

Untersuchungen zur Teilchendynamik in Hochstromlinearbeschleunigern für leichte Ionen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Andreas Sauer
aus Fulda

Frankfurt am Main 2003
DF1

dem Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation vorgelegt.

Dekan:	Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking
1. Gutachter:	Prof. Dr. Horst Klein
2. Gutachter:	Prof. Dr. Ulrich Ratzinger
Datum der Disputation:	Juni 2003

Inhaltsverzeichnis

EINLEITUNG.....	1
1. DARSTELLUNG DER BEHANDELTEN PROJEKTE.....	4
1.1 DAS IFMIF PROJEKT.....	4
1.1.1 <i>Kritische Parameter des IFMIF Projekts</i>	6
1.2 DAS ADS/XADS PROJEKT.....	7
1.2.1 <i>Kritische Parameter des ADS/XADS Projekts</i>	10
2. BESCHLEUNIGERSTRUKTUREN.....	11
2.1 DER RADIO FREQUENZ QUADRUPOL LINEARBESCHLEUNIGER (RFQ).....	11
2.1.1 <i>Der Four-Vane-RFQ</i>	13
2.1.2 <i>Der Four-Rod-RFQ</i>	14
2.2 DER ALVAREZ DRIFTRÖHRENBESCHLEUNIGER (ALVAREZ-DTL).....	15
2.3 DIE H-MODEN DRIFTRÖHRENBESCHLEUNIGER (H-DTL).	20
2.3.1 <i>Der Interdigital H-Moden Driftröhrenbeschleuniger (IH-DTL)</i>	21
2.3.2 <i>Der Crossbar-Driftröhrenbeschleuniger (CH-DTL)</i>	28
3. RAUMLADUNGSPARAMETER IN BESCHLEUNIGERSTRUKTUREN.....	31
3.1 DIE RAUMLADUNGSPARAMETER EINES RFQ LINEARBESCHLEUNIGERS.....	31
3.1.1 <i>Die transversalen Phasenvorschübe</i>	31
3.1.2 <i>Die longitudinalen Phasenvorschübe</i>	33
3.1.3 <i>Die Fokussierunterdrückung oder "tune depression"</i>	33
3.1.4 <i>Die Stromgrenzen</i>	34
3.2 DIE RAUMLADUNGSPARAMETER DES ALVAREZ LINEARBESCHLEUNIGERS.....	35
3.2.1 <i>Die transversalen Phasenvorschübe</i>	35
3.2.2 <i>Die longitudinalen Phasenvorschübe</i>	36
3.2.3 <i>Die Fokussierunterdrückung oder "tune depression"</i>	37
3.2.4 <i>Die Stromgrenzen</i>	37
3.3 DIE RAUMLADUNGSPARAMETER DES IH/CH DRIFTRÖHRENBESCHLEUNIGERS.....	38
3.3.1 <i>Die transversalen Phasenvorschübe</i>	38
3.3.1.1 <i>Die transversalen Transfermatrizen</i>	39
3.3.1.2 <i>Die longitudinalen Transfermatrizen</i>	40
3.3.2 <i>Die Fokussierunterdrückung in der transversalen Ebene</i>	42
3.3.3 <i>Die longitudinalen Phasenvorschübe</i>	42
3.3.4 <i>Die Fokussierunterdrückung in der longitudinalen Ebene</i>	44
3.3.5 <i>Die Stromgrenzen</i>	44
3.4 DIE "SMOOTH APPROXIMATION THEORIE" UND IHRE GRENZEN.....	44
3.4.1 <i>Die "Smooth Approximation Theorie" in der transversalen Ebene</i>	44
3.4.2 <i>Die "Smooth Approximation Theorie" in der longitudinalen Ebene</i>	46
3.4.3 <i>Die Grenzen der "Smooth Approximation Theorie"</i>	46
3.5 RESONANZEN UND INSTABILITÄTEN.....	47

Inhaltsverzeichnis

4. DER ENTWURF EINES 175 MHZ D⁺ RFQ FÜR IFMIF.....	51
4.1 DIE ENTWURFSSTRATEGIE.....	51
4.2 NUMERISCHE SIMULATIONSERGEBNISSE.....	52
5. EIN ALVAREZ-DTL-ENTWURF FÜR IFMIF.....	60
5.1 DIE ENTWURFSSTRATEGIE UND WAHL DER PARAMETER.....	60
5.2 DER ZELLENENTWURF MIT SUPERFISH.....	63
5.3 DIE HAUPTCHARAKTERISTIKA.....	64
5.4 DIE STRAHANPASSUNG.....	69
5.4.1 Die Strahlanpassung zwischen RFQ und Alvarez-DTL.....	69
5.4.2 Der MEBT-Entwurf.....	69
5.4.3 Die Strahlanpassung zwischen den DTL-Modulen.....	72
5.5 DIE STRAHLDYNAMIK.....	73
5.5.1 Der fehlangepasste Strahl.....	78
5.5.2 Die Fehlertoleranzen.....	81
5.5.3 Der Alvarez-DTL in Verbindung mit dem MEBT.....	88
5.5.3.1 Die Fehlertoleranzen des Alvarez-DTL in Verbindung mit dem MEBT.....	94
5.6 SCHLUSSFOLGERUNG.....	96
6. DER ENTWURF EINES IH-DTL FÜR IFMIF.....	98
6.1 DIE ENTWURFSSTRATEGIE UND WAHL DER PARAMETER.....	98
6.2 DER KAVITÄTENENTWURF.....	101
6.3 DIE HAUPTCHARAKTERISTIKA.....	104
6.4 DIE STRAHLDYNAMIK.....	108
6.5 SCHLUSSFOLGERUNG.....	114
7. DER ENTWURF EINES SUPRALEITENDEN CH-DTL FÜR IFMIF.....	115
7.1 DIE ENTWURFSSTRATEGIE UND WAHL DER PARAMETER.....	115
7.2 DER TEILCHENDYNAMISCHE KAVITÄTENENTWURF.....	118
7.3 DIE HAUPTCHARAKTERISTIKA.....	120
7.4 DIE STRAHANPASSUNG.....	124
7.4.1 Die Strahlanpassung zwischen RFQ und IH+CH-DTL.....	124
7.4.2 Der MEBT-Entwurf.....	124
7.5 DIE STRAHLDYNAMIK.....	127
7.5.1 Der fehlangepasste Strahl.....	132
7.5.2 Die Fehlertoleranzen.....	134
7.5.3 Der supraleitende IH+CH-DTL in Verbindung mit dem MEBT.....	137
7.5.4 Der MEBT und IH+CH-DTL in Verbindung mit kombinierten Fehlern.....	141
7.5 DER HF-ENTWURF DER SUPRALEITENDEN CH-KAVITÄTEN MIT MICROWAVE STUDIO®.....	142
7.6 SCHLUSSFOLGERUNG.....	145
8. DER ENTWURF EINES SUPRALEITENDEN CH-DTL FÜR ADS/XADS.....	147
8.1 DIE ENTWURFSSTRATEGIE UND WAHL DER PARAMETER.....	147
8.2 DER TEILCHENDYNAMISCHE KAVITÄTENENTWURF.....	150

Inhaltsverzeichnis

8.3 DIE HAUPTCHARAKTERISTIKA.....	152
8.4 DIE STRAHLDYNAMIK.....	156
8.4.1 <i>Der fehlangepasste Eingangsstrahl</i>	160
8.4.2 <i>Die Fehlertoleranzen</i>	162
8.5 DER HF-ENTWURF DER SUPRALEITENDEN CH-KAVITÄTEN MIT MICROWAVE STUDIO®	165
8.6 SCHLUSSFOLGERUNG.....	167
9. ZUSAMMENFASSUNG.....	169
DANKSAGUNG.....	174
LITERATURVERZEICHNIS.....	175
LEBENS LAUF.....	181

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden umfangreiche Untersuchungen und deren Ergebnisse zur Beschleunigung hochintensiver Ionenstrahlen mit 100 %-Tastverhältnis in z.T. neuartigen HF-Linearbeschleunigerstrukturen vorgestellt. Motivation für diese Untersuchungen sind die enorm hohen Anforderungen an Strahlstrom, Strahlleistung, Transmission und Beschleunigerzuverlässigkeit, die von den neuen Beschleunigerprojekten verlangt werden und dabei weit über den bisher üblichen realisierten Rahmen hinausgehen. Insbesondere sind hierbei die Projekte und Demonstrationsanlagen EURISOL, IPHI, LEDA, RIA, APT, ATW, TRASCO, ADS/XADS und IFMIF zu erwähnen [EUR] [IPH] [LED] [RIA] [APT] [ATW] [TRA] [ADS] [IFM96].

Innerhalb der vorliegenden Doktorarbeit wurden Linac-Designstudien zu dem ADS/XADS-Beschleuniger (Hier: 40 mA, 24 MW, Protonen, 600 MeV, 350 MHz/700 MHz, Dauerstrich) und IFMIF (125 mA, 5 MW, Deuteronen, 40 MeV, 175 MHz, Dauerstrich) behandelt, weil das Institut für Angewandte Physik in den entsprechenden Kollaborationen eingebunden ist [ADS] [IFM96].

Alle Projekte beginnen mit einer Hochstrom-Ionenquelle (EZR-Quelle oder Multi-cusp-Quelle), gefolgt von einem RFQ-Vorbeschleuniger (Four-Rod- oder Four-Vane-Typ) und einem HF-Driftröhrenbeschleuniger (Alvarez-DTL, CCDTL oder H-Typ-DTL) und im Hochenergieabschnitt folgen dann zum Teil noch ringförmige Strukturen, wie Akkumulatoren und Synchrotrons oder Linearbeschleuniger für hohe Teilchenenergien ($\beta \geq 0.3$), wie die CCL-Struktur oder die supraleitenden elliptischen Kavitäten [Wan98] [Lap99].

Für den RFQ-Vorbeschleunigerteil gibt es bereits eine Reihe von Entwürfen, sowohl für die sogenannte Four-Rod-Struktur (TM₂₁₀-Mode, SW) als auch für die Four-Vane-Struktur (TE₂₁₀-Mode, SW) [Sch85] [Wan98]. Für beide ist das Konzept für die teilchendynamische Auslegung im wesentlichen identisch, so dass hier ein Referenzentwurf übernommen wurde, um die Strahlanpassung an den Driftröhrenbeschleunigerteil in den Rechnungen erfassen zu können [Jam00].

Für den dem RFQ folgenden DTL-Abschnitt, welcher im Rahmen der Dissertation im Detail vorgestellt wird, gibt es einerseits bekannte, bewährte Strukturen wie den Alvarez-DTL (TM₁₁₀-Mode, SW) oder IH-DTL (TE₁₁₀-Mode, SW) und andererseits neue Entwicklungen wie die normaleitenden und/oder supraleitenden CH-Kavitäten (TE₂₁₀-Mode, SW) und supraleitende Spoke- bzw. Multi-Spoke-Kavitäten (TM₁₁₀-Mode, SW), die den Weg zur Supraleitung bei geringeren Teilchenenergien ($0.09 \leq \beta \leq 0.3$) öffnen [Alv46] [Rat94] [Lap99] [Eic00] [Pad98].

Für einen ersten Referenzentwurf wird üblicherweise auf den Alvarez-DTL als konventionelle Struktur mit vielen bereits gebauten Anwendungen zurückgegriffen, wobei allerdings der gleichzeitige Betrieb mit langer Einschaltdauer und hohen Strahlintensitäten noch nicht realisiert wurde [Wan98] [Rat98].

Bei der alternativen IH-Struktur wurden zwar lange Einschaltdauern erzielt (bis 100 % Tastverhältnis), aber noch keine Hochstromanwendungen mit leichten Ionen realisiert.

Die neuen supraleitenden Kavitäten für niedrige bis mittlere Energien erscheinen für den simultanen Betrieb mit hohen Strahlströmen und Dauerstrichanwendung besser geeignet, befinden sich aber noch in der Entwicklungsphase. Ein wesentlicher Teil der Dissertation beschäftigt sich mit der Frage, inwieweit ein normaleitender Alvarez-DTL, ein normaleitender IH-DTL oder eine supraleitende CH-Struktur zum Einsatz im Rahmen des IFMIF Projekts geeignet sind.

Einleitung

Zusätzlich wird die Anwendung der supraleitenden CH-Variante auch für das ADS/XADS Projekt untersucht.

Zunächst werden die Projekte im einzelnen vorgestellt und die Anforderungen bzw. die besonders kritischen Parameter erläutert (Transmissionseffizienz, erlaubte Strahlverlustrate (Aktivierungsgefahr), maximale Strahlausfälle pro Jahr, maximale HF-Leistung pro Kavität und maximale Oberflächenströme und -feldstärken).

Anschließend werden die für einen Einsatz in den Projekten in Frage kommenden Beschleunigertypen und deren physikalische und technische Prinzipien beschrieben.

Daran schließt sich eine Zusammenfassung der wichtigsten physikalisch-mathematischen Grundlagen für die Behandlung von Ionenstrahlen unter Raumladungsbedingungen an (resp. Fokussierunterdrückung (σ/σ_0), Nullstrom- und Stromphasenvorschübe (σ_0 und σ) und Stromgrenzen (I_{lim})).

Dieser Abschnitt zur Theorie der Strahldynamik wird von einer kurzen Einführung in die Theorie der parametrischen- und Kopplungsresonanzen abgeschlossen. Die daraus abgeleiteten Kriterien wurden für die Auslegung und Optimierung der Linearbeschleuniger herangezogen [Wan80] [Hof81] [Hof82] [Rei81] [Jam93] [Wan98] [Hof02] [Ger02].

In dem darauf folgenden Kapitel wird die Teilchendynamik und die Entwurfsstrategie mit Gleichverteilungsannahme ("EP-Annahme") für den Four-Vane-RFQ Referenzentwurf des IFMIF Projekts exemplarisch vorgestellt [Jam00]. Die daraus gewonnenen Ergebnisse werden dann später für Untersuchungen zur Strahlanpassung und Stabilität in der DTL-Sektion benutzt.

Im Hauptteil der Arbeit werden die drei Varianten, Alvarez-DTL mit FoDo-Fokussierschema, normalleitender IH-DTL mit FDF-o-DFD-Fokussiergitter und supraleitender CH-DTL mit FDF-o-DFD-Fokussierschema eingehend untersucht und diskutiert, wobei neben intensiven Teilchendynamikrechnungen (Strahlfehlanspassung, Toleranzstudien und Anpassung eines RFQ-Ausgangsstrahls an die verschiedenen Driftröhrenstrukturen) auch die jeweiligen Entwurfsstrategien dargelegt werden. Bei den Entwürfen wurde größter Wert auf die folgenden Gesichtspunkte gelegt.

- Hohe Transmissionsrate zur Vermeidung von Verlusten, die zur Aktivierung der Struktur führen würden (Stromverlustrate $\ll 3 \mu A/m$).
- Eine robuste Auslegung der Teilchendynamik, was dadurch erreicht werden konnte, dass man alle Arbeitspunkte des Beschleunigers in den emittanzdominierten Bereich legen konnte (d.h. $\sigma/\sigma_0 \geq 0.4$).
- Hohe Zuverlässigkeit durch eine konservative Parameterwahl der Beschleunigungs- bzw. Fokussiergradienten und Spitzenfelder.
- Soweit konstruktiv möglich eine gute Zugänglichkeit zu allen Beschleunigerkomponenten für eine Vereinfachung der Justierung und Wartung
- Hohe HF-Leistung und Kühleffizienz (optimierte Shuntimpedanzen, Laufzeitfaktoren und Oberflächenstromdichten).
- Einbeziehung und Berücksichtigung von technischen Gegebenheiten und möglichen Entwicklungen in der Zukunft, wobei besonders auf eine realistische Auslegung der benötigten HF-Senderleistung pro Modul (mit Berücksichtigung von Leistungsreserven für HF-Regelung und -Einkopplung) und der magnetischen Quadrupole geschaut wurde.

Diese Zielvorgaben konnten in allen drei Fällen für den IFMIF-Driftröhrenbeschleuniger eingehalten werden. Zugleich konnte eine erste Kavitätenauslegung der supraleitenden 175 MHz 12 Spalt-CH-Resonatoren mit MicroWave Studio® vorgenommen werden, um eine mögliche technische Umsetzung vorzubereiten [Eic00] [Eic01].

Einleitung

Die oben erwähnten Entwurfskriterien gelten uneingeschränkt auch für das ADS/XADS Projekt. Hier könnte die supraleitende CH-Struktur ebenfalls zu einer attraktiven Lösung führen. Die Designmethode und intensive Teilchendynamikrechnungen mit Strahlfehlpassung und elektrischen und mechanischen Betriebstoleranzen werden detailliert aufgeführt. Die Strukturauslegung für den supraleitenden CH-Resonator für ADS/XADS wird auch davon profitieren, dass ein Prototyp aus massivem Niob für den supraleitenden Probestrieb am IAP ausgelegt und in Auftrag gegeben werden konnte. Im kommenden Jahr werden die Messungen an der 19 Spalt-Kavität, 350 MHz, $\beta=0.1$ beginnen [Eic01] [Sau02c].

Die Anforderungen der neuen Beschleunigerprojekte sind zwar extrem hoch, aber in vielen Bereichen gibt es innovative Lösungsansätze, welche eine erhebliche Verbesserung gegenüber konventionellen Lösungen bringen sollten. Insbesondere die Entwicklung der supraleitenden Beschleuniger mit ihrem großen Potenzial erscheinen vielversprechend:

- Dauerstrichanwendung (hohe Beschleunigungsgradienten bei höchster Beschleunigerzuverlässigkeit);
- Hochstromtauglichkeit (große Aperturradien bei höchster HF-Effizienz und minimaler Aktivierungsgefahr);
- Kostenreduktion (keine Kühlungsprobleme bei höchsten Beschleunigungsgradienten, was geringe Anlage- und Betriebskosten mit sich bringt);

Gegenwärtig besteht in mehreren Labors weltweit eine rege Prototypentwicklung, die für $\beta \leq 0.4$ aktuell zur 2 - 3 Spalt Spoke-Kavität, Reentrant-Kavität und schließlich zur 19 Spalt CH-Kavität führten [Pad98] [Wan98] [ADS] [Eic01] [Sau02c].

1. Darstellung der behandelten Projekte

In diesem ersten Kapitel werden exemplarisch zwei Projekte vorgestellt, welche auch wichtige IAP-Kollaborationen sind, die dann ab Kapitel 4 dieser Arbeit eingehend mit Hilfe von Simulationen diskutiert werden sollen. Diese zwei Projekte sind wegweisend für alle weiteren geplanten oder bereits im Bau befindlichen Hochstromlinearbeschleuniger für leichte Ionen mit hoher Einschaltdauer. Anschließend werden die besonders kritischen Entwurfsparameter und Anforderungen an den Beschleunigerteil der jeweiligen Projekte herausgestellt und genauer dargelegt.

