberfläche, werden entsprechend ihrer Energie und dem  $\delta_{\text{SEE}}$  des Oberflächenmaterials Sekundärelektronen aus dieser emittiert. Es stehen zwei Modelle des Emissionsprozesses zur Auswahl. Das Vaughan-Modell [Vau88] und das Furman-Modell [FP02]. Während das Vaughan-Modell nur den Prozess der Sekundärelektronenemission beschreibt, berücksichtigt das Furman-Modell auch Rückstreuung an der Materialoberfläche, sowie Rediffusion aus der Oberfläche. Es steht eine Bibliothek mit mehreren Materialien, darunter drei Sorten Kupfer („pure“, „annealed“ und „ECSS“) zur Verfügung. Die Simulation wurde folgendermaßen konfiguriert: sie betrachtet einen Zeitraum von 50 ns im eingeschwungenen System. Wächst die Teilchenzahl über die Dauer von fünf HF-Perioden exponentiell an, wird dies vom Löser als Multipacting erkannt und die Simulation angehalten. Bezüglich der Interpretation von Multipacting Simulationen ist zu bemerken, dass dazu ein hohes Maß an Intuition nötig ist, da das letztliche Auftreten des Effekts auch stark von der Vorbehandlung des Materials und der Sauberkeit während der Fertigung abhängt, denn diese Faktoren haben einen großen Einfluss auf die Sekundärelektronenausbeute  $\delta_{\text{SEE}}$  [SH97]. Die Ergebnisse von Simulationen mit den drei Kupfer Varianten unterscheiden sich leicht. Zur Simulation wurde das Furman-Modell und die Parameter für Kupfer verwendet, die den von der Europäischen Raumfahrtbehörde ESA bestimmten Materialwerten entsprechen [ECS03]. Beim ECSS-Kupfer sinkt  $\delta_{\text{SEE}}$  erst bei etwa 5 keV unter 1, während in [SH97]  $T_{\text{max}} \approx 3$  keV gefunden wurde. Die Ergebnisse der Simulationen sind daher eher pessimistisch, da sie Multipacting bis zu höheren Feldstärken vorhersagen werden.

Gegenüber der vereinfachten bi-periodischen Struktur aus Kapitel 4.4.2 besitzt die in Abbildung 5.12 dargestellte ILAC-Struktur einige Modifikationen, um ihre Leistungsfähigkeit zu erhöhen. Zum einen wurde ein Kegel um das Strahlrohr gelegt, Nose-cone genannt, der das elektrische Feld am Ort des Strahls konzentriert und so die Shuntimpedanz erhöht. Zum anderen sind die Kanten an denen der Mantel des Resonators auf die Deckel trifft abgerundet. Dadurch wird das Verhältnis von Oberfläche und eingeschlossenem Volumen optimiert, was wiederum zu einer Erhöhung der Güte, bzw. des  $R/Q$  führt. Aufgrund des geringen Strahlrohrdurchmessers findet die Kopplung der Zellen durch Schlitze in den Trennwänden an das Magnetfeld statt. Durch die magnetische Kopplung tauschen der 0-Mode und der  $\pi$ -Mode ihre Positionen im Brillouin-Diagramm, wodurch sich das Passband umkehrt (siehe hierzu auch [Wan08, Kap. 4.13]). Die Kopplungsstärke wird durch den Abstand des Koppelschlitzes zur Mittelachse des Resonators, da in dieser Richtung das Magnetfeld zunimmt, sowie durch seinen Öffnungswinkel und seine Breite, also

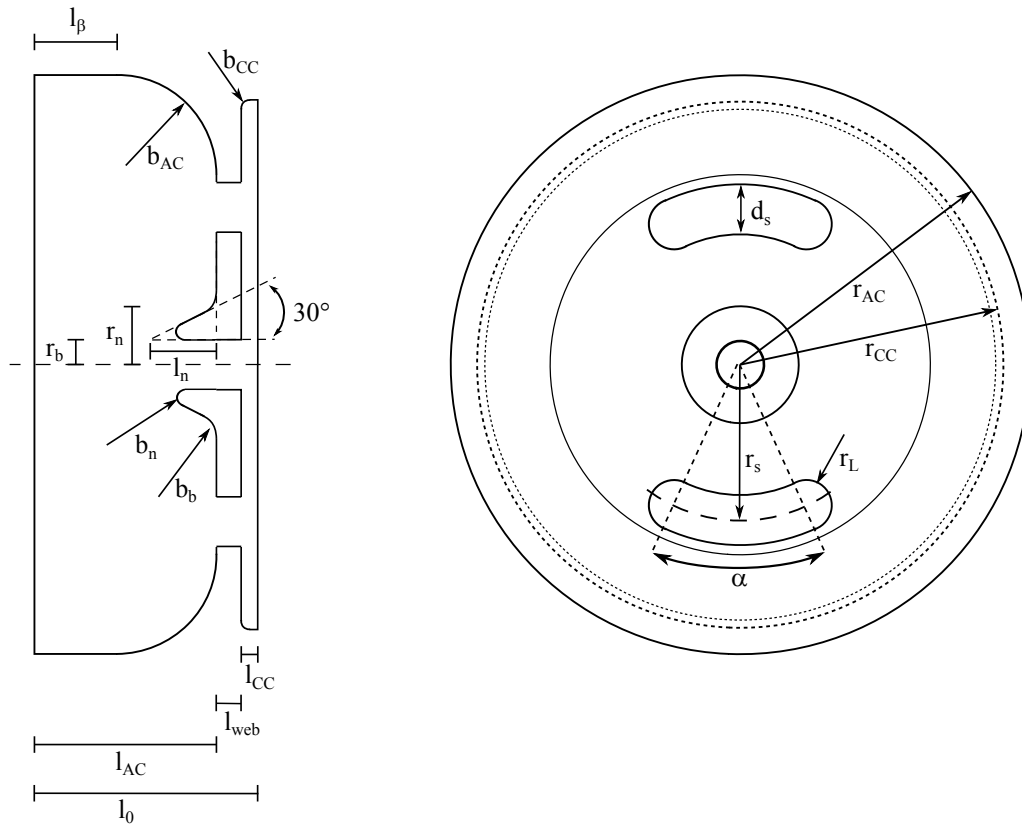


Abbildung 5.12: Darstellung der Geometrie eines Segments einer bi-periodischen Struktur bestehend aus einer halben AC und einer halben CC aus denen sich die gesamte Beschleunigungssektion zusammensetzt. Gezeigt wird nur die den Hohlraum umfassende Oberfläche. Der zylindrische Teil  $l_\beta$  dient zur Anpassung der Zelllänge an die Teilchengeschwindigkeit. Die Zahlenwerte der Bemaßungen finden sich in Tabelle 5.7.

seine Fläche, bestimmt. Um eine Anpassung der Zelle an die Teilchengeschwindigkeit durch Änderung der Zelllänge, ohne größere Veränderung der Resonanzfrequenz aufgrund einer Durchmesseränderung zu ermöglichen, besitzt die ILAC-Struktur einen längeren zylindrischen Teil  $l_\beta$  in der Beschleunigungszelle, verglichen mit der in den MAMI Mikrotrons verwendeten Struktur. Eine Verkürzung der Zelllänge vermindert die Shuntimpedanz, da sich das Längenverhältnis von Beschleunigungs- und Koppelzelle wieder mehr dem Verhältnis der einfach periodischen Struktur aus Kapitel 4.4.1 annähert. Bei  $\beta = 0,5$  hat sich z.B. die Shuntimpedanz etwa halbiert.

Die MAMBO HF-Struktur wurde ausgehend von der ILAC-Struktur entwickelt. Hierzu wurden die Maße der Struktur zunächst von  $f = 2,45$  GHz, bzw.  $\lambda = 0,1224$  m auf  $f = 1,3$  GHz, bzw.  $\lambda = 0,2306$  m skaliert. Die Maße der Strukturen sind in Tabelle 5.7 dargestellt. In der ersten Spalte stehen die Maße der ursprünglichen ILAC-Struktur, die aus der technischen Zeichnung [Eut84, S. 35] übernommen wurden. In der zweiten Spalte finden sich die Werte einer auf 1,3 GHz skalierten ILAC-Struktur und schließlich in der dritten Spalte die der optimierten MAMBO-Struktur.

Tabelle 5.7: Maße der bi-periodischen Struktur, wie sie am ILAC verwendet wird [Eut84, S. 35], sowie skaliert auf 1,3 GHz und optimiert für MAMBO.

	ILAC	skaliert	MAMBO
$l_0$ /mm	30,6	57,65	57,65
$l_{AC}$ /mm	25,748	48,509	46,55
$l_{CC}$ /mm	1,941	3,657	5,6
$l_\beta$ /mm	7,514	14,156	12,16
$l_{web}$ /mm	2,911	5,484	5,5
$l_n$ /mm	10,267	19,343	19,3
$r_{AC}$ /mm	46,749	88,075	86,7
$r_{CC}$ /mm	43,9625	82,825	77,9
$r_b$ /mm	6,216	11,712	15
$r_n$ /mm	12,144	22,879	26,143
$r_s$ /mm	25,238	47,548	55,15
$r_L$ /mm	4,996	9,412	12
$b_{AC}$ /mm	18,234	34,353	34,39
$b_{CC}$ /mm	0,9	1,696	1,7
$b_n$ /mm	1,178	2,219	2,22
$b_b$ /mm	3,386	6,379	6,39
$d_s$ /mm	11,17	21,044	24
$\alpha$ /°	35	35	37

Die MAMBO Struktur wurde in verschiedenen Punkten gegenüber der ILAC Struktur verändert:

- Der Strahlrohrradius  $r_b$  wurde auf Basis von 3D Raumladungssimulationen mit „PARMELA“ auf 15 mm vergrößert, um die raumladungsbedingte Aufweitung des Strahls bei Strömen bis 10 mA zu berücksichtigen. Durch diese Maßnahme verringert sich die Shuntimpedanz um circa 9%.
- Weiterhin wurden die Koppelschlitze vergrößert und weiter von der Achse weg platziert, wodurch die Kopplung von  $\kappa = 4\%$  auf  $\kappa = 8\%$  erhöht wurde. Dadurch wird eine gleichmäßigere Feldverteilung über die gesamte Länge der Struktur erreicht und die Empfindlichkeit des Feldverlaufs gegen Verstimmung einzelner Zellen verringert (vgl. dazu Gleichung (4.42)), wodurch sich die Anforderungen an die Fertigungsgenauigkeit verringern. Durch die geänderte Position der Koppelschlitze, müssen die Radien der beiden Zelltypen angepasst werden, um die Resonanzfrequenz auf  $f = 1,3$  GHz zu halten. Es haben sich durch diese Maßnahmen nicht nur die absoluten Werte der Radien verändert, sondern auch ihr Verhältnis. Beim ILAC gilt  $r_{AC}/r_{CC} = 1,063$ , bei MAMBO ist  $r_{AC}/r_{CC} = 1,113$ . Zusätzlich wurde der Radius der großen Rundung in der Beschleunigungszelle etwas vergrößert, um die Shuntimpedanz zu optimieren



und die sonstigen Maße auf sinnvolle Werte gerundet. Die Shuntimpedanz dieser Struktur ist gegenüber der skalierten ILAC Struktur nur ca. 2,3 % geringer.

- Die Untersuchung des Multipactingverhaltens des Designs mit  $l_{CC} = 3,6$  mm zeigte die Existenz des Effekts in den Koppelzellen bei hohen Feldgradienten [HA<sup>+</sup>16]. Aus Abbildung 5.13 kann für diese Geometrie ein Schwellwert zwischen  $E = 0,5$  MV/m und  $E = 0,6$  MV/m abgelesen werden. Multipacting findet demnach mit höherer Ordnung als  $n = 6$  oder  $7$  nicht mehr statt. Weiterhin kann das Anlegen des benötigten Solenoidfeldes über der ersten Sektion Multipacting in den Koppelzellen begünstigen. Als Maßnahme gegen Multipacting kann die Länge der Koppelzelle vergrößert, oder ein transversales Magnetfeld angelegt werden, um die Flugzeit der Sekundärelektronen so zu verändern, dass die Multipacting-Bedingung (4.64) nicht erfüllt wird. Da ein transversales Magnetfeld den Strahl ablenkt, scheidet es als Lösungsweg hier aus, es kann also nur die Länge der Koppelzelle verändert werden.

In den in Abbildung 5.14 aufgetragenen Simulationsergebnissen stellt sich  $l_{CC} = 5,6$  mm als lokales Optimum dar, da hier kein Multipacting detektiert wurde und die Zahl der entstehenden Sekundärelektronen niedriger ist, als bei  $l_{CC} = 5,5$  mm, bzw.  $l_{CC} = 5,7$  mm. Noch längere Koppelzellen sind zwar mit weiter sinkenden Sekundärteilchenzahlen verbunden, aber die Verlängerung der Koppelzelle geht mit einer Verkürzung der Beschleunigungszelle einher, so dass sich die Shuntimpedanz der Struktur verringert. Dies ist nicht wünschenswert, da in diesem Fall das Hochfrequenzsystem mehr Leistung aufbringen muss, um den Feldgradienten im Resonator aufzubauen. Allerdings verkürzt sich dabei auch der Abstand der Nose-cones, wodurch die Shuntimpedanz wieder steigt, was aber unter Umständen nicht ausreicht den Effekt der längeren CC auszugleichen. Eine weitere Möglichkeit gegen Multipacting wäre eine Verringerung des Feldgradienten, um über eine geringere Geschwindigkeit der Sekundärelektronen die Flugzeit und den Energiegewinn zu verändern. Ein niedrigerer Feldgradient hätte zusätzlich den Vorteil geringerer ohmscher Verluste im Resonator, wodurch ein weniger leistungsfähiges HF-System benötigt und das Kühlsystem entlastet wird. Allerdings müsste der Linac zum Erreichen der gewünschten Strahlenergie länger werden.

Letztlich wird eine Kombination aus beiden Maßnahmen gewählt: die Länge der Koppelzelle wird von  $l_{CC} = 3,6$  mm auf  $5,6$  mm geändert, wodurch sich die Shuntimpedanz der MAMBO Struktur um etwa 7 % gegenüber der skalierten ILAC Struktur vermindert, und der Feldgradient wird von ursprünglich geplanten  $E_{acc} = 0,8$  MV/m auf den bereits in Abschnitt 5.3.1 erwähnten Wert von  $0,66$  MV/m um ca. 20 % verringert. Damit wird  $n = 6$  erreicht, wo nach den Ergebnissen aus Abbildung 5.13 der Multipactingbereich endet. Die Linac-Sektionen werden zum Erhalt des Energiegewinns um ebenfalls rund 20 % verlängert, dies entspricht jeweils zwei zusätzlichen Beschleunigungszellen. Gemäß Gleichung (4.54) geht die Feldstärke quadratisch in die Verlust-

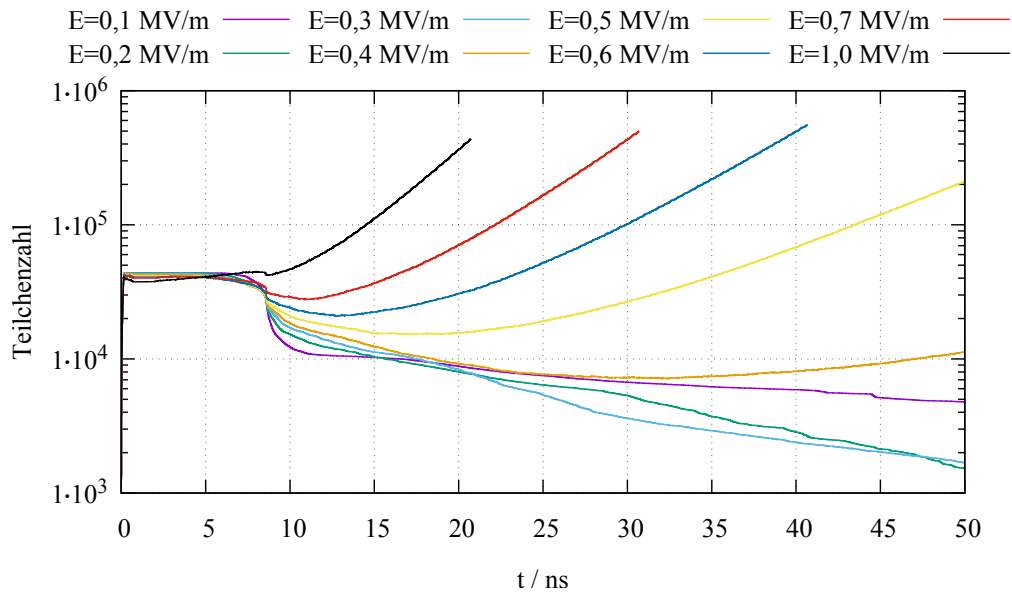


Abbildung 5.13: Darstellung der Ergebnisse einer Multipacting Simulation des HF Designs mit  $l_{CC} = 3,6$  mm. Bei Feldgradienten oberhalb von  $E_{acc} = 0,5$  MV/m wird durch den Löser Multipacting in der Koppelzelle detektiert und die Simulation gestoppt.

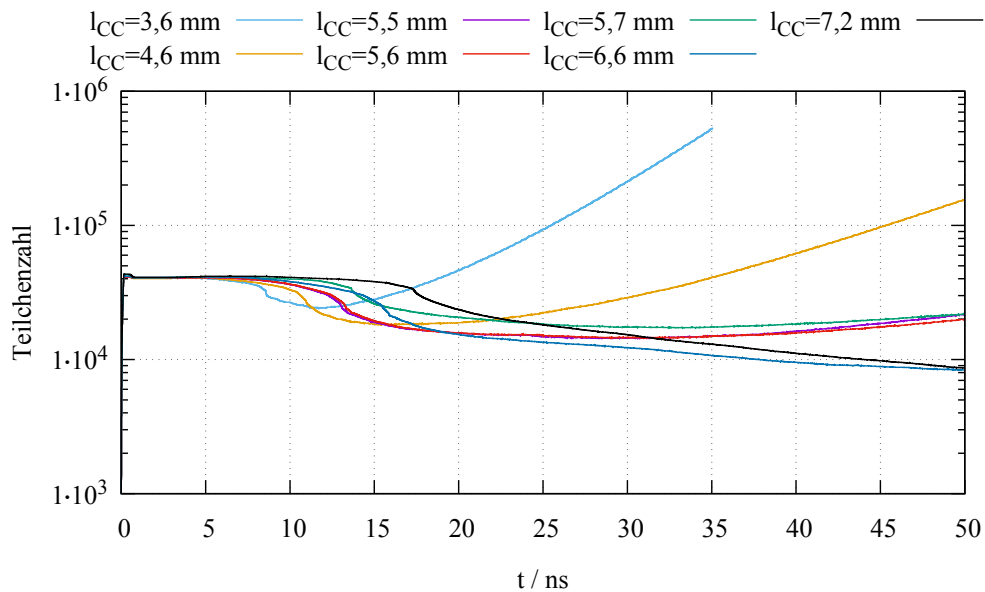


Abbildung 5.14: Multipacting Untersuchung verschiedener Koppelzelllängen bei  $E_{acc} = 0,66$  MV/m. Man erkennt, dass das Design mit  $l_{CC} = 5,6$  mm (rot) bei diesem Beschleunigungsfeld ein lokales Optimum zu sein scheint.

Table 5.8: Hochfrequenzeigenschaften der MAMBO Sektionen, wie sie mit der „CST Studio Suite 2018“ berechnet wurden. Die Verlustleistung  $P_c$  bezieht sich auf das Sollfeld  $E_{acc} = 0,66 \text{ MV/m}$ . Der Faktor  $\beta$  ist hier der Koppelfaktor aus Abschnitt 4.4.4.

	$R_s/\text{M}\Omega$	$R/Q / \text{k}\Omega$	$Q_0$	$\beta$	$P_c/\text{kW}$	AC	CC	$L_{\text{eff}} / \text{mm}$
MAMBO 1	46,7	2,2	20500	1,3	41	19	18	1860,2
MAMBO 2	99,3	4,3	22900	1,6	18,8	17	16	1914,88
MAMBO 3	103,4	4,4	23400	1,6	19,3	17	16	1960,1
MAMBO 4	103,4	4,4	23400	1,6	19,3	17	16	1960,1

leistung ein, während der Zusammenhang mit der Shuntimpedanz linear ist. Die Verlustleistung pro Längeneinheit wird durch den niedrigeren Feldgradient also um rund 36 % verringert und gleicht die Erhöhung der Verluste durch die verschlechterte Shuntimpedanz aus. Vergleicht man das effektive Beschleunigungsfeld vom MAMBO mit dem des ILAC [Wei84], so ist der Gradient von MAMBO etwa 10 % geringer.

Eine Auflistung der Hochfrequenzeigenschaften der vier MAMBO Sektionen, mit den in Tabelle 5.1 und 5.2 genannten Zelllängen, findet sich in Tabelle 5.8. Die Shuntimpedanz von MAMBO 1 ist aufgrund des schlechten Längenverhältnis von Koppel- zu Beschleunigungszellen der graded- $\beta$  Sektion, insbesondere im vorderen Bereich, sehr niedrig. Aus diesem Grund ist auch die zum Aufbau des Feldes benötigte Leistung bei dieser Sektion sehr hoch.

Bei einer realen Linac-Sektion kann natürlich die in Abschnitt 4.4.2 angenommene Randbedingung, dass die Struktur durch zwei halbe Zellen begrenzt wird nicht eingehalten werden. Die Endzelle besitzt jeweils nur auf einer Seite eine Koppelzelle mit Koppelschlitzen (vgl. Abbildung 5.15). Um die Resonanzfrequenz und die Feldgeometrie zu erhalten muss  $r_{AC}$  in dieser Zelle auf 87,49 mm vergrößert werden. Ähnliches gilt auch für die beiden anderen Sonderzellen: bei der Zelle, in welcher der Abstimmkolben untergebracht ist muss der Radius auf  $r_{AC} = 86,6 \text{ mm}$  verkleinert werden, um die richtige Frequenz zu erreichen und in der Einkoppelzelle beträgt  $r_{AC} = 86,25 \text{ mm}$ .

Die Einkopplung der HF-Welle findet in der mittleren Zelle über eine rechteckige Blende aus dem Hohlleiter statt. Dabei wird die Impedanz zwischen Resonator und Hohlleiter nicht nur über die Größe der Blende angepasst, sondern auch über die Höhe des Hohlleiters  $b$ , welche über eine Strecke von etwa  $\lambda_H/2$  direkt vor der Blende stufenlos von  $b = a/2 = 81,55 \text{ mm}$  auf 30 mm verkleinert wird [Kla67, S.183]. Durch das Zulaufen des Hohlleiters verringert sich die Reflexion an der Blendenseite des Hohlleiters erheblich und die Anpassung wird vereinfacht. Das sich verjüngende Hohlleiterstück ist auch weitgehend reflexionsfrei, da sich die Einzelreflexionen durch Interferenz auslöschen. Der einzustellende Koppelfaktor  $\beta$  berechnet sich nach Gleichung (4.61). Die Verlustleistung der Resonatoren findet sich in Tabelle 5.8. Der Koppelfaktor wird für den maximalen Strahlstrom eingestellt, damit in dem Fall die Anpassung optimal ist und keine Reflexionen auftreten. Passte man auf einen

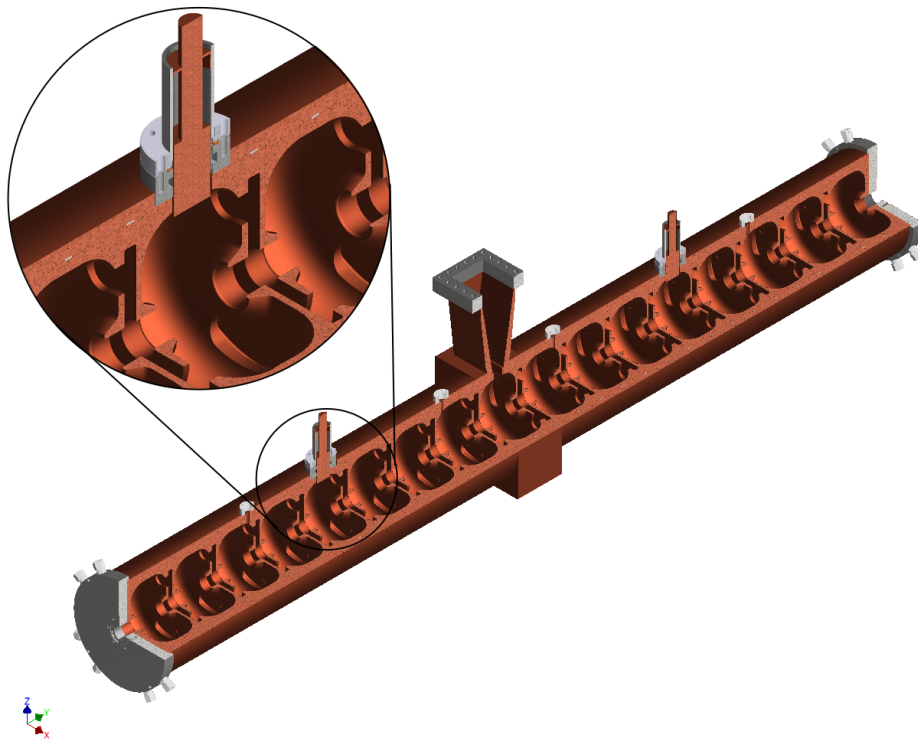


Abbildung 5.15: 3D Zusammenbauzeichnung einer normalleitenden  $\beta = 1$  HF-Sektion. Im Schnitt lassen sich die Beschleunigungs- und Koppelzellen erkennen. Der Hohlleiter koppelt in der mittleren Zelle an die Sektion an. Die Abstimmkolben sitzen jeweils in der vierten Zelle vor und hinter der Einkopplung. In einer Detailvergrößerung ist die Ausführung eines Kolbens zu erkennen. Die Kolben sind ohne Antriebe dargestellt.