1.1 Das IFMIF Projekt

Das Akronym IFMIF bedeutet ausgeschrieben **I**nternational **F**usion **M**aterial **I**rradiation **F**acility. Ziel von IFMIF ist eine beschleunigerbasierte Deuterium-Lithium Neutronenquelle, die hochenergetische Neutronen mit sehr hoher Intensität und großem Bestrahlungsvolumen liefern soll, um Materialien für den potenziellen Gebrauch in Fusionsreaktorkammern, z.B. für ITER, bis zur vollen Lebenszeit zu testen [ITE]. Außerdem soll IFMIF zum Eichen und Überprüfen von alten Strahlendaten, die von Spaltungsreaktoren oder anderen beschleunigerbasierten Bestrahlungstests stammen, dienen. Ferner würde es eine technische Basis für die materialspezifische Aktivierung von Stoffen und ihre radiologische Eigenschaften liefern und dadurch auch die Analyse von Materialien für den Gebrauch in Kernfusions-, Sicherheits-, Wartungs-, Umwandlungs-, Abbruchs- und Aufbewahrungssystemen erleichtern. Das Projekt ist eine internationale Kollaboration von verschiedenen Universitäten, Großforschungseinrichtungen und Instituten aus Amerika, Europa, Russland und Japan und wird zusätzlich von EURATOM gefördert. Seit 1994 wird im Rahmen dieses Projekts in verschiedenen Phasen geforscht [IFM96]. Die Tabelle 1.1 zeigt die aktuellen Entwurfsparameter für die Gesamtanlage von IFMIF [IFM02].

Tabelle 1.1: Entwurfsparameter der IFMIF-Gesamtanlage [IFM02].

Parameter IFMIF	Beschleuniger	Kommentar
Anzahl der Beschleuniger	2 HF-Linacs	Parallelbetrieb
Strom [mA]	250	2 × 125 mA
Ionenart	D ⁺	H ₂ ⁺ für Testbetrieb
Ausgangsenergie [MeV/u]	20.0	Variabilität vorerst aufgegeben [IFM02]
Strahlleistung [MW]	10	2 × 5 MW
Strahldimension am Target [cm]	20 × 5	rechteckig und flach
Energieverteilung am Target [MeV]	± 0.5	FWHM
Frequenz [MHz]	175	
Max Neutronenfluss bei 14 MeV [n/m ² sec]	> 0.9 × 10 ¹⁸	oder ≥ 2 MW/m ²
Versetzungen pro Atom [dpa/yr]	> 20	
Min Bestrahlungsvolumen [Liter]	0.5	
Anlagenverfügbarkeit [%]	> 70	
Lebenszeit der Anlage [Jahre]	> 40	
Einschaltdauer	Dauerstrich	< 2% bei Erstbetrieb und Anlaufphase
Wartungsmöglichkeit	Hands-on	< 20 mrem/h 1Std. nach Abschalten bei 1 m Abstand

1. Darstellung der behandelten Projekte

Zur Verdeutlichung des prinzipiellen Aufbaus der IFMIF-Linearbeschleuniger gibt die Abbildung 1.1 einen schematischen Aufbau der Beschleunigerkomponenten wieder. Die nachfolgende Abbildung 1.2 zeigt eine Detailzeichnung des Lithiumtargets, bestehend aus einem Hochgeschwindigkeitslithiumstrahl (Strömungsgeschwindigkeit < 20 m/s) und mit den Anordnungen für die Aufnahme der Bestrahlungsmaterialien für drei verschiedene Neutronenflussintensitäten. Die in Abbildung 1.1 skizzierten zwei Linearbeschleuniger sollen jeweils einen 125 mA, D^+ Strahl mit jeweils 5 MW Strahlleistung im Dauerstrichbetrieb auf ein Target aus flüssigen Lithium bringen, wo dann die 40 MeV Deuteronen durch Coulombwechselwirkung mit den Lithiumkernen aufbrechen. Die Neutronen treffen dann mit einer mittleren Energie von 14 MeV auf die Testmaterialien.

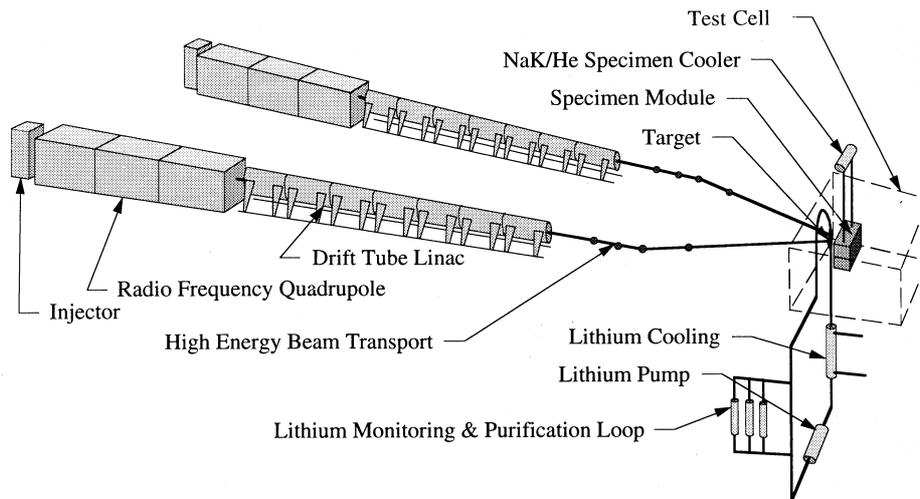


Abbildung 1.1: Schematische Auslegung der Beschleunigerkomponenten für IFMIF [IFM96].

Je nach Anordnung werden Materialien in hohen, mittleren und niedrigen Neutronenflüssen untersucht. Zum besseren Verständnis zeigt die Abbildung 1.2 den Targetbereich mit den Testmaterialmodulen.

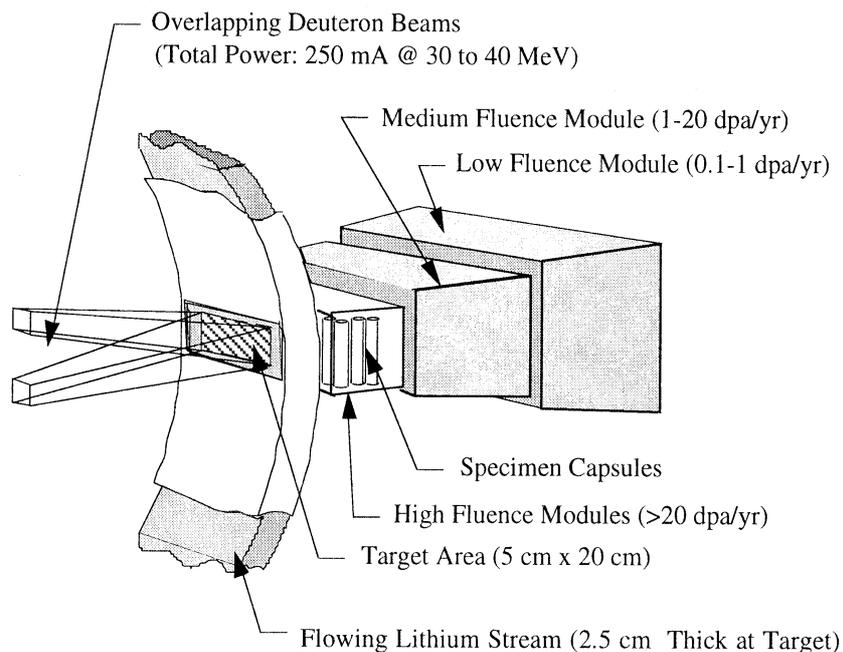


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau des Targets aus flüssigem Lithium für die IFMIF-Anlage [IFM96].

1. Darstellung der behandelten Projekte

Tabelle 1.2: Konkrete Entwurfsparameter eines Injektor-Linacs für das Projekt IFMIF [IFM02].

Parameter IFMIF Injektor	Quelle	RFQ	DTL
Strom [mA]	150	140	125
Ausgangsenergie [MeV/u]	0.05	2.5	20.0
$\varepsilon_{\text{trans}}^{\text{RMS,N}}$ [cm×mrad]	0.02	0.04	0.04
$\varepsilon_{\text{long}}^{\text{RMS,N}}$ [cm×mrad]	0.00	0.08	0.08
Frequenz [MHz]	175	175	175
Max Stromverlustrate [$\mu\text{A/m}$]	< 30	< 30	<< 3
Strahlleistung [MW]	5.0		
Tastverhältnis [%]	100		
Beschleunigerverfügbarkeit [%]	> 88		
Ionenart	D^+		

Nachdem der allgemeine Aufbau und die Wirkungsweise der IFMIF-Anlage beschrieben wurde gibt Tabelle 1.2 die aktuellen injektorspezifischen Referenzparameter wieder, die dann auch die Strukturwahl und die teilchendynamische Auslegung der Beschleuniger bestimmen [IFM02].

1.1.1 Kritische Parameter des IFMIF Projekts

Die Testmaterialienbestrahlungsanlage IFMIF ist in mehreren Bereichen einzigartig in ihren Anforderungen. Das Beschleunigen von Deuteronen von 0.05 MeV/u auf bis zu 20 MeV/u bei einem Strahlstrom von mindestens 125 mA auf dem Target, was einer Strahlleistung von 5 MW entspricht, ist ein sehr ehrgeiziges Ziel. Neben der sehr hohen Strahlleistung, die allein schon eine Herausforderung für jeden Beschleunigerbauer ist, kommt noch erschwerend hinzu, das der Strahl kontinuierlich auf dem Target auftreffen muss, um einen genügend hohen Neutronenfluss auf die zu bestrahlenden Testmaterialien zu garantieren. Hierzu ist ein sogenannter Dauerstrichbetrieb oder CW-Betrieb ("continuous wave") des Beschleunigers erforderlich. Dies erschwert zusätzlich den Entwurf und vor allen Dingen den Betrieb der Anlage. Die zu verwendenden maximalen Feldstärken und die Beschleunigungsgradienten müssen sehr konservativ angesetzt werden, um die elektrischen Hochspannungsüberschläge zu minimieren. Infolgedessen sind für die komplette Anlage mindestens zwei Beschleuniger im parallelen Betrieb vorgesehen, mit einer Option für zwei weitere Beschleuniger auf dann insgesamt vier Beschleuniger (500 mA auf dem Target), um die notwendige Bestrahlzeit pro Testmaterial noch weiter zu reduzieren. Neben dem unverzichtbaren Dauerstrichbetrieb der Linearbeschleuniger ist die Verwendung von Deuteronen als Teilchenart ein weiteres großes Problem. Die Abbildung 1.3 zeigt die Neutronenproduktionsrate pro Deuteron entlang des Linac, von den zwei wichtigsten Primärreaktionen: $D + D \rightarrow n + \text{He}^3$ und $D + \text{Cu} \rightarrow n + p + \text{Cu}$ als Funktion der totalen Deuteronenenergie. Die auch auftretenden Sekundärreaktionen können vernachlässigt werden, weil sie zur Aktivierung der Struktur nur marginal beitragen [IFM02].

1. Darstellung der behandelten Projekte

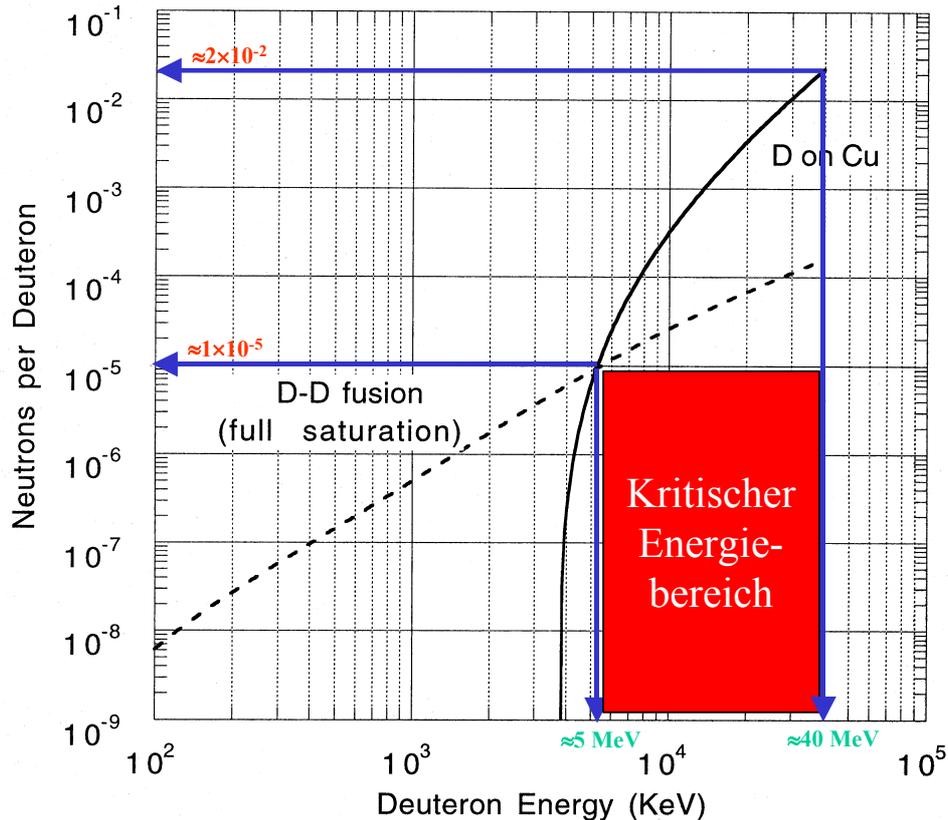


Abbildung 1.3: Neutronenproduktionsrate der Reaktionen $D + D$ und $D + Cu$ als Funktion der Deuteronenenergie [IFM96].

Man sieht deutlich, dass oberhalb von ≈ 5 MeV totaler Deuteronenenergie der Prozess $D + Cu \rightarrow n + p + Cu$ den Hauptanteil der entstehenden Neutronen liefert und damit die Aktivierung der Struktur bestimmt, und mit steigender Deuteronenenergie weiterhin sehr stark zunimmt (um drei Größenordnungen zwischen 5 und 40 MeV). Aus diesem Grunde sind Teilchenverluste im Beschleuniger oberhalb von ≈ 5 MeV (Bereich nach dem RFQ) besonders zu minimieren. Die permanente Stromverlustrate sollte ab dort $\ll 3 \mu\text{A/m}$ (Ziel $< 1 \text{ nA/m}$) sein (siehe auch Tabelle 1.2), um ein sicheres Arbeiten zu gewährleisten. Somit sind maximale Abstände zwischen Strahl und Strukturwand notwendig. Insbesondere ist eine Abschirmung des Beschleunigers prinzipiell notwendig [IFM96]. Die Ausgangsemissionen des Injektors sind weniger kritisch, weil lediglich die maximal erlaubten transversalen Strahldimensionen ($20 \times 5 \text{ cm}$) und die Energieunschärfe ($\pm 1.5 \%$) auf dem Target eingehalten werden müssen [IFM02].

1.2 Das ADS/XADS Projekt

Das Akronym ADS bzw. XADS heißt ausgesprochen **A**ccelerator **D**riven **S**ystems bzw. **E**xperimental **A**ccelerator **D**riven **S**ystems, was soviel bedeutet wie beschleuniger-getriebene unterkritische Reaktor Systeme. XADS ist eine Demonstrationsanlage zur Transmutation von radioaktiven Abfälle aus Spaltreaktoren in Isotope mit geringerer Halbwertszeit. XADS soll mithilfe eines Spallationstargets schnelle Neutronen mit einem mittleren Fluss von $\approx 1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{sec}$ liefern. Ferner soll das Reaktorvolumen so groß sein, um Materialien für eine zukünftige industrielle Umwandlung zu bestrahlen und gleichzeitig Daten zu sammeln für die besonders kritischen Bereiche der Kühlung und Nachlieferung der Brennstoffmaterialien im Reaktor. Zusätzlich soll das Projekt die Nutzbarkeit und Wartungsmöglichkeit der benötigten Beschleuniger-

1. Darstellung der behandelten Projekte

komponenten, der eutektischen Spallationsquelle und des unterkritischen Reaktors demonstrieren, um eine prinzipielle Machbarkeit einer beschleuniger-getriebenen Materialumwandlung zu beweisen. Das Projekt ist eine internationale Zusammenarbeit von verschiedenen Universitäten bzw. Instituten und der Industrie. Seit dem Jahr 1998 wird in verschiedenen Phasen daran gearbeitet. Die Tabelle 1.3 fasst die allgemeinen Auslegungsparameter einer ADS-XADS Anlage zusammen, die hauptsächlich von den Eigenschaften der Spallationsquelle und des Reaktors bestimmt werden [ADS].

Tabelle 1.3: Allgemeine Entwurfsparameter eines ADS/XADS Linearbeschleunigers [ADS].

Parameter ADS/XADS	Beschleuniger	Kommentar
Anzahl der Beschleuniger	1	2 HF-Linacs bis ≈ 50 MeV
Strom [mA]	10 - 40	vorerst 10
Ionenart	p	Protonen
Ausgangsenergie [MeV/u]	600	bis 800
Strahlleistung [MW]	6 - 24	bei 10 mA bis 40 mA
Protonendichte am Target [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]	< 50.0	bei Fenster-Konzept
Frequenz [MHz]	350 / 700	
Max Neutronenfluss im Kern [$\text{n}/\text{m}^2\text{sec}$]	$> 3 \times 10^{15}$	
Versetzen pro Atom [dpa/efpd]	> 0.15	Im Reaktor
Min Bestrahlungsvolumen [Liter]	500	bei 35 % Pu
Anlagenverfügbarkeit [%]	> 88	
Lebenszeit der Anlage [Jahre]	> 40	
Einschaltdauer	Dauerstrich	(oder > 50 %)
Wartungsmöglichkeit	Hands-on	< 20 mrem/h 1h nach Abschalten bei 1m Abstand

Aus der obigen Tabelle erkennt man, dass einige entscheidende Designparameter noch in der Diskussion sind. Zum einen ist es der Strahlstrom, der mit 10 mA für eine erste Stufe angenommen wird, der aber für einen zukunftsorientierteren Ausbau auf bis zu 40 mA erhöht werden soll. Auch die Endenergie ist noch umstritten. Im ersten Entwurf als reines Demonstrationsobjekt wird sie aus Kostengründen auf 600 MeV begrenzt, aber ebenfalls im Sinne einer industriellen Anwendung sollte sie dann später auf 800 MeV erhöht werden können. Neben diesen, für das teilchendynamische Design recht unkritischen Variationsoptionen des Beschleunigers, die hauptsächlich die HF-Leistungskomponenten und die Gesamtlänge des Beschleunigers betreffen ist die Frage eines gepulsten oder Dauerstrich-Betriebs viel wesentlicher. Um thermische Instabilitäten auf dem Strahlfenster, im Target und im Reaktor zu vermeiden, ist ein Dauerstrichbetrieb die wahrscheinlich beste Lösung. Aber aus betriebstechnischen Gründen ist ein gepulster Betrieb, mit einem Tastverhältnis von > 50 % auch denkbar. Dies hätte tiefgreifende Auswirkungen auf die verwendbaren Beschleunigungsgradienten [ADS]. Ferner gibt es neben der Linearbeschleunigeroption auch eine Option mit einem Zyklotron als Beschleuniger. Letztere wird aber wegen seiner mangelnden Ausbaufähigkeit sowohl im Strahlstrom als auch in der Endenergie als unwahrscheinlich angesehen. Die Abbildung 1.4 verdeutlicht den prinzipiellen Aufbau und die Funktionsweise eines möglichen Linearbeschleunigers für ADS-XADS [ADS].

1. Darstellung der behandelten Projekte

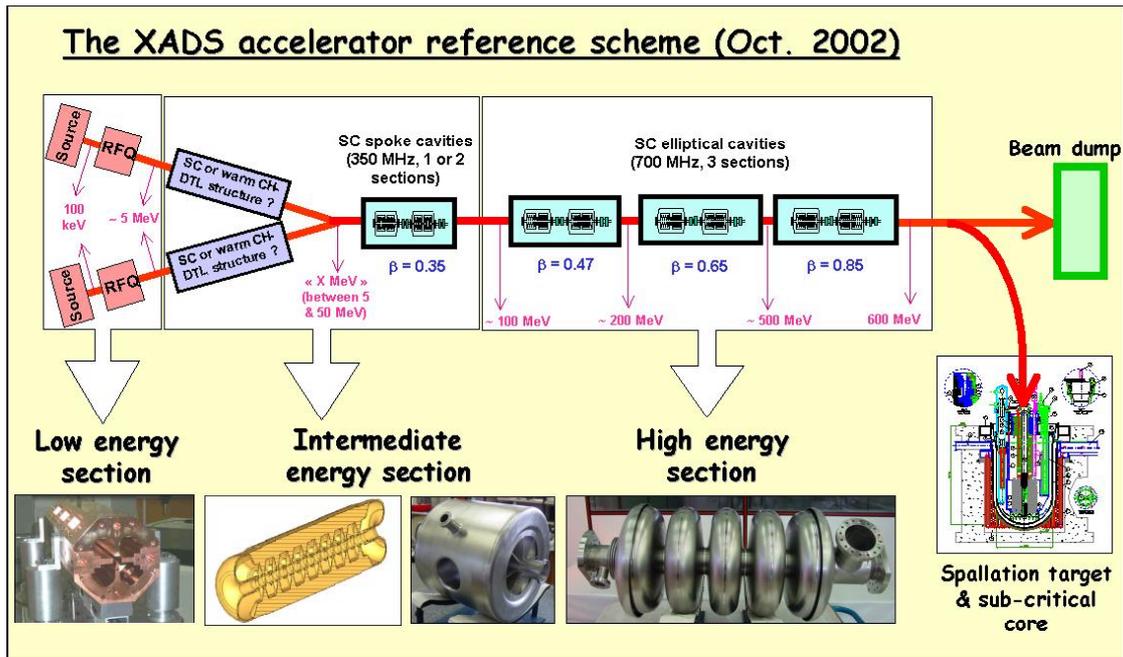


Abbildung 1.4: Aktuelles Referenzschema des Linearbeschleunigers für das ADS/XADS Projekt. Ferner sind Beschleunigerstrukturkandidaten für die verschiedenen Energiebereiche und der Reaktor abgebildet [ADS].

Ein mindestens 6 MW Protonenstrahl wird auf ein Spallationsmodul geschossen, wo schnelle, nichtthermische Neutronen erzeugt werden. Im Reaktorkern treffen sie dann auf pyrochemisch vorbehandelte Metalloxide, die mit Spaltreaktorendprodukten wie Plutonium oder Thorium angereichert wurden. Dort werden sie dann aufgrund von Neutroneneinfang in weniger giftige Isotope mit geringerer Halbwertszeit umgewandelt.

Als Kühlmittel eines ADS-Reaktors wird momentan flüssiges Blei-Wismut bevorzugt. Neben diesem Kühlkreislauf ist auch nur Blei oder Natrium denkbar. Ferner besteht die Möglichkeit einer Gaskühlung mit Helium- oder Kohlendioxidgas. Anstatt eines Strahlenfensters zur Entkopplung des Protonenstrahls vom übrigen Reaktors ist auch ein direkter Einschuss auf das eutektische Spallationstarget möglich. Ferner muss der Reaktor im unterkritischen Bereich mit einem Neutronenmultiplikationsfaktor von 0.90 – 0.98 betrieben werden, um eine kontrollierte Transmutation der eingebrachten Elemente zu gewährleisten. Zum Abschluss zeigt Tabelle 1.4 die Entwurfsparameter eines Protonenlinearbeschleunigers für ADS/XADS, die das teilchendynamische Design bestimmen [ADS].

Tabelle 1.4: Entwurfsparameter eines Injektors für das Projekt XADS [ADS.]

Parameter XADS Injektor	Quelle	RFQ	Linac1	Linac2
Strom [mA]	50	40	40	40
Ausgangsenergie [MeV/u]	0.1	5.0	100.0	600.0
$\epsilon_{\text{trans}}^{\text{RMS,N}}$ [cm×mrad] (geschätzt)	0.01	0.02	0.03	0.03
$\epsilon_{\text{long}}^{\text{RMS,N}}$ [cm×mrad] (geschätzt)	0.00	0.04	0.06	0.06
Frequenz [MHz]	350	350	350 / 700	700
Max Stromverlustrate [$\mu\text{A/m}$]	< 60	< 60	<< 0.002	<< 0.001
Strahlleistung [MW]	24.0 (bei 40 mA)			
Tastverhältnis [%]	100 (oder > 50)			
Beschleunigerverfügbarkeit [%]	> 95			
Max Strahlausfälle [pro Jahr] (> 1 Sek.)	≤ 5			
Ionenart	p			

1. Darstellung der behandelten Projekte

1.2.1 Kritische Parameter des ADS/XADS Projekts

Die wohl kritischste Anforderung bei diesem Projekt ist, dass nicht mehr als 5 Strahl- ausfälle, die länger als 1 Sekunde andauern, pro Jahr im Beschleuniger vorkommen dürfen. Grund dafür ist einerseits eine adäquate Bestrahlleistung im Reaktorkern zu garantieren und andererseits kritische thermische Belastungen im Reaktor zu vermeiden. Diese extrem niedrige Strahlausfallrate bei einem Hochstromlinearbeschleuniger mit hohem Tastverhältnis zu erhalten, ist eine schwierige Aufgabe. Aus diesem Grunde sind im aktuellen Referenzentwurf 2 HF-Linearbeschleuniger im Injektorteil bis 50 MeV vorgesehen (ein Beschleuniger fungiert jeweils als Ersatz bei Ausfall des anderen). Neben dieser Sicherheitsmaßnahme muss zusätzlich großer Wert auf die Zuverlässigkeit aller Beschleunigerkomponenten gelegt werden, d.h. alle wichtigen Komponenten des Beschleunigers sollten im unterkritischen Bereich betrieben werden. Hochfrequenzverstärker, Koppler, Ionenquelle und Linsen sollten einen unkritischen Arbeitspunkt haben. Zusätzlich sollte versucht werden, die meisten Systeme redundant in den Beschleuniger zu integrieren, d.h. z.B. mehrere HF-Verstärker pro Modul. Oberhalb von ≈ 50 MeV sollte bei Ausfall eines Resonators oder einer Linse trotzdem ein Strahlbetrieb möglich sein. Ferner sollte grundsätzlich ein schneller Zugang zu allen Beschleunigerkomponenten geplant sein, um ein rasches Auswechseln von Komponenten zu ermöglichen. Die Transmission im Niedrigenergieeteil des Beschleunigers muss durch die Verwendung von Protonen als Ionenart nicht so extrem hoch sein wie beim IFMIF Projekt. Eine dauerhafte Aktivierung der Struktur kann erst oberhalb der Coulombbarriere-Energie von 7.82 MeV auftreten [ADS]. Ab diesem Energiebereich ist eine maximale Stromverlustrate von < 2 nA/m (Ziel < 0.1 nA/m) aus strahlungstechnischen Gründen einzuhalten. Weitere Aktivierungsreaktionen sind erst bei Protonenenergien von > 200 MeV relevant und werden hier nicht weiter aufgeführt [ADS]. Insofern muss oberhalb der Coulombwall-Energie ein möglichst großer Abstand zwischen Ionenstrahl und Strukturwand vorliegen und generell eine Abschirmung des Strahlbereichs vorgesehen werden [ADS]. Die Ausgangsemittanzen der Linearbeschleuniger sind wie bei IFMIF unkritisch und müssen nur den geometrischen Anforderungen der Spallationsquelle genügen [ADS].

2. Beschleunigerstrukturen

In diesem Kapitel werden die elektromagnetischen Eigenschaften und die Geometrie der in den nachfolgenden Kapiteln behandelten Linearbeschleuniger genauer dargestellt und illustriert, um das Verständnis ihrer Wirkungsweise und die ihnen zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien verständlich zu machen. Ferner werden die Grenzen ihrer Anwendbarkeit und die typischen Einsatzbereiche erwähnt [Wan98] [Lap87] [Jam93] [Sch98] [Rat98] [Wei84] [Kle68] [Schr94] [Lap99].

2.1 Der Radio Frequenz Quadrupol Linearbeschleuniger (RFQ)

Der RFQ ist ein Beschleuniger in dessen Resonator eine stehende Welle (SW) vom Typ TM_{210}/E_{210} (Four-Rod) und TE_{210}/H_{210} (Four-Vane) schwingt. TM steht für Transversal-Magnetische Welle bzw. TE für Transversal-Elektrisch Welle und der Index 210 steht für die Schwingungsmode. Das besondere an diesem Beschleunigertyp ist, dass die Radio Frequenz Felder den Strahl nicht nur beschleunigen, sondern auch gleichzeitig longitudinal und transversal fokussieren. Somit ist eine zusätzliche externe Fokussierung nicht mehr nötig. Er wird hauptsächlich zur Vorbeschleunigung von leichten und schweren Ionen bei hohen Strömen $\langle I \rangle_{rf} \leq 200$ mA in einem Energiebereich von $0.002 \leq \beta \leq 0.06$ eingesetzt ("low beta Struktur") [Lap99]. Er ist somit die erste Beschleunigerstruktur unmittelbar nach der Ionenquelle und einer Niederenergiestrahls-transportstrecke genannt LEBT ("Low Energy Beam Transport"). Aufgrund seiner besonderen Eigenschaft den Strahl sowohl zu beschleunigen als auch gleichzeitig stark transversal und longitudinal zu fokussieren, hat er den elektrostatischen Crockroft-Walton Generator als Vorbeschleuniger verdrängt [Wan98] [Rat98].

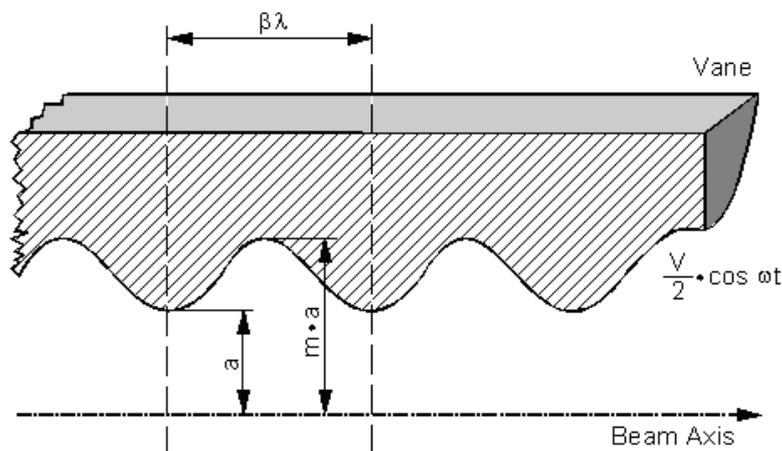


Abbildung 2.1: Darstellung der wichtigsten RFQ-Elektrodenparameter [Rat98].

Die Abbildung 2.1 gibt eine Schema der modulierten Elektroden und der Geometrie eines RFQ wieder. Die vier gegensätzlich gepolten Elektroden mit der Spannung $\pm \frac{V}{2}$ bilden ein elektrisches Quadrupolpotential, das den Strahl transversal fokussiert und die sinusförmige Modulation m der Elektroden erzeugt eine zusätzliche Komponente des elektrischen Feldes in longitudinaler Richtung, die den Strahl beschleunigt und longitudinal fokussiert. Diese geometrische Modulation führt zu einem Beschleunigungsfeld, das vergleichbar mit dem eines Wideröe-Beschleunigers ist, der die Bedingung $l_{cell} = \frac{\beta\lambda}{2}$ erfüllt, d.h. die Zellenlänge des RFQ wird mit steigender Energie immer größer $l_{cell} \propto \beta$. Eine volle Modulations- und Fokussierperiode entspricht

2. Beschleunigerstrukturen

$P = 2I_{cell} = \beta\lambda$ und damit einer FD-Fokussieranordnung. Aufgrund seiner elektrischen, sich periodisch umpolenden Quadrupolen produziert er eine starke AG-Fokussierung ("Alternierende-Gradienten-Fokussierung"). Diese ist gerade für den Transport von Niederenergie-Ionenstrahlen vorteilhaft, weil die elektrische Feldstärke \vec{E} der Beziehung $\vec{E} \approx v \cdot \vec{B}$ genügt und somit bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten v wesentlich effizienter ist als die magnetische \vec{B} . Da es in einem RFQ keine Beschleunigungsspalte mit Randfeldeffekten der Quadrupole gibt, können die Fokussier- bzw. Beschleunigungszellen sehr kurz sein, d.h. geringe Energien oder recht hohe HF-Frequenzen. Dies ermöglicht das Konzept der adiabatischen Strahlkomprimierung anzuwenden. Es besagt, dass sich die Sollphase ϕ_s zwischen den Teilchen und dem HF-Feld und die Amplitude des Beschleunigungsfelds nur sehr langsam mit der wachsenden Ionenenergie ändert. Das Resultat ist eine Beschleunigerstruktur, die einen Gleichstromionenstrahl aufnimmt und ihn mit nur geringem Emittanzwachstum und Teilchenverlusten (hauptsächlich im Niederenergiebereich des RFQ) in einen gepulsten Strahl transformiert. Die Grenzen der Anwendbarkeit eines RFQ werden hauptsächlich durch den Beschleunigungsfaktor A und Fokussierfaktors X bestimmt. Sie lauten in der Zwei-Term-Potentialdarstellung [Wan98] [Kap85]

$$A = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)} \tag{2.1.1}$$

$$X = 1 - AI_0(ka)$$

mit:

$k = \frac{2\pi}{\beta\lambda}$, I_0 sind die modifizierten Bessel Funktionen, a ist der Aperturradius und m die Modulation der Elektroden.

Diese hängen somit stark von der Modulation m ab.

Definiert man jetzt noch die Beschleunigungsfeldstärke E_0 anhand der Gleichung [Wan98]

$$E_0 = \frac{2AV}{\beta\lambda} \tag{2.1.2}$$

mit:

A aus Gleichung 2.1.1 und V, β und λ aus dem Kapitel 3.1.

und den Laufzeitfaktor $T(k) = \frac{\pi}{4}$ für einen RFQ, dann hat man alle Bestimmungsgrößen für die effektive Beschleunigungsfeldstärke $E_{eff} = E_0 \cdot T(k)$ eines RFQ. Aufgrund von Gleichung 2.1.2 kann man eine reziproke Abnahme von $E_0 \propto \frac{1}{\beta}$ mit der Teilchenenergie β feststellen. Ab einem β von ≈ 0.06 wird die Beschleunigungsfeldstärke unzureichend und eine andere Beschleunigerstruktur sollte in diesem Energiebereich zum Einsatz kommen. An der unteren Energiegrenze des RFQ bei $\beta \approx 0.01$ wird die HF-Defokussierung mit $\Delta_{rf} \propto \frac{1}{\beta^2}$ (siehe Gleichung 3.1.3) und die

2. Beschleunigerstrukturen

longitudinale Fokussierunterdrückung mit $\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \propto \frac{1}{\beta^2}$ (siehe Gleichung 3.1.11) zu groß und eine stabile Fokussierung des Ionenstrahls ist fast nicht mehr möglich. Man unterscheidet grundsätzlich zwei Typen von RFQ's. Den Four-Vane-RFQ ("Vier-Flügel-RFQ") und den Four-Rod-RFQ ("Vier-Stab-RFQ").

2.1.1 Der Four-Vane-RFQ

Der Four-Vane-RFQ wird vorwiegend bei Frequenzen von $f_{rf} \geq 200$ MHz eingesetzt. Ferner hat er aufgrund seiner Geometrie Vorteile bei der Kühlung der Elektroden und wird deshalb auch bei Dauerstrichanwendungen mit hohen Strahlintensitäten bevorzugt verwendet [Wan98] [Dup00]. Abbildung 2.2 zeigt die Schwingungsmoden eines Four-Vane-RFQ und einer leeren Kavität. Das longitudinale Beschleunigungsfeld zwischen den modulierten Flügelektroden ist nicht eingezeichnet.

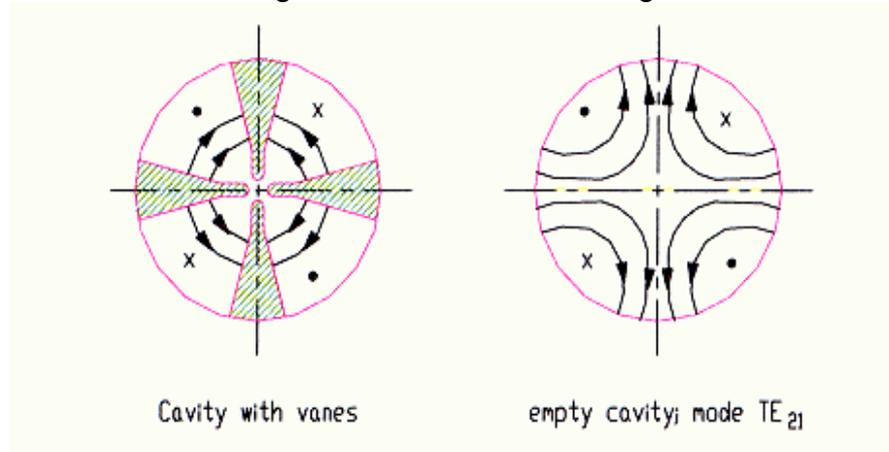


Abbildung 2.2: TE_{210} Quadrupol-Mode in einer Four-Vane-Kavität und in einer leeren Kavität [Lap99].