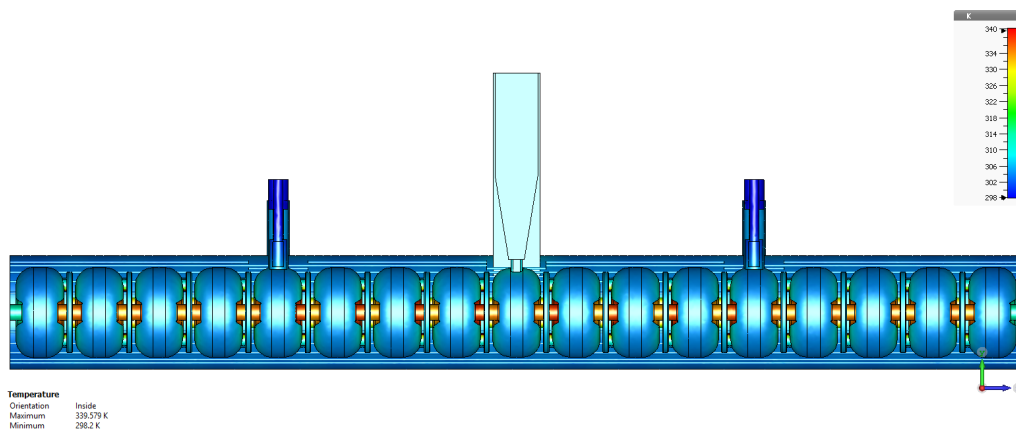


Abbildung 5.16: Diese Grafik zeigt die mit der „CST Studio Suite 2018“ simulierte Temperaturverteilung der MAMBO HF-Sektion aus Abbildung 5.15 bei Sollfeld. Die Temperaturskala reicht von 298 K (blau) bis 340 K (rot).

geringeren Strahlstrom an, so müsste bei maximaler Strahllast nicht nur diese und die Verlustleistung, sondern auch noch die entstehende reflektierte Leistung erzeugt werden. Das wäre ineffizient. Die Strahllast bei  $I_{\max} = 10$  mA beträgt in der Sektion MAMBO 1  $P_b = 11,5$  kW und in den nachfolgenden Sektionen jeweils  $P_b = 12,5$  kW. Die sich daraus ergebenden Koppelfaktoren sind in Tabelle 5.8 aufgelistet.

In der Detailvergrößerung von Abbildung 5.15 ist der Aufbau des Abstimmkolbens ohne Antrieb gezeigt. Er läuft in einem Rohr und taucht vom Äquator der Zelle aus in den Hohlraum ein und wirkt somit, wie in Abschnitt 4.4.3 erklärt, induktiv. Der Antrieb des Kolbens ist über einen Faltenbalg vom Vakuum abgetrennt. Das untere Ende des Balgs ist mit dem Kolben verbunden, das Obere mit dem oberen Ende des Rohrs. Durch den Balg ist der Kolben mit dem Rohr leitend verbunden. Diese Geometrie stellt eine am Ende kurzgeschlossene Koaxialleitung dar, die sich wie ein Leitungsresonator verhalten kann. Die Resonanzfrequenz des Resonators ist durch die Länge der Leitung bestimmt. Die tiefste Resonanzfrequenz ist die, bei der die Leitungslänge einer viertel Wellenlänge entspricht (siehe z.B. [Wan08, Kap. 1.11]). Es ist nicht möglich den Kolben vom Balg, oder den Balg vom Rohr zu isolieren, da sonst aus diesem Spalt ein Teil der Mikrowellenleistung abgestrahlt würde. Um das Eindringen des elektromagnetischen Felds in diese Koaxialleitung zu unterdrücken wird der Durchmesser des Kolbens abrupt geändert. Da der Wellenwiderstand  $Z_L$  eines Koaxialleiters vom Verhältnis der Radien von Außen- und Innenleiter  $r_a$  und  $r_i$  bestimmt ist [MP69, Kap. 6.2]

$$Z_L = \frac{Z_0}{2\pi} \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right), \quad (5.1)$$

stellt dieser Sprung im Innenradius eine Änderung in der Leitungsimpedanz dar, die zur Reflexion der Welle am Ort des Impedanzsprungs führt. Die beiden Leitungsstücke sind jeweils eine viertel Wellenlänge von 1,3 GHz lang und stellen so ein Abfolge von Impedanztransformatoren dar. Die Fehlanpassung des Querschnittsprungs wird an den Eingang des Kolbenrohres transformiert und verhindert dort das Eindringen der Welle in den Spalt zwischen Kolben und Rohr. Diese Geometrie wird als Drosselkette bezeichnet [Kla67, S. 186]. Der Kolben hat einen Fahrweg von insgesamt 40 mm. Bezüglich des Zelläquators sind Positionen zwischen  $p = -5$  mm und  $p = 35$  mm möglich. Die positive Richtung weist in die Zelle. Die maximale Verstimmung wird laut Simulation bei einer gleichzeitigen Eintauchtiefe beider Kolben von  $p = 30$  mm erreicht und sie beträgt dann  $\Delta f = 1,16$  MHz. Die Sollfrequenz wird bei  $p = 3$  mm erreicht.

Das Kühlsystem wurde mit den in Kapitel 4.6 besprochenen Formeln ausgelegt. Es wurden 24 Kühlkanäle mit einem Durchmesser von  $d = 5$  mm gleichmäßig auf dem Mantel des Resonators verteilt. Unter Annahme eines Kühlmittelflusses von  $\dot{V} = 55$  l/min bis 60 l/min und einer maximalen Temperaturerhöhung von  $\Delta\vartheta = 10$  K, kann die anfallende Wärmelast in ausreichendem Maß abtransportiert werden. Die analytische Berechnung wurde mittels thermo-mechanischer Simulation mit dem Multiphysiklöser der „CST Studio Suite 2018“ überprüft. Der Wärmeübergangsko-

effizient  $\alpha$  ist bei den oben genannten Kühlsystemdimensionen  $\alpha = 0,94 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{cm}^2)$  bis  $1,01 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{cm}^2)$ . Der Emissionsgrad  $\epsilon$  einer blanken Kupferoberfläche von  $20^\circ\text{C}$  liegt bei  $\epsilon = 4\%$  [Kuc95, Tab. 34] und sinkt etwas mit steigender Temperatur der Oberfläche. Emissionsgrad und Wärmeübergangskoeffizient dienen zusammen mit der Umgebungstemperatur  $\vartheta_U = 22^\circ\text{C}$  und der Kühlmitteltemperatur  $\vartheta_K = 25^\circ\text{C}$  als Eingabeparameter für die Simulation. Der Wärmeeintrag wird über das simulierte HF-Feld erzeugt. In Abbildung 5.16 ist exemplarisch das Simulationsergebnis der normalleitenden  $\beta = 1$  MAMBO Sektion bei Sollfeld dargestellt. Die Temperatur liegt auf dem Mantel bei ca.  $31^\circ\text{C}$ . Die Nose-cones sind erwartungsgemäß die heißesten Stellen mit bis zu  $67^\circ\text{C}$ , da sie am weitesten von den Kühlkanälen entfernt sind. Man kann auch erkennen, dass die Quadranten mit den Koppelschlitzen wärmer sind, als die mit nicht unterbrochener Trennwand. Auf den Trennwänden werden im Mittel etwa  $47^\circ\text{C}$  erreicht. Diese Temperaturen liegen weit unter den Schmelztemperaturen von Kupfer und den verwendeten Loten, so dass die Sektion sicher betrieben werden kann.

## 5.5 Wahl der Hochfrequenzverstärker

Der Bedarf an Hochfrequenzleistung bei MAMBO setzt sich aus den ohmschen Verlusten in den Resonatoren, die in Tabelle 5.8 aufgelistet werden, denen auf der Zuleitung, sowie der Strahllast zusammen. Die Leitungsverluste, sowie eine Verringerung der Güte gegenüber der Simulation können im Voraus nur grob geschätzt werden. Die Leitungsverluste werden mit ca.  $25\%$ , die Verminderung der Güte mit ca.  $10\%$  abgeschätzt. Außerdem ist es sinnvoll in den Sektionen MAMBO 2 bis 4 etwa  $10\%$  Feldreserve für andere Betriebszustände vorzuhalten, in denen eine Sollphase weit ab vom Maximum gewählt und damit der Feldgradient zum Erhalt der Endenergie angehoben werden muss. Dies könnte z.B. der Betrieb mit  $I_b = 10 \text{ mA}$  sein, da hier zur Kompensation der Raumladungskräfte die Stärke der longitudinalen Fokussierung angehoben werden muss (siehe Anhang B). An der Sektion MAMBO 1 wird mit diesen Überlegungen ein Generator mit einer Leistung von  $P_g = 74 \text{ kW}$  benötigt, an den anderen Sektionen reduziert sich dies auf  $P_g = 56 \text{ kW}$ .

Klassischerweise werden Hochleistungshochfrequenzverstärker an Beschleunigern mit Vakuumröhren aufgebaut. Im Frequenzbereich von  $1,3 \text{ GHz}$  existieren Verstärkerrohren für Dauerstrichleistung (continuous-wave, CW) bei  $30 \text{ kW}$  und  $300 \text{ kW}$ . Erstere wären aufgrund der zu niedrigen Leistung nur durch Zusammenschalten von zwei bis drei Klystronen pro Sektion für MAMBO zu verwenden. Die Kombination von drei HF-Quellen ist aufgrund der ungeraden Zahl etwas aufwändiger, zwei Quellen lassen sich hingegen verhältnismäßig einfach mit Standardbauteilen kombinieren. Bei der separaten HF-Versorgung jeder Linacsektion können deren Feldamplitude und -phase jeweils unabhängig von denen der anderen Resonatoren geregelt werden.

Bei den  $300 \text{ kW}$  Typen besteht die Möglichkeit alle vier Sektionen mit einem Klystron durch Verteilen der Leistung zu versorgen. Dies ist wesentlich kostengünstig-

er und kompakter, als die Variante mit mehreren Klystronen pro Sektion. Das Hohlleitersystem bestünde jedoch aus einer Vielzahl von Phasen- und Amplitudenstellern. Der Platzbedarf eines solchen Aufbaus ist relativ groß. Viel nachteiliger wäre aber, dass sich durch das Hohlleiternetzwerk Abhängigkeiten der Phasen und Feldamplituden der Sektionen untereinander ergäben, so dass der Betrieb des Injektors recht kompliziert würde. Ein weiterer Nachteil dieser speziellen Klystrone ist ihre besonders hohe Betriebsspannung von über 50 kV. Dadurch kann die Kathode nicht an Luft betrieben werden, sondern muss zur Isolation von Transformatorenöl umspült sein. Das bedeutet einen erhöhten Aufwand bei Wartung und Reparatur.

In beiden Fällen werden Hochspannungsnetzgeräte mit sehr hohen Leistungen benötigt, die eine große Stellfläche benötigen, im Wesentlichen um Überschlüge im Gerät zu vermeiden. Dadurch wird die hohe Leistungsdichte eines Klystrons relativiert. Zusätzlich benötigen Röhrenverstärker diverse Zusatzkomponenten, wie Solenoide zum Fokussieren des Elektronenstrahls mit dem zugehörigen Netzteil und ein Netzteil zum Betreiben der Kathodenheizung.

Die bessere Alternative der Leistungserzeugung stellen halbleiterbasierte HF-Verstärker dar. Die Verstärker des MESA Hauptbeschleunigers verwenden diese Technologie. Ihr modularer Aufbau erlaubt es durch geeignete Kombination der Module eine beliebige Ausgangsleistung bereit zu stellen. Somit kann jede Sektion mit einem separaten Verstärker betrieben und der Vorteil unabhängiger Regelung von Phasen und Amplituden ausgenutzt werden. Weiterhin ergeben sich die schon in Kapitel 4.7 besprochenen Vorteile bezüglich Ausfallsicherheit und der Verwendung von Niederspannung. Außerdem kann eine gemeinsame Ersatzteilkhaltung mit den Verstärkern des Hauptbeschleunigers erfolgen. Eine tiefer gehende Analyse der Vor- und Nachteile beider Verstärkerarten wurde in [HF17] veröffentlicht.

## 5.6 Test des Prototyps einer HF-Sektion

Zur praktischen Überprüfung des in Kapitel 5.4 beschriebenen Cavity-Designs bezüglich seiner Hochfrequenzeigenschaften, ausschließen von Limitierungen durch Multipacting, sowie der Funktionalität der Abstimmkolben, der korrekten Dimensionierung der Kühlkanäle und Bestimmen der für die spätere Fertigung wichtigen permanenten Änderung der Passbandlücke wurde der Bau der in Abbildung 5.17 gezeigten Prototypsektion bei der Firma „RI Research Instruments GmbH“ aus Bergisch Gladbach in Auftrag gegeben. Für die Tests stand der Prototyp der 15 kW Halbleiterverstärker des Hauptbeschleunigers [HF18] zur Verfügung, so dass der Resonator so konzipiert werden musste, dass die vorhandene Leistung zum Erreichen des maximalen Feldes ausreicht.

Bestimmt man aus der Shuntimpedanz  $R_s$  und der elektrischen Länge  $L_{\text{eff}}$  der Sektion MAMBO 4 aus Tabelle 5.8 eine auf die Länge normierte Shuntimpedanz  $r_s$ , so kann man mit der zur Verfügung stehenden Leistung von  $P_g = 15 \text{ kW}$  und einer Referenzfeldstärke von  $E = 1 \text{ MV/m}$  die mögliche effektive Länge der Proto-

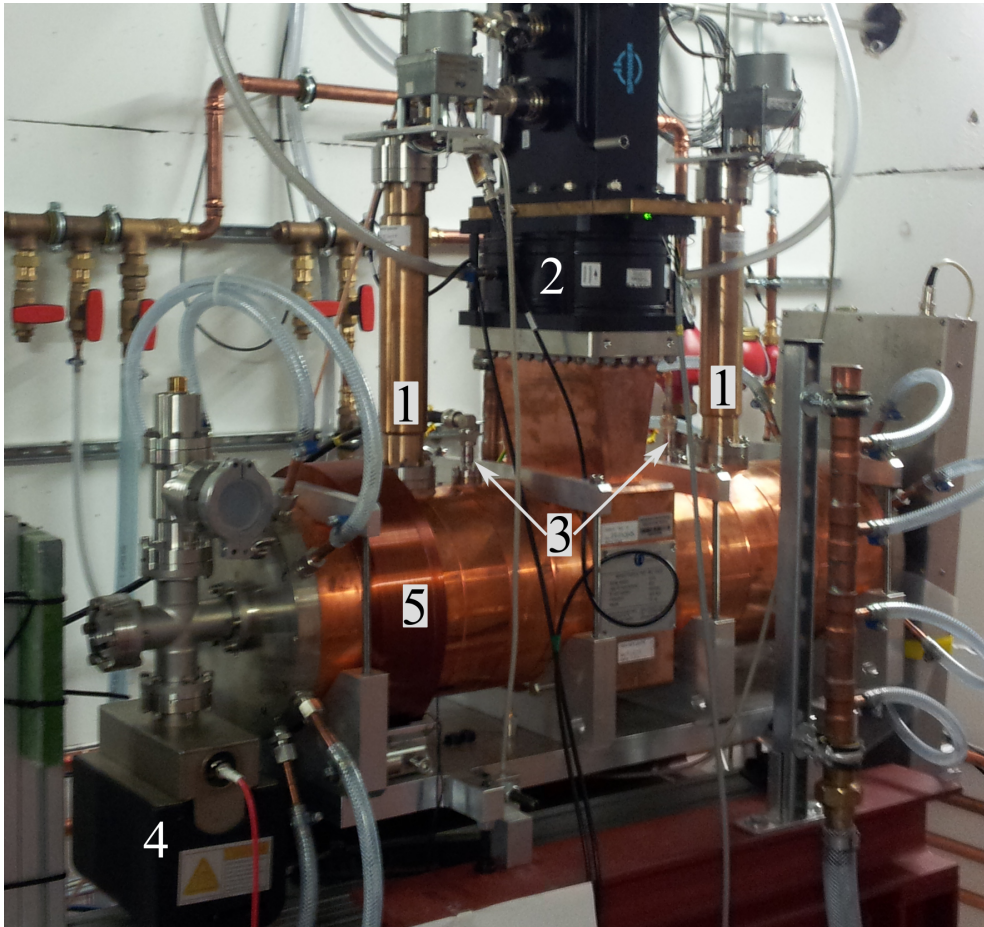


Abbildung 5.17: Foto des MAMBO Prototyps während der Hochleistungstests: der Resonator ist mit zwei Tauchkolben (1), einem Hochfrequenzfenster (2), zwei Feldsonden (3) und der Vakuuminstallation (4) ausgestattet. Ferner ist ein Prototyp der zur Strahlfokussierung benötigten Solenoide (5) installiert, um die Auswirkungen von Magnetfeldern auf das Multipactingverhalten der Sektion zu untersuchen.

typsektion als  $L \approx 791$  mm abschätzen. Das entspricht etwa dem dreieinhalbfachen der HF-Wellenlänge, woraus sich die Anzahl von sieben Beschleunigungs- und sechs Koppelzellen ergibt. Um eine reflexionsfreie Anpassung zwischen Hohlleiter und Prototyp und somit optimale Ausnutzung der zur Verfügung stehenden HF-Leistung zu erreichen, muss kritisch gekoppelt werden. Die Hochfrequenzparameter des MAMBO Prototyps sind in Tabelle 5.9 zusammengetragen. Wie bereits erwähnt, ist in der Realität die unbelastete Güte  $Q_0$  immer geringer, als vorhergesagt, daher ist auch die Shuntimpedanz kleiner. Gründe für diesen Unterschied sind Übergangswiderstände an den Fügeflächen, da das Lot eine andere Leitfähigkeit, als Kupfer besitzt, und eine durch die zerspannende Bearbeitung niemals optimal glatte innere Oberfläche des Resonators. Die real erreichte Güte und der Koppelfaktor  $\beta$  des Resonators wurden vom Hersteller im Rahmen des Werksabnahmetest (FAT) gemessen [Keu18] und während der Kleinleistungstests im Rahmen der Endabnahme (SAT) überprüft.



*Tabelle 5.9:* In dieser Tabelle sind die Hochfrequenzdaten der MAMBO Prototypsektion aufgelistet. Wo sinnvoll, werden die Ergebnisse der Simulation mit den gemessenen Werten verglichen. Der Koppelfaktor ist  $\beta$ . FAT und SAT bezeichnen die real gemessenen Werte bei der Werksabnahme (FAT) und der Endabnahme (SAT). Die Rohdaten des SAT sind in Tabelle 5.10 zusammengetragen worden.

AC : CC	7 : 6		CST	FAT	SAT
$f_0$ / MHz	1300	$Q_0$	23500	22100	20800
$L_{\text{eff}}$ / mm	807,1	$R_s$ / M $\Omega$	42,8	39,8	37,7
$R/Q$ / k $\Omega$	1,8	$\beta$	1	0,94	–

Die Shuntimpedanz wurde aus dieser Güte und dem Geometriefaktor  $R/Q$  berechnet. Bei den in Abschnitt 5.6.1 präsentierten Kleinleistungstests wurden eine etwas geringere Güte und Shuntimpedanz bestimmt.

Mit den realen Werten ergibt sich ein maximal zu erreichendes Feld von  $E = 0,932$  MV/m bis  $0,957$  MV/m bei  $P_c = 15$  kW. Nimmt man noch etwa 5 % bis 10 % Dämpfung auf dem kurzen Signalweg an, sind realistisch etwa  $E = 0,9$  MV/m zu erreichen. Das liegt immer noch weit über dem im Betrieb auftretenden Wert von circa  $E = 0,66$  MV/m, so dass eventuell zu erwartende Limitierungen des Designs während eines Hochleistungstests auftreten sollten. Zur Untersuchung des unter Einwirkung eines longitudinalen Magnetfelds vorhergesagten Multipactings wurde eine Solenoidspule installiert, welche denen über der Sektion MAMBO 1 entspricht und somit ein Magnetfeld vom über 100 G erzeugen kann. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 5.17 zu sehen.

### 5.6.1 Kleinleistungstest

Nach Lieferung des Prototyps wurde zunächst die Kopplung der zwei Feldsonden angepasst und diese danach vakuumdicht montiert. Dann wurden die Tauchkolben und das HF-Fenster montiert. Das HF-Fenster besteht aus einer Aluminiumoxidkeramik, die den sich unter Umgebungsluft befindenden Hohlleiter nahe an der Sektion von deren Vakuum trennt. Aluminiumoxid ist für Mikrowellen transparent.

Eine Reihe von Testmessungen bei Kleinleistungspegeln von einigen Milliwatt vermaßen u.a. die belastete Güte, das Passband, sowie die Funktionalität der Tauchkolben. Diese Messungen wurden nach dem Evakuieren des Resonators und dem zwei Wochen dauernden Ausheizen des Resonators bei  $65$  °C wiederholt.

Die in Tabelle 5.10 dargestellte Messung der Güte lieferte etwas geringere Werte, als vom Hersteller angegeben. Dies mag an unterschiedlichen Messweisen liegen. Bei den hier gezeigten Messungen wurde in Transmission zwischen dem Hohlleiterkopppler und einer Feldsonde gemessen. Da die Sonde sehr unterkritisch angekoppelt ist, sollte sie die Ergebnisse nur wenig verfälschen. Über die Messweise des Herstellers ist wenig bekannt, jedoch ist eine Abweichung von 6 % zwischen den beiden Ergebnissen durchaus akzeptabel und eine Abweichung von etwa 12 % zum theoretischen Wert im Rahmen des Erwarteten.

*Tabelle 5.10:* Messung der belasteten Güte, da nur drei Messwerte existieren wurde der Fehler nach der Student-t-Verteilung [Stu08] für  $n = 3$  und den Vertrauensbereich von 68% bestimmt ( $t_{0,68} = 1,38$ ). Aus  $Q_l$  wurden  $Q_0$  und  $R_s$  bestimmt.

Messung	Wert
$Q_{l,1}$	11087
$Q_{l,2}$	10851
$Q_{l,3}$	10442
$\langle Q_l \rangle$	10793,3
$\sigma_{Q_l}$	188
$\sigma_{Q_l} \cdot t_{0,68}$	260
$Q_0$	$20800 \pm 500$
$R_s / \text{M}\Omega$	$37,7 \pm 0,5$

Das Verhalten der Beschleunigungsmode in Abhängigkeit von der Eintauchtiefe der Kolben ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Wie man erkennen kann, stimmt das Verhalten recht gut mit der Vorhersage (durchgezogene Linie) überein. Die maximale Verstimmung wird etwa bei Position  $p = 31,3$  mm erreicht. Man sieht auch, dass die Kurven an Luft und evakuiert bei der Betriebstemperatur von  $\vartheta = 35$  °C fast deckungsgleich sind. Es fällt auch auf, dass die Frequenz bei sehr weitem Eintauchen wieder absinkt, ab diesem Punkt beginnt der Kolben kapazitiv zu wirken.

Wie in Abschnitt 4.4.2 erwähnt, existiert im Passband einer bi-periodischen Struktur eine Passbandlücke  $g$ . Während des Hochleistungsbetriebs findet eine Erwärmung des Resonators statt, die zu einer Verstimmung der Zellen führt. Dadurch verändern sich die Frequenzen aller Passbandmoden und damit auch die Passbandlücke dynamisch. Im Rahmen des Abstimmprozesses der einzelnen Zellen während der Fertigung wird die Größe dieser Lücke so optimiert, dass sie unter thermischer Belastung geschlossen, oder nahe zu geschlossen ist.

Analysiert man die in Abbildung 5.16 gezeigte Temperaturverteilung in der HF-Struktur, findet man unter Last einen deutlichen Temperaturunterschied entlang der Trennwände. Er entsteht zwischen dem Mantel, welcher sich in der Nähe der Kühlkanäle befindet und den Nose-cones, die weiter von ihnen entfernt sind und außerdem im Bereich höchster Feldstärke liegen. Ferner gibt es einen Temperaturunterschied zwischen der Trennwandoberfläche in der Beschleunigungszelle und jener in der Koppelzelle. Da in letzterer praktisch kein Feld existiert, wird dort, im Gegensatz zur AC, kaum Energie dissipiert. Diese Temperaturgradienten sorgen nicht nur für die Verstimmung, sondern auch für ein Verbiegen der Trennwände und damit ein Verkippen der Nose-cones. Die Deformation der Trennwände ist teils elastisch, teils plastisch, so dass sich die Zellfrequenzen nach dem ersten Hochleistungsbetrieb dauerhaft verändern. Diese Verstimmung verändert das Passband und damit auch die Passbandlücke. Ist die Größe dieser dauerhaften Änderung der Passbandlücke bekannt, kann sie beim Abstimmen während der Produktion berücksichtigt werden.