Die quadrupolare TE_{210} Feldverteilung f_q kann aber sehr leicht durch die benachbarte Dipol Mode TE_{110} f_d gestört werden, die aufgrund der Beziehung

$$f_d = \frac{f_q}{\sqrt{1+k}} \quad (2.1.3)$$

$$f_q = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

mit:

k Kopplungsfaktor im Bereich von $k \approx 0.01$, L und C sind die Induktivität und Kapazität des RFQ aus dem äquivalenten Schwingkreismodell.

sehr dicht beieinander liegen und stark gekoppelt sind. Nach Gleichung 2.1.3 bedarf der Four-Vane-RFQ einer sehr präzisen Frequenzabstimmung damit die Dipol-Moden die Teilchendynamik des RFQ nicht beeinträchtigen [Lap99]. Die Abbildung 2.3 zeigt die störende Dipol-Moden TE_{110} einer gefüllten und leeren Four-Vane-Kavität.

2. Beschleunigerstrukturen

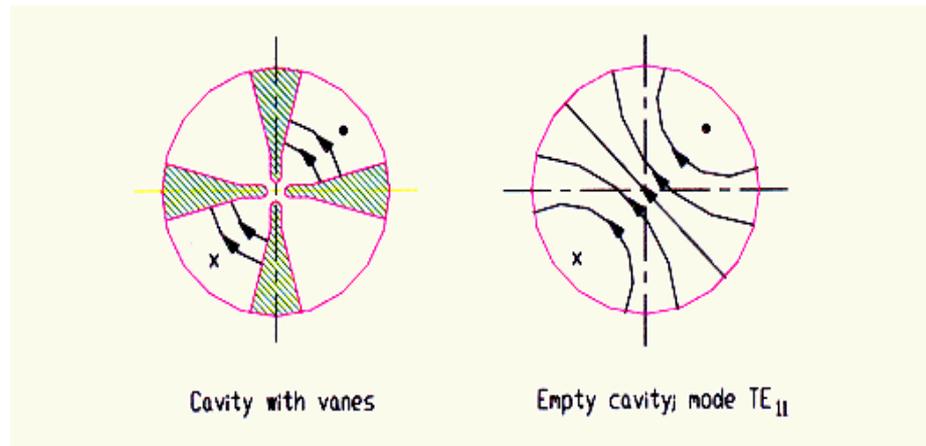


Abbildung 2.3: TE_{110} Dipol-Mode in einer Four-Vane Kavität und in einer leeren Kavität [Lap99].

Zum Abschluss dieses Abschnitts zeigt die Abbildungen 2.4 ein Photo des 433 MHz Four-Vane-RFQ des Instituts für chemische Forschung der Universität Tokio© in einer Schrägansicht von vorn.

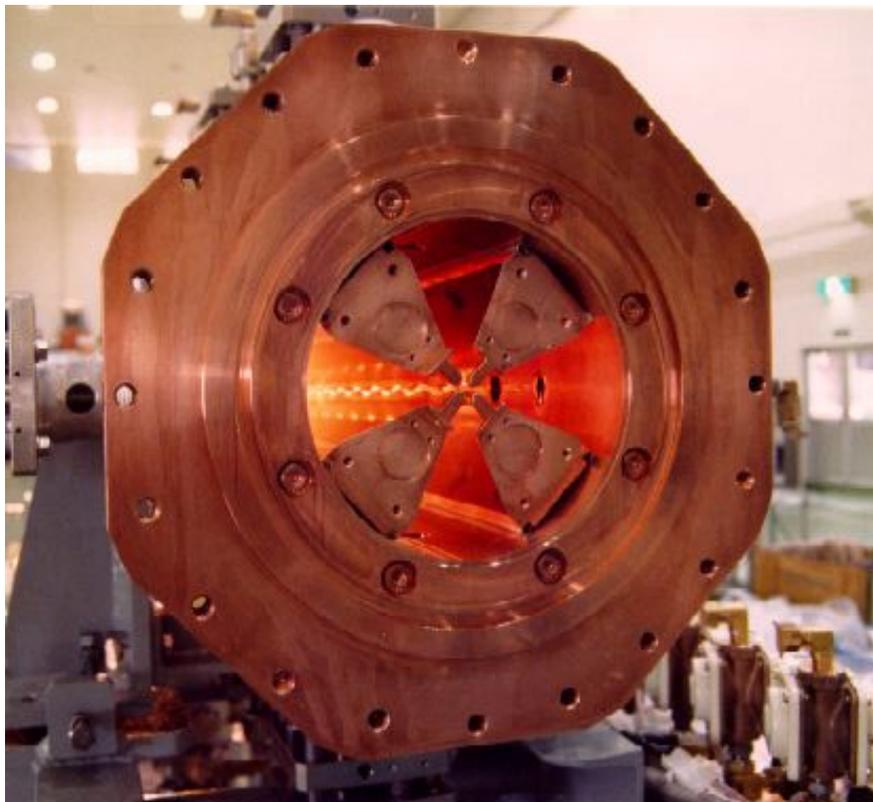


Abbildung 2.4: Photo des 433 MHz Four-Vane-RFQ des Institute of chemical Research, Universität Tokio©, Japan.

2.1.2 Der Four-Rod-RFQ

Der Four-Rod-RFQ wird hauptsächlich bei Frequenzen von $f_{rf} \leq 200$ MHz eingesetzt, weil die Resonanzfrequenz hauptsächlich durch die Kapazität zwischen den Elektroden und durch die Induktivität der Stützen bestimmt wird [Lap99] [Sch98] [Sto96]. Der Vakuumtank, der um die Elektroden und die Stützen gebaut ist, hat, im Gegensatz zum Four-Vane-RFQ, nur sehr wenig Einfluss auf die Resonanzfrequenz. Infolgedessen sind seine geometrischen Dimension bei tiefen Frequenzen wesentlich kleiner als beim 4-Vane-RFQ und die Frequenzjustierung der Quadrupol-Mode ist nicht so aufwendig [Sch98] [Sch85]. Dies hat aber auch gleichzeitig den Nachteil,

2. Beschleunigerstrukturen

das die deponierte Leistungsdichte auf den Elektroden und den Stützen sehr hoch sein kann, und sie bei Hochintensitäts- und Dauerstrichanwendungen infolgedessen sehr effizient gekühlt werden müssen [Lap99]. Abschließend gibt die Abbildung 2.5 eine Innenansicht des 101.28 MHz Four-Rod-RFQ von REX-ISOLDE© wieder.

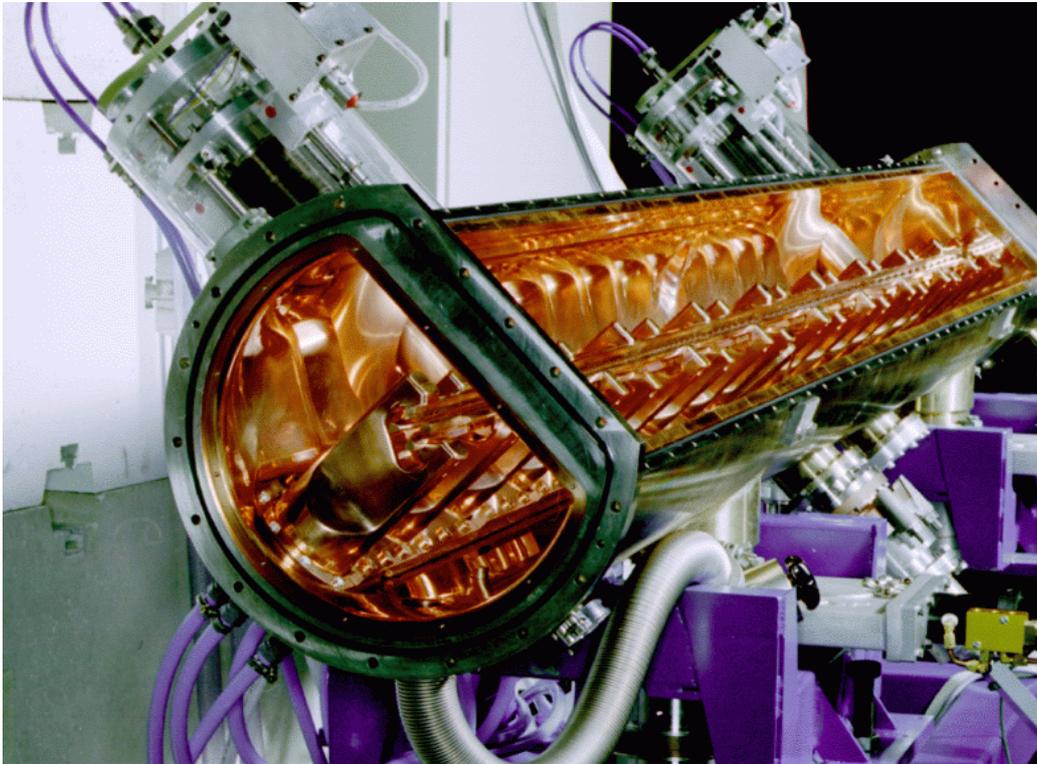


Abbildung 2.5: Photo des 101.28 MHz Four-Rod-RFQ von REX-ISOLDE©, CERN.

2.2 Der Alvarez Driftröhrenbeschleuniger (Alvarez-DTL)

Der Alvarez-Linearbeschleuniger ist ein stehende Welle (SW) Beschleuniger, der üblicherweise bei Frequenzen von $100 \leq f_{rf} \leq 400$ MHz eingesetzt wird und leichte bis schwere Ionen beschleunigt bei Teilchenenergien von $0.03 \leq \beta \leq 0.4$ [Wan98]

[Lap99]. In den Driftröhren ("drift tubes") mit der Länge $l_{dt} = \frac{\beta\lambda}{2}$ sind die magneti-

schen Quadrupollinsen untergebracht, die den Ionenstrahl transversal fokussieren. Somit wird es bei kleinen β und/oder λ Werten immer schwieriger genügend Strahlfokussierung zu erzeugen, weil die Quadrupolmagnete, die in den Driftröhren eingebracht sind, wenig Raum haben. Zwischen den Driftröhren ist der Beschleunigungsspalt ("gap"). Dort liegt zwischen den Driftröhrenoberflächen eine HF-Spannung V_{gap} an, die von Zelle zu Zelle variiert gemäß $V_{gap} = E_0 \cdot \beta\lambda$. Der Energiegewinn pro Einheitslänge ist in erster Näherung konstant und der Energiegewinn pro Zelle steigt entlang des Beschleunigers mit $\Delta W \propto \beta$. Die Zellenlänge eines Alvarez ist gemäß der Wideröe-Bedingung $l_{Alva} = \beta\lambda$ und wird mit steigender Energie immer größer (siehe Kapitel 3.2) [Wid28].

Die Driftröhren sind durch eine Stütze ("stem") mit der Tankaußenwand verbunden. Die HF-Ströme fließen longitudinal an der Außenwand entlang und sind in Phase. Es gibt keine Netzladung auf den Driftröhren und es gibt zu keiner Zeit Netzströme auf den Stützen, aber das zeitlich veränderliche magnetische Feld auf der Stützenoberfläche induziert Wirbelströme, die HF-Leistung verbrauchen [Wan98].

2. Beschleunigerstrukturen

Der Schwingungstyp ist eine TM_{010} oder E_{010} -Welle. Die Abbildung 2.6 illustriert eine 108 MHz Alvarez-Kavität mit Feldlinienverteilung schematisch.

ALVAREZ - Cavity , E_{010} , 108 MHz

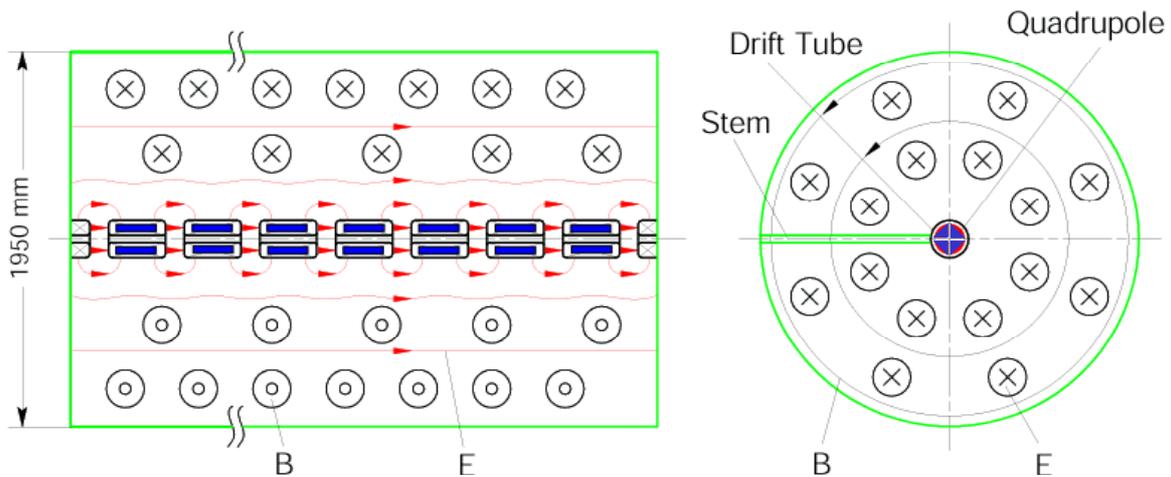


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer 108 MHz Alvarez-Kavität mit Feldlinienverteilung in 0- bzw. 2π -Mode. Die Quadrupole in den Driftröhren sind blau eingezeichnet [Rat98].

Das Ion fliegt in der 0 oder 2π -Mode von einem Beschleunigungsspalt zum nächsten in einer HF-Periode. Die elektrischen und magnetischen Felder der benachbarten Zellen schwingen in Phase. Dies erhöht die Shuntimpedanz Z_0 dieser Struktur, die im mittleren Energiebereich zwischen $10 \leq Z_0 \leq 50 \text{ M}\Omega/\text{m}$ liegt. Sie errechnet sich für einen ganzen Resonator nach der Formel:

$$Z_0 = \frac{(E_0)^2}{\frac{P_{Cu}}{l_T}}. \quad (2.2.1)$$

mit:

E_0 ist der Beschleunigungsgradient, P_{Cu} ist die HF-Strukturverlustleistung und l_T ist die Länge des Resonators.

Um eine möglichst hohe Shuntimpedanz Z_0 zu erreichen und damit die HF-Leistung in der Struktur zu minimieren, sollte nach Gleichung 2.2.1 der Beschleunigungsgradient E_0 hoch sein und gleichzeitig die benötigte HF-Leistung P_{Cu} der Struktur gering. Die effektive Shuntimpedanz pro Einheitslänge Z_{eff} ist Aussagekräftiger als die normale Shuntimpedanz pro Einheitslänge, weil in ihrer Definition der Laufzeitfaktor $T(k)$ berücksichtigt wird. Sie lautet,

$$Z_{eff} = Z_0 \cdot (T(k))^2 = \frac{(E_0 \cdot T(k))^2}{\frac{P_{Cu}}{l_T}} \quad (2.2.2)$$

mit den Variablen aus Gleichung 2.2.1.

Nach Gleichung 2.2.2 ist die effektive Shuntimpedanz die normale Shuntimpedanz multipliziert mit dem Quadrat des Laufzeitfaktors. Der Laufzeitfaktor $T(k)$ ist die wichtigste Größe bei Strukturen mit Beschleunigungsspalten, weil er die nichtideale

2. Beschleunigerstrukturen

Feldverteilung des elektrischen Beschleunigungsfeldes zwischen den Driftröhren berücksichtigt und gleichzeitig ein Maß für die Beschleunigungseffizienz ist. Die Abbildung 2.7 verdeutlicht den Sachverhalt.

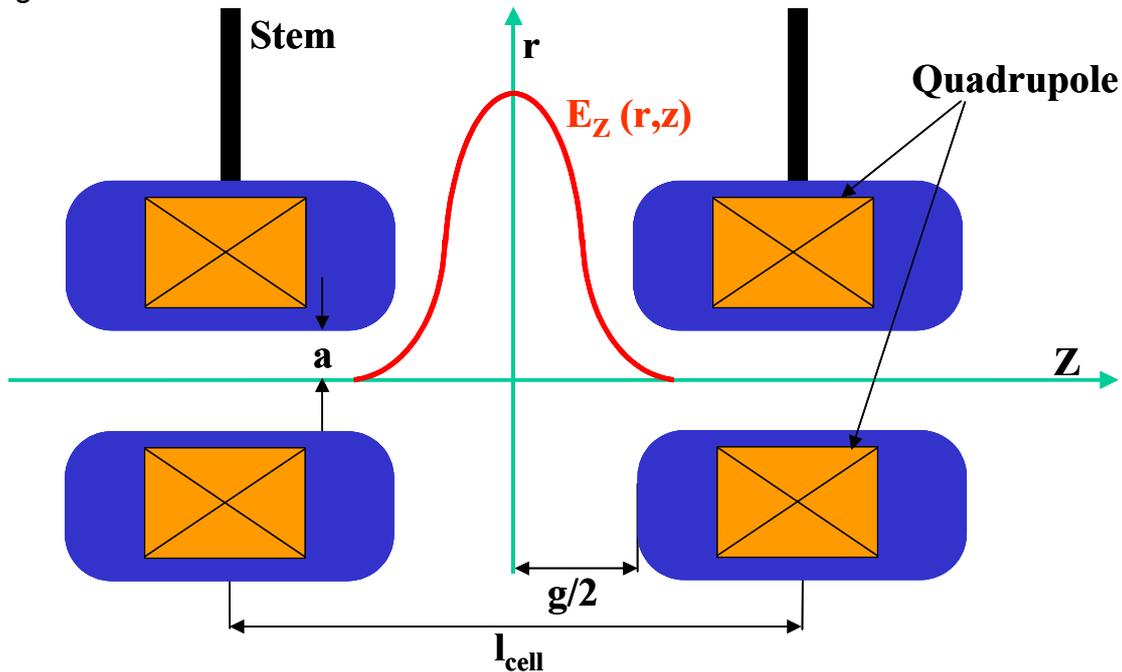


Abbildung 2.7: Schema und Parameter einer Zelle eines Alvarez-Driftröhrenbeschleunigers. Die longitudinale Komponente der elektrischen Feldstärke $E_z(r,z)$ zwischen den Driftröhren ist angedeutet.

Man erkennt, dass das Teilchen nur in der Spaltmitte die maximale Beschleunigungsfeldstärke $E_z(0,z)$ erfährt und unmittelbar nach Verlassen der Driftröhre und kurz vor dem Eintritt in die nächste nur einen Bruchteil davon. Außerdem erkennt man, dass das elektrische Feld in die Driftröhren hineinragt. Somit kann der Laufzeitfaktor $T(k)$ in erster Näherung wie folgt definiert werden:

$$T(k) = \frac{\int_{-l/2}^{l/2} E(0,z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\beta\lambda}\right) dz}{\int_{-l/2}^{l/2} E(0,z) dz} \quad (2.2.3)$$

mit:

$E_z(0,z)$ elektrische Feldstärke auf der optischen Achse und $\frac{l}{2} = \frac{\beta\lambda}{2}$ ist die halbe Zellenlänge des Alvarez-DTL.