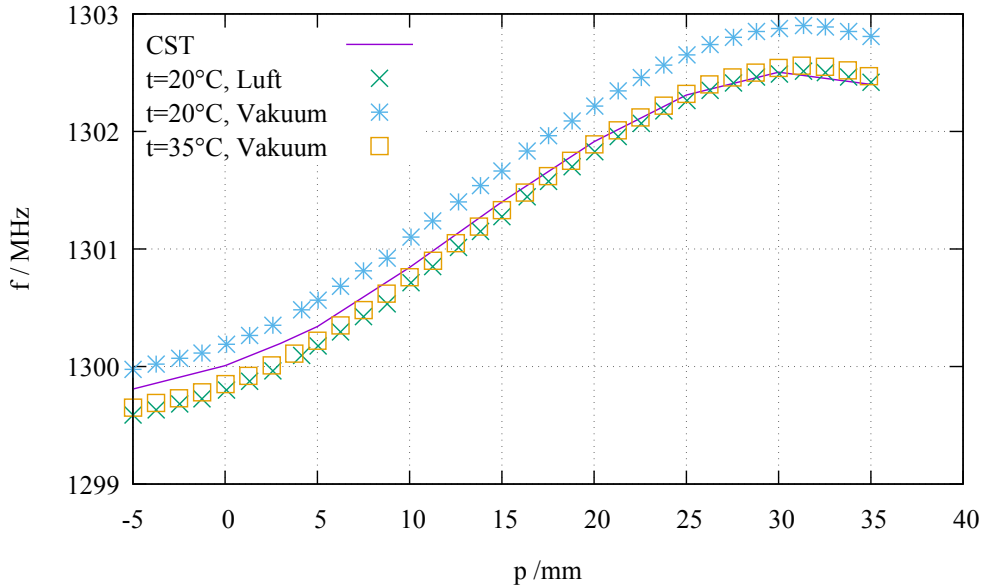


Abbildung 5.18: Das Diagramm zeigt die Frequenz  $f$  des  $\pi/2$ -Mode der Prototypsektion bei verschiedenen Eintauchtiefen  $p$  der Abstimmkolben. Es werden Messungen an Luft und im Vakuum den Vorhersagen der Simulation (durchgezogene Linie) gegenüber gestellt.

Zur Bestimmung der dauerhaften Änderung der Passbandlücke wurden vor Beginn der Hochleistungstests eine Reihe von Messungen des ersten Passbands bei verschiedenen Kolbenpositionen aufgenommen. Das ist notwendig, da nicht jede Passbandmode mit der gleichen Frequenzänderung auf das Eintauchen der Kolben reagiert. Der Grund dafür ist der unterschiedliche Phasenvorschub  $\varphi_q$  der Moden, weshalb ihre Amplituden in den Kolbenzellen nicht gleich sind. Somit sorgt eine bestimmte Volumenänderung durch das Eintauchen des Kolbens in die Zelle bei jeder Mode für eine andere Frequenzänderung. Dadurch verändert sich die Form des Passbands mit der Kolbenstellung und damit auch die Bandlücke.

Die Modelfrequenzen wurden mit einem Netzwerkanalysator in Transmission ( $S_{21}$ ) vom Hohlleiterkoppler zu einer Feldsonde gemessen. Danach wurde das Passband durch Eingabe der Modenummer und ihrer Frequenz mit dem Programm „DISPER“ [Sch02] angepasst. Dieses Programm bestimmt das Passband durch Anpassen der Parameter  $\omega_{AC}$ ,  $\omega_{CC}$  und  $\kappa$  der Gleichung (4.41). Weiterhin werden noch die nächster Nachbar Koppelfaktoren  $\kappa_{AC}$  und  $\kappa_{CC}$  bestimmt [NKK67], um das Passband besser wiederzugeben. Aus der so bestimmten Funktion wird dann  $g$  berechnet.

In Abbildung 5.19 ist exemplarisch ein Bildschirmfoto einer Netzwerkanalysatormessung dargestellt. Ein sich aus einer solchen Messung ergebendes Passband findet sich in Abbildung 5.20. Beim Messen zwischen Hohlleiter und Feldsonde wird nur über eine „halbe“ Sektion gemessen, daher treten im Spektrum nicht alle Moden deutlich in Erscheinung. Die Bestimmung der Modelfrequenz wird dadurch nicht beeinflusst, es ist lediglich nicht möglich die Güten aller Moden zu bestimmen. Sind

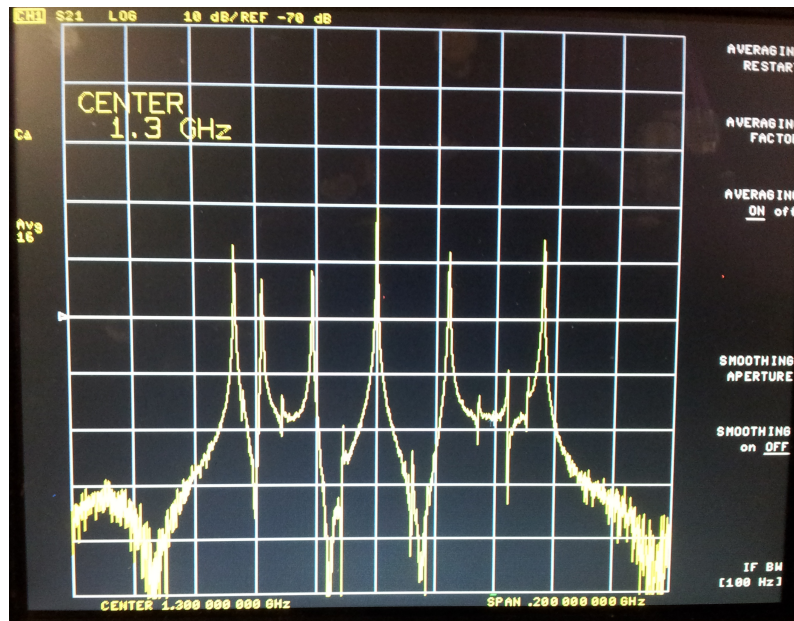


Abbildung 5.19: Dies ist ein Bildschirmfoto des Netzwerkanalysators auf dem das erste Passband des Prototypcavitys zu sehen ist. Die  $\pi/2$ -Welle ist die in der Mitte gelegene höchste Spitze. Das Spektrum wurde in Transmission ( $S_{21}$ ) vom Hohlleiterkoppler zu einer Feldsonde gemessen, daher sind einige der dreizehn Moden nur andeutungsweise zu erkennen.

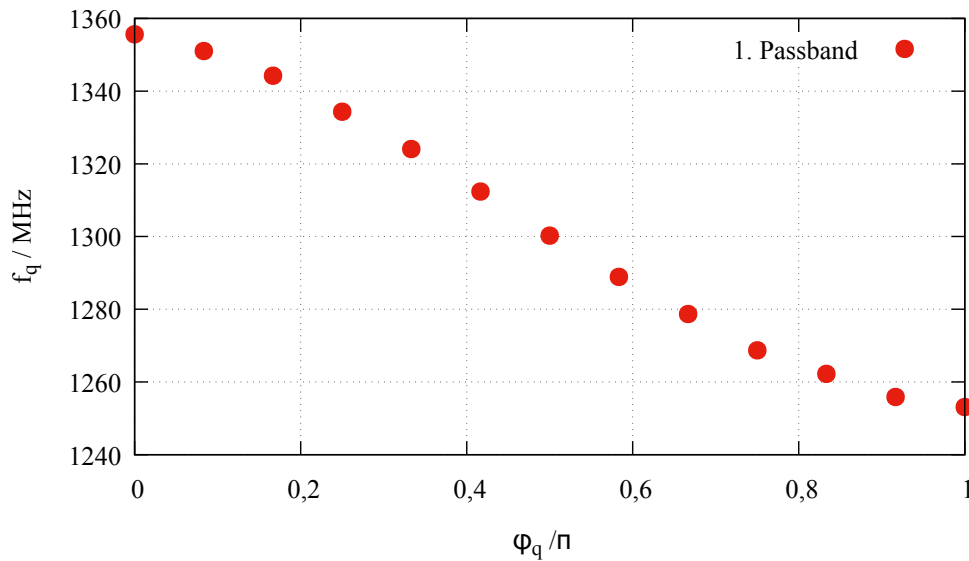


Abbildung 5.20: Brillouin-Diagramm des 1. Passbands der MAMBO Prototypsektion bei der Kolbenposition  $p = 3$  mm, wie es aus einer Messung, analog zu der in Abbildung 5.19 gezeigten, erstellt werden kann. Die Anordnung der Moden ist aufgrund der magnetischen Kopplung der Zellen untereinander gegenüber dem Diagramm in Abbildung 4.5 vertauscht.

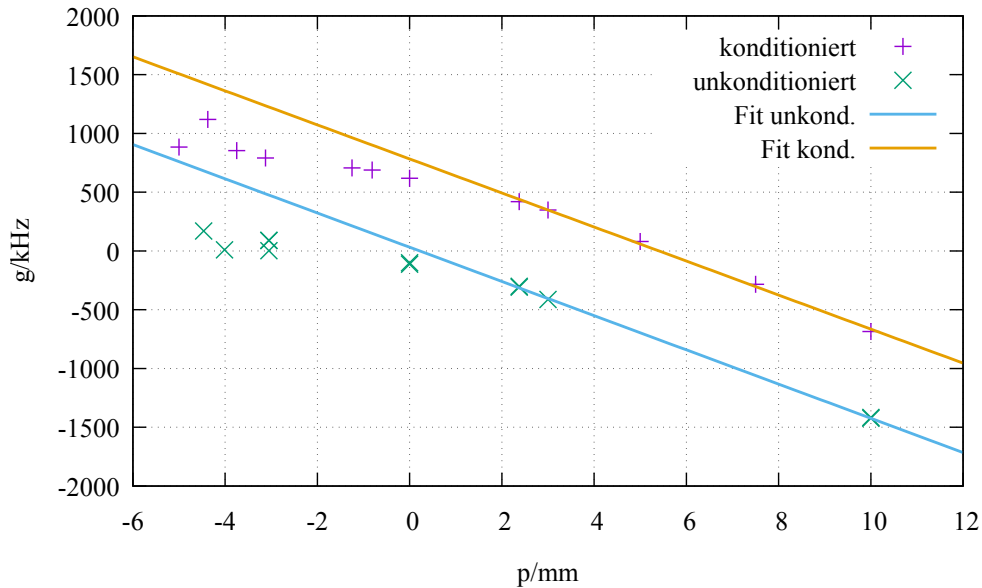


Abbildung 5.21: In diesem Diagramm ist das Verhalten der Passbandlücke  $g$  des MAMBO Prototyps vor und nach den Hochleistungstests als Funktion der Eintauchtiefe  $p$  der Kolben dargestellt. Der Parallelversatz der beiden Messungen ist eine Folge der permanenten Änderung der Passbandlücke, welche durch die plastische Verformung der Trennwände aufgrund thermischer Verspannung entsteht, die durch den Hochleistungsbetrieb hervorgerufen wurde.

diese von Interesse kann man eine  $S_{21}$ -Messung über beide Feldsonden machen. Hier taucht allerdings der  $\pi/6$ -Mode ( $q=2$ ) nicht auf, da er seine Knoten in den Zellen mit den Sonden hat, so dass die Welle nicht an diese koppeln kann.

Nachdem der Resonator auf die maximale Leistung gebracht, also konditioniert, worden war, wurden die Passbänder erneut vermessen. Die davor und danach bestimmten Passbandlücken sind in Abbildung 5.21 als Funktion der Kolbenposition aufgetragen. Ihr Verlauf scheint in der Tat lediglich parallel verschoben zu sein, so dass es sinnvoll erscheint an den linearen Bereich des Verlaufs, also für  $p > 0$ , zwei Geraden anzupassen und aus der Differenz der Achsenabschnitte die permanente Änderung von  $g$  zu bestimmen. Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen finden sich in Tabelle 5.11. Um die Messpunkte des unkonditionierten Resonators in Abbildung 5.21 einordnen zu können, muss man noch wissen, dass  $g$  von  $p = -3,05$  mm, 0 mm und 2,375 mm jeweils bei mehreren Temperaturen des Resonators vermessen wurde, um einen Überblick über die Auswirkungen der Temperatur

Tabelle 5.11: Parameter der an den linearen Bereich des Verlaufs der Passbandlücke aus Abbildung 5.21 angepassten Ausgleichsgeraden.

		unkonditioniert	konditioniert
Steigung	kHz/mm	$-146 \pm 2$	$-145 \pm 4$
Achsenabschnitt	kHz	$32 \pm 10$	$780 \pm 23$

auf die Bandlücke zu erhalten. Zur Bestimmung der permanenten Änderung von  $g$  wurden nur die Messungen bei  $t = 35\text{ °C}$  herangezogen, da dies in etwa der Betriebstemperatur entspricht. Die so bestimmte permanente Änderung von  $g$  beträgt etwa 750 kHz und wird bei der Serienfertigung der Sektionen berücksichtigt.

### 5.6.2 Hochleistungstest

Im Betrieb eines Hochfrequenzresonators sorgt die eingeleitete HF-Welle für eine Aufheizung der Oberfläche, so dass dort angelagerte Gasmoleküle desorbieren. Bei einem unbenutzten, oder vorher belüfteten Cavity kann dies zu einem sprunghaften Anstieg des Drucks führen. Ist der Druck zu hoch und das Feld zu stark, kann es durch Ionisierung des Restgases zu Überschlägen kommen, die den Resonator, oder Anbauteile, wie das HF-Fenster, beschädigen können. Daher ist es bei der Inbetriebnahme einer HF-Sektion wichtig, die Leistung am Generator und damit das Feld im Resonator nur langsam und unter sorgfältiger Kontrolle des Vakuumdrucks zu erhöhen. Dieses Vorgehen wird Konditionierung genannt.

Die Konditionierung des MAMBO-Prototyps verlief problemlos. Der Feldanstieg erfolgte, wie in solchen Fällen üblich, nicht in einem Zug, sondern über mehrere Tage verteilt. Der Grund dafür ist, dass auch Subsysteme, wie z.B. die Frequenzregelung und Leistungsmessung in Betrieb genommen werden müssen und die Vakuumpumpen etwas Zeit zum Pumpen benötigen. Während der Erhöhung des Feldes sollte der Druck nicht über  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar steigen und erst beim Unterschreiten von etwa  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar wurde die Leistung weiter erhöht. Ein Sicherheitsmechanismus löst beim Überschreiten von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar eine automatische Abschaltung des HF-Verstärkers aus. In Abbildung 5.22 sind die Entwicklung des elektrischen Feldes und des Vakuumdrucks in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die rasanten Druckanstiege bei jeder Felderhöhung sind gut zu erkennen, genauso wie der anschließende langsame Abfall des Drucks während die Vakuumpumpen arbeiten. Ganz am Anfang des Betriebs erfolgte eine automatische Abschaltung, da der Druckanstieg zu stark war.

Nach etwas mehr als vier Betriebsstunden wurde bereits die für den Strahlbetrieb benötigte Feldstärke von  $E_{acc} = 0,66\text{ MV/m}$  erreicht (entspricht  $P_c = 7,5\text{ kW}$ ). Nach insgesamt 9 h und 16 min konnte das maximal mögliche Feld von ca.  $0,93\text{ MV/m}$  erreicht werden. Das Verhalten des Vakuums bei Erreichen des maximalen Feldes ist in Abbildung 5.23 zusehen. Vergleicht man dort den Druck etwa 3 h bis 4 h nach Erreichen des Maximalfeldes mit dem, der in Abbildung 5.22 bei etwa  $0,5\text{ MV/m}$  herrscht, sieht man, dass er sich bereits verbessert hat. Dies ist eine Folge der Reinigung der Oberfläche durch Ausgasen unter der Einwirkung des Hochleistungsfeldes. Die leichte Abrundung der zeitlichen Entwicklung des Feldes vor Erreichen der Plateaus rührt aus der Trägheit der Frequenzregelung her. Die Kolben können natürlich nur mit einer geringen Geschwindigkeit gefahren werden, wodurch sich das im Cavity herrschende Feld nur langsam dem der zugeführten HF-Leistung entsprechenden Feld annähert. Bis dahin wird ein Teil der Leistung am Eingangskoppler reflektiert.

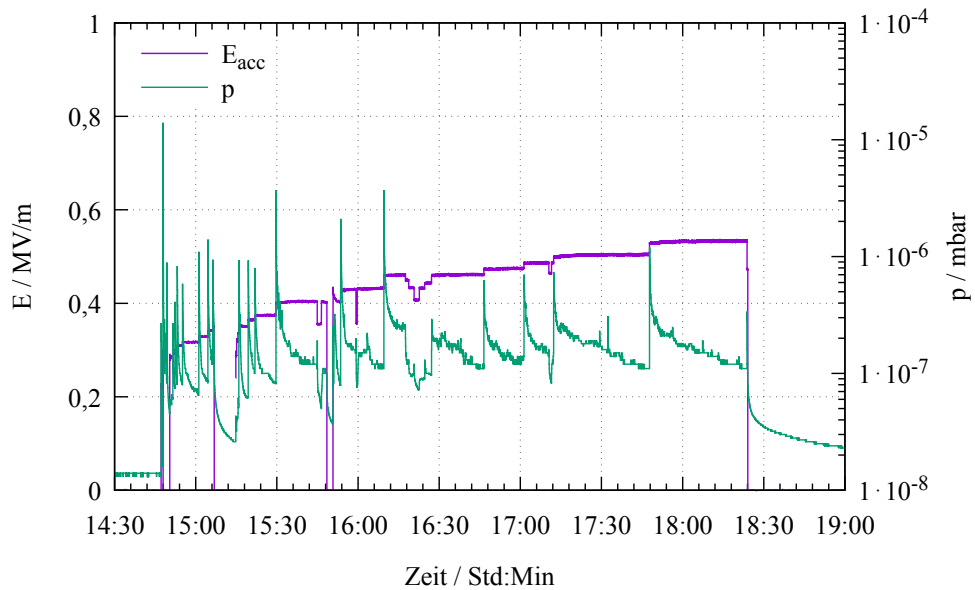


Abbildung 5.22: Graph der Feld- und Vakuumentwicklung während des ersten Tages (14.11.2018) der Konditionierung. Deutlich ist zu sehen, dass jede Erhöhung des Feldes einen steilen Anstieg des Drucks zur Folge hat. Nach besonders starken Anstiegen, wurde zeitweilig das Feld verringert, um die Wirkung der Pumpen zu unterstützen.

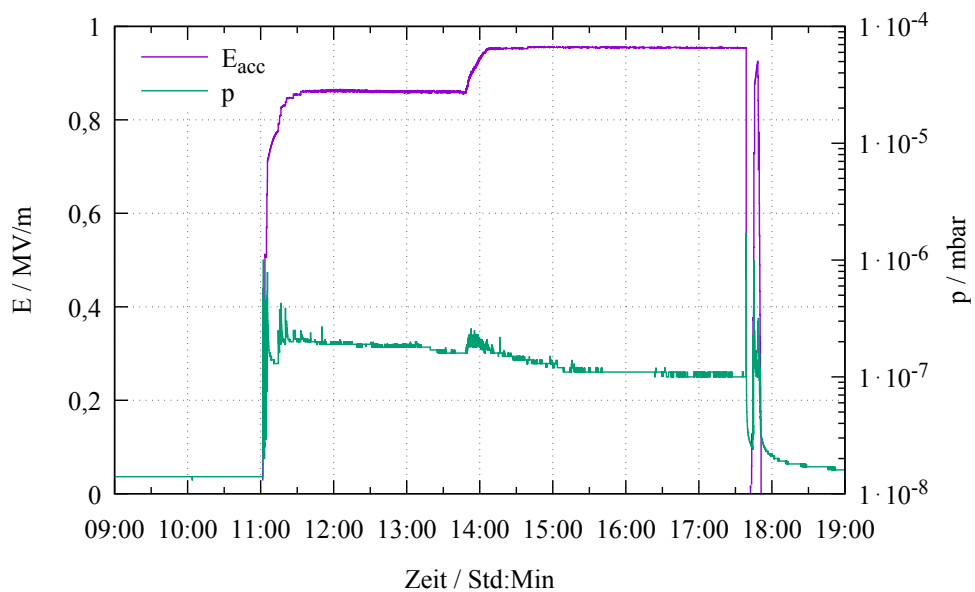


Abbildung 5.23: Feld- und Vakuumverlauf beim erstmaligen Erreichen des maximalen Feldes von  $E = 0,93 \text{ MV/m}$  am 19.11.2018.

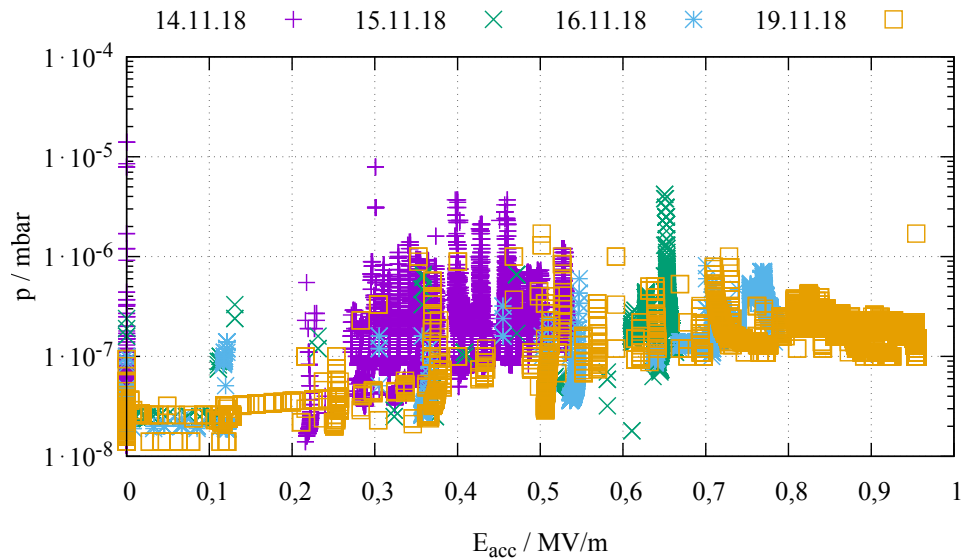


Abbildung 5.24: Druck als Funktion des Feldes während der gesamten Konditionierung. Die violetten Kreuze entsprechen z.B. den Daten aus Abbildung 5.22, die orangefarbenen Quadrate denen in Abbildung 5.23.

In Abbildung 5.22 ist diese Abrundung nicht zu sehen, da hier die Frequenzregelung noch nicht korrekt funktionierte.

In den Diagrammen in Abbildung 5.24, 5.25 und 5.27 ist der Vakuumdruck in Abhängigkeit des elektrischen Feldes dargestellt, da sich so einige Zusammenhänge besser erkennen lassen:

In Abbildung 5.24 ist die Druckentwicklung während der gesamten Konditionierung bis zum erstmaligen Erreichen des maximalen Feldes dargestellt. Die anderen beiden Diagramme beinhalten die Ergebnisse der Inbetriebnahme mit überlagertem longitudinalen Magnetfeld. Es wurden verschiedene Magnetfeldstärken angelegt und der Prototyp damit konditioniert. Bereits in Abbildung 5.24 deutet sich ein charakteristisches Vakuumverhalten des Resonators an, nämlich, dass bis zu einem Feld von ca.  $E_{acc} = 0,5 \text{ MV/m}$  der Druck recht niedrig ist, danach über einen kurzen Bereich ansteigt, um dann auf einem Plateau zu verharren. Auch kann man gut erkennen, dass sich der Druck bei einem gegebenen  $E_{acc}$  durch mehrmaliges überstreichen dieses Feldbereichs deutlich verbessert. Es ist also durchaus sinnvoll problematische Bereiche des Beschleunigungsfeldes mehrfach anzusteuern, um das Verhalten des Resonatorvakuums an diesem Arbeitspunkt zu verbessern.

Der in Abbildung 5.25 gezeigte Vakuumverlauf wurde bei Experimenten aufgenommen, bei denen das HF-Feld bei verschiedenen Magnetfeldstärken von Null bis zum Maximum gesteigert wurde. Dies fand zunächst beim Sollmagnetfeld von  $B_{sol} = 100 \text{ G}$  statt und ist in dem Diagramm mit violetten Markern eingetragen. Auch hier wurde wieder die Ausgangsleistung des HF-Verstärkers nur langsam und



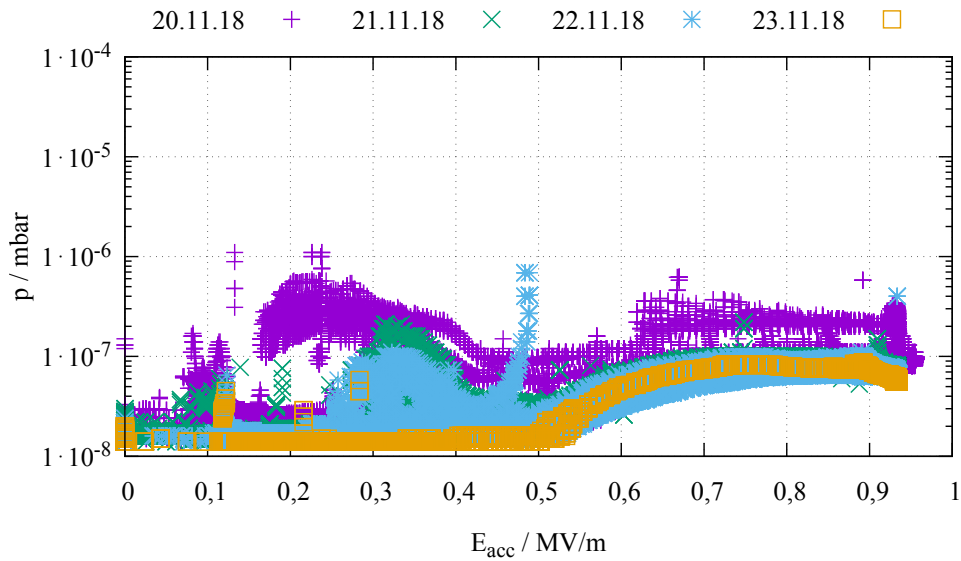


Abbildung 5.25: Druck als Funktion des Feldes bei Anlegen eines Magnetfeldes. Im Bereich von  $0,2\text{ MV/m}$  bis  $0,4\text{ MV/m}$  ereignen sich mit dem  $B$ -Feld deutliche Vakuumausbrüche. Diese lassen sich aber durch mehrfaches Überstreichen dieses Feldbereichs, in der in Abbildung 5.26 gezeigten Weise, eliminieren.

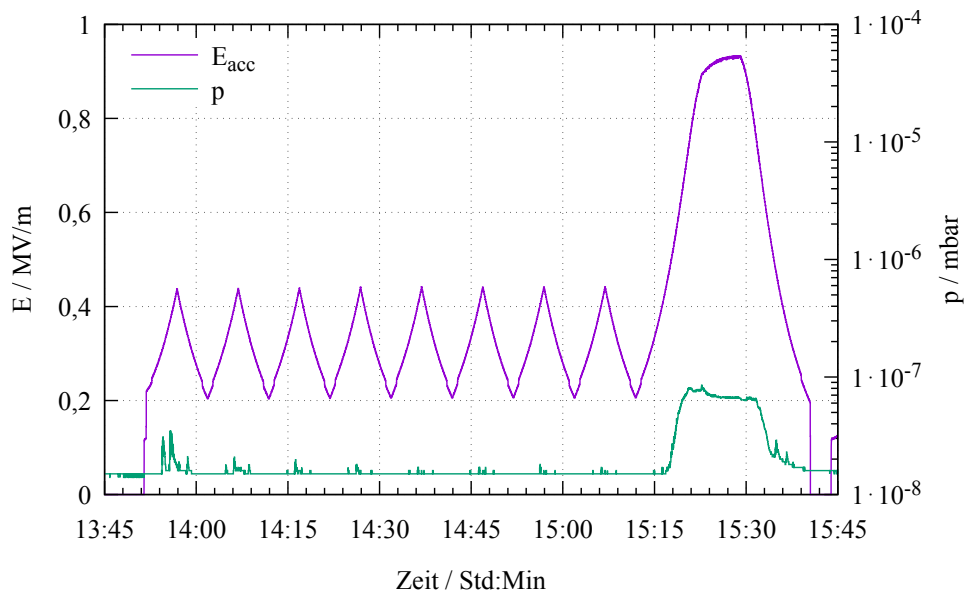


Abbildung 5.26: Bei einem überlagertem Solenoidfeld von  $B_{\text{sol}} = 110\text{ G}$  wurde die Stärke des HF-Feldes mehrfach durch den problematischen Bereich von  $E_{\text{acc}} = 0,2\text{ MV/m}$  bis  $0,4\text{ MV/m}$  gefahren. Die kontinuierlich kleiner werdenden Vakuumausbrüche während dieser Feldrampen zeigen deutlich den Konditionierungseffekt dieser Maßnahme.

unter Beobachtung des Vakuumdrucks gesteigert. Es zeigt sich, dass im Bereich von 0,2 MV/m bis 0,4 MV/m stärkere Vakuumaktivitäten auftauchen, die es ohne das überlagerte Magnetfeld nicht gab (vgl. Abbildung 5.24). Die mit grünen Markern gekennzeichneten Werte entstanden mehrheitlich bei  $B_{\text{sol}} = 96$  G und mehrfachen Anfahren des maximalen HF-Feldes von Null aus. Der Bereich der Druckausbrüche ist schmaler, als zuvor. Zur Kontrolle waren die Messungen zuvor bereits mit  $B_{\text{sol}} = 100$  G und 105 G durchgeführt worden, so dass klar wurde, dass das Verschmälern des kritischen Bereichs weniger auf den geänderten Betrag des Magnetfeldes, sondern die Konditionierung als solche zurückzuführen ist. Bei den blau markierten Werten wurde bei  $B_{\text{sol}} = 110$  G der Feldbereich von 0,2 MV/m bis 0,4 MV/m gezielt mehrfach durchfahren (siehe hierzu auch Abbildung 5.26), womit die Vakuumausbrüche praktisch eliminiert werden konnten. Weiterhin ist zu sehen, dass sich auch die Vakuumbedingungen bei maximalem HF-Feld bereits verbessert haben. Die mit den orangefarbenen Markern versehenen Werte zeigen keinerlei Vakuumaktivität mehr in dem gefährdeten Feldintervall und der Druck bei maximalem  $E_{\text{acc}}$  ist auch am niedrigsten. Bei diesem Versuch wurde  $E_{\text{acc}}$  bei  $B_{\text{sol}} = 100$  G bis ca. 0,55 MV/m gefahren und bei  $B_{\text{sol}} = 77$  G bis zum Maximum.

Bei den in Abbildung 5.27 dargestellten Experimenten wurde diesmal das Beschleunigungsfeld auf einen festen Wert eingestellt, nämlich 0,3 MV/m, 0,4 MV/m und 0,93 MV/m, und dann das B-Feld um 100 G mit einer Amplitude von 20 G variiert. Abgesehen vom einmaligen Überschreiten von  $p = 1 \cdot 10^{-6}$  mbar beim Start der Feldvariation bei  $E_{\text{acc}} = 0,4$  MV/m und 0,93 MV/m (violette Marker) ist das Verhalten der HF-Sektion völlig unauffällig. Während der grün markierten Messperiode kam es beim Überschreiten von  $B_{\text{sol}} = 116$  G zu kleineren Vakuumausbrüchen bei  $E_{\text{acc}} = 0,3$  MV/m und 0,4 MV/m, die aber nur leicht über  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar reichten. Bei den blauen Markern sieht man, dass bei maximalem Beschleunigungsfeld nur noch ein Vakuumdruck von etwa  $p = 4 \cdot 10^{-8}$  mbar herrscht, während dieser zu Beginn der Konditionierung noch bei etwa  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar lag. Hier wurden auch bei  $E_{\text{acc}} = 0,93$  MV/m parallel Magnetfeld, Frequenz und in einem geringen Maß auch  $E_{\text{acc}}$  selbst variiert, um weiteres Restgas von der Oberfläche zu lösen. Dieses Vorgehen macht sich in der breiten Spitze am rechten Rand des Druckverlaufs bemerkbar.

Der in allen Messreihen auftretende Druckanstieg beim Überschreiten einer Beschleunigungsfeldstärke von ca. 0,5 MV/m bis 0,6 MV/m fällt zwar mit einem in der Multipacting Simulation während des HF-Designs gesehenen Anstieg der Teilchenzahl in den Koppelzellen zusammen. Allerdings bleibt ein Zusammenbruch des Feldes aus und der Effekt reagiert nicht auf Änderung der Frequenz, welche die Erfüllung der Resonanzbedingung des Multipacting brechen sollte.

Bei kleinen Feldstärken bis etwa  $E_{\text{acc}} = 0,3$  MV/m, ohne überlagertes Magnetfeld, konnte beim Rekonditionieren nach einer kontrollierten Belüftung des Prototypresonators mit reinem Stickstoff eine schnelle Änderung der Verlustleistung  $P_c$  und des reflektierten Signals gemessen werden, während die vom Generator gelieferte Leistung  $P_g$  konstant war. Dieser Effekt verschwand beim Ändern der HF-Frequenz

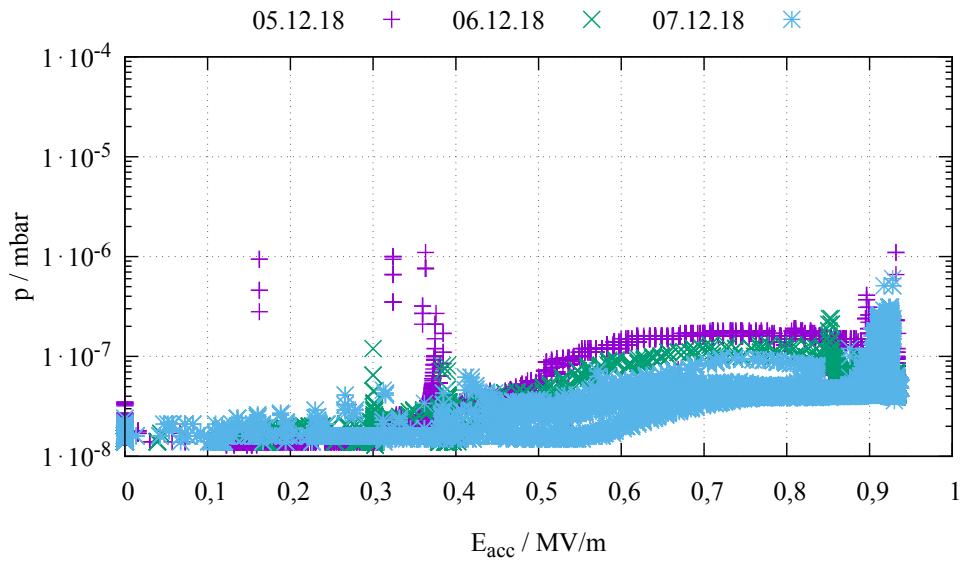


Abbildung 5.27: Druck als Funktion des HF-Feldes. Bei den HF-Feldstärken  $E_{\text{acc}} = 0,3 \text{ MV/m}$ ,  $0,4 \text{ MV/m}$  und  $0,93 \text{ MV/m}$  wurde das Solenoidfeld bei  $100 \text{ G}$  um  $\pm 20 \text{ G}$  variiert.

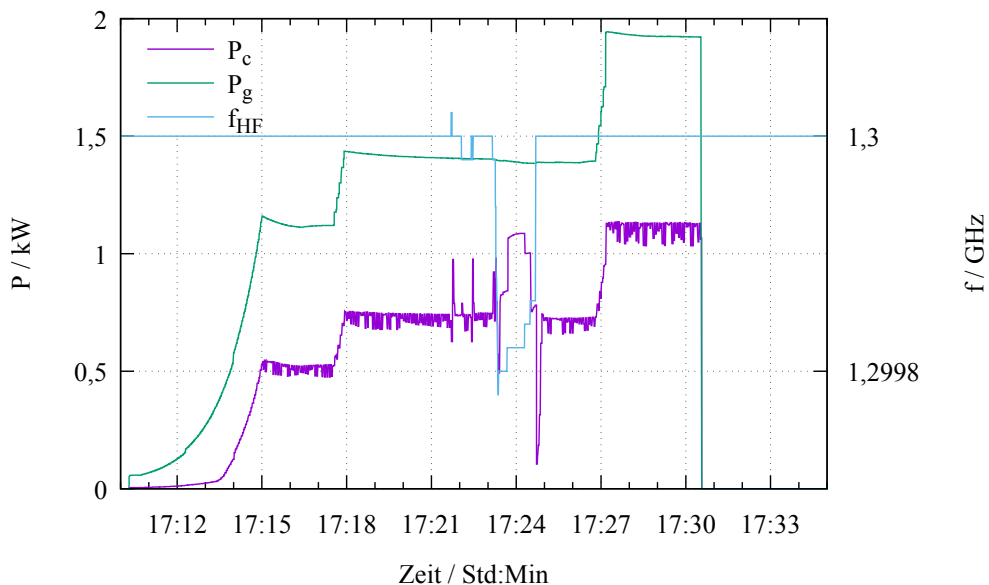


Abbildung 5.28: In dieser Abbildung ist die vom Generator gelieferte Leistung  $P_g$  und die im Resonator umgesetzte Leistung  $P_c$ , sowie die Frequenz des Generatorsignals  $f_{\text{HF}}$  gegen die Zeit aufgetragen. Es sind deutlich Einbrüche im Signal von  $P_c$  zu erkennen. Da sie mit dem hin und her Ändern von  $f_{\text{HF}}$  verschwinden und wieder auftreten, sind sie möglicherweise ein Zeichen von Multipacting, das nun nach einer Belüftung der Sektion, trotz Verwendung von reinem Stickstoff auftrat.

$f_{\text{HF}}$  (vgl. Abbildung 5.28). Dieses Verhalten deutet auf Multipacting hin, es war jedoch bei der ersten Inbetriebnahme vor der Belüftung nicht aufgefallen. In [SH97] wurde die Auswirkung von Luft auf die Sekundärelektronenausbeute  $\delta_{\text{SEE}}$  untersucht. Es zeigte sich dort, dass Luft das Maximum der  $\delta_{\text{SEE}}$ -Kurve zu niedrigeren Energien verschieben und den Wert von  $\delta_{\text{max}}$  steigern kann. Ausheizen hat dagegen den umgekehrten Effekt. Die Sektion war vor Beginn der Rekonditionierung nicht erneut ausgeheizt worden, was das Auftreten des Multipactings begünstigt haben könnte. Die MAMBO-Sektionen sollten daher nach jeder Belüftung ausgeheizt werden. Weiterhin ist es möglich, dass beim Belüften oder erneuten Evakuieren des Prototyps Öldämpfe aus dem Pumpstand in den Resonator gelangt sind, welche das  $\delta_{\text{SEE}}$  negativ beeinflusst haben könnte. Es sollten daher zukünftig ölfreie Vakuumpumpen an den Resonatoren verwendet werden.

Um zu überprüfen, ob in den fraglichen Betriebszuständen Multipacting möglich ist, wurden diese Zustände mittels Simulation mit „CST Studio Suite 2018“ nochmals überprüft. In den Grafiken Abbildung 5.29 und 5.30 ist jeweils die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl während der Simulation dargestellt. Betrachtet man die Entwicklung der Teilchenzahl für Beschleunigungsfeldstärken unter  $E_{\text{acc}} = 0,3 \text{ MV/m}$ , findet man in den Koppelzellen (Abbildung 5.29) fallende Teilchenzahlen, was ein Multipacting ausschließt. Erst ab etwa  $E_{\text{acc}} \geq 0,7 \text{ MV/m}$  ist ein Anstieg erkennbar. Die Teilchenzahl in der Beschleunigungszelle (Abbildung 5.30) steigt lediglich für  $E_{\text{acc}} \geq 1,0 \text{ MV/m}$  an. Dies mag jeweils ein Hinweis auf eine Anfälligkeit für Multipacting sein, da sich aber die Teilchenzahl über mehrere HF-Perioden nicht exponentiell steigert, ist dies jedoch kein Nachweis für die Existenz des Effekts bei dieser Feldstärke. Die in den Experimenten gefundene Schwelle konnte in der Simulation weder in den Koppel-, noch in den Beschleunigungszellen reproduziert werden. Die Ursache, bzw. der Ort des Effekts ist daher nicht eindeutig zu bestimmen. Allerdings tritt dieser Effekt nur bei kleinen, im Strahlbetrieb nicht benötigten Feldstärken auf, so dass dies keine Einschränkung für den Betrieb darstellt.

Bei Simulationen mit einem überlagerten Solenoidfeld von  $B_{\text{sol}} = 100 \text{ G}$  detektiert der Löser für Feldgradienten  $E_{\text{acc}} \geq 0,2 \text{ MV/m}$  Multipacting in der Beschleunigungszelle im Bereich des Nose cones (Abbildung 5.32) und bei Feldstärken über  $E_{\text{acc}} = 0,9 \text{ MV/m}$  auch in der Koppelzelle (Abbildung 5.31). Anders als bei den übrigen Simulationsläufen, erkennt man in Abb. 5.32 während des Multipactings eine deutliche Periodizität, die der HF-Periode  $T_{\text{HF}} = 0,77 \text{ ns}$  entspricht. Der Schwelleneffekt ohne Magnetfeld, bzw. das im Experiment gefundene Band mit erhöhter Vakuumanaktivität zwischen  $0,3 \text{ MV/m}$  und  $0,4 \text{ MV/m}$  bei eingeschaltetem Solenoiden lässt sich auch hier nicht nachvollziehen, jedoch ergibt sich so ein Hinweis auf den Nose cone als einen möglichen Ort der beschriebenen Effekte. Bei den untersuchten Feldstärken und dem Abstand der Flächen sollte ein klassisches Multipacting zwischen zwei Flächen („Two-Point“, 2P) nicht möglich sein, da die erreichte Teilchenenergie weit über dem  $T_2$ -Parameter von Kupfer liegt und im Schnitt weniger als ein Sekundärelektron erzeugt werden sollte. Es scheint eine inhomogene

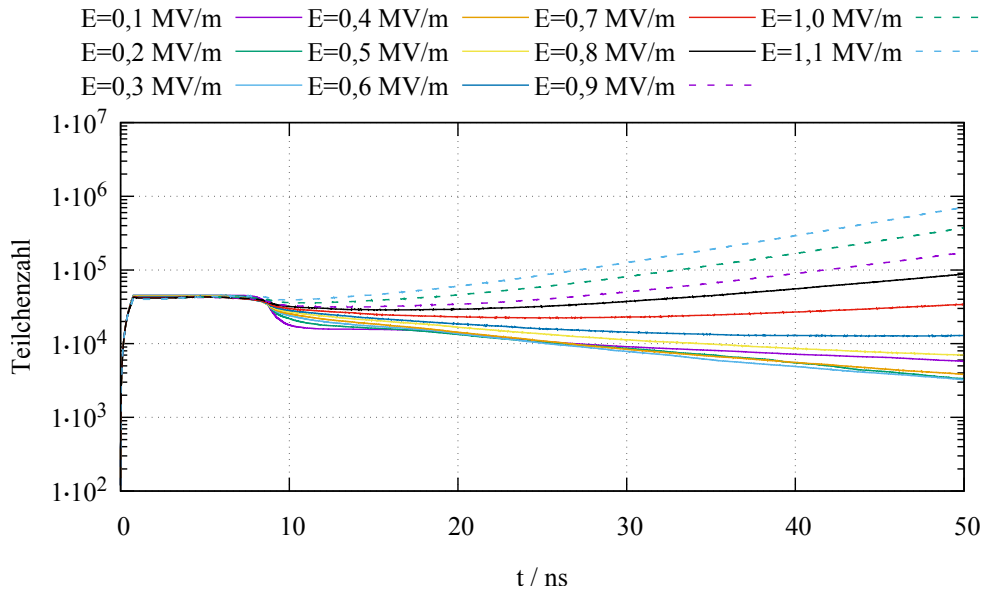


Abbildung 5.29: Multipacting Simulation in der Koppelzelle CC: Entwicklung der Teilchenzahl ohne überlagertes Magnetfeld bei verschiedenen Feldgradienten über 50 ns. Die Teilchenzahl sinkt im Feldbereich unter 0,6 MV/m bei allen Simulationen, sodass hier kein Multipacting auftreten kann.

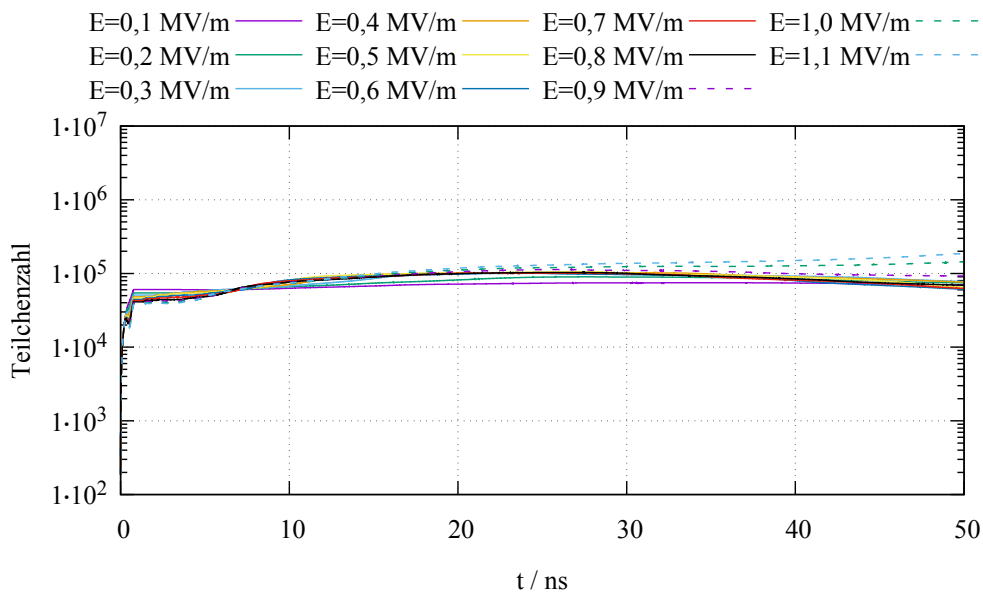


Abbildung 5.30: Multipacting Simulation in der Beschleunigungszelle AC: Entwicklung der Teilchenzahl ohne überlagertes Magnetfeld bei verschiedenen Feldgradienten über 50 ns. Im Feldstärkebereich unter 1,0 MV/m steigt in keiner Simulation die Teilchenzahl, erst ab diesem Gradient ist ein Anstieg erkennbar.

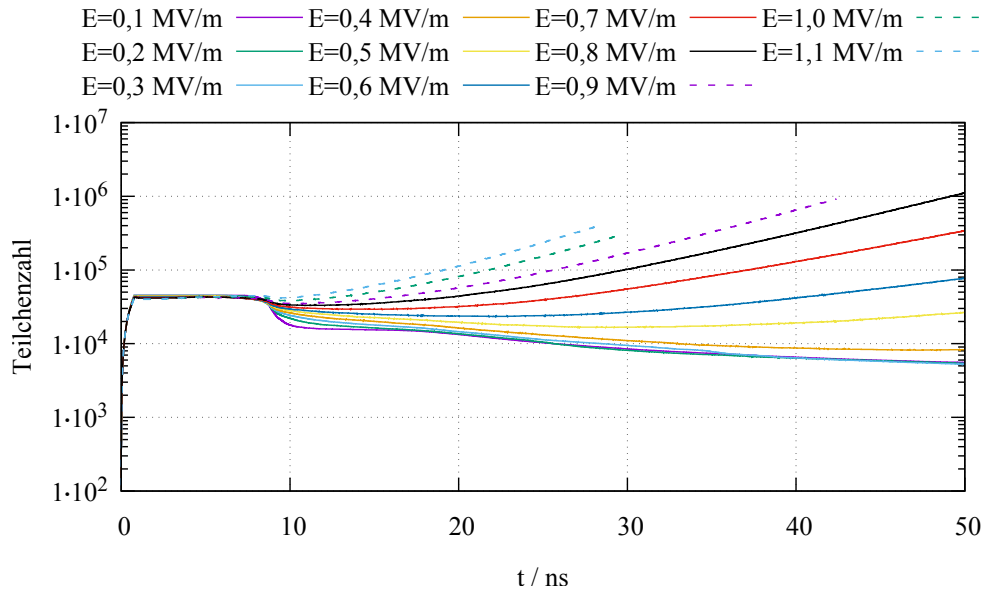


Abbildung 5.31: Multipacting Simulation in der Koppelzelle CC: Entwicklung der Teilchenzahl mit überlagertem Magnetfeld  $B_{\text{sol}} = 100$  G bei verschiedenen Feldgradienten über 50 ns. Die Teilchenzahl sinkt im Feldbereich unter  $0,4$  MV/m bei allen Simulationen, sodass hier kein Multipacting auftreten kann, ab  $0,9$  MV/m erkennt der Löser Multipacting und stoppt.

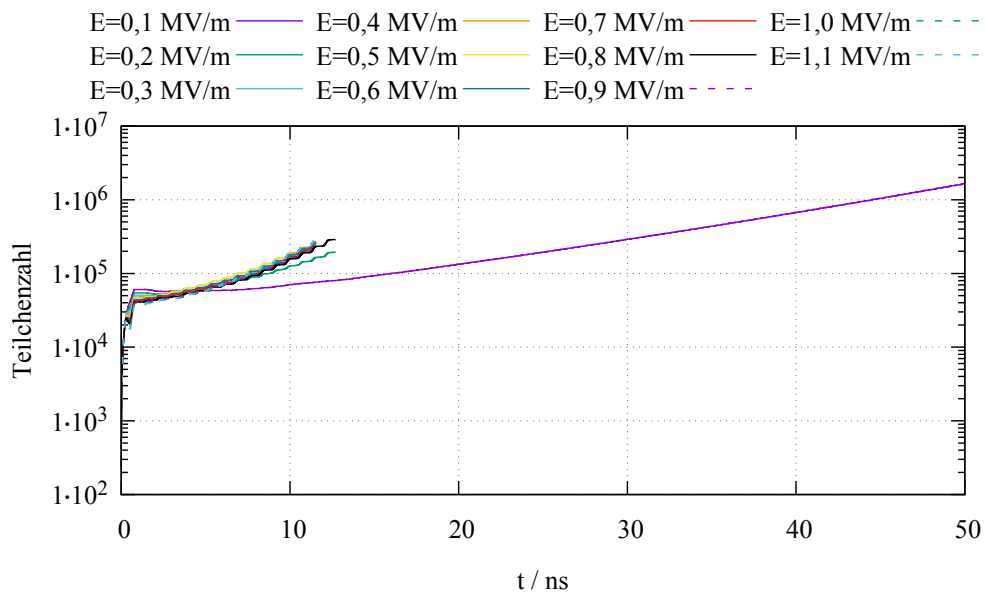


Abbildung 5.32: Multipacting Simulation in der Beschleunigungszelle AC: Entwicklung der Teilchenzahl mit überlagertem Magnetfeld  $B_{\text{sol}} = 100$  G bei verschiedenen Feldgradienten über maximal 50 ns. Bei Feldstärken über  $0,1$  MV/m erkennt der Löser Multipacting und bricht ab.