Der Laufzeitfaktor ist nach Gleichung 2.2.3 somit einfach das Verhältnis von wahrer, korrigierter HF-Spaltspannung zur maximalen möglichen des Gleichstromfalls. Normalerweise benutzt man aber nicht Gleichung 2.2.3 zur Berechnung des Laufzeitfaktors sondern eine Form, die ohne die integrale Schreibweise auskommt, aber trotzdem das Eindringen des elektrischen Feldes in die Driftröhren berücksichtigt. Sie lautet für einen einzelnen, symmetrischen Spalt in erster Näherung:

$$T(k) = \frac{J_0\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)}{I_0(Ka)} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi g}{\beta\lambda}\right)}{\frac{\pi g}{\beta\lambda}} \quad (2.2.4)$$

mit:

2. Beschleunigerstrukturen

$K = \frac{2\pi}{\gamma\beta\lambda}$, a Aperturradius, $g \approx \frac{\beta\lambda}{2}$ Spaltlänge, J_0 Besselfunktionen erster Art und

I_0 modifizierte Besselfunktion erster Art.

Gleichung 2.2.4 drückt den Laufzeitfaktor als Produkt eines aperturabhängigen Faktors und eines spaltabhängigen aus, wobei der aperturabhängige Faktor das Eindringen der Beschleunigungsfeldstärke in die Driftröhren berücksichtigt. Die Verknüpfung des Laufzeitfaktors mit dem Energiegewinn pro Zelle ΔW ergibt sich aus der Gleichung

$$\Delta W = qE_0T(k) \cos(\varphi_s) L_{cell} . \quad (2.2.5)$$

mit:

q Ladung des Teilchens, φ_s ist die Sollphase und L_{cell} ist die geometrische Zellenlänge der Struktur, hier $L_{cell} = \beta\lambda$. E_0 ist der Beschleunigungsgradient und $T(k)$ ist aus Gleichung 2.2.4 erhältlich.

Sie wird auch Panofsky-Gleichung genannt und besagt, die Sollphase φ_s außer acht lassend, dass der Energiegewinn eines Teilchens in einem harmonischen, zeitvariierten Feld immer kleiner ist als der Energiegewinn in einem konstanten Gleichstromfeld, also vergleichbar mit dem Feld im Zentrum des Spaltes [Mit78] [Lap99]. Typische Werte von $T(k)$ sind $0.7 \leq T(k) \leq 0.9$.

Hat man Z_0 oder Z_{eff} bestimmt, dann erhält man durch Umstellen der Gleichung 2.2.1 oder 2.2.2. die HF-Strukturverlustleistung pro Einheitslänge P_{Cu} mit der Formel,

$$P_{Cu} = \frac{(E_0)^2}{\frac{Z_0}{l_T}}, \quad \text{bzw.} \quad P_{Cu} = \frac{(E_0 \cdot T(k))^2}{\frac{Z_{eff}}{l_T}} . \quad (2.2.6)$$

Definiert man noch die dem Strahl zugeführte HF-Leistung ("beam loading") pro Einheitslänge P_{beam} des Beschleunigers,

$$P_{beam} = \frac{\langle I \rangle_{rf} \cdot \Delta W}{\frac{q}{l_T}}, \quad (2.2.7)$$

mit:

$\langle I \rangle_{rf}$ als mittlere Strahlstrom und ΔW als Energiezuwachs des Ions im Resonator.

dann erhält man durch Addition der Gleichung 2.2.6 und Gleichung 2.2.7, den gesamten HF-Leistungsbedarf der Struktur P_{tot} pro Einheitslänge, also

$$P_{tot} = P_{Cu} + P_{beam} . \quad (2.2.8)$$

Die HF-Effizienz der Struktur E_{rf} ist dann einfach das Verhältnis von dem Strahl zugeführter Leistung P_{beam} zur gesamten HF-Leistung P_{tot} folglich wird

$$E_{rf} = \frac{P_{beam}}{P_{tot}} . \quad (2.2.9)$$

2. Beschleunigerstrukturen

Gleichung 2.2.9 ist eine maßgebende Größe zur Abschätzung der Effektivität der Struktur und ist bei einem Beschleunigerentwurf immer zu berücksichtigen.

Moderne Driftröhrenbeschleuniger benutzen elektrische $\frac{\lambda}{4}$ -Pfostenkoppler ("post coupler") um eine resonante Kopplung zwischen den Zellen zu gewährleisten. Diese Art der Kopplung macht die Feldverteilung weniger empfindlich gegenüber Fehlern (Vergrößerung der HF-Bandbreite) und verhindert leistungsabhängige Phasenverschiebungen zwischen den Zellen bei langen DTL [Wan98]. Die Abbildung 2.8 zeigt eine Innenansicht eines Alvarez-Tanks mit Pfostenkopplern, gebaut von der Firma AccSys Technology©.

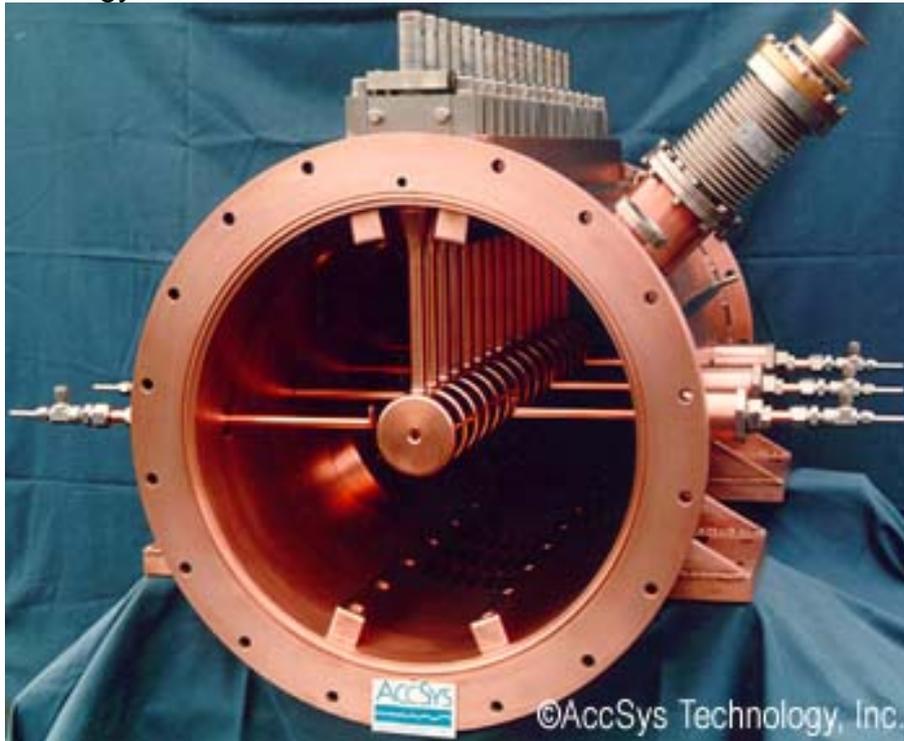


Abbildung 2.8: Alvarez-DTL mit Pfostenkopplern. Gebaut von der Firma AccSys Technology©.

Weil der Alvarez-DTL eine weit verbreitete und bewährte Beschleunigerstruktur ist werden hier nochmals die Vor- und Nachteile kurz zusammengefasst [Wan98].

Vorteile:

- Der Alvarez-DTL ist eine offene Struktur ohne Zellendwände, was zu relativ hohen effektiven Shuntimpedanzen führt. (Aber: der Strom muss immer längs von z fließen, bei der IH-Struktur nur senkrecht von z \Rightarrow IH-Struktur hat höheres Z_0)
- Fokussierquadrupole in jeder Driftröhre erzeugen eine hohe Fokussierstärke und erlauben hohe Stromgrenzen.

Nachteile:

- Die Laufzeitfaktoren und die effektiven Shuntimpedanzen fallen in dem Maße bei hohen Teilchenenergien wie die Spallängen steigen, d.h. $T(k) \propto \frac{1}{\beta}$ für $\beta \geq 0.4$.
- Die Laufzeitfaktoren und die effektiven Shuntimpedanzen fallen auch bei geringen Energien (bei gleicher Apertur), weil die Felder verstärkt in die Driftröhren eindringen können, d.h. $T(k) \propto \beta$ für $\beta \leq 0.03$

2. Beschleunigerstrukturen

- Die Fokussierkraft verschwindet bei zu geringem β , weil die Driftröhren zu kurz werden, um die Quadrupole bei gleichem Füllfaktor aufzunehmen, d.h. $\Gamma \propto \frac{1}{\beta}$

(siehe Gleichung 3.2.4).

Weil die Nachteile die Einsatzbereiche eines Alvarez-DTL doch recht stark einschränken, wurden in letzter Zeit drei neue Konzepte angedacht und eines davon schon verwirklicht. Da ist erstens der Quasi-Alvarez, der nur in jeder dritten oder vierten Driftröhre einen Quadrupolmagneten beherbergt. Diese Driftröhre ist dann allerdings doppelt so lang wie eine Zelle und hat einen größeren Durchmesser. Dieses Konzept ist bis zu Eingangsenergien von $\beta \geq 0.025$ anwendbar. Der CCDTL ("coupled-cavity DTL") kombiniert die Eigenschaften eines Alvarez-DTL und eines π -Moden-CCL ("coupled-cavity Linac"). Jeder Resonator besteht aus zwei oder drei Beschleunigungsspalten, die in der 2π - oder 0-Mode betrieben werden, und die durch eine Kopplungszelle in der π -Mode miteinander resonant verbunden sind. Die gesamte Kavitätenkette schwingt folglich in einer $\pi/2$ -Strukturmode. Die transversale Fokussierung erhält man, indem man einen Resonator entfernt und stattdessen eine Driftstrecke mit einem externen Quadrupol in die Kette einbringt. Dieses Konzept ist theoretisch für Energiebereiche von $0.025 \leq \beta \leq 0.5$ und Frequenzen > 300 MHz anwendbar. Beide Alternativen sind allerdings bislang noch nicht experimentell realisiert worden [Wan98]. Lediglich ein drittes Konzept, die H-Moden-Driftröhrenbeschleuniger in Verbindung mit der KONUS-Dynamik, wurde in der jüngsten Vergangenheit erfolgreich weiterentwickelt und eingesetzt [Rat91] [Kes00] [Ang91] [Bart00] [Kla92] [Rat01]. Aus diesem Grunde werden wir jetzt diese neue Driftröhrenbeschleunigergeneration genauer beleuchten.

2.3 Die H-Moden Driftröhrenbeschleuniger (H-DTL)

H-Moden Kavitäten wurden in den letzten 30 Jahren erfolgreich entwickelt und für eine Vielzahl von Anwendungen im Bereich der Ionenbeschleuniger eingesetzt [Rat98] [Bart00] [Kes00] [Ang91] [Kla92] [Rat01]. Radio-Frequenz-Quadrupole (RFQ) und Driftröhrenbeschleuniger (DTL) wurden sowohl in der H_{11} -Mode oder TE_{11} -Mode (**T**ransversal **E**lektrisch) als auch in der H_{21} -Mode oder TE_{21} -Mode entworfen. Die **I**nterdigitale **H**-Typ (IH) Struktur ($H_{11(0)}$ -Mode), ein stehender Welle (SW) Resonator, ist effizient im Energiebereich von 100 keV/u bis 30 MeV/u, speziell wenn man ihn mit der KONUS (**K**ombinierte **N**ullgrad **S**truktur) Strahldynamik kombiniert [Rat98]. Im Gesamtleistungsverbrauch kann der IH-DTL mit existierenden supraleitenden Linearbeschleunigern bis zu Strahlenergien von 10 MeV/u konkurrieren. Dies ist der Grund warum diese Struktur ursprünglich für Dauerstrichanwendungen (cw) konzipiert wurde. Zusätzlich wurden extrem hohe elektrische Feldstärken von 10.7 MV/m in gepulstem Betrieb demonstriert. Die verwendete $H_{11(0)}$ -Mode ist eine π -Mode und die benachbarten Beschleunigungsfelder zeigen immer in entgegengesetzter Richtung. Bei Strahlenergien zwischen 5 MeV/u und 150 MeV/u zeigt die **C**rossbar **H**-Typ (CH) Driftröhrenstruktur mit der $H_{21(0)}$ -Mode bzw. $TE_{21(0)}$ -Mode ein größeres Potential sowohl für normalleitende als auch supraleitende Auslegungen.

Während die $H_{21(0)}$ -Mode, ebenfalls ein SW-Resonator in π -Mode, identisch mit der eines Four-Vane-RFQ ist, werden die Dipolmoden durch die Driftröhren geschwächt. Als Folge ist die Modenseparation in einem CH-DTL gewährleistet, wo hingegen bei einem Four-Vane-RFQ spezielle Konzepte entwickelt werden müssen, um die Dipolmoden zu unterdrücken (Vergleiche Kapitel 2.1.1).

Die Abbildung 2.9 gibt einen Überblick über die Familie der H-Moden-Kavitäten in π -Mode mit angedeuteten Feldlinien, Frequenz- und Energiebereichen.

2. Beschleunigerstrukturen

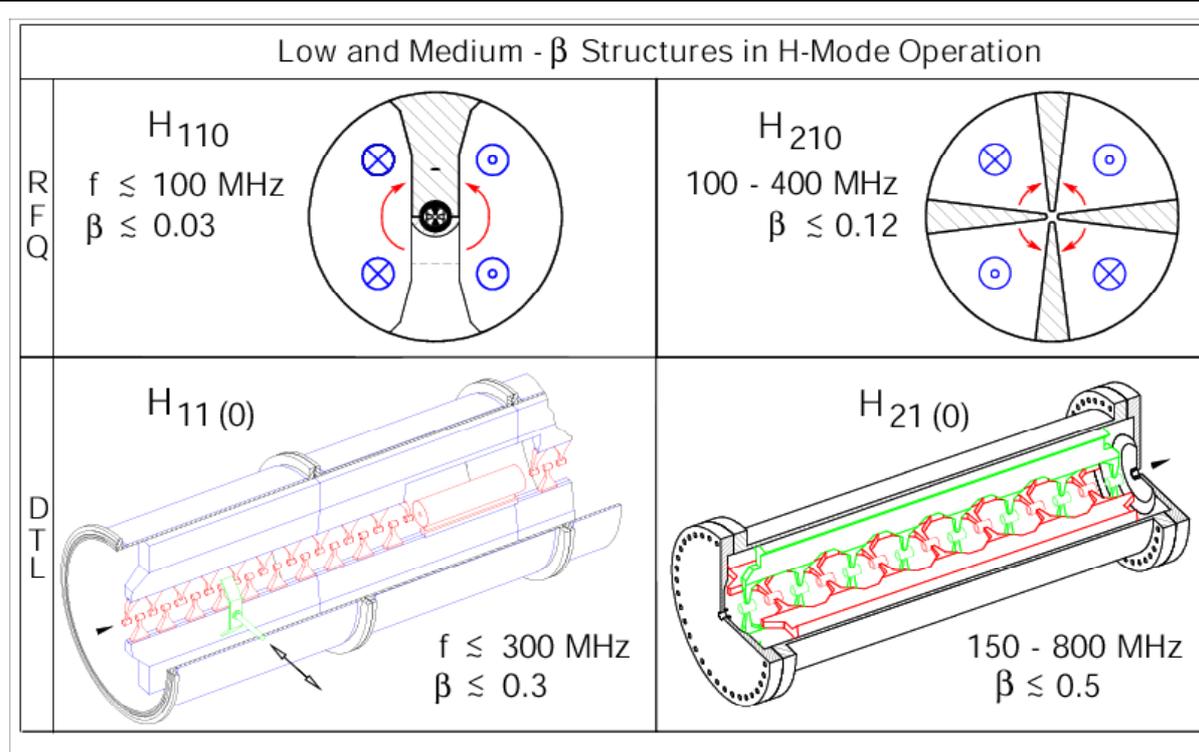


Abbildung 2.9: Skizze der H-Moden-Familie im Überblick [Rat98].

2.3.1 Der Interdigital H-Moden Driftröhrenbeschleuniger (IH-DTL).

Für die Beschleunigung von Protonen hat sich eine Alvarez-Struktur (E_{010} -Mode) hinter einer RFQ-Struktur etabliert. Der Alvarez-DTL verwendet eine FoDo-Quadrupolanordnung, um den Strahl transversal zu fokussieren, während die longitudinale Fokussierung durch das Betreiben bei einer negativen HF-Sollphase von üblicherweise $-25^\circ \leq \varphi_s \leq -35^\circ$ erreicht wird (Vergleiche Kapitel 3.2). H-Typ DTL's sind dieser konventionellen Lösung in Bezug auf die HF-Leistungsökonomie und den erreichbaren Beschleunigungsgradienten, insbesondere im niedrigen Energiebereich, überlegen. Die Abbildung 2.10 zeigt als Ordinate die effektive Shuntimpedanz Z_{eff} multipliziert mit dem Quadrat des Kosinus des Sollphasenwinkels $(\cos(\varphi_s))^2$. Bei gegebenem Beschleunigungsgradient pro Einheitslänge ist diese Zahl invers proportional zu den HF-Leistungsverlusten der Struktur. Auf der Abszisse ist die Energie aufgetragen.