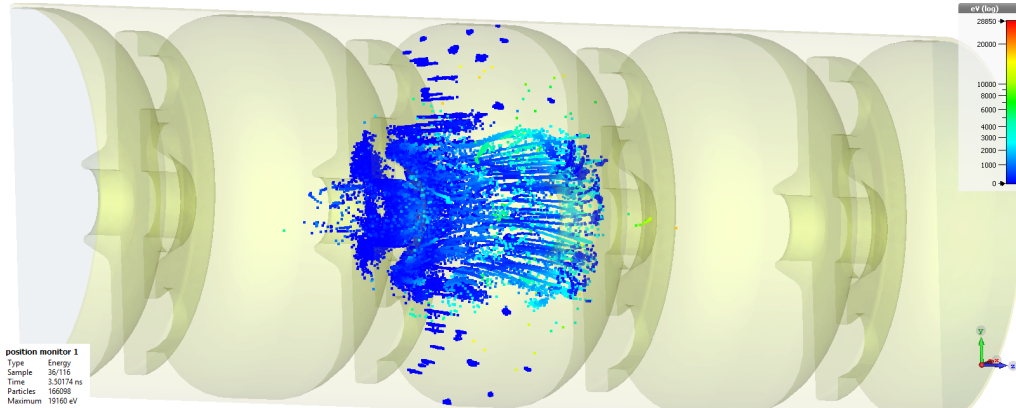


Abbildung 5.33: Bildschirmfoto einer Multipacting Simulation in der Beschleunigungszelle mit Solenoidfeld  $B_{\text{sol}} = 100 \text{ G}$  und  $E_{\text{acc}} = 0,4 \text{ MV/m}$ . Im Bereich des Nose cone treten die meisten Sekundärteilchen auf.

Feldkomponente des überlagerten Magnetfelds zunächst für ein „One-Point“ (1P) Multipacting zu sorgen, bei dem die emittierten Teilchen, aufgrund einer durch das  $B$ -Feld gekrümmten Flugbahn, auf dieselbe Oberfläche treffen, aus der sie ausgetreten waren. Hierbei kann die Beschleunigung auf einer so kurzen Strecke erfolgen, dass die Aufschlagsenergie zwischen  $T_1$  und  $T_2$  liegen kann, wo  $\delta_{\text{SEE}} > 1$  ist. Später bildet sich scheinbar ein 2P-Multipacting aus, bei dem die Elektronen auf dem gegenüberliegenden Nose-cone auftreffen (siehe Abbildung 5.33). Es müsste sich hierbei um Multipacting sehr hoher Ordnung  $n$  handeln, das sich durch Designmaßnahmen praktisch nicht verhindern lässt. Oder ein Teil der Elektronen entkommt dem 1P-Multipacting und diffundiert zur gegenüberliegenden Seite, wo sich erneutes 1P-Multipacting bildet.

Als weiteren Ort an dem Multipacting möglich ist, konnte in der Simulation die rechteckige Blendenöffnung des Hohlleiterkopplers identifiziert werden. Das Multipacting tritt dabei zwischen den langen Seiten der Blende entlang der Orientierung des elektrischen Feldes auf. Der Abstand der Flächen beträgt  $d = 22 \text{ mm}$ . Betrachtet man die Multipacting-Bänder in Abbildung 4.8, so findet man, dass bei diesem Abstand die Feldstärke des Sollbeschleunigungsfeldes in einem Bereich zwischen  $n = 1$  und  $n = 2$  liegt, in dem die Resonanzbedingung (4.64) nicht erfüllt ist. Allerdings beträgt der Feldgradient in der Blende nicht  $E_{\text{acc}}$ . Er ist eine Überlagerung der Feldverteilung der Resonatormode aus Gleichung (4.18)  $\propto J_0(k_c r)$ , mit  $r > r_{\text{AC}}$  und des in die als Cut-off wirkende Blende eindringende Hohlleiterfeldes. Dieses klingt nach den Gleichungen (4.8) und (4.9) mit  $\xi$  exponentiell ab. Da aufgrund der Resonanz das Feld in der Kavität stark überhöht ist, dominiert dessen Anteil in der Blende. Die Länge der Blende beträgt  $\Delta r = 15,75 \text{ mm}$ , so dass  $k_c r = x_0(1 + \Delta r/r_{\text{AC, Koppler}})$  wird, woraus  $E_{\text{Koppler}}/E_{\text{acc}} \approx 0,2$  folgt. Das heißt, dass der Feldgradient in der Blende  $\leq 20\%$  von  $E_{\text{acc}}$  beträgt, was auch in der Simulation bestätigt wurde. Hier lagen die Feldwerte zwischen  $11\%$  an der Öffnung zum Cavity und  $18\%$  zum Hohlleiter. Bestimmt man die mögliche Endenergie, welche die Teilchen in der Blende errei-

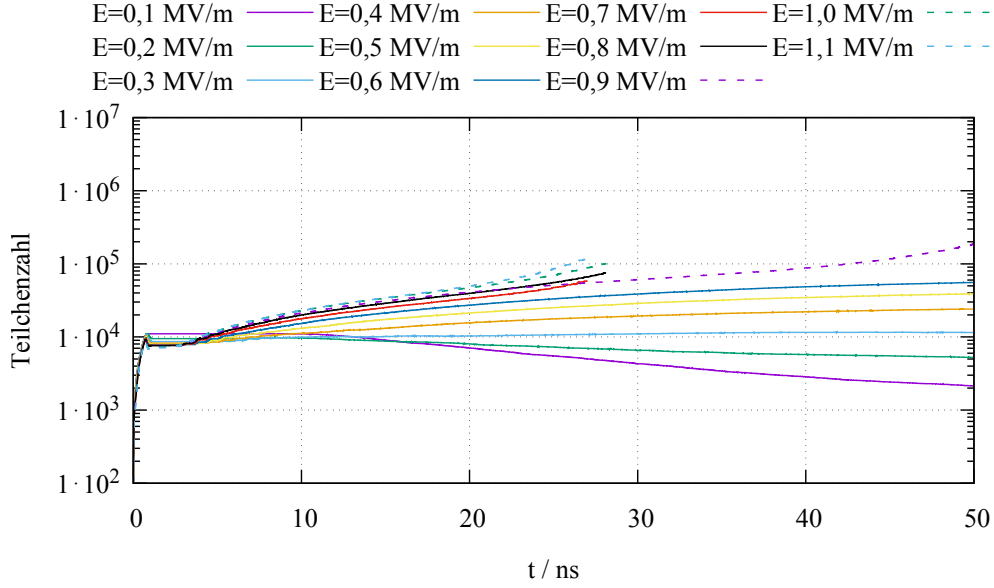


Abbildung 5.34: Multipacting Simulation in der Kopplerblende: Entwicklung der Teilchenzahl bei verschiedenen Feldgradienten von  $E_{\text{acc}}$ . Das Feld im Koppelschlitz beträgt, je nach Eindringtiefe zwischen 11 % bis 18 % von  $E_{\text{acc}}$ . Multipacting wurde bei  $E_{\text{acc}} = 0,7 \text{ MV/m}$ ,  $0,8 \text{ MV/m}$ ,  $1,0 \text{ MV/m}$  und  $1,1 \text{ MV/m}$  detektiert.

chen können, so findet man  $T \lesssim 4 \text{ keV}$ . Somit liegen die möglichen Energien der Sekundärteilchen in einem gefährdeten Bereich. Wie oben erwähnt, wurde Multipacting bis etwa  $E_{\text{acc}} = 0,3 \text{ MV/m}$  beobachtet, das entspricht  $E_{\text{Koppler}} < 60 \text{ kV/m}$ . Benutzt man die Gleichungen (4.64) und (4.65) so findet man, dass Multipacting der Ordnung  $n \geq 22$  möglich ist und  $T \approx 1 \text{ keV}$  erreicht wird. Allerdings konnte die Schwelle in der Simulation des Prototyps nicht gefunden werden. Deren Ergebnisse sind in Abbildung 5.34 aufgetragen. Der Löser erkennt Multipacting bei  $E_{\text{acc}} \geq 0,7 \text{ MV/m}$ , das entspricht Multipacting der Ordnung  $n \leq 9$ . Bis zur Ordnung  $n < 5$  liegt die Teilchenenergie unter  $5 \text{ keV}$ , dem ECSS-Wert für  $T_2$ , so dass Multipacting möglich wäre. Bei  $E_{\text{acc}} = 0,9 \text{ MV/m}$  wird in dieser Simulation kein Multipacting erkannt, dies scheint ein Artefakt zu sein, da bei den zum Vergleich durchgeführten Simulationen mit dem Vaughan-Modell, sowie bei solchen mit den Parametern für das Material „copper annealed“ im Vaughan- und Furman-Modell auch bei dieser Feldstärke die Teilchenzahl so stark ansteigt, dass der Löser stoppt.

Durch Ändern der Simulationsmethode von Flächenteilchenquellen hin zu einem mit Teilchen gefüllten Resonatorinnenraum konnte ein dritter Ort möglichen Multipactings gefunden werden. Die Teilchenverteilung entspricht dabei einer Maxwell-Verteilung mit  $k_B \vartheta = 2 \text{ eV}$ . Der  $1,5 \text{ mm}$  breite Spalt zwischen dem Kolben und der Bohrung in den Resonator zeigt im Bereich seines höchsten Feldes Multipacting (dargestellt in Abbildung 5.35. Diese einem Koaxialleiter ähnelnde Struktur besitzt ein radiales elektrisches Feld. Es ist maximal in Richtung der Zellabrundung und verschwindet nahezu in der zum Zelläquator. Die koaxiale Geometrie begünstigt die



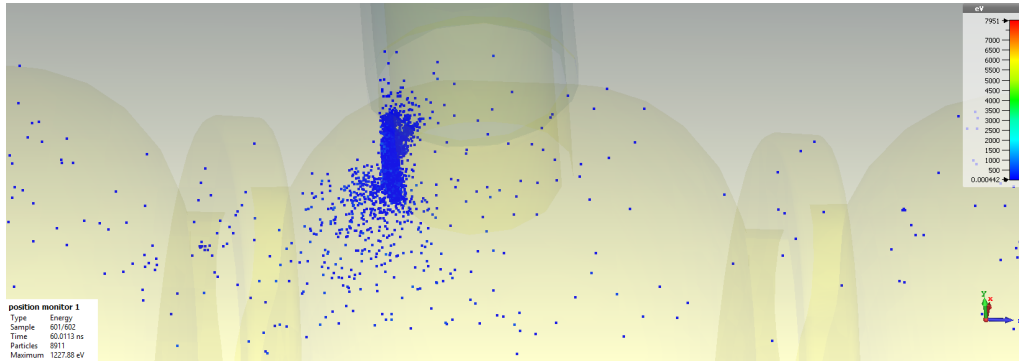


Abbildung 5.35: Multipacting Simulation bei einem Beschleunigungsfeldgradient von  $E_{acc} = 0,4 \text{ MV/m}$ . Elektronen die aus dem Volumen der Beschleunigungszelle in den Spalt zwischen Abstimmkolben und der Bohrung in der Zellwand gewandert sind können dort Multipacting auslösen.

Erfüllung der Resonanzbedingung, da eine sehr große Zahl von möglichen Weglängen zwischen beiden Oberflächen existiert, so dass die Wahrscheinlichkeit hoch ist, dass eine davon zu der Potentialdifferenz zwischen Innen- und Außenleiter passt. Interessanterweise treten bei dieser Simulationsweise die zuvor gefundenen Multipacting Orte nicht in Erscheinung. Die Teilchen diffundieren während der Simulation an den Äquator der Zellen, da dort das elektrische Feld verschwindet. Dabei geraten einige Teilchen der Kolbenzellen in den Spalt wo unter Umständen das Multipacting startet. Das Feld im Spalt beträgt etwa  $0,5\%$  von  $E_{acc}$ .

Wie in Abbildung 5.36 und 5.37 zu sehen ist, liegt die Schwelle bei etwa  $E_{acc} = 0,3 \text{ MV/m}$  bis  $0,4 \text{ MV/m}$ , je nachdem, ob das Solenoidfeld präsent ist, oder nicht. Berechnet man aus diesen Werten die Feldstärken im Spalt, so entspricht dies etwa  $E_{\text{Spalt}} \approx 1,5 \text{ kV/m}$ . Die zu erwartenden Ordnungen liegen zwischen  $n = 17$  und  $n = 61$ . Das ist sehr hoch. Es zeigt sich auch hier nicht die beobachtete Multipactingschwelle. Es könnte sich aber um den Auslöser des beobachteten Druckanstiegs ab etwa  $E_{acc} = 0,5 \text{ MV/m}$  handeln. Betrachtet man diese beiden Abbildungen, sieht man zwischen immer  $5 \text{ ns}$  und  $10 \text{ ns}$  einen kurzzeitigen Anstieg der Teilchenzahl. Da die absolute Änderung der Zahl zu klein ist, um den Entstehungsort der Teilchen zu finden, musste die Zeitdauer des exponentiellen Wachstums auf  $10$  Perioden erhöht werden, außerdem wurde der Beobachtungszeitraum verlängert.

Die hier auftretende Diskrepanz zwischen Simulation und Messung verdeutlicht die Schwierigkeit bei der Untersuchung des Multipacting Prozesses. Es ist kaum möglich die exakten Bedingungen nachzuempfinden und so verlässliche Ergebnisse zu erhalten. Es können allerdings gefährdete Regionen der Geometrie des Resonators identifiziert und Abschätzungen für den schlimmsten Fall gemacht werden. In jedem Fall muss bei der Fertigung und im späteren Betrieb darauf geachtet werden, dass die Oberflächen nicht verschmutzen, damit möglichst  $\delta_{\text{SEE}} < 1$  gilt.

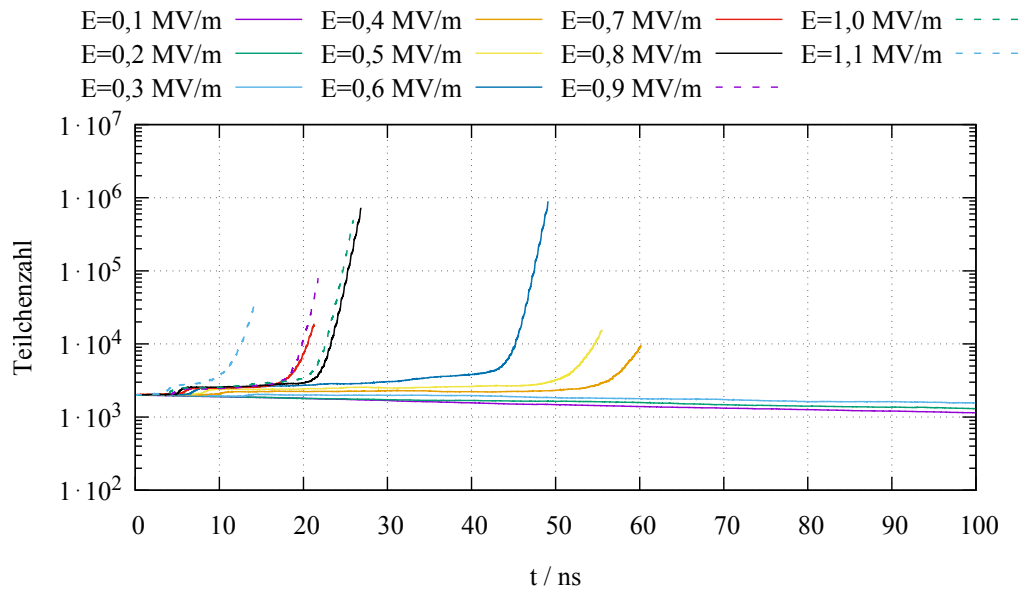


Abbildung 5.36: Multipacting Simulation mit Maxwell-Teilchenverteilung im Hohlraum des Prototypmodells. Im Spalt zwischen einem Kolben und seinem Rohr bildet sich Multipacting ab ca.  $E_{\text{acc}} = 0,4 \text{ MV/m}$  im Bereich des maximalen Feldes aus.

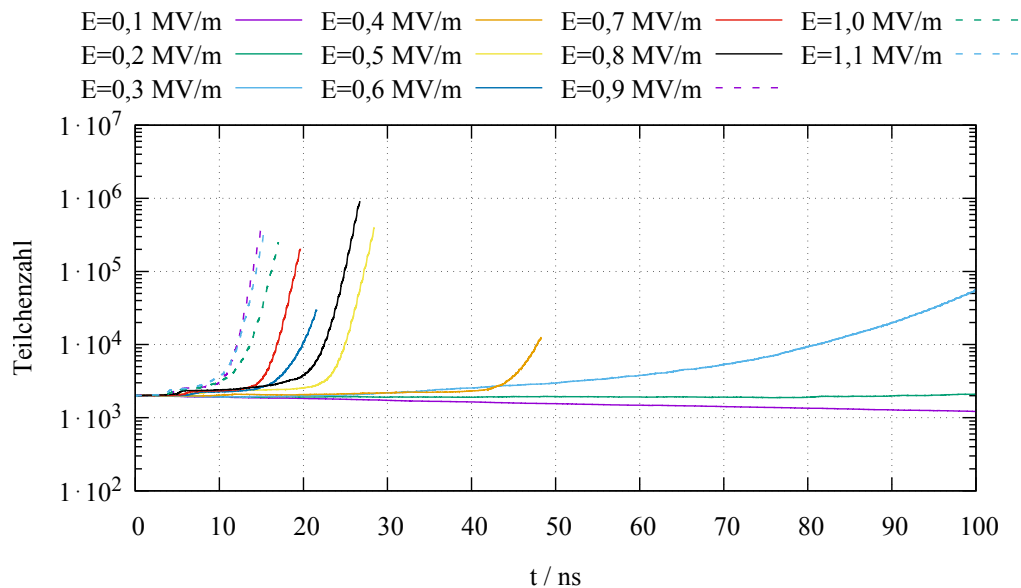


Abbildung 5.37: Multipacting Simulation mit Maxwell-Teilchenverteilung im Hohlraum des Prototypmodells in Anwesenheit des Solenoidfeldes. Im Spalt zwischen einem Kolben und seinem Rohr bildet sich Multipacting ab ca.  $E_{\text{acc}} = 0,3 \text{ MV/m}$  aus im Bereich des höchsten Feldes.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

In dieser Habilitationsschrift wurden die Ergebnisse des Designprozesses des Linearbeschleunigers MAMBO als Vorbeschleuniger des energie-rückgewinnenden Linac MESA dargestellt. Hierbei wurden drei verschiedene Konzepte untersucht. Das erste Konzept entspricht dem seit Jahrzehnten erfolgreich funktionierenden Rezept des normalleitenden MAMI Vorbeschleunigers ILAC [Eut84, Wei84]. Hier wurden drei verschiedene Varianten untersucht, die anders als der ILAC aus jeweils vier HF-Sektionen bestehen. Jede Variante besteht aus einer graded- $\beta$  Beschleunigersektion, bei der die Zelllängen über  $l = \beta \cdot \lambda_{\text{HF}}/2$  an die Teilchengeschwindigkeit angepasst sind, und drei nachfolgenden Sektionen mit konstantem  $\beta$ . Bei der ersten Variante besitzen diese ein  $\beta < 1$ , das etwa zwischen der Injektions- und der Extraktionsenergie der Sektion liegt. Bei der zweiten Variante sind die beiden letzten Sektionen mit  $\beta = 1$  ausgeführt und bei der dritten Variante sind die drei letzten Sektionen alle mit  $\beta = 1$  Zelllängen ausgestattet. Als zweites wurde das neuartige Konzept des Hybridinjektors untersucht, bei dem eine normalleitende graded- $\beta$  HF-Sektion für den niederenergetischen Teil des Vorbeschleunigers mit supraleitenden Beschleunigungsstrecken vom TESLA-Typ [AB<sup>+</sup>00] im Hochenergeteil kombiniert wird. Auch hier wurden zwei Varianten untersucht, eine mit nur einer supraleitenden Sektion und eine mit zwei Sektionen. Das dritte untersuchte Konzept ist das an anderen supraleitenden Beschleunigern benutzte, bei dem mehrere zweizellige supraleitende Resonatoren, hier die des Cornell Boosters [GB<sup>+</sup>13], verwendet werden.

In einem iterativen Vorgang wurde die Strahldynamik ausgelegt und, sofern nötig, auch passende hochfrequenztechnische Komponenten entwickelt. Wann immer in einem Konzept supraleitende Technik zur Anwendung käme, wurde auf existierende Designs zurückgegriffen, da die Entwicklung neuer supraleitender Resonatoren außerhalb des Projekthorizonts von MESA liegt. Weiterhin wurde auf die Ergebnisse einer Reihe von Abschlussarbeiten zurückgegriffen, die, im Rahmen der Auslegung des Vorbeschleunigers MAMBO, Komponenten für die longitudinale Strahlpräparation in dessen Niederenergiestrahlführung MELBA entwickelt hatten.

Obwohl die geringe Ausgangsenergie der Teilchenquelle und die aufgrund der benötigten Geräte zur Spinmanipulation lange Niederenergiestrahlführung für den

Strahlbetrieb mit Strömen über  $150\ \mu\text{A}$  eine nicht zu unterschätzende Erschwerung darstellt, konnten aus allen drei Konzepten Vorbeschleuniger entwickelt werden, welche die geforderten Strahleigenschaften bereitstellen könnten. An Hand von Rentabilitätsbetrachtungen verschiedener Ausformungen der Konzepte, welche sowohl eventuell nötige Weiterentwicklung existierender Kryomodullösungen, die Fertigung der HF-Sektionen, als auch den späteren Betrieb berücksichtigten, wurde die zweite Variante des normalleitenden Konzepts als beste Lösung ausgewählt.

Ferner wurde ein Prototyp der normalleitenden Hochfrequenzresonatoren erfolgreich getestet und damit wertvolle Erfahrung für den Aufbau und die Inbetriebnahme von MAMBO gewonnen.

# Anhang A

## Der Prototyp als Postbuncher

Ein möglicherweise interessanter Verwendungszweck der Prototypsektion aus Kapitel 5.6 könnte ihre Nutzung als „Postbuncher“ sein. Hier würde der Prototyp als fünfte Sektion hinter MAMBO 4 positioniert und im Nulldurchgang der Spannung bei einer Sollphase von  $\phi = -90^\circ$  betrieben werden. Da in diesem Betriebsmodus keine Nettobeschleunigung der Teilchen stattfindet, liegt keine Belastung des Resonators durch den Strahl vor und somit ist der Prototyp trotz kritischer Ankopplung der Leistungseinkopplung für diesen Zweck nutzbar. Zur HF-Versorgung könnte ein 10 kW bis 15 kW leistender Halbleiterverstärker dienen.

Die Wirkung der Sektion MAMBO 5 wäre dann eine Ähnliche, wie die der letzten SRF-Sektion in der Hybrid Variante 2b: die Verzerrung der Phasenraumverteilung wird geglättet. Dies geht zwar auf Kosten der Energiebreite, jedoch ist eine höhere Korrelation des Phasenraums hilfreich für den Transfer in nachfolgende Beschleunigerstufen und die Vermeidung der Entstehung von Halo.

Da in Abschnitt 5.3.1 die Variante 2 des normalleitenden Injektors, also die bei der die Sektionen MAMBO 3 und MAMBO 4 mit  $\beta = 1$  gefertigt werden, als sinnvollste Lösung identifiziert worden war, wurde diese Variante um die Prototyp-

*Tabelle A.1:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter der Phasenraumdiagramme aus Abbildung A.2 zusammengefasst und denen der Variante 2 aus Tabelle 5.4 gegenübergestellt.

	Variante 2		mit MAMBO 5	
	150 $\mu$ A	1 mA	150 $\mu$ A	1 mA
$\langle T \rangle$ MeV	5,04	5,04	5,04	5,03
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$ $10^{-4}$	6	5,4	19,8	21,3
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$ $^\circ$	0,77	0,95	0,76	0,94
$\epsilon_{\text{RMS}}$ $^\circ$ keV	0,41	1,26	0,41	1,31
$\epsilon_{99\%}$ $^\circ$ keV	5,74	20,3	5,74	21,17
$\epsilon_{100\%}$ $^\circ$ keV	115,9	74,6	116,2	82,3

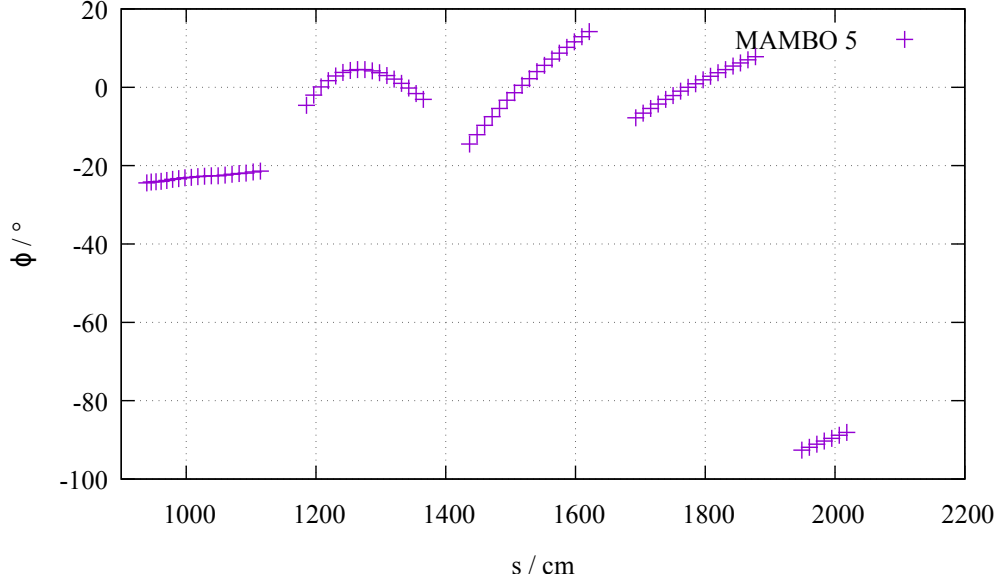
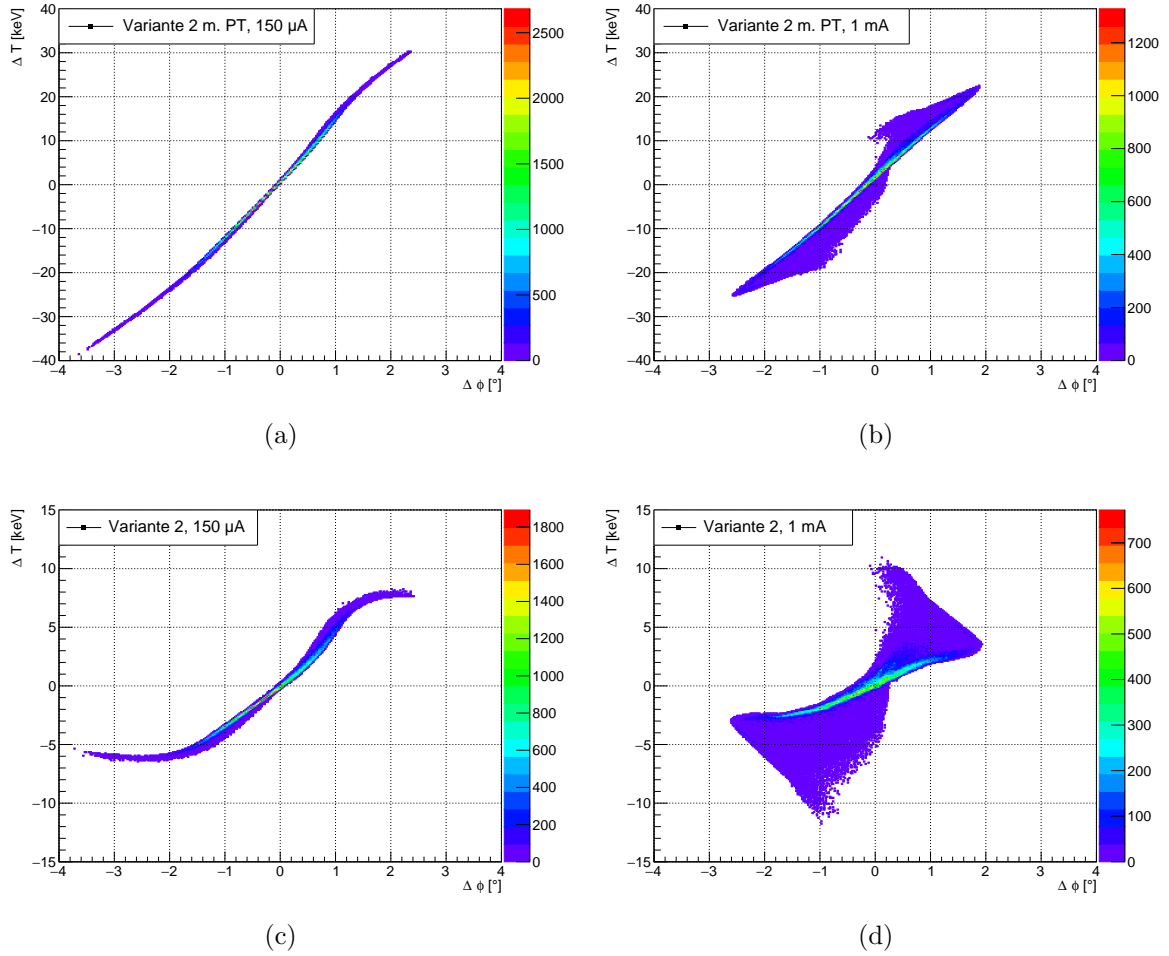


Abbildung A.1: Diagramm der Sollphasen, wie sie in den fünf HF-Sektionen bei der 2. Variante des normalleitenden Injektors unter zusätzlicher Verwendung des Prototyps auftraten. Die Phase  $\phi = 0^\circ$  bezeichnet das Maximum der Beschleunigungsspannung.

sektion, deren Zelllänge ja auch  $\beta = 1$  entspricht, erweitert und untersucht. Die eingestellten Strahlphasen sind in Abbildung A.1 dargestellt.

Das Feld in allen Resonatoren beträgt  $E_{\text{acc}} = 0,66 \text{ MV/m}$ . Die aus den Simulationen gewonnenen Strahlparameter sind in Tabelle A.1 aufgelistet und denen der Variante 2 aus Tabelle 5.4 gegenübergestellt. Die sich hinter dem Injektor ergebenden Phasenraumverteilungen werden in Abbildung A.2 gezeigt. Die Diagramme in der linken Spalte wurden aus Simulationen mit einem Strahlstrom von  $I_b = 150 \mu\text{A}$  gewonnen, die in der rechten Spalte mit  $I_b = 1 \text{ mA}$ . Die Verteilungen der oberen Reihe zeigen den linearisierenden Effekt des Postbunchers auf den Phasenraum im Vergleich zu den darunter gezeigten Verteilungen ohne Nachfokussierung, die aus Abbildung 5.5 übernommen wurden. Obwohl sich die Linearisierung des Phasenraums nicht in einer Verminderung der RMS-Emittanz zeigt, kann diese wie in Abschnitt 5.3.2 durch Vergleichen der Bunchlängen im Brennpunkt nachgewiesen werden. Diese beträgt ohne Postbuncher  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,144^\circ$  und mit  $\Delta\phi_{\text{RMS}} = 0,039^\circ$ . Eine geringere Bunchlänge im Brennpunkt bedeutet eine geringere Krümmung der Teilchenverteilung. Dadurch sind insbesondere die Teilchenhäufungen am oberen und unteren Rand der Energieverteilung weniger stark ausgebildet. Die sich ergebende Vergrößerung der Energieunschärfe um den Faktor  $\approx 3$  ist unkritisch, da aufgrund des im Vergleich zu MAMBO etwa 20-fach höheren Beschleunigungsgradienten in den SRF-Kavitäten die Energieunschärfe von MESA eher durch diesen im Zusammenhang mit der Bunchlänge bestimmt ist, als durch die aus dem Vorbeschleuniger übertragene Energieunschärfe. Eine Änderung des longitudinalen Profils findet durch



*Abbildung A.2:* Gegenüberstellung der longitudinalen Phasenraumdiagramme der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  (Abbildung A.2(a) und A.2(c)) und  $I_b = 1 \text{ mA}$  (Abbildung A.2(b) und A.2(d)). Der Beobachtungspunkt befindet sich 10 cm hinter der letzten Sektion. Die Strahlparameter sind in Tabelle A.1 aufgelistet, die Strahlphasen in Abbildung A.1.

die Sektion MAMBO 5 nicht statt, da hier eine ausreichende longitudinale Dispersion fehlt, die Verkürzung der Bunchlänge ist marginal. Eine kürzere Bunchlänge hat jedoch grundsätzlich eine positive Auswirkung auf die Energieschärfe in der nachfolgenden Beschleunigerstufe. Zur genaueren Analyse müsste der sich anschließende Transferkanal bekannt sein.



# Anhang B

## Abschätzungen für den Hochstrombetrieb

Der maximale Strahlstrom von MESA soll zunächst  $I_b = 1 \text{ mA}$  betragen. Diese Begrenzung liegt im wesentlichen an der begrenzten Leistungsfähigkeit der verwendeten Kryomodule vom ELBE-Typ [TM<sup>+</sup>06]. Der ELBE Beschleuniger ist zwar in der Lage mehr als 1 mA zu beschleunigen, jedoch handelt es sich bei ELBE um einen Beschleuniger mit einmaliger Passage des Linac, nicht um einen mehrfach rezirkulierenden Beschleuniger, wie MESA. Bei MESA befinden sich im ERL-Betrieb zwei zu beschleunigende und zwei abzubremende Strahlen in den Resonatoren, wodurch bei  $I_b = 1 \text{ mA}$  eine Strahllast, die 4 mA entspricht auf dem Kryomodul lastet. Hierdurch werden die höheren Resonatormoden (HOM) stärker angeregt, als bei ELBE, wodurch einerseits Strahlinstabilitäten stärker angetrieben werden und zweitens eine höhere Verlustleistung durch die HOM generiert wird, welche insbesondere die HOM-Dämpfer thermisch belasten. Für den ERL-Mode mit  $I_b = 1 \text{ mA}$  wurden Modifikationen an den Durchführungen der HOM-Dämpfer vorgenommen, um deren Leistungsfähigkeit an die bei MESA vorliegenden Bedingungen anzupassen [S<sup>+</sup>15].

In einer zweiten Ausbaustufe soll MESA im ERL-Modus den Strahlstrom  $I_b = 10 \text{ mA}$  für MAGIX bereitstellen. Hierzu müssen Kryomodule mit geringeren HOM-Impedanzen eingebaut werden. Im Folgenden wird gezeigt, dass das in Abschnitt 5.3.4 ausgewählte Linac-Konzept (normalleitend, Variante 2) strahldynamisch in der Lage ist auch einen Primärstrom von  $I_b = 10 \text{ mA}$  bereitzustellen. Dies stellt jedoch nur eine einfache Abschätzung zur Leistungsfähigkeit des Injektors dar, es werden nicht die Auswirkung der höheren Moden der HF-Sektionen auf den Strahl und dadurch möglicherweise auftretende Strahlinstabilitäten wie z.B. Beam Breakup [HL70] berücksichtigt. Diese Instabilitäten können die Strahlqualität einschränken oder sogar den maximal erreichbaren Strahlstrom begrenzen. Ob wirklich  $I_b = 10 \text{ mA}$  erreicht werden kann, bedarf einer eingehenden Untersuchung dieser Effekte.

Da keine geeigneten Teilchenverteilungen des Hochstrombetriebs aus der Simulation von STEAM vorliegen, wird die in PARMELA vorhandene Routine zur Generierung einer 3D Zufallsverteilungen (Input-Typ 2) verwendet. Als Eingabeparameter

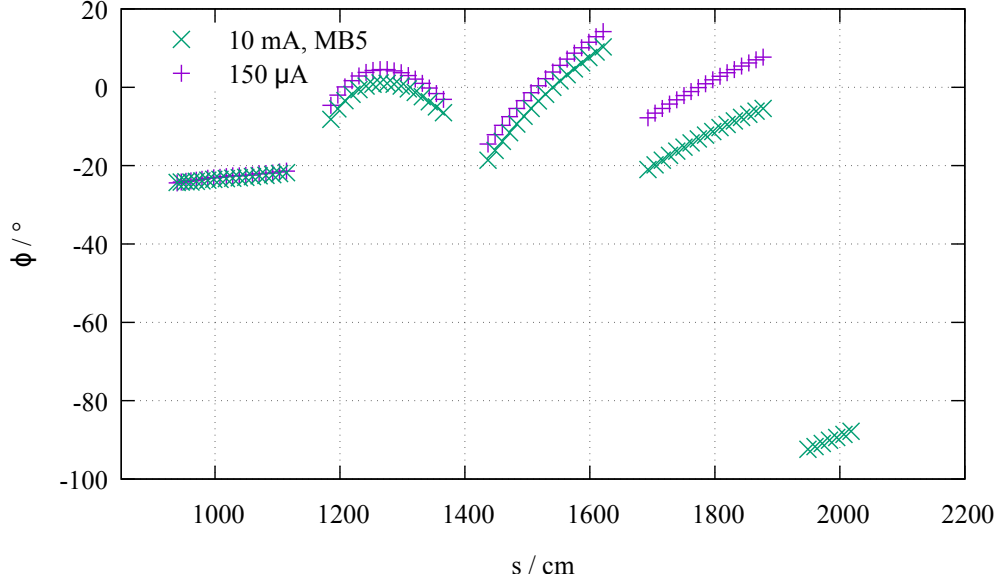


Abbildung B.1: Diagramm der Sollphasen, wie sie in den HF-Sektionen bei der 2. Variante des normalleitenden Injektors bei  $I_b = 10 \text{ mA}$  auftreten. Um die Erhöhung der longitudinalen Fokussierstärke zu verdeutlichen, wurden zum Vergleich auch die Phasen bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$  aus Abbildung 5.4 mit eingezeichnet. Zusätzlich wird auch der Prototyp als 5. Sektion verwendet. Die Phase  $\phi = 0^\circ$  bezeichnet das Maximum der Beschleunigungsspannung.

werden die Twiss-Parameter  $\alpha_{x,y}$ ,  $\beta_{x,y}$  und  $\epsilon_{x,y}$ , sowie  $\Delta W$  und  $\Delta\phi$  benötigt [Bil05]. Von der Möglichkeit den Schwerpunkt der Verteilung zu verschieben wurde kein Gebrauch gemacht. Die Werte von  $\epsilon_{x,y} = 0,24 \text{ mm mrad}$  und  $\Delta W = 90 \text{ eV}$  für einen Quellenstrom von  $I_b = 10 \text{ mA}$ , bzw.  $\epsilon_{x,y} = 0,35 \text{ mm mrad}$  und  $\Delta W = 120 \text{ eV}$  für  $I_b = 16 \text{ mA}$  wurden aus den Abbildungen 4.16 und 4.20 von [Fri19] abgelesen. Weiterhin wurde aus den in Kapitel 5.3 benutzten Verteilungen für  $I_b = 150 \mu\text{A}$  und  $1 \text{ mA}$  die Werte  $\alpha_{x,y} = -25$  und  $\beta_{x,y} = 2 \text{ m}$  extrapoliert. Für  $\Delta\phi$  wurde  $80^\circ$  eingesetzt, um in etwa die Länge der anderen Verteilungen von  $\Delta\phi_{\text{RMS}} \approx 23^\circ$  zu erhalten (vgl. Tabelle 5.3).

Die Simulation zeigte sofort, dass sich die Länge eines  $10 \text{ mA}$  Bunch in der gut  $6,1 \text{ m}$  langen Driftstrecke der Niederenergiestrahlführung (LEBT) von der Quelle bis zum Kollimator des Choppers auf  $\Delta\phi_{\text{RMS}} \approx 64^\circ$  verlängert. Die maximale Akzeptanz des Choppers beträgt  $\pm 90^\circ$ , so dass ein großer Teil der von der Quelle erzeugten Teilchen dort abgetrennt wird. Dieser Verlust muss durch einen höheren Quellenstrom kompensiert werden, wodurch sich der Bunch noch stärker verlängert. Um einen Strom von  $I_b = 10 \text{ mA}$  in die Sektion MAMBO 1 injizieren zu können, muss die Quelle schließlich einen Strom von ca.  $16 \text{ mA}$ , bzw. eine Ladung von  $Q \approx 12,5 \text{ pC}$ , statt  $7,7 \text{ pC}$  erzeugen. Die RMS-Bunchlänge am Chopper beträgt dann sogar  $\Delta\phi_{\text{RMS}} \approx 84^\circ$ . Die durch den Chopper erzeugte Phasenraumverteilung entspricht im Orts- und Energiebereich eher einer Gleichverteilung, als einer Gaußverteilung

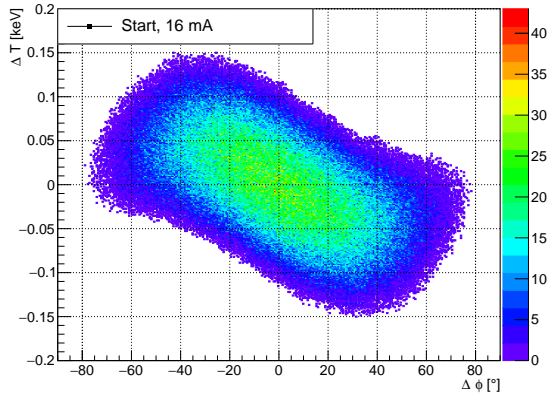
*Tabelle B.1:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter der Variante 2 des normalleitenden Injektors mit langer LEBT bei einem Strahlstrom von  $I_b = 10$  mA am Ende des Linac, sowie die der benutzten Startverteilung hinter der Quelle und am Eingang der ersten Sektion (MAMBO 1) zusammengefasst. In der letzten Spalte sind die Strahlparameter bei zusätzlicher Verwendung der Prototypsektion als Postbuncher (MAMBO 5) aufgelistet. Aufgrund der langen Niederenergiestrahlführung treten hohe Verluste am Chopper auf, weshalb die Quelle einen Strom von  $I_q = 16$  mA liefern muss.

	Quelle	MAMBO 1	Variante 2	mit MAMBO 5
$\langle T \rangle$ MeV	0,1	0,1	5,03	5,03
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$ $10^{-4}$	5,3	175	8,9	21,8
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$ °	28,3	4,3	0,93	0,91
$\epsilon_{\text{RMS}}$ ° keV	1,23	2,6	2,86	3,37
$\epsilon_{99\%}$ ° keV	8,45	34,6	53	66,6
$\epsilon_{100\%}$ ° keV	14,8	76	115,9	144,7

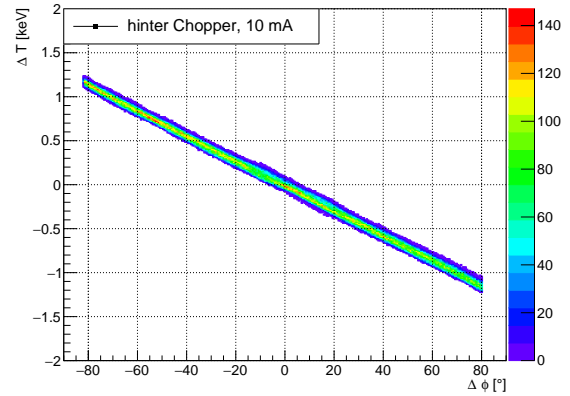
(siehe Abbildung B.2(b)). Die absolute Energiebreite beträgt  $\Delta T_{\text{max}} = \pm 1,2$  keV, bzw.  $\Delta T_{\text{RMS}} = \pm 0,65$  keV.

Die im Vergleich zu den gaußförmigen Verteilungen bei  $I_b = 150$   $\mu$ A und  $I_b = 1$  mA ungewöhnliche Teilchenverteilung erfordert, dass die Amplituden der Buncher stark angehoben werden müssen, um die richtige Bunchlänge beim Eintritt in MAMBO 1 zu erhalten. Die Amplitude des  $f_{\text{acc}}$  Resonators muss im Vergleich zum Fall  $I_b = 150$   $\mu$ A um 86 % angehoben werden und die des  $2f_{\text{acc}}$  Resonators sogar mehr als verdreifacht werden (Faktor 3,2). Die starke Anhebung der  $2f_{\text{acc}}$ -Amplitude ist nötig, um der Verzerrung des longitudinalen Phasenraums aufgrund der Raumladungskräfte und der aus der großen Ortsausdehnung folgenden nicht linearen Geschwindigkeitsmodulation des ersten Bunchers entgegenzuwirken. Weiterhin wirkt die Raumladung stark in den Driftstrecken zwischen den HF-Sektionen. Der Bunch rotiert dadurch im Phasenraum mit dem Uhrzeigersinn, was sich als Bunchverlängerung äußert. Um am Ende des Injektors einen longitudinal konvergenten, also sich verkürzenden Strahl zu erhalten, müssen die Sollphasen der Sektionen MAMBO 2 bis 4, verglichen mit dem 150  $\mu$ A-Betrieb, stärker fokussierend gewählt werden (vgl. Abbildung B.1). Durch die neuen Sollphasen ist die auf den Strahl wirkende Beschleunigungsspannung geringer, als vorher, und somit auch der Energiegewinn. Das kann aber durch Anheben der Feldamplitude der letzten Sektion um etwa 2,5 % ausgeglichen werden, so dass die Endenergie des Injektors gleich bleibt.

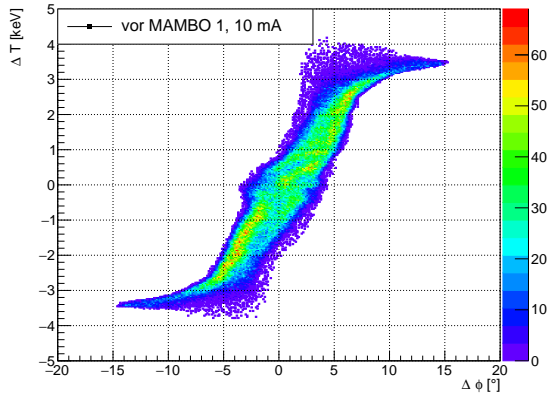
Die sich aus der Simulation ergebenden Strahlparameter sind in Tabelle B.1 zusammengestellt. Es wurde der Betrieb des unveränderten normalleitenden MAMBO Variante 2 untersucht, sowie die Verwendung der Prototypsektion als Postbuncher, wie sie in Anhang A beschrieben wurde. Mit den gefundenen Phaseneinstellungen ist die Verlängerung der RMS-Bunchlänge im Vergleich zu dem 150  $\mu$ A-Betrieb mit rund 20 % moderat. Die Energiebreite hat sich jedoch in Folge der Raumladungseffekte um ca 40 % erhöht. Sowohl die RMS-Emittanz, als auch die 99 % Emittanz sind durch die Raumladungskräfte um den Faktor 7, bzw. 9 gewachsen. In den Pha-



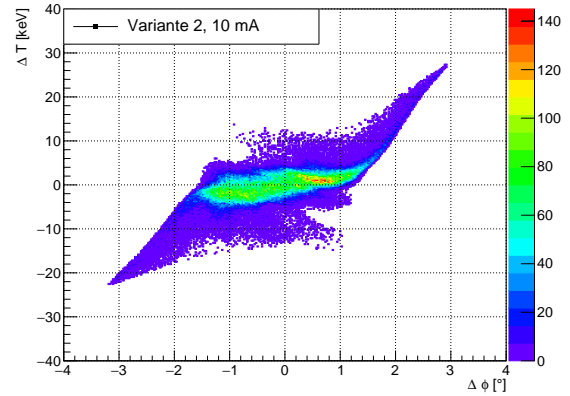
(a)



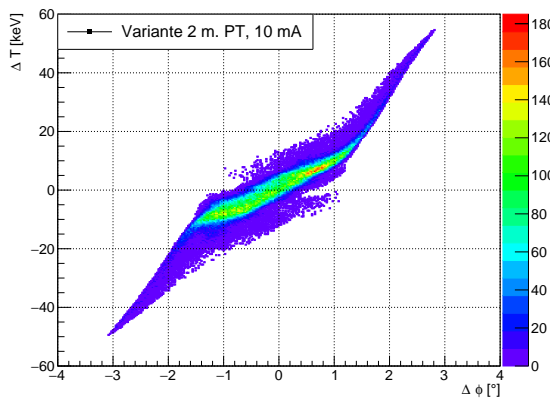
(b)



(c)



(d)



(e)

Abbildung B.2: Longitudinale Phasenraumdiagramme hinter der Quelle (Abbildung B.2(a)), dem Kollimator des Choppers (Abbildung B.2(b)) und vor MAMBO 1 (Abbildung B.2(c)), sowie eine Gegenüberstellung der Phasenraumverteilungen der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher (Abbildung B.2(e) und B.2(d)). Die Beobachtungspunkte der beiden zuletzt genannten Abbildungen befinden sich jeweils 10 cm hinter der letzten Sektion. Die Quelle liefert  $I_q = 16$  mA, damit hinter dem Chopper  $I_b = 10$  mA zur Injektion in die Sektion MAMBO 1 verbleiben. Die Strahlparameter der Verteilungen aus Abbildung B.2(d) und B.2(e) sind in Tabelle B.1 aufgelistet, die Strahlphasen in Abbildung B.1 aufgetragen.

senraumdiagrammen in Abbildung B.2 ist die Verzerrung der Teilchenverteilungen, verglichen mit den Verteilungen in Abbildung A.2, gut zu erkennen. Der Halo hat sich ebenfalls vermehrt, wie gut in Abbildung B.2(d) zu sehen ist.