2. Beschleunigerstrukturen

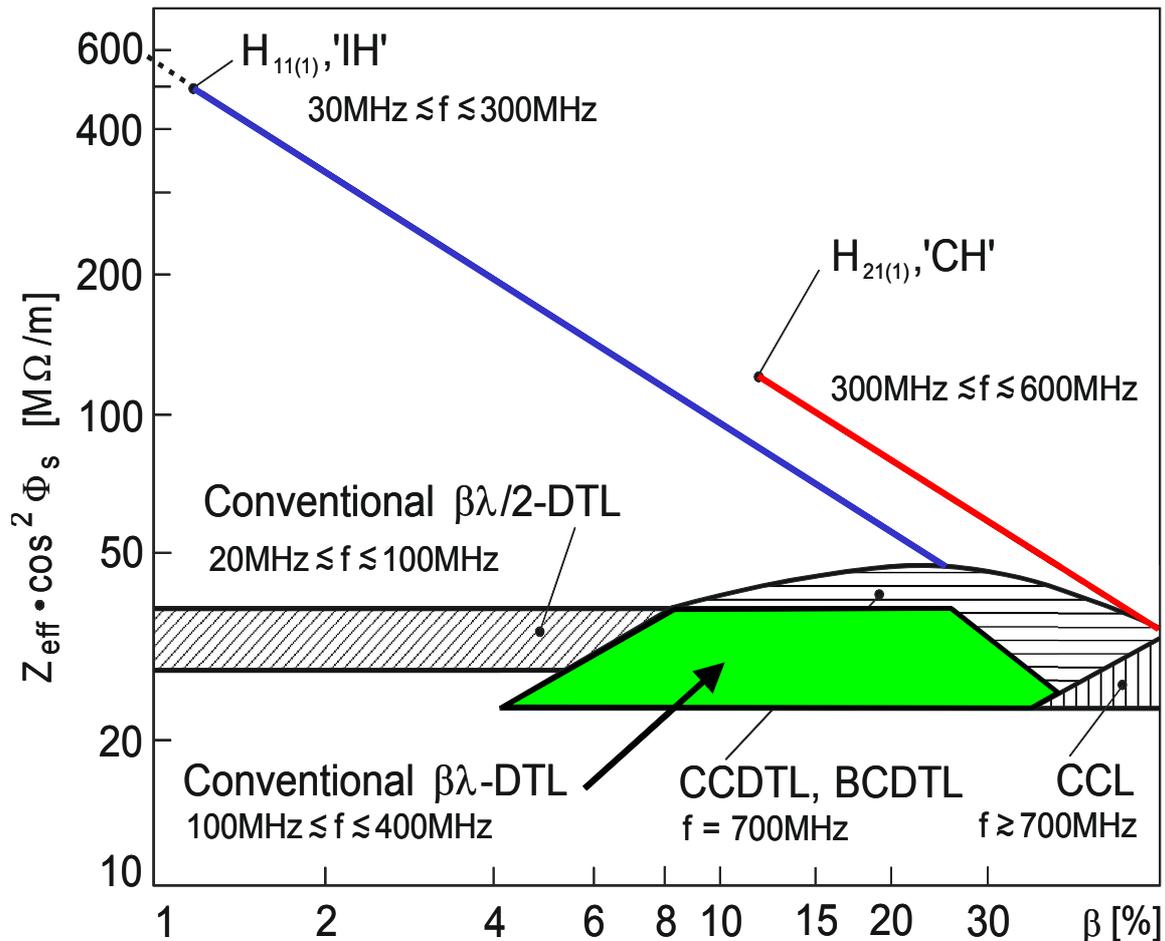


Abbildung 2.10: Vergleich von HF-Leistungseffizienzen der gängigen Linearbeschleuniger [Rat98]. Der grüner Bereich entspricht dem Alvarez-DTL, die blaue Linie dem IH-DTL und die rote dem CH-DTL.

Bis 20 MeV/u ($\beta \approx 0.2$), zeigt der IH-DTL klare Vorteile in der Leistungsökonomie.

Seine Zellenlänge beträgt $l_{cell} = \frac{\beta\lambda}{2}$ und genügt damit der Wideröe-Bedingung für

HF-Beschleuniger mit Beschleunigungsspalten [Wid28].

Die oben beschriebenen Vorteile spielt der IH-DTL aber nur bei Verwendung des KONUS-Konzepts aus. Diese Strahldynamikkonzept ist speziell den H-Moden DTL's angepasst und erlaubt die volle Ausschöpfung ihres Leistungspotentials [Rat98]. Der IH-DTL ist prinzipiell keine streng periodische Struktur, die aus Quadrupoltripletts und Driftröhren besteht (S. Kapitel 3.3). Jede Driftröhrensektion fängt mit ein paar Rebuncherspalten an, die eine negative Sollphase von normalerweise -35° haben, gefolgt von der Hauptvielspaltbeschleunigersektion, in der die Strahlpakete bei einer HF-Phase um die 0° injiziert werden und bei maximalem Beschleunigungsgradienten den Energiegewinn erfahren. Während des Passierens dieses Bereiches wird das Strahlpaket bis zum Ende kontinuierlich zu negativen Phasen hin verschoben. Dies bedeutet, dass die longitudinale Fokussierung vor und nach jeder Tripletlinse lokalisiert ist, während der Arbeitspunkt des zentralen Bereichs jeder Driftröhrensektion nahe dem Maximum der Beschleunigungsamplitude liegt, wo die Beschleunigungseffizienz besonders hoch ist und die transversale HF-Defokussierkraft besonders klein [Rat98]. Die Abbildung 2.11 veranschaulicht die typische Strahldynamik einer KONUS Struktur zwischen zwei Tripletlinen.

2. Beschleunigerstrukturen

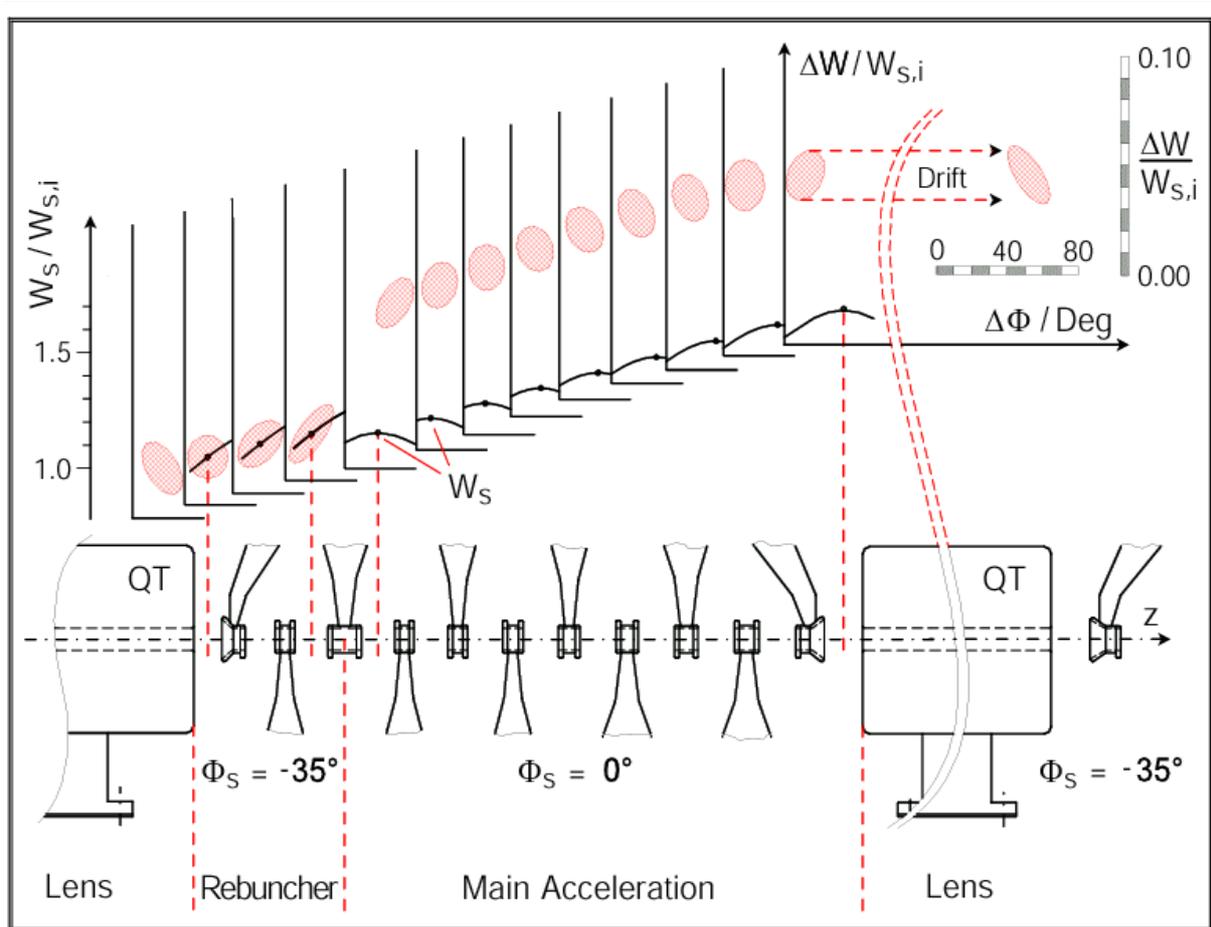


Abbildung 2.11: Die longitudinale Strahldynamik eines IH-DTL entlang einer vollständigen KONUS-Periode zwischen zwei Quadrupoltripletts [Rat98].

Der Ionenstrahl tritt mit negativer Sollphase und longitudinal defokussiert in den Rebuncherabschnitt ein, der unmittelbar hinter der Linse beginnt. Nach Verlassen dieses Abschnitts ist er jetzt fokussiert und noch auf Sollphase. In der Mitte des ersten Beschleunigungsspalts der 0° -Sektion erfährt der Strahl eine Überschussenergie und wandert während einer KONUS-Periode, vom Maximum der Beschleunigungsamplitude zu einer leicht negativen Phase bei gleichzeitig sich verringernder Überschussenergie. Dies führt zu einer longitudinalen Gesamtfokussierung des Strahls in diesem Bereich.

Abbildung 2.12 gibt eine Gegenüberstellung der Verhältnisse zwischen negativer Sollphasenstruktur (dies sind alle konventionellen Beschleunigertypen) und 0° -Sollphasenabschnitt (IH- bzw. CH-DTL) wieder, wobei folgende drei Fälle unterschieden sind (von oben nach unten):

- (A.) Energiegewinn des Teilchens beim Spaltdurchgang in Abhängigkeit von der HF-Phasenlage; Lage des Sollteilchens.
- (B.) Potentialverteilung für die relative Teilchenbewegung gegenüber dem Sollteilchen sowie typische Verteilung der Pulsteilchen im „Potentialtopf“.
- (C.) Teilchenverteilung in der Energie/Phasenebene und Bewegung um das jeweilige Sollteilchen.

Der augenfälligste Unterschied ist, dass das gesamte Strahlpaket bei KONUS sich im longitudinalen Phasenraum bewegt, wohingegen bei negativen Sollphasenstrukturen das Strahlbündel unverändert innerhalb der schrumpfenden Separatrix verweilt und nur die einzelnen Ionen kleine Synchrotronschwingungen vollführen.

2. Beschleunigerstrukturen

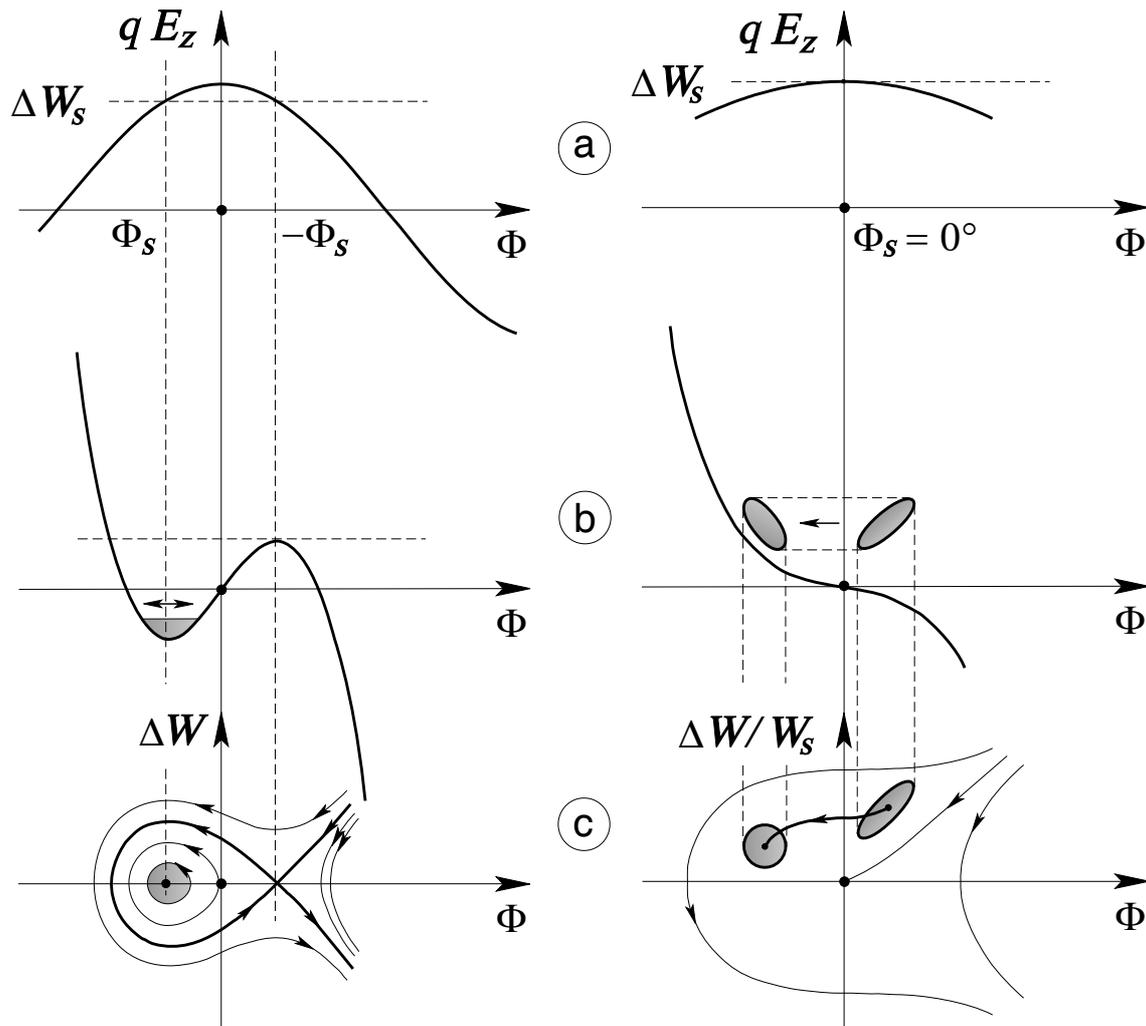


Abbildung 2.12: Gegenüberstellung zwischen negativer Sollphasenstruktur und einem KONUS-0°-Sollphasenabschnitt; Vergleich bzgl. Arbeitspunkt, potentieller Energieverteilung und Bunch-Bewegung in der longitudinalen Phasenfläche [Rat98].

Das Resultat dieser neuartigen Dynamik ist, dass man eine Vielzahl von Beschleunigungsspalten bei gegebener Spannung und Apertur zwischen zwei Triplettlinsen durchlaufen kann. Diese Strahldynamik erlaubt dünne, kleine Driftröhren zu verwenden, die keine Quadrupollinsen mehr enthalten müssen, um den Strahl zu fokussieren. Dies führt zu den hohen Shuntimpedanzen und Beschleunigungsfeldern in H-Typ-Linearbeschleuniger. Gleichzeitig dehnt man damit den Anwendungsbereich zu noch niedrigeren Energien aus, weil eine Begrenzung durch den Quadrupollfüllfaktor wegfällt [Rat98].

Wie bereits erwähnt ist die KONUS-Periodizität nicht so sanft ("smooth") wie das herkömmliche Konzept und daher kann man u.U. ein recht großes Emittanzwachstum bei ansteigendem Strahlstrom beobachten. Auf der anderen Seite bietet KONUS die Möglichkeit gut justierbare und robuste externe Triplettlinsen zu benutzen, die von der eigentlichen HF-Kavität getrennt sind und die Wartung bzw. den Zugang erleichtert. Zusätzlich hält die kürzere Gesamtlänge eines IH-DTL's die Strahlverluste und die Wahrscheinlichkeit der thermischen Deformationen klein [Rat98].

Abbildung 2.13 zeigt die zweite Kavität des 202 MHz Blei-Linearbeschleunigers ohne eine interne Linse von CERN. Die Feldlinien sind in den Vergrößerungen mit eingezeichnet.

IH - Cavity, $H_{11(0)}$, 202 MHz

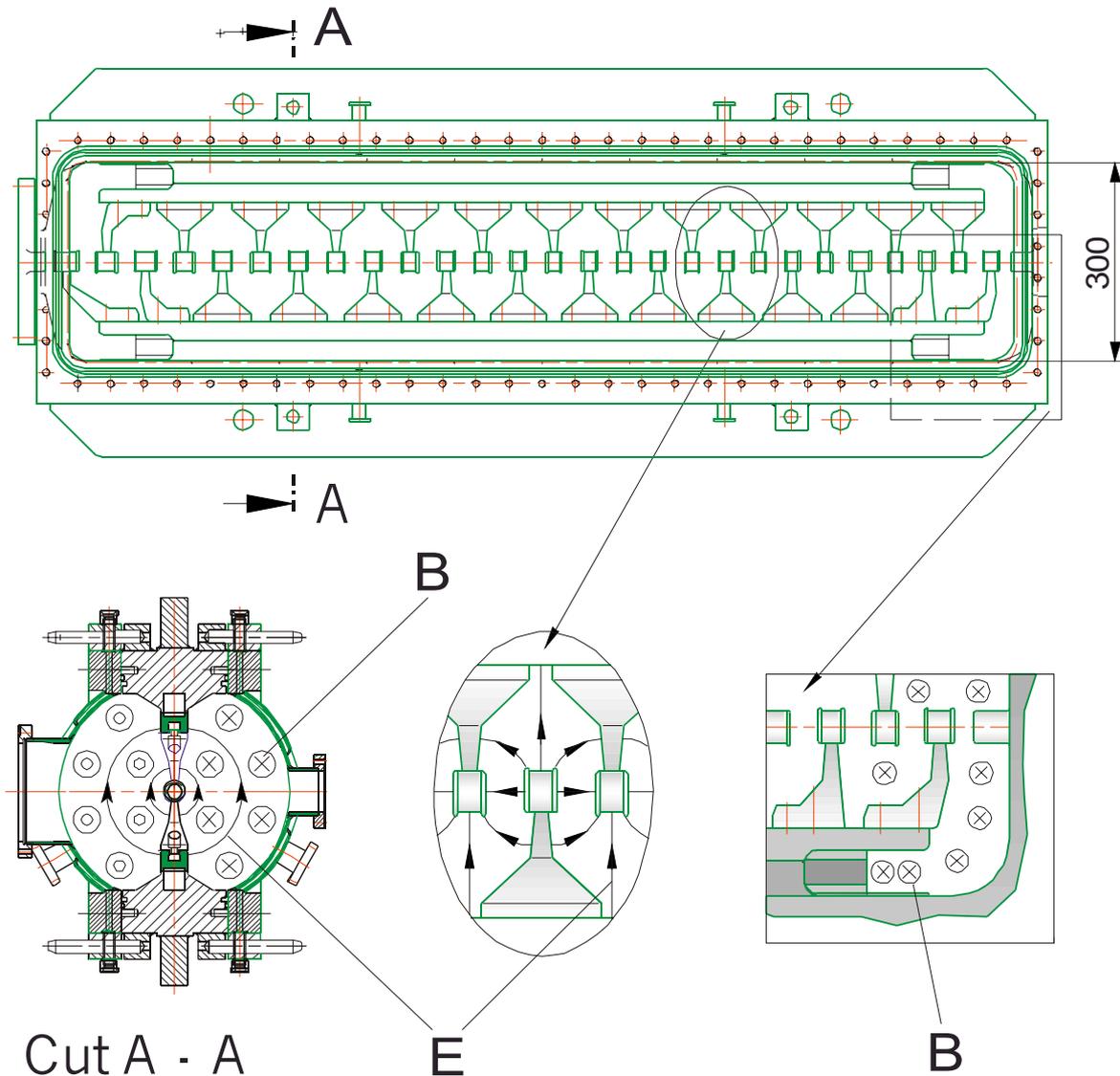


Abbildung 2.13: Innenansicht des 202 MHz CERN Tank 2 Kavität [Rat98].

Die nachfolgende Abbildung 2.14 zeigt eine IH-Kavität des Hochladungsinjektors (HLI) der GSI mit zwei internen Linsen. Die interne Tripletlinse wird oft am Niedere-
 nergieende eines IH-DTL eingesetzt, weil die Zellenlängen $\frac{\beta\lambda}{2}$ dort besonders klein
 sind und der Resonator ohne die Linse sehr kurz würde, was seine HF-
 Leistungseffizienz verminderte [Rat98]. Die Gesamtlänge einer Linse ergibt in erster
 Abschätzung:

$$l_L \cong (N_{rf} + \eta) \cdot \beta_i \lambda - \langle g \rangle \quad (2.3.1)$$

mit:

N_{rf} Anzahl der HF-Perioden (typisch $4 \leq N_{rf} \leq 10$), $\langle g \rangle$ die gemittelte Spatlänge der
 benachbarten Beschleunigungsspalte und die Konstante $\eta = \frac{1}{2}$ (für Linsen auf HF-
 Potential) bzw. $\eta = 0$ (für Linsen auf HF-Nullpotential).

2. Beschleunigerstrukturen

Sie wird nach Gleichung 2.3.1 von der Zellenlänge an der Position $l_{cell} = \frac{\beta_i \lambda}{2}$ und den durchlaufenden HF-Perioden N_{rf} bestimmt. Die Länge der externen Zwischentanklinsen sind beliebig und werden nur durch die Teilchendynamik und die maximale erlaubte Oberflächenfeldstärke festgelegt.

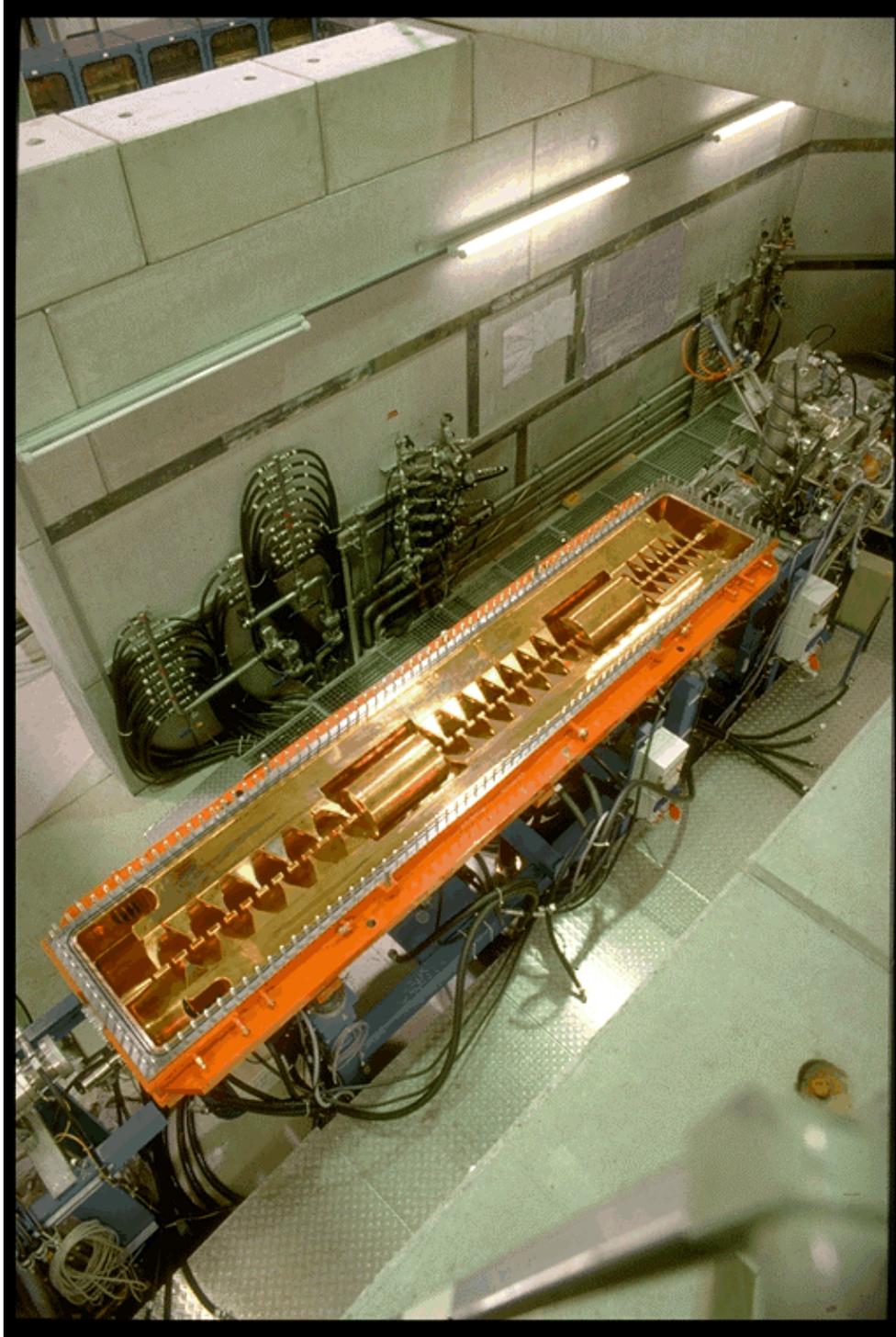


Abbildung 2.14: Foto einer IH-Kavität des Hochladungsinjektors (HLI) der GSI mit zwei internen Linsen auf HF-Nullpotential [Rat98].

Die entscheidende Größe bei IH-Strukturen ist ihre hohe Shuntimpedanz bei niedrigen und mittleren Energien im Vergleich zu konventionellen Beschleunigern. Die Ab-

2. Beschleunigerstrukturen

Abbildung 2.15 zeigt die Ersatzgeometrie einer IH-Kavität, bei der die wichtigsten geometrischen Variablen eingezeichnet sind.

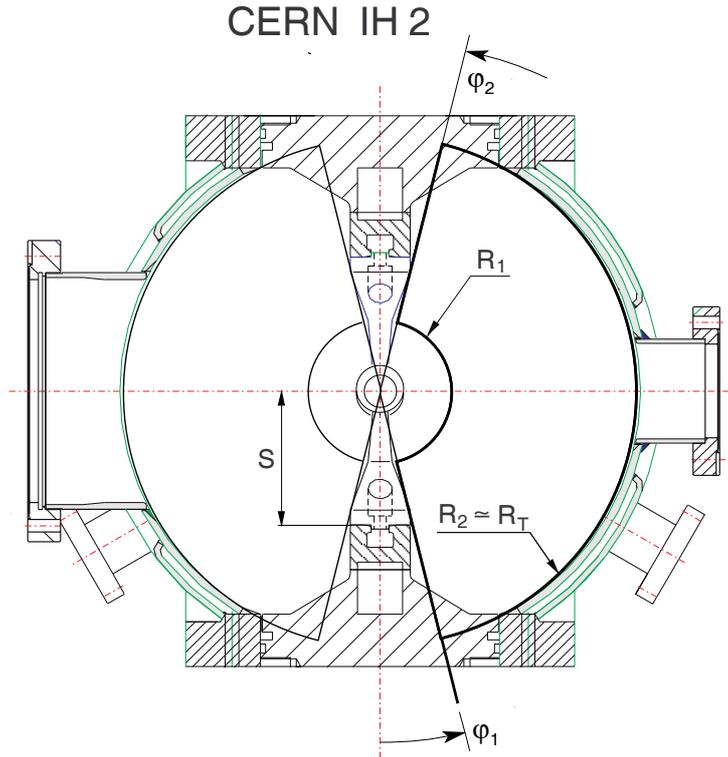


Abbildung 2.15: Ersatzgeometrie für eine IH-Kavität mit Driftröhrenstruktur [Rat98].

R_1 ist der äußere Driftröhrenradius, R_2 ist der Tankinnenradius und φ_1 bzw. φ_2 sind die Querschnittswinkel der IH Geometrie. Ihre Differenz $\delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|$ ist für den IH-Fall $\delta\varphi \approx 150^\circ$. Damit ist die normale Shuntimpedanz Z größtenteils festgelegt. Sie lautet in erster Abschätzung [Rat98],

$$Z_{IH} = \frac{\sqrt{\mu_0^3} \cdot \sqrt{\kappa} \cdot R_2^3 \cdot \delta\varphi^2 \cdot \sqrt{\omega^7}}{\sqrt{2} \cdot \pi^2 \cdot c^2 \cdot 2 \cdot (\delta\varphi + 2 \cdot c_1) \cdot c_2 \cdot \langle \beta_{av} \rangle^2} \cdot F_L, \quad (2.3.2)$$

$$\langle \beta_{av} \rangle = \sqrt[3]{\frac{\beta_i^3 + \beta_f^3}{2}} \quad (2.3.3)$$

$$F_L = \left(1 - \frac{\sum_j N_{rf,j}}{N_{rf}} \right)^2 \cdot \left(1 - \frac{\sum_j (N_{rf,j} + \eta)}{N_{rf}} \cdot \frac{R_S - R_L}{R_S} \right)^{-1} \quad (2.3.4)$$

mit:

μ_0 magnetische Feldkonstante, κ elektrische Leitfähigkeit von Kupfer, c_1 und c_2 sind spezifische Strukturkonstanten im Bereich $1 \leq c_1 \leq 1.2$ bzw. $1.3 \leq c_2 \leq 2.0$, $\delta\varphi \approx 150^\circ$ ist der Querschnittswinkel, $\omega = 2\pi f_{rf}$ ist die Resonanzkreisfrequenz R_2 ist der Tankinnenradius (Vergleiche Abbildung 2.15) und F_L ist ein Reduktionsfaktor der nach Gleichung 2.3.4 von der Anzahl der internen Linsen \sum_j , von der Konstanten η

2. Beschleunigerstrukturen

(vergleiche dazu Gleichung 2.3.1), von den Widerstandbelägen im Bereich der Beschleunigungsstruktur R_S und in den Linsen R_L abhängt. Typische Werte sind $0.8 \cdot R_S \leq R_L \leq 0.9 \cdot R_S$. Die Größe $\langle \beta_{av} \rangle$ aus Gleichung 2.3.3 ist die gemittelte Energie eines mehrzelligen Resonators, wobei β_i dessen Eingangsenergie ist und β_f die Ausgangsenergie.

Die Shuntimpedanz pro Einheitslänge Z_0 ist Gleichung 3.3.2 durch die Tanklänge l_T dividiert.

$$Z_0 = \frac{Z}{l_T}. \quad (2.3.5)$$

Die effektive Shuntimpedanz ist wieder $Z_{eff} = Z_0 \cdot (T(k))^2$ (s. Gleichung 3.2.2). Für den Laufzeitfaktor $T(k)$ gelten dieselben Gleichungen und Ergebnisse wie aus dem Kapitel 2.2 Gleichung 2.2.3 - 2.2.5. Anhand von Gleichung 2.3.2 kann man jetzt sehr deutlich die starke Energieabhängigkeit der Shuntimpedanz sehen. Sie ist $Z \propto \frac{1}{\langle \beta_{av} \rangle^2}$

und fällt somit quadratisch mit der Teilchenenergie (Abbildung 2.10). Die Verbindung von Gleichung 2.3.5 mit der HF-Strukturverlustleistung P_{Cu} , die zugeführte Strahlleistung P_{beam} , die totale HF-Leistung P_{tot} und die HF-Effizienz E_{rf} sind identisch mit den Gleichungen 2.2.6 - 2.2.9 aus dem Abschnitt 2.2.

2.3.2 Der Crossbar-Driftröhrenbeschleuniger (CH-DTL)

Bei höheren Strahlenergien muss man zu höheren Frequenzen gehen, um eine effiziente Beschleunigung in der Struktur aufrecht erhalten zu können (Erhöhung des Laufzeitfaktors durch die Verkleinerung der Spaltlängen) [Rat98]. Die CH-Kavität hat einen größeren Durchmesser bei gleicher Frequenz und infolgedessen ermöglicht sie die Realisierung von Kavitäten bis hinauf zu 800 MHz [Rat94] [Eic00] [ADS]. Die Abbildung 2.16 zeigt eine Skizze einer 432 MHz CH-Kavität.

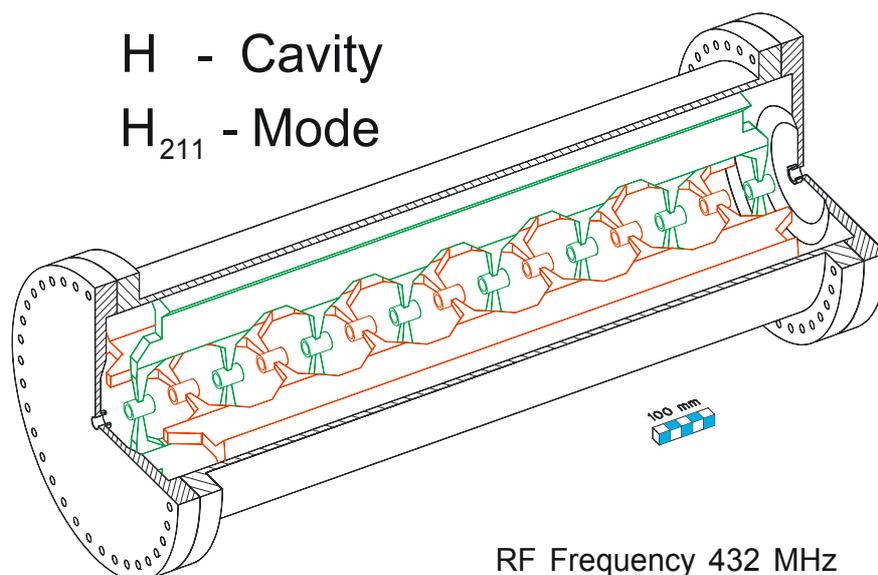


Abbildung 2.16: Skizze einer normalleitenden CH-Kavität für eine Frequenz von 432 MHz [Rat98].

2. Beschleunigerstrukturen

Im Unterschied zur IH-Kavität sind die Stützen jeweils um 90° versetzt, wohingegen die teilchendynamischen Eigenschaften, die Zellenlänge mit $l_{cell} = \frac{\beta\lambda}{2}$, die Unterteilung der Beschleunigungsspalten in eine Rebuncher-Sektion mit $\varphi_s \approx -35^\circ$ und eine 0° -Sektion mit KONUS-Dynamik und das Verwenden von jeweils sich zwischen den Modulen befindlichen (externen) Quadrupoltriplettlinsen keinen Unterschied zum IH-DTL aufweist. Die höhere Schwingungsmode und die spezielle Geometrie erfordern allerdings bautechnisch höhere Anforderungen als eine IH-Kavität bei gleicher Größe und insofern sind internen Linsen in einem CH-Resonator zur Zeit nicht vorgesehen [Rat98]. Auf der anderen Seite hat die CH-Struktur einen großen Vorteil: Es ist die mechanische und thermische Robustheit, die von den gekreuzten Stützen herrührt. Dies eröffnet die Möglichkeit eine supraleitende CH-Kavität herzustellen. Zusätzlich haben alle H-Typ-Strukturen recht kleine transversale Ausmaße im Vergleich zu anderen, konkurrierenden supraleitenden Kavitäten wie die Zweispalt-Viertelwelle-Typen, die Sprosse-Typen ("Spoke-typ") oder die elliptischen Kavitäten bei gleicher HF-Frequenz [Eic00] [Sau02c].

Zur Zeit baut das Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität ein Kryolabor mit einem Kryostaten auf, das speziell für die Entwicklung und den Test von supraleitenden CH-Kavitäten bestimmt ist [Sau02c].

Eine Entwurfsstudie einer 19-zelligen 350 MHz Kavität als Prototypen mit einem mittleren $\beta = 0.1$ ist beendet. Abbildung 2.17 zeigt eine dreidimensionale MicroWave Studio® Simulation dieser Kavität [MWS]. Diese wird in enger Zusammenarbeit mit der Industrie angefertigt und besteht aus hochreinem Niob. Neben der Demonstration der Beschleunigungsfeldstärken, müssen noch passende HF-Einkoppler entwickelt werden. Die Frequenzabstimmung wird durch das mechanische Verändern der Resonatorendwände, die einer Variation der ersten und letzten Spaltkapazität entspricht, erreicht [Eic01].

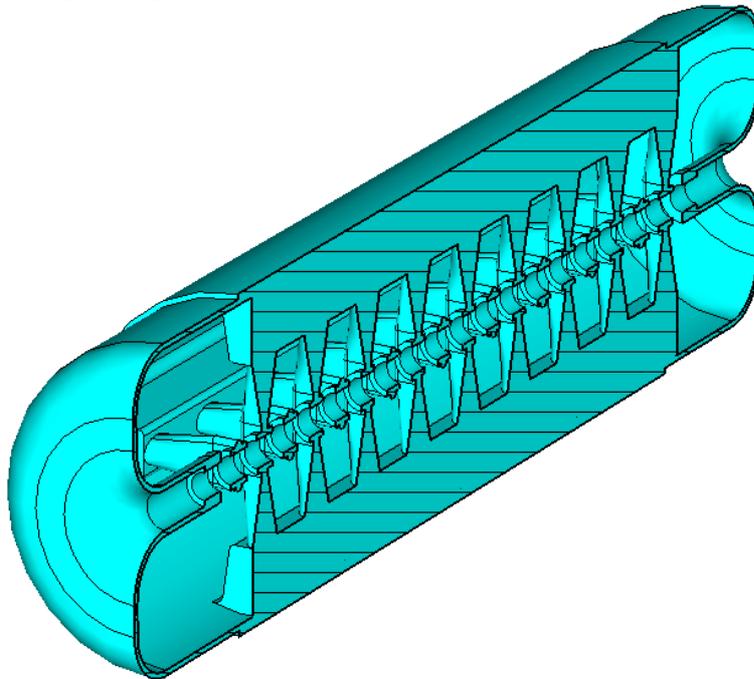


Abbildung 2.17: Längsschnitt einer supraleitenden 350 MHz CH-Kavität mit 19 Spalten und einem $\beta = 0.1$ [Sau02a].

Der augenfälligste Unterschied zu der normalleitenden CH-Struktur (Abbildung 2.16) sind die dickeren Stützen mit größerer Oberfläche und das große Volumen zwischen

2. Beschleunigerstrukturen

erstem Beschleunigungsspalt und der Tankendwand. Dies ist notwendig, um die auftretenden elektrischen und magnetischen Spitzenfelder zu minimieren. Die Shuntimpedanz der CH-Struktur erhält man, indem man in Formel 2.3.2 die Quadrant-Geometrie der gekreuzten Stützen durch einen erhöhten Symmetriefaktor im Nenner berücksichtigt. Gleichung 2.3.2 wird somit [Rat98]

$$Z_{CH} = \frac{\sqrt{\mu_0^3} \cdot \sqrt{\kappa} \cdot R_2^3 \cdot \delta\phi^2 \cdot \sqrt{\omega^7}}{\sqrt{2} \cdot \pi^2 \cdot c^2 \cdot 4 \cdot (\delta\phi + 2 \cdot c_1) \cdot c_2 \cdot \langle \beta_{av} \rangle^2} \cdot F_L, \quad (2.3.6)$$

mit den Größen und Definitionen aus Gleichung 2.3.2.

Nur der Querschnittswinkel $\delta\phi = |\varphi_1 - \varphi_2|$ beträgt nicht mehr 150° sondern $\delta\phi \approx 75^\circ$ und der Tankinnenwandradius R_2 ist bei einer CH-Struktur bei gleicher Frequenz beträchtlich größer als der einer IH-Kavität. Die reziprok quadratische Abnahme der Shuntimpedanz ist unverändert erkennbar. Der Reduktionsfaktor bedingt durch interne Linsen F_L kann für eine CH-Struktur vorerst vernachlässigt werden, da momentan CH-Kavitäten mit interner Linse nicht geplant sind.

Bemerkung: Formel 2.3.6 ist für praktische Anwendungen nur bedingt geeignet, da die Driftröhren- und Stützengeometrie nicht im Detail berücksichtigt wird [Dro02].

Zum Abschluss dieses Kapitels illustriert Abbildung 2.18 die Ersatzgeometrie einer CH-Kavität mit den Parametern aus Formel 2.3.6.

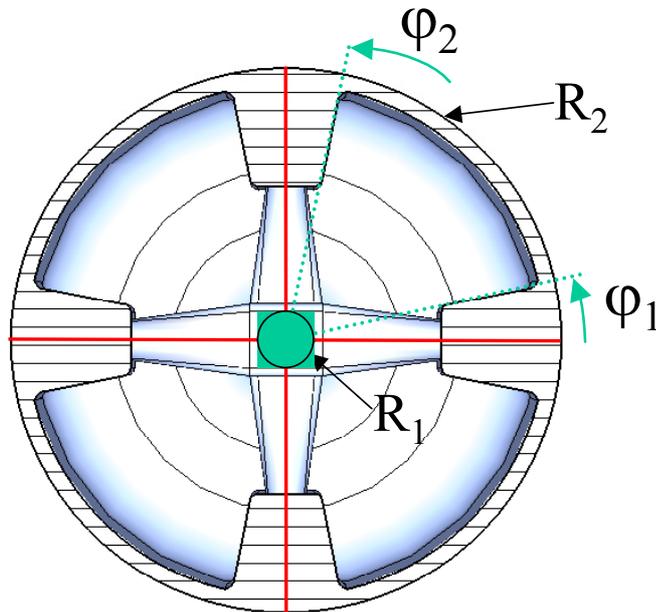


Abbildung 2.18: Ersatzgeometrie einer CH-Kavität.

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten mathematischen Größen zur Beschreibung der Raumladungseinflüsse des Ionenstrahls in einer Beschleunigerstruktur dargestellt und deren Auswirkung auf die Fokussiereigenschaften der Strukturen erläutert. Dies ist notwendig, weil die Projekte IFMIF und ADS/XADS Hochstromprojekte sind, bei denen die Raumladung des Ionenstrahls ganz wesentlich ist. Eine exakte mathematische Herleitung würde allerdings den Rahmen dieser Arbeit sprengen und deshalb sei hierzu auf die Begleitliteratur verwiesen. Die charakteristischen Raumladungsparameter für die einzelnen Beschleunigerstrukturen sind alle Gegenstand der Untersuchungen und Simulationen in den nachfolgenden Kapiteln dieser Arbeit. Da ist zum einen der **R**adio-**F**requenz-**Q**uadrupol-Linearbeschleuniger (RFQ) (vgl. Kapitel 2.1), der Driftröhren-Linearbeschleuniger vom Alvarez-Typ (Alvarez-DTL) (vgl. Kapitel 2.2) und die H-Moden-Driftröhrenbeschleuniger vom IH-Typ (Interdigital **H**-Mode) und CH-Typ (**C**rossbar **H**-Mode), (vgl. Kapitel 2.3) die in den Abschnitten 3.1 – 3.3 behandelt werden [Sym4] [Wan98] [Lap99] [Schr94] [Rat98] [Kap70]. Anschließend wird in Kapitel 3.4 auf die "Smooth Approximation Theorie" und deren Grenzen genauer eingegangen [Lap87] [Rei94] [Lap99] [Jun83] [Pab96]. Das abschließende Kapitel 3.5 bringt eine Einführung in die Resonanztheorie, die einen entscheidenden Beitrag zum Verständnis von Emittanzwachstum und Halobildung aufgrund von Raumladungseffekten in langen, periodischen Fokussierkanälen geliefert hat [Hof82] [Jam94] [Hof02] [Pab97a].

3.1 Die Raumladungsparameter eines RFQ Linearbeschleunigers

Die entscheidenden Größen in der Beschleunigertheorie zur Charakterisierung der Fokussierstärke und der Raumladungseinflüsse in Strukturen sind die Phasenvorschübe (Maß für die externe Fokussierstärke einer Struktur) mit und ohne Raumladung σ und σ_0 , die Fokussierunterdrückung oder "tune depression" (Maß für die Abschwächung der Fokussierkraft aufgrund der Raumladung) σ/σ_0 und die Stromgrenzen I_{lim} (Maß für den maximal transportierbaren Ionenstrom einer Struktur). Diese Größen werden jetzt exemplarisch für den RFQ in "Smooth Approximation" oder "Smooth Transformation" angegeben [Jun83] [Wan98] [Lap99] [Jam93] [Stru83] [Kap85] [Rei94].

3.1.1 Die transversalen Phasenvorschübe

Teilchenoptisch kann man den RFQ als einen periodischen Quadrupolkanal in FD-Anordnung mit Beschleunigung auffassen, wobei die vier gegensätzlich gepolten Elektroden des RFQ in erster Näherung ein elektrisches Quadrupolpotential bilden.

Die Zellenlänge ist $l_{\text{cell}} = \frac{\beta\lambda}{2}$ und die Fokussierperiode beträgt $P_{FD} = 2l_{\text{cell}}$. In klassischer Theorie folgt somit für das Quadrat des transversale Phasenvorschubs pro Fokussierperiode ohne Raumladung für einen RFQ:

$$\sigma_{0t}^2 \approx \frac{B^2}{8\pi^2} - \Delta_{rf}. \quad (3.1.1)$$

mit:

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

$$B = \frac{q\lambda^2}{m_0c^2} \frac{XV}{a^2}, \quad (3.1.2)$$

$$\Delta_{rf} = \frac{\pi^2 q \sin(\phi_s)}{2m_0c^2 \beta^2} VA. \quad (3.1.3)$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{W}{m_0c^2}\right)^2 - 1}}{1 + \frac{W}{m_0c^2}} \quad (3.1.4)$$

mit:

B ist der radiale Fokussierfaktor oder die Fokussiereffizienz des RFQ, Δ_{rf} ist der radiale HF-Defokussierterm, der bei allen Hochfrequenzfokussieranwendungen mit negativer Sollphase zwischen $-90^\circ \leq \phi_s < 0^\circ$ auftritt und der eigentlichen radialen Fokussierung entgegenwirkt, V ist die Elektrodenspannung, a die Apertur, X der Fokussierparameter, A der Beschleunigungsparameter des RFQ, β ist das Verhältnis von Geschwindigkeit v des Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum. W ist die kinetischen Energie und m_0 ist schließlich die Ruhemasse des Ions. Gleichung 3.1.1 hat nur eine stabile Lösung, wenn $\Delta_{rf} \leq B$ ist. Des weiteren erkennt man aus Gleichung 3.1.1 das σ_{0r} unabhängig von der Geometrie des Strahls ist und nur von den RFQ-Parametern abhängt. Die Werte für einen Dauerstrich RFQ liegen typischerweise im Bereich von $15^\circ \leq \sigma_{0r} \leq 50^\circ$.

Das Quadrat des Phasenvorschubs mit Raumladung ist in linearer Theorie wie folgt definiert:

$$\sigma_t^2 \approx \sigma_{0t}^2 - \frac{\langle I \rangle_{rf} \lambda^3 K (1 - ff(p))}{r_t^2 r_l}. \quad (3.1.5)$$

mit:

$$K = \frac{3Z_0 q}{8\pi m_0 c^2}, \text{ wobei } Z_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c} \text{ ist} \quad (3.1.6)$$

$$p = \frac{r_t}{r_l}, \quad (3.1.7)$$

$$ff(p) \approx \frac{1}{3} p \quad \forall p: 0.2 < p < 1.25. \quad (3.1.8)$$

K ist ein Raumladungsfaktor, der durch die abstoßenden Kräfte der Ionen im Strahlpaket vorgerufen wird. $\langle I \rangle_{rf} = \frac{qNc}{\lambda}$ ist der gemittelte Strahlstrom über eine HF-Periode, $\lambda = \frac{c}{f_{rf}}$ ist die Wellenlänge der HF-Frequenz f_{rf} und $ff(p)$ ist der sogenannte Formfaktor des Strahls und beschreibt dessen Geometrie. Wenn man $ff(p) = \frac{1}{3}$ annimmt, geht man von einem runden Teilchenpaket aus, was i.a. eine zu grobe Vereinfachung der realen Dimensionen des Strahls wäre. p stellt das Verhält-

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

nis von geometrisch gemittelter transversaler Halbachse $r_t = \sqrt{r_x r_y}$ zur longitudinalen Halbachse $r_l = r_z$ des dreidimensionalen, homogen geladenen Raumladungsellipsoides dar. Für eine Kugel wäre $p = 1$. Die Gleichungen 3.1.7 - 3.1.8 gelten somit streng nur für nicht zu stark verformte Teilchenpakete mit selbstkonsistenter Ladungsverteilung. Bei Filamentierung des Strahls durch Aberrationen und Ladungsdichteinhomogenitäten sind die obigen Vereinfachungen nicht mehr exakt gültig. Aus Gleichung 3.1.5 erkennt man, dass im Unterschied zu Gleichung 3.1.1, der Wert von σ_t jetzt sehr stark von der Form des Strahls und dessen Strom abhängt und durch diesen immer kleiner als der Nullstromphasenvorschub ist (Fokussierunterdrückung durch Raumladung).

3.1.2 Die longitudinalen Phasenvorschübe

Die longitudinale Fokussierkomponente des RFQ kommt durch eine Modulation der Elektroden zustande, die ein elektrisches Feld in z-Richtung erzeugt, das den Strahl beschleunigt und gleichzeitig auch, je nach Sollphasenwert, stärker oder schwächer longitudinal fokussiert. Für das Quadrat des longitudinalen Phasenvorschubs pro Fokussierperiode ohne Strom für einen RFQ ergibt sich,

$$\sigma_{0l}^2 \approx -2\Delta_{rf} . \quad (3.1.9)$$

mit:

Δ_{rf} aus Gleichung 3.1.3.

Gleichung 3.1.9 zeigt, dass die gesamte longitudinale Fokussierung im RFQ durch eine Invertierung und Verdopplung des HF-Defokussierfaktors aus Gleichung 3.1.3 gegeben ist. Sie ist somit am Größten, wenn $\phi_s = -90^\circ$ ist und Null bei $\phi_s = 0^\circ$. Typischer Bereich für Dauerstrichbetrieb ist $10^\circ \leq \sigma_{0l} \leq 30^\circ$.

Das Quadrat des longitudinalen Phasenvorschubs mit Raumladung pro Fokussierperiode sieht wie folgt aus:

$$\sigma_l^2 \approx \sigma_{0l}^2 - \frac{2\langle I \rangle_{rf} \lambda^3 K(ff(p))}{r_t^2 r_l} . \quad (3.1.10)$$

mit:

K , $ff(p)$, $\langle I \rangle_{rf}$, λ und p aus den Gleichungen 3.1.6 - 3.1.8.

Gleichung 3.1.5 und 3.1.10 sind ähnlich in Struktur und Form. Auch hier verringert die Raumladung σ_l im RFQ im Vergleich zum Nullstromwert σ_{0l} und hat eine starke Abhängigkeit von den Strahleigenschaften bekommen.

3.1.3 Die Fokussierunterdrückung oder "tune depression"

Anhand von Gleichung 3.1.1, 3.1.5, 3.1.9 und 3.1.10 haben wir jetzt das Rüstzeug für die Definition der Fokussierunterdrückung oder "tune depression" aufgrund von Raumladung im RFQ zur Hand. Sie lauten transversal

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} = \sqrt{1 - \mu_t} , \quad (3.1.11)$$

und longitudinal

$$\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} = \sqrt{1 - \mu_l} . \quad (3.1.12)$$

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

Ferner gelten noch die Beziehungen:

$$\delta_t = \frac{\sigma_{0t}}{\sigma_t} - \frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}}, \text{ bzw. } \delta_l = \frac{\sigma_{0l}}{\sigma_l} - \frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}}, \quad (3.1.13)$$

Die Fokussierunterdrückung ist nach Gleichung 3.1.11 und 3.1.12 einfach als Verhältnis von Stromphasenvorschub zu Nullstromphasenvorschub $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ für beide Rich-

tungen definiert. Die μ_t und μ_l sind die Reiser'schen Raumladungsparameter und die δ_t bzw. δ_l die Reiser'schen Raumladungsfaktoren [Rei81] [Rei91]. Diese können bei bekannter Fokussierunterdrückung, was der Regelfall ist, leicht aus den Gleichungen 3.1.11 bis 3.1.13 berechnet werden. Die Gleichungen 3.1.11 und 3.1.13 sind somit die wichtigsten Größen zur Abschätzung des Einflusses der Raumladung auf die teilchendynamischen Eigenschaften des Beschleunigers. Die Werte der "tune depression" klassifizieren die Bereiche in denen eine Struktur raumladungsdominiert ist, d.h. den linearen Bereich der "Smooth Approximation" verlässt und in den nichtlinearen Raumladungsbereich vordringt. Dies ist der Fall, wenn $0 \leq \frac{\sigma}{\sigma_0} < 0.4$ ist. Diese

Ungleichung bedeutet: Wird der Stromphasenvorschub σ durch die Raumladungsfaktoren um mehr als 60 % im Vergleich zum Nullstromphasenvorschubs σ_0 verringert, dann sind die Raumladungskräfte des Strahls dominierend. Umgekehrt bedeutet die Ungleichung $0.4 \geq \frac{\sigma}{\sigma_0} \geq 1$, dass dort die Raumladung vernachlässigbar ist und

man sich im emittanzdominierten Bereich aufhält (Vergleiche Kapitel 3.5). Dort gilt wieder die lineare Theorie. Man unterscheidet zwei Grenzfälle, der eine ist der Raumladungsgrenzfall mit $\frac{\sigma}{\sigma_0} \equiv 0$ und der andere ist der Emittanzgrenzfall mit $\frac{\sigma}{\sigma_0} \equiv 1$ [Wan98] [Rei94].

3.1.4 Die Stromgrenzen

Zum Abschluss diese Abschnitts sei noch als weitere wichtige Größe der Raumladungsphysik die transversale und longitudinale Stromgrenze I'_{lim} und I^l_{lim} eines RFQ erwähnt. Sie lautet in allgemeiner Form:

$$I'_{\text{lim}} = \frac{r_t^2 r_l \sigma_{0t}^2}{\lambda^3 K (1 - ff(p))} \left(1 - \left(\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} \right)^2 \right), \quad (3.1.14)$$

$$I^l_{\text{lim}} = \frac{r_t^2 r_l \sigma_{0l}^2}{2\lambda^3 K (ff(p))} \left(1 - \left(\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \right)^2 \right). \quad (3.1.15)$$

mit:

K , $ff(p)$, σ_{0t} , σ_{0l} , σ_t und σ_l aus den Gleichungen 3.1.1 - 3.1.10

Gleichung 3.1.14 und 3.1.15 bestimmt den Strahlstrom in der jeweiligen Zelle des RFQ bei vorgegebener Strahlgeometrie (dreidimensionales, homogenes Raumladungsellipsoid). Sollte die Stromgrenze einer Zelle kleiner sein als der Strahlstrom, so kann es zu Teilchenverlusten in der jeweiligen Zelle kommen. Deswegen sollten

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

die Stromgrenzen jeder einzelnen Zelle des RFQ die Bedingung $I_{\text{lim}} \geq \langle I \rangle_{rf}$ erfüllen, um eine möglichst hohe Transmission zu gewährleisten. Die maximalen Stromgrenzen $I_{\text{lim,max}}$ einer RFQ-Zelle bekommt man, indem man in den Gleichungen 3.1.13 und 3.1.14 die Halbachsen des Raumladungsellipsoides r_i durch die Apertur a mit $r_i = c_1 \cdot a$ und r_i mit dem maximalen longitudinalen Strahlradius $b_{\text{max}} = \frac{|\phi_s| \beta \lambda}{2\pi}$ mit $r_i = c_2 \cdot b_{\text{max}}$ ersetzt. Die Konstanten c_1 bzw. c_2 sind die sogenannten Aperturfaktoren und bestimmen, inwieweit der Strahl die Apertur des RFQ ausfüllen darf. Allgemein sind die Stromgrenzen für die Wahl der Strukturparameter eines Linearbeschleunigers von entscheidender Bedeutung, da sie den maximal transportierbaren Strom der Struktur bestimmen [Wan98] [Rei94]. In erster Näherung gelten für die Stromgrenzen eines RFQ folgende grobe funktionale Zusammenhänge für den Aperturradius a , die Elektrodenspannung V und die HF-Frequenz f_{rf} [Wan98]:

a.) Transversal:

$$I_{\text{lim}}^t(a) \propto a^2, I_{\text{lim}}^t(V) \propto V^2, I_{\text{lim}}^t(f_{rf}) \propto \frac{1}{f_{rf}^2} \quad (3.1.16)$$

b.) Longitudinal:

$$I_{\text{lim}}^l(a) \propto a^2, I_{\text{lim}}^l \propto V, I_{\text{lim}}^l(f_{rf}) \propto f_{rf}. \quad (3.1.17)$$

3.2 Die Raumladungsparameter des Alvarez Linearbeschleunigers

Der Alvarez Driftröhrenlinearbeschleuniger