Der Einsatz des Postbunchers sorgt auch im Hochstrombetrieb dafür, dass die Verteilung linearisiert und der Bunch etwas aufgerichtet wird. Die RMS-Bunchlänge verringert sich etwas, die Energiebreite wächst auf das 2,5-fache an, die RMS-Emittanz um etwa 18 % und die 99%-Emittanz um rund 25 %. Der linearisierende Effekt des Postbunchers ist nicht so prägnant, wie bei niedrigerem Strahlstrom (vgl. Abbildung A.2), da im Wesentlichen der Kern der Verteilung auf das Postbuncherfeld reagiert hat. Jedoch könnte die zusätzliche longitudinale Fokussierung der MAMBO 5 die Raumladungsdefokussierung in einer nachfolgenden Drift vorab kompensieren. Diese Drift kann der Transferkanal zu MESA sein, oder der zu einem Experiment, das direkt mit dem Strahl vom MAMBO durchgeführt wird.

In der transversalen Ebene zeigt sich, dass dieser hochintensive, niederenergetische Strahl, die kinetische Energie liegt zwischen 0,1 MeV und 1,25 MeV, nicht ohne äußere fokussierende Felder durch die 1,86 m lange erste HF-Sektion transportiert werden kann. Die Teilchen werden durch die Raumladungsabstoßung auseinander getrieben und gehen an der Aperturbegrenzung verloren. Während bei mittlerer Intensität von  $I_b = 1$  mA Fokussierungselemente über der MAMBO 1 Sektion hilfreich, aber nicht notwendig sind (vgl. dazu Abbildung 5.6), sieht man in den Abbildungen B.3(a) und B.3(c) an Hand der konstanten Ablage der äußersten Teilchen, die so groß ist wie die Apertur in dem jeweiligen Abschnitt, dass Teilchen verloren gehen. In der ersten HF-Sektion geht gut ein Viertel der Teilchen (25,6 %) verloren. Es konnte keine Einstellung für MELBA gefunden werden, bei der kein massiver Teilchenverlust in dieser HF-Sektion stattfindet. Durch starke Erregung der Fokussierungselemente zwischen den Resonatoren kann jedoch ein Teilchenverlust im weiteren Verlauf des Vorbeschleunigers verhindert werden. Die Enveloppen dazu werden in Abbildung B.3(a) gezeigt. Wenn sechs Solenoide mit einem Feld von  $B_{\text{sol}} = 100$  G über MAMBO 1 angenommen werden, verschwindet der Teilchenverlust in dieser Sektion. Die Einführung dieser MAMBO 1 Solenoide ermöglicht es die Erregung der Magnete zwischen den Sektionen etwa zu halbieren. Es ergeben sich die Ablagen in Abbildung B.3(b). Die maximalen Ablagen im gesamten Linac sind so deutlich kleiner, als die Apertur und bis auf drei Makroteilchen findet bis zum Ende des Linac kein Verlust statt. Eine Entlastung der Magnete ist positiv zu bewerten, da so ihre thermische Belastung und ihr Stromverbrauch gesenkt wird. In Abbildung B.3(c) wurden zum Vergleich mit Abbildung B.3(b) die MAMBO 1 Solenoide entfernt. Durch die geringe Fokussierung zwischen den Sektionen sind nun bis zum Ende des Linac insgesamt 62,6 % des Strahls verloren gegangen. In den hier dargestellten Fällen ist die Optik in MELBA immer identisch, damit die Simulationsergebnisse vergleichbar sind.

Als nächstes wird der Hochstrombetrieb mit einer kurzen LEBT untersucht. Hierbei wird der gesamte Spinmanipulationsaufbau ausgelassen und die Quelle kurz vor dem Choppersystem angesetzt. Dadurch verkürzt sich die LEBT um etwa 4,4 m. Die

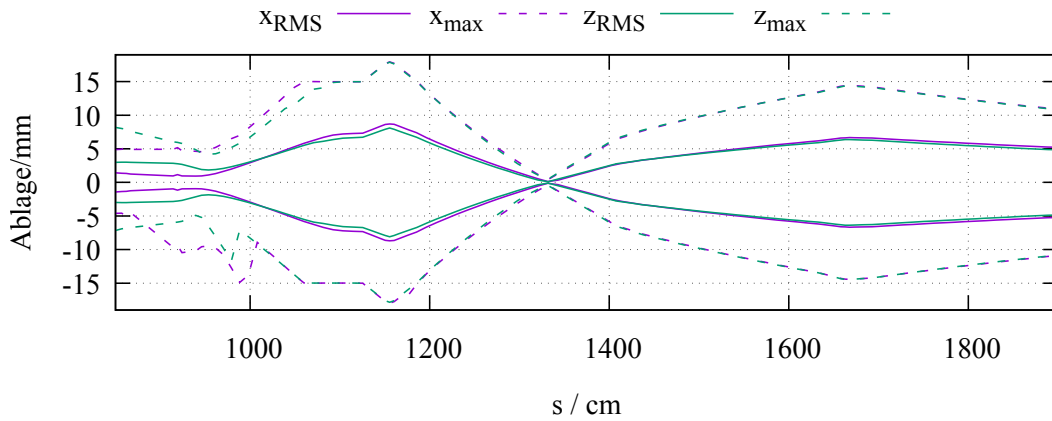
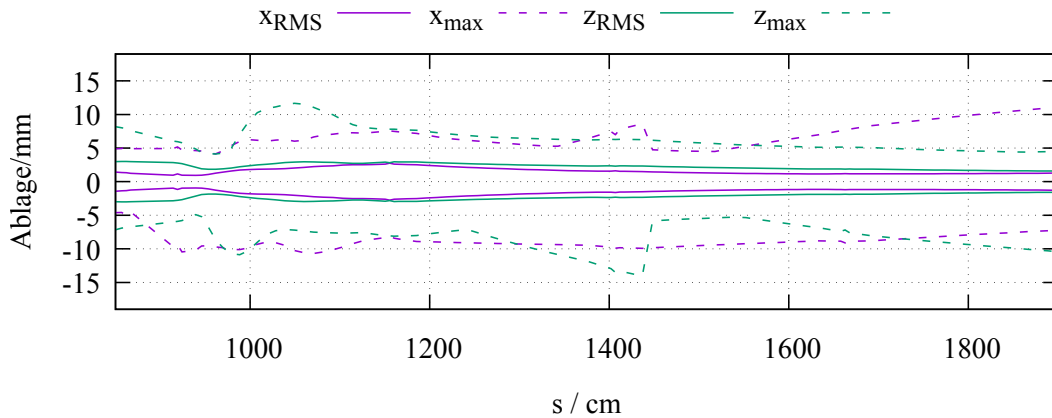
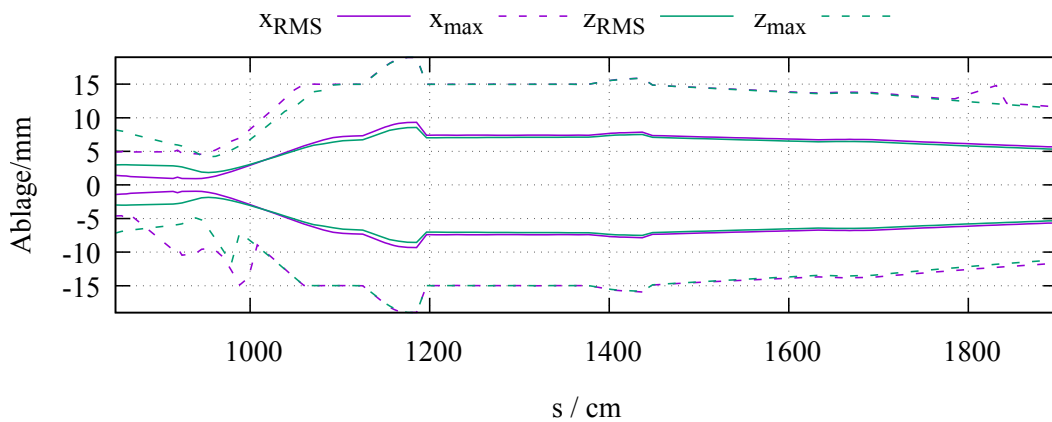
(a)  $B_{\text{sol}} = 0$  G, mit hohen Brechkraften zwischen den HF-Sektionen.(b)  $B_{\text{sol}} = 100$  G, die Brechkraften zwischen den HF-Sektionen wurden verringert.(c)  $B_{\text{sol}} = 0$  G, Brechkraften zwischen den HF-Sektionen, wie in Abbildung B.3(b).

Abbildung B.3: Es werden die Envelopen bei  $I_b = 10$  mA mit und ohne Solenoiden über der HF-Sektion MAMBO 1 verglichen. Von beiden Strahlenebenen werden jeweils die RMS-Strahlbreiten und die Ablage des äußersten Teilchens aufgetragen. In Abbildung B.3(a) treten Verluste in MAMBO 1 auf. Hohe Brechkraften zwischen den Sektionen verhindern Verluste strahlabwärts. In Abbildung B.3(b) eliminiert  $B_{\text{sol}} = 100$  G alle Verluste. In Abbildung B.3(c) treten Verluste im gesamten Linac auf.

*Tabelle B.2:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter der Variante 2 des normalleitenden Injektors mit kurzer LEPT bei einem Strahlstrom von  $I_b = 10$  mA am Ende des Linac, sowie die der benutzten Startverteilung hinter der Quelle und am Eingang der ersten Sektion (MAMBO 1) zusammengefasst. In der letzten Spalte sind die Strahlparameter bei zusätzlicher Verwendung der Prototypsektion als Postbuncher (MAMBO 5) aufgelistet. Aufgrund der kurzen Niederenergiestrahlführung treten kaum Verluste am Chopper auf, weshalb die Quelle nur einen Strom von  $I_q = 10$  mA liefern muss.

	Quelle	MAMBO 1	Variante 2	mit MAMBO 5
$\langle T \rangle$ MeV	0,1	0,1	5,03	5,03
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$ $10^{-4}$	3,8	128	10,7	28,1
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$ °	28,3	4,6	1,07	1,04
$\epsilon_{\text{RMS}}$ ° keV	0,92	1,52	2,29	2,72
$\epsilon_{99\%}$ ° keV	6,23	16,4	28,5	34
$\epsilon_{100\%}$ ° keV	10,6	162,8	154,6	143,5

raumladungsiuzierte Bunchverlängerung ist nun geringer, so dass lediglich 0,05 % der Teilchen am Chopper abgestreift werden. Ein Quellenstrom von  $I_q = 10$  mA reicht daher aus, um  $I_b = 10$  mA in die erste MAMBO Sektion zu injizieren. Die Quelle wird nicht so stark belastet, wie im Fall der langen LEPT und die Lebensdauer der Photokathode erhöht sich. Zur Simulation werden die Daten der STEAM-Quelle genommen. Die Umlenkung aus der Vertikalen, die bei dieser Quelle nötig ist, findet etwa 15 cm vor dem ersten Chopperresonator statt. Die Länge der Strahlführung zwischen Choppersystem und Quelle beträgt nun knapp 1,7 m. Die Phasen der HF-Sektionen werden so eingestellt, dass die Sollphasen den in Abbildung B.1 gezeigten entsprechen. Die Amplitude des ersten Bunchers kann etwas niedriger gewählt werden. Sie ist nun 60 % höher, als bei  $I_b = 150$   $\mu$ A. Die Amplitude des zweiten Bunchers kann stark reduziert werden. Sie ist ebenfalls 60 % höher, als bei  $I_b = 150$   $\mu$ A. Das Amplitudenverhältnis der beiden Kavitäten beträgt 1 : 2, wie zuvor bei den Simulationen mit  $I_b = 150$   $\mu$ A und  $I_b = 1$  mA. Die Phasenraumdiagramme dieses Aufbaus sind in Abbildung B.4 dargestellt, die daraus gewonnen Strahlparameter in Tabelle B.2 zusammengefasst. Verglichen mit den Strahlparametern der MAMBO Variante 2 mit langer LEPT bei 150  $\mu$ A hat sich die Bunchlänge um 39 % vergrößert und die Energiebreite um 78 %. Diese Werte sind höher, als mit der langen LEPT, allerdings sind die RMS-Emittanz und die 99 %-Emittanz nur um den Faktor 5,6 und 4,9 angewachsen. Die RMS-Emittanz bei 10 mA ist mit kurzer LEPT etwa 20 % kleiner, als im Fall der langen LEPT und die 99 %-Emittanz ist sogar um 46 % geringer. Vergleicht man die Abbildungen B.2(d) und B.4(d) miteinander, kann man die kleinere Ausdehnung der Teilchenverteilung im Phasenraum deutlich erkennen. Da Bunchlänge und Energiebreite Projektionen der Phasenraumverteilung auf die Koordinatenachsen sind, sollten sie nicht zur Beurteilung eines Konzepts herangezogen werden, die Emittanz ist als Kenngröße vorzuziehen.

Die Wirkung des Postbunchers auf den Strahl ist vergleichbar mit dem bereits zuvor gesagten. Im Wesentlichen wird die Verteilung im Phasenraum aufgerichtet.

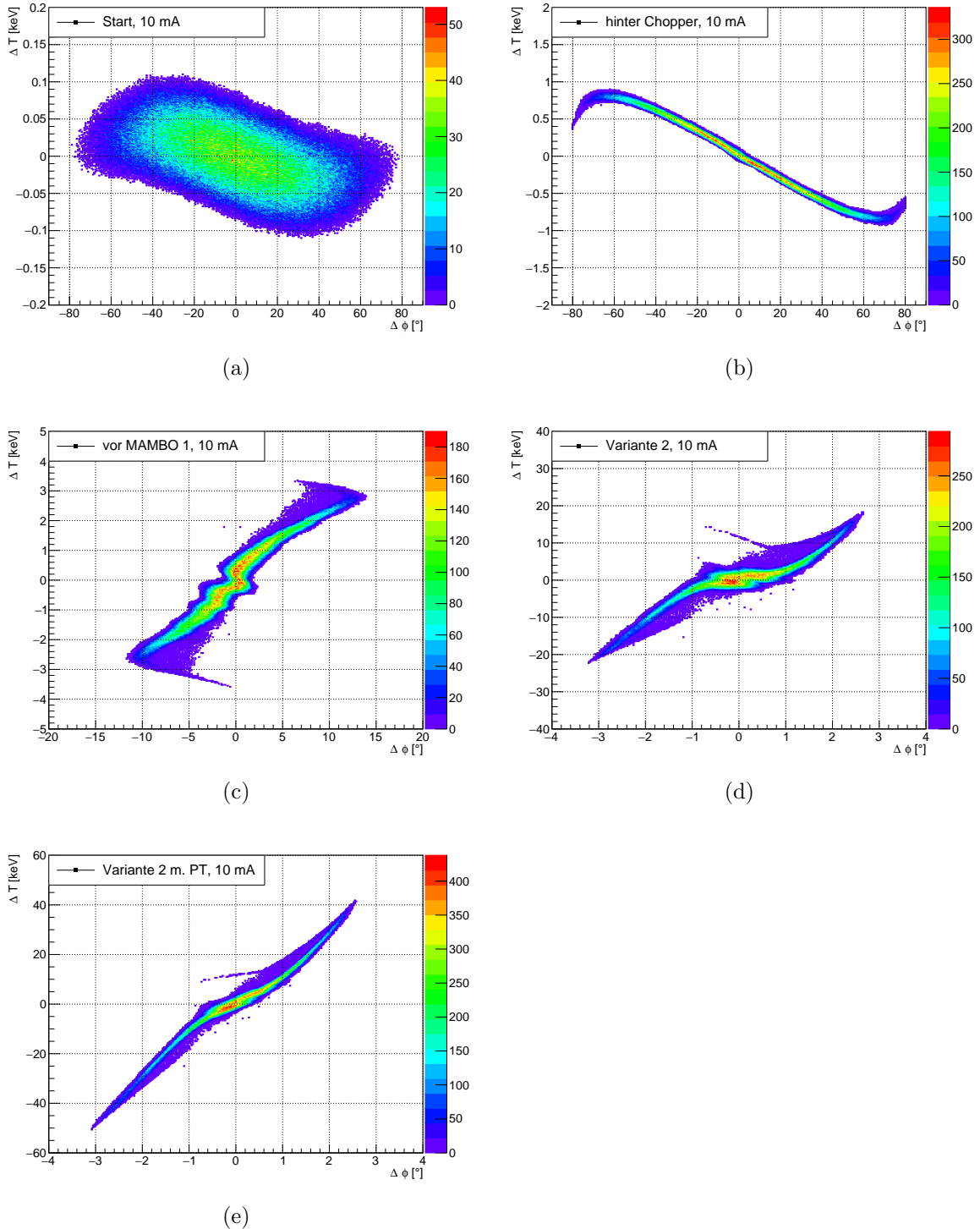


Abbildung B.4: Longitudinale Phasenraumdiagramme hinter der Quelle (Abbildung B.4(a)), dem Kollimator des Choppers (Abbildung B.4(b)) und vor MAMBO 1 (Abbildung B.4(c)), sowie eine Gegenüberstellung der Phasenraumverteilungen der normalleitenden MAMBO Variante 2 mit und ohne Postbuncher (Abbildung B.4(e) und B.4(d)). Die Beobachtungspunkte der letztgenannten Verteilungen befinden sich jeweils 10 cm hinter der letzten Sektion. Aufgrund der kurzen Niederenergiestrahlführung muss die Quelle nur  $I_q = 10$  mA liefern, da am Chopper nur wenige Teilchen abgeschnitten werden. Die Strahlparameter sind in Tabelle B.2 aufgelistet, die Strahlphasen in Abbildung B.1 aufgetragen.



Die RMS-Bunchlänge ändert sich fast nicht, die Energiebreite wird um den Faktor 2,6 erhöht. Die RMS-Emittanz wächst um 18 % und die 99 %-Emittanz um gut 19 %. Im Vergleich von Abbildung B.2(e) und B.4(e) ist ebenfalls deutlich die geringere Ausdehnung der Verteilung mit kurzer LEBT zu erkennen.

Auch bei der kurzen LEBT kann nicht auf externe Fokussierung in der ersten HF-Sektion verzichtet werden. In MAMBO 1 gehen rund 13 % der Teilchen verloren, ohne die starke Erregung der Fokussierungsmagnete zwischen den Sektionen beträgt der Verlust insgesamt 60 %.

Die Ergebnisse dieser Hochstromuntersuchung zeigen sehr deutlich, dass für einen Betrieb mit  $I_b = 10$  mA eine kurze LEBT einen wesentlichen Beitrag zu guter Strahlqualität leistet und daher eine zweite, dedizierte gepulste Hochstromquelle, z.B. mit dem hochstromfähigen KCsSb als Kathodenmaterial [Bec19], an MELBA installiert werden sollte. Ist dies nicht möglich, sollte von der Erzeugung eines gepulsten Strahls zur Injektion in eine lange Niederenergiestrahlführung abgesehen werden, da sich der Strahl am Chopper in einen modulierten Gleichstrom verwandelt hat. Direkt einen Gleichstromstrahl zu erzeugen, der vom Chopper-System präpariert wird, scheint hier sinnvoller, da so die Synchronisation der Pulserzeugung mit dem HF-System entfällt.

Der Einsatz der Prototypsektion scheint auch im Hochstrombetrieb mit Blick auf die benötigte kurze Bunchlänge in den MESA SRF-Resonatoren sinnvoll. In jedem Fall sollte die Optik des Transferkanals zwischen MAMBO und MESA eine geeignete longitudinale Dispersion bereitstellen können, um einer raumladungsinduzierten Bunchverlängerung entgegenzuwirken.



## Anhang C

# Auswirkung unterschiedlich langer Driftstrecken zwischen den Linacsektionen

Das Design von MAMBO hatte, aufgrund von Platzrestriktionen, zunächst zum Ziel einen möglichst kompakten Injektor zu entwickeln. Da, wie in Abschnitt 5.3.1 erwähnt wurde, strahloptische Elemente, Strahldiagnoseeinrichtungen und Strahl-lagekorrektoren zwischen den Resonatoren untergebracht werden sollten (Abbildung C.1), wurde die minimal benötigte Einbaulänge mit  $l = 0,6\text{ m}$  abgeschätzt. Darauf basieren die in Kapitel 5.3 untersuchten Konzepte. Durch eine Änderung der Planungsgrundlage von MESA ergibt sich die Möglichkeit die Länge  $l$  zu vergrößern, um z.B. weitere Vakuumkomponenten, wie z.B. Schieberventile und Bälge unterzubringen, sowie zusätzliche Diagnosemöglichkeiten einzubauen. In einem weiteren Schritt könnten die zwischen den Sektionen zur Fokussierung vorgesehenen Solenoide durch Quadrupoltripletts ersetzt werden, die eine größere Flexibilität der Strahloptik erlauben. Ein solches Tripletts bestünde aus drei Quadrupolen, die durch zwei Driftstrecken getrennt werden, z.B. QF – QD – QF. Das Tripletts benötigte etwa

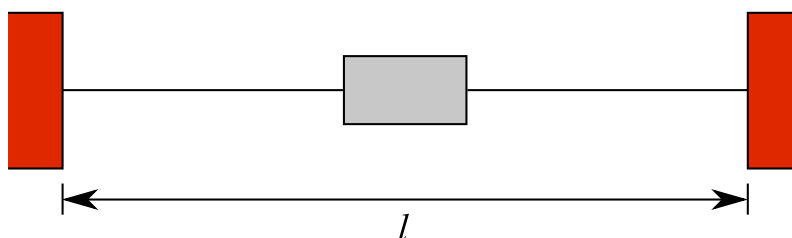


Abbildung C.1: Skizze der Driftstrecken zwischen den Linacsektionen. Jede dieser Strecken mit der Länge  $l$  besitzt in seiner Mitte ein Fokussierungselement (hellgraues Rechteck), dessen Länge mit  $0,1\text{ m}$  angenommen wird. Die Enden der HF-Sektionen sind am linken und rechten Rand der Skizze angedeutet. Untersucht wurden die Längen  $l = 0,6\text{ m}$  und  $1,5\text{ m}$ .

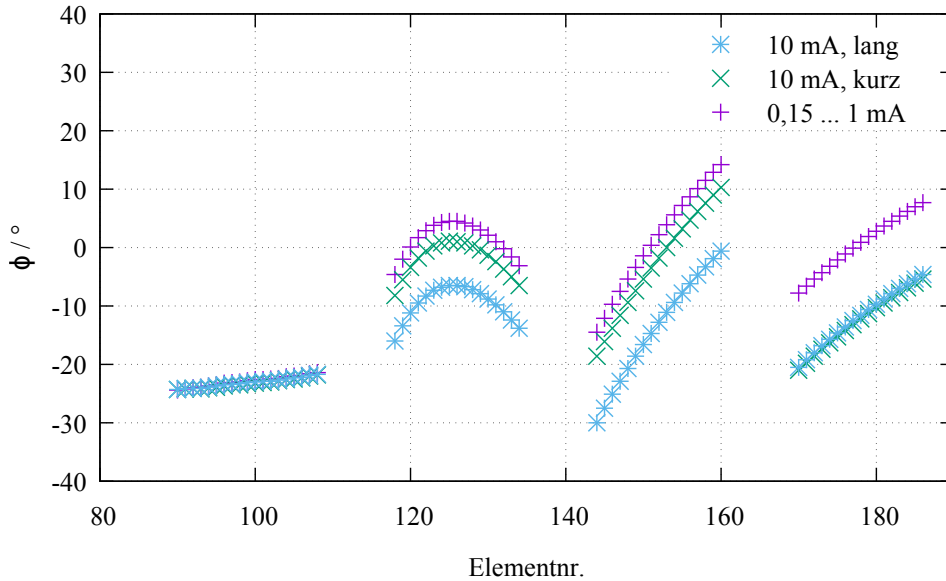


Abbildung C.2: Diagramm der Sollphasen, wie sie in den HF-Sektionen bei der 2. Variante des normalleitenden Injektors mit der langen Drift bei verschiedenen Strahlströmen auftreten. Bei dem untersuchten niedrigen und mittlerem Strom ( $I_b = 0,15 \text{ mA}$  und  $1 \text{ mA}$ ) unterscheiden sich die Strahlphasen nicht von denen mit kurzen Driften. Bei  $I_b = 10 \text{ mA}$  müssen jedoch die Phasen stärker fokussierend gewählt werden, um den Raumladungskräften entgegen zu wirken. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde statt der Länge  $s$  die Elementnummern, die in allen Fällen identisch sind, als Abszisse gewählt.

0,65 m Einbaulänge, so dass der Abstand zwischen den HF-Resonatoren  $l = 1,5 \text{ m}$  betragen sollte.

Es steht zu befürchten, dass eine Verlängerung der Driften durch Wirken der Raumladungskräfte negative Auswirkungen auf die Strahlqualität haben könnte. In Kapitel B hatte sich z.B. gezeigt, dass bei  $I_b = 10 \text{ mA}$  eine starke longitudinale Defokussierung stattfand, die durch geänderte Sollphasen ausgeglichen werden musste. In diesem Kapitel werden die longitudinalen Strahlparameter der in Abschnitt 5.3.4 ausgewählten Standardlösung mit denen verglichen, die sich mit verlängerten Driftstrecken zwischen den HF-Sektionen ergeben. Die transversale Fokussierung wurde auch hier mittels Solenoiden bewerkstelligt, um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu ermöglichen. Die Erregung der Fokussierungselemente ist bei beiden Längen bei gleichem  $I_b$  identisch. Es wurde, wie bisher,  $I_b = 0,15 \text{ mA}$ ,  $1 \text{ mA}$  und  $10 \text{ mA}$  untersucht. Die benutzten Strahlphasen sind in Abbildung C.2 aufgetragen. Die Abszisse ist diesmal nicht die longitudinale Strahlkoordinate  $s$ , sondern die Elementnummer in PARMELA, die so gewählt wurden, dass sie in allen Fällen gleich sind. Für  $I_b = 0,15 \text{ mA}$  und  $1 \text{ mA}$  unterscheiden sich die Phasen für  $l = 0,6 \text{ m}$  und  $1,5 \text{ m}$  nicht. Für  $10 \text{ mA}$  mussten die Raumladungseffekte durch noch stärker fokussierende Phasen der Sektionen MAMBO 2 und 3 ausgeglichen werden. Um die Endenergie zu erhalten wurde nun auch die Amplitude von Sektion 3 um  $2,5 \%$  angehoben.

*Tabelle C.1:* In dieser Tabelle werden die longitudinalen Strahlparameter der Variante 2 des normalleitenden Injektors bei unterschiedlich langen Driftstrecken zwischen den Linacsektionen für verschiedene Strahlströme aufgelistet. Die Werte wurden 10 cm hinter der Sektion MAMBO 4 bestimmt.

$I_b$ mA		0,15		1		10	
$l$ m		0,6	1,5	0,6	1,5	0,6	1,5
$\langle T \rangle$ MeV		5,04	5,04	5,04	5,04	5,03	5,01
$\Delta T_{\text{RMS}}/\langle T \rangle$	$10^{-4}$	6	6,6	5,4	4,9	8,9	12,6
$\Delta\phi_{\text{RMS}}$	$^\circ$	0,77	0,44	0,95	0,63	0,93	0,66
$\epsilon_{\text{RMS}}$	$^\circ \text{keV}$	0,41	0,32	1,26	1,2	2,86	2,52
$\epsilon_{99\%}$	$^\circ \text{keV}$	5,74	4,2	20,3	21,4	53	45,2
$\epsilon_{100\%}$	$^\circ \text{keV}$	115,9	136,8	74,6	105,5	115,9	102,5
$\epsilon_{x,\text{RMS}}$	mm mrad	0,22	0,2	1,32	1,28	2,78	3,18
$\epsilon_{z,\text{RMS}}$	mm mrad	0,15	0,14	1,21	1,12	2,42	2,52

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle C.1 zusammengetragen und denen der Standardlösung gegenübergestellt. Die Daten wurden aus den in Abbildung C.3 dargestellten Phasenraumdiagrammen entnommen. Die Phasenräume wurden, wie bereits bei den vorangegangenen Untersuchungen, 10 cm hinter der Sektion MAMBO 4 bestimmt.

Betrachtet man zunächst die Daten bei kleinem und mittlerem Strahlstrom, da diese mit unveränderten Sollphasen gewonnen wurden, so fällt auf, dass in beiden Fällen die RMS-Emittanz bei langen Driftstrecken kleiner ist, als bei kurzen Driften. Auch die Bunchlängen sind geringer, die Energiebreiten sind vergleichbar. Vergleicht man die Phasenraumverteilungen bei  $I_b = 150 \mu\text{A}$ , so sieht man, dass die Verteilung nach Durchqueren der langen Driften wesentlich steiler im Koordinatensystem liegt. Da die Sollphasen so gewählt sind, dass sich ein Bunch in der folgenden Driftstrecke verkürzt, ist der Effekt der längeren Drift eine kürzere Bunchlänge. Das gilt so lange, bis die Verteilung aufrecht im Koordinatensystem steht und sich somit im Brennpunkt befindet, danach verlängert sich der Bunch. Ein kürzerer Bunch wird von der sinusförmigen Beschleunigungsspannung weniger stark verformt, als ein längerer und daher vergrößert sich dessen RMS-Emittanz weniger stark. Weiterhin kommt hier hinzu, dass die Fokussierungsmagnete jeweils gleich stark erregt sind. Da der Abstand zwischen den Magneten im Fall der langen Driftstrecken größer ist, folgt daraus, dass sich die transversale Ausdehnung des Strahls vergrößert und so die Raumladungskräfte abnehmen. Allerdings lässt sich diese Annahme kaum in den transversalen RMS-Emittanzen, die ebenfalls in Tabelle C.1 einander gegenübergestellt werden, erkennen. Daher scheint der Einfluss der Hochfrequenzspannung größer zu sein.

Wie bereits erwähnt mussten die Phasen für den 10 mA Betrieb stärker fokussierend gewählt werden, als bei der Standardlösung. Es konnten Einstellungen gefunden werden, bei denen der Strahl longitudinal konvergierend aus MAMBO austritt. Auch

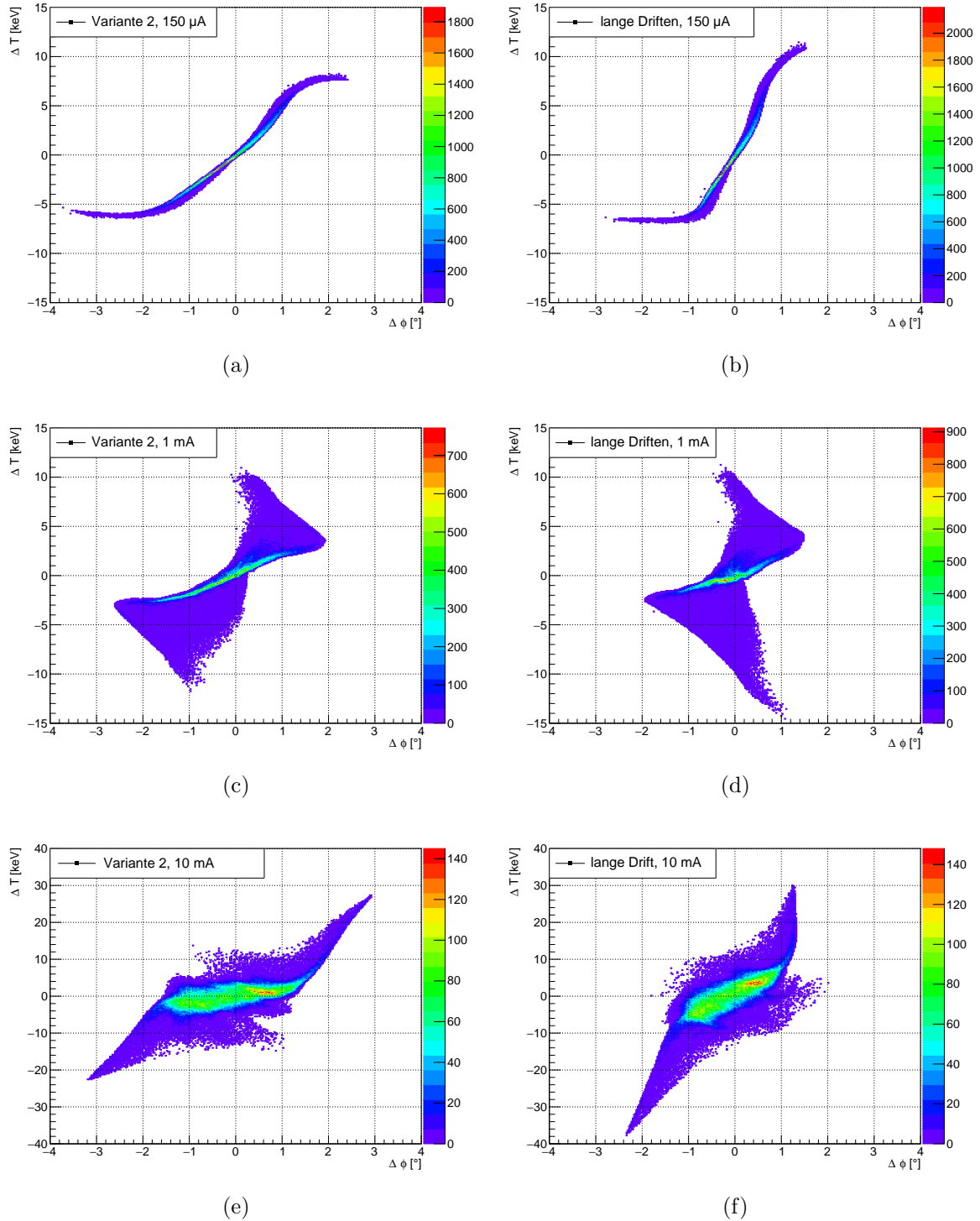


Abbildung C.3: Vergleich der longitudinalen Phasenraumdiagramme des normalleitenden Linac Variante 2 mit unterschiedlich langen Driftstrecken zwischen den HF-Sektionen. Die Abbildungen C.3(a), C.3(c) und C.3(e) stellen die Ergebnisse mit der Standardlänge  $l = 0,6$  m dar und entsprechen den Abbildungen 5.5(c), 5.5(d) und B.2(d). Die Abbildungen C.3(b), C.3(d) und C.3(f) ergeben sich mit  $l = 1,5$  m. Bei Abbildung C.3(f) sind die Sollphasen zum Erreichen einer ausreichenden longitudinalen Fokussierung angepasst worden. Die aus den Diagrammen gewonnenen Strahlparameter finden sich in Tabelle C.1.

in diesem Fall sind die Emittanzen kleiner und der Bunch kürzer, als im Standardfall. Dies sollte nicht überbewertet werden, da kein Wert darauf gelegt wurde, die Lage der Verteilungen im Phasenraum anzugleichen. Die wichtige Information ist jedoch, dass die Phasen angepasst werden mussten und dass es möglich war einen longitudinal konvergenten Strahl zu erzeugen. Allerdings wird diese Konvergenz in einem nachfolgenden Transferkanal genauso verloren gehen, wie im Fall von Kapitel B, wenn hier die Strahloptik nicht eine geeignete longitudinale Dispersion hat.

Es wurden ebenfalls die Nutzung der MAMBO Prototyps und, im Fall des Hochstrombetriebs, einer kurzen LEBT untersucht. Die Beobachtungen sind konsistent mit dem bereits Beschriebenen und werden daher nicht gesondert präsentiert.





# Literaturverzeichnis

- [AB<sup>+</sup>00] AUNE, B. ; BANDELMANN, D. u. a.: Superconducting TESLA cavities. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 3 (2000), Nr. 092001
- [Aul07] AULENBACHER, Kurt: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker Verlag GmbH, 2007. – ISBN 978-3-8322-6429-1
- [Bau17] BAUNACK, S.: Low Energy Accelerators For High Precision Measurements. In: *Electromagnetic Interactions With Nucleons And Nuclei Conference (EINN2017), Paphos, Cyprus, 2017*
- [BBG<sup>+</sup>18] BECKER, D. ; BUCOVEANU, R. ; GRZESIK, C. u. a.: The P2 experiment. In: *The European Physical Journal A* 54 (2018), Nr. 208
- [Bec13] BECHTOLD, Victor: *Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2013
- [Bec19] BECHTOLD, Victor: *Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2019
- [BG01] BEITZ, Wolfgang (Hrsg.) ; GROTE, Karl-Heinrich (Hrsg.): *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*. 20. Auflage. Springer-Verlag, 2001. – ISBN 3-540-67777-1
- [Bil05] BILLEN, James H.: *PARMELA*, 2005. (LA-UR-96-1835)
- [Boy82] BOYD, T.J. J.: Kilpatrick's Criterion / Los Alamos Group AT-1. 1982. – Forschungsbericht. – AT-1:82-28
- [Bra88] BRAUN, Hans-Heinrich: *Das Choppersystem für den Injektorlinac des Mainzer Mikrotrons*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1988

- [BY93] BILLEN, James H. ; YOUNG, Lloyd M.: POISSON/SUPERFISH on PC Compatibles. In: *Proceedings of the 15th Particle Accelerator Conference (PAC'93), Washington D.C., USA, 1993*, S. 790–792
- [CST] *CST Studio Suite*. <http://www.cst.de>
- [CT06] CHAO, Alexander W. (Hrsg.) ; TIGNER, Maury (Hrsg.): *Handbook of accelerator physics and engineering*. World scientific publishing, 2006. – ISBN 981-02-3858-4 (pbk). – 3rd printing
- [DS+07] DUNHAM, B.M. ; SINCLAIR, C.K. u. a.: Performance Of A Very High Voltage Photoemission Electron Gun For A High Brightness, High Average Current Erl Injector. In: *Proceedings of the 22nd Particle Accelerator Conference (PAC'07), Albuquerque, NM, USA, 2007*, S. 1224–1226. – TUPMS021
- [ECS03] EUROPEAN COOPERATION FOR SPACE STANDARDIZATION, REQUIREMENTS AND STANDARDS DIVISION: Multipacting design and test. 2003. – Normwerk. – ECSS-E-20-01A
- [Eut84] EUTENEUER, Hans: Measurements on  $\beta < 1$ -Segments of the On-Axis-Coupled Structure for the Injector-Linac of MAMI / Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz. 1984. – Interne Notiz. – MAMI 9/84
- [FG85] FARRELL, S.R. ; GALLAGHER, W. J.: Further Notes on the Multipactor Effect. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* NS-32 (1985), Nr. 5, S. 2900–2902
- [FP02] FURMAN, M. A. ; PIVI, M. T. F.: Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 5 (2002), Dec, S. 124404
- [Fri19] FRIEDERICH, Simon: *Entwicklung einer hochbrillanten Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Strahlen*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2019
- [Gal79] GALLAGHER, W. J.: The Multipactor Effect. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* NS-26 (1979), Nr. 3, S. 4280–4282
- [GB+13] GULLIFORD, Colwyn ; BARTNIK, Adam u. a.: Demonstration of low emittance in the Cornell energy recovery linac injector prototype. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 16 (2013), Jul, S. 073401
- [Glu70] GLUCKSTERN, R. L.: Space-Charge Effects. In: LAPOSTOLLE, P. M. (Hrsg.) ; SEPTIER, A. L. (Hrsg.): *Linear Accelerators*. North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1970

- [HA<sup>+</sup>16] HEINE, Robert ; AULENBACHER, Kurt u. a.: Current Status of the Milliamperere Booster for the Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator. In: *Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC'16)*, Busan, Korea, 2016, S. 1741–1743. – TUPOW002
- [Hat61] HATCH, Albert J.: Electron Bunching in the Multipacting Mechanism of High Frequency Discharge. In: *Journal of Applied Physics* 32 (1961), Nr. 6, S. 1086–1092
- [Hei15] HEIL, Philipp: *Longitudinale Emittanzanpassung durch Geschwindigkeitsmodulation im Injektionssystem am MESA*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Masterarbeit, 2015
- [HF17] HEINE, Robert ; FICHTNER, Frank: Concept of the High Power RF Systems for MESA. In: *Proceedings of the 8th International Particle Accelerator Conference (IPAC'17)*, Copenhagen, Denmark, 2017, S. 4147–4149. – THPIK023
- [HF18] HEINE, Robert ; FICHTNER, Frank: The MESA 15kW CW 1.3 GHz Solid State Power Amplifier Prototype. In: *Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18)*, Vancouver, Canada, 2018, S. 4216–4218. – THPMF063
- [HH17] HUG, Florian ; HEINE, Robert: Injector Linac Stability Requirements for High Precision Experiments at MESA. In: *Journal of Physics Conference Series* 874 (2017), S. 012012
- [Hin08] HINTERBERGER, Frank: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Auflage. Springer-Verlag, 2008. – ISBN 978-3-540-75281-3
- [HJ99] HUMPHRIES JR., Stanley: *Principles of Charged Particle Acceleration*. 1. edition. John Wiley and Sons, 1999. – ISBN 0-471-87878-2
- [HL70] HELM, R.H. ; LOEW, G.A: Beam breakup. In: LAPOSTOLLE, P. M. (Hrsg.) ; SEPTIER, A. L. (Hrsg.): *Linear Accelerators*. North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1970
- [HW58] HATCH, Albert J. ; WILLIAMS, H. B.: Multipacting Modes of High-Frequency Gaseous Breakdown. In: *Phys. Rev.* 112 (1958), Nov, S. 681–685
- [Jac75] JACKSON, John D.: *Classical Electrodynamics*. 2. edition. Wiley and Sons, 1975. – ISBN 3-11-007415-X
- [Keu18] KEUNE, Björn: MAMBO Prototype-FAT / RI Research Instruments GmbH. Friedrich-Ebert-Straße 75, Bergisch Gladbach, 2018 (3770-BP-11285-0). – Werksabnahme

- [KF<sup>+</sup>12] KAZIMI, Reza ; FREYBERGER, Arne u. a.: Upgrading The CEBAF Injector With A New Booster, Higher Voltage Gun, And Higher Final Energy. In: *Proceedings of 3rd International Particle Accelerator Conference (IPAC'12), New Orleans, LA, USA, 2012*, S. 1945–1947. – TUPPR055
- [Kil57] KILPATRICK, W. D.: Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc. In: *Review of Scientific Instruments* 28 (1957), Nr. 10, S. 824–826
- [KKP68] KNAPP, E. A. ; KNAPP, B. C. ; POTTER, J. M.: Standing Wave High Energy Linear Accelerator Structures. In: *Review of Scientific Instruments* 39 (1968), Nr. 7, S. 979–991
- [Kla67] KLAGES, Gerhard: *Einführung in die Mikrowellenphysik*. 2. Auflage. Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1967
- [KP<sup>+</sup>12] KUSKE, Bettina ; PAULICK, Nadine u. a.: Conceptual Design Report BERLinPro / Helmholtz Zentrum Berlin. 2012. – Forschungsbericht
- [Kuc95] KUCHLING, HORST: *Taschenbuch der Physik*. 15. Auflage. Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1995. – ISBN 3–343–00884–2
- [Kuy89] KUYPERS, FRIEDHELM: *Klassische Mechanik*. 2. Auflage. VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1989. – ISBN 3–527–27879–7
- [Lap65] LAPOSTOLLE, P.M.: Effets de la charge d'espace dans un accélérateur linéaire protons / CERN European Organization for Nuclear Research. 1965. – CERN Report. – AR/ Int. SG/65-15
- [Lap71] LAPOSTOLLE, P.M.: Possible Emittance Increase Through Filamentation Due To Space Charge in Continuous Beams. In: *Proceedings Of The 4th International Particle Accelerator Conference (PAC71), Chicago, IL, USA, 1971*, S. 1101–1104
- [Led16] LEDROIT, Ben: *Aufbau und Test des MESA-Choppers*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Masterarbeit, 2016
- [M<sup>+</sup>09] MCINTOSH, P. u. a.: SRFSystem Operation On The Alice Erl Facility At Daresbury. In: *Proceedings of the 14th International Conference on RF Superconductivity (SRF2009), Berlin, Germany, 2009*, S. 34–40. – MOOBAU05
- [MA<sup>+</sup>17] MATEJCEK, C. ; AULENBACHER, K. u. a.: Low Energy Beam Transport System for MESA. In: *Proceedings of 59th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL2017), Geneva, Switzerland, 2017*, S. 20–25. – MOPSP008

- [MAF19] MATEJCEK, C. ; AULENBACHER, K. ; FRIEDERICH, S.: Low Energy Beam Transport System for MESA. In: *Proceedings of 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 2019*, S. 1461–1464. – TUPGW028
- [ML<sup>+</sup>15] MULLER, N. ; LAXDAL, R. E. u. a.: TRIUMF's Injector and Accelerator Cryomodules. In: *Proceedings of 17th International Conference on RF Superconductivity (SRF2015), Whistler, BC, Canada, 2015*, S. 1409–1412. – THPB115
- [MP69] MEYER, Erwin ; POTTEL, Reinhard: *Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik*. Friedrich Vieweg u. Sohn, Braunschweig, 1969
- [NKK67] NAGLE, D. E. ; KNAPP, E. A. ; KNAPP, B. C.: Coupled Resonator Model for Standing Wave Accelerator Tanks. In: *Review of Scientific Instruments* 38 (1967), Nr. 11, S. 1583–1587
- [OL<sup>+</sup>10] OLVER, Frank W. ; LOZIER, Daniel W. u. a.: *NIST Handbook of Mathematical Functions*. 1. edition. New York, NY, USA : Cambridge University Press, 2010. – ISBN 0521140633, 9780521140638
- [PKH08] PADAMSEE, Hasan ; KNOBLOCH, Jens ; HAYS, Tom: *RF Superconductivity for Accelerators*. 2. edition. Wiley-VCH, 2008. – ISBN 978-3-527-40824-9
- [PP87] PEDROTTI, Frank L. ; PEDROTTI, Leno S.: *Introductions to Optics*. 1. edition. Englewood Cliffs, New Jersey 07632 : Prentice-Hall, Inc., 1987. – ISBN 0-13-491465-1
- [RK<sup>+</sup>95] REES, D. ; KEFFELER, D. u. a.: Characterization of a Klystrode as a RF Source for High-Average-Power Accelerators. In: *Proceedings of the 16th Particle Accelerator Conference (PAC'95), Dallas, TX, USA, 1995*, S. 1521–1523. – TAQ02
- [S<sup>+</sup>15] STENGLER, Timo u. a.: Modified Elbe Type Cryomodules For The Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA. In: *Proceedings of the 17th International Conference in RF Superconductivity (SRF2015), Whistler, BC, Canada, 2015*, S. 1413–1416. – THPB116
- [S<sup>+</sup>19] STENGLER, Timo u. a.: SRF Testing For Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA. In: *Proceedings of the 19th International Conference in RF Superconductivity (SRF2019), Dresden, Germany, 2019*, S. 510–514. – TUP041
- [Sac71] SACHERER, F.J.: RMS Envelope Equations With Space Charge. In: *Proceedings Of The 4th International Particle Accelerator Conference (PAC71), Chicago, IL, USA, 1971*, S. 1105–1107

- [SB<sup>+</sup>03] SHEMELIN, V. ; BELOMESTNYKH, R. u. a.: Dipole-Mode-Free And Kick-Free 2-Cell Cavity For The SC ERL Injector. In: *Proceedings of the 20th Particle Accelerator Conference (PAC 2003), Portland, OR, USA, 2003*, S. 2059–2061. – WPAB012
- [Sch02] SCHRIBER, Stan O.: Recognizing, Analyzing And Interpreting Mode Information In Standing-Wave Cavities. In: *Proceedings of the 21st International Linear Accelerator Conference (LINAC 2002), Gyeongju, Korea, 2002*, S. 231–233. – MO480
- [SE<sup>+</sup>96] SHVEDUNOV, V.I. ; EUTENEUER, H. u. a.: Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. In: *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC'96), Sitges, Spain, 1996*, S. 1502–1504. – THP078L
- [SH97] SCHEUERLEIN, C ; HILLERET, Noël: *The Influence of an Air Exposure on the Secondary Electron Yield of Copper*, Diss., 1997. – CERN-THESIS-2002-022
- [Sla50] SLATER, John C.: *Microwave Electronics*. D. van Nostrand Company, Inc., 1950
- [Sto16] STOLL, Christian: *Solenoid-Fokussierungsmagnete für den niederenergetischen Strahltransport an MESA*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Masterarbeit, 2016
- [Stu08] STUDENT: The Probable Error of a Mean. In: *Biometrika* 6 (1908), Nr. 1, S. 1–25
- [T<sup>+</sup>18] TANABASHI, M. u. a.: Review of Particle Physics. In: *Phys. Rev. D* 98 (2018), Nr. 3, S. 030001
- [Tip14] TIPLER, Paul A.: *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. 7. Auflage. Springer Spektrum, 2014. – ISBN 978-3-642-54165-0
- [TM<sup>+</sup>06] TEICHERT, J. ; MICHEL, P. u. a.: RF status of superconducting module development suitable for CW operation: ELBE cryostats. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 557 (2006), Nr. 1, S. 239 – 242
- [Vau88] VAUGHAN, J. R. M.: Multipactor. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 35 (1988), Nr. 7, S. 1172–1180
- [Wan80] WANGLER, Thomas P.: *Space Charge Limits in Linear Accelerators* / Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, NM, USA. 1980. – Los Alamos Report. – LA-8388

- [Wan08] WANGLER, Thomas P.: *RF Linear Accelerators*. 2. edition. Wiley-VCH, 2008. – ISBN 978-3-527-40680-7
- [Wei84] WEIS, Thomas: Design des Injektorlinacs für MAMI B / Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz. 1984. – Interne Notiz. – MAMI 12/84
- [Wie99a] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics I*. 2. edition. Springer Verlag, 1999. – ISBN 3-540-64671-X
- [Wie99b] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics II*. 2. edition. Springer Verlag, 1999. – ISBN 3-540-64504-7
- [Wil96] WILLE, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2.Auflage. Teubner Verlag, 1996. – ISBN 3-519-13087-4
- [ZB99] ZINKE, Otto ; BRUNSWIG, Heinrich: *Hochfrequenztechnik 2*. 5. Auflage. Springer Verlag, 1999. – ISBN 3-540-64728-7
- [ZL<sup>+</sup>15] ZVYAGINTZEV, V. ; LAXDAL, R.E. u. a.: Commissioning Of The SRF Linac For Ariel. In: *Proceedings of the 17th International Conference in RF Superconductivity (SRF2015), Whistler, BC, Canada*, 2015, S. 457–461. – TUAA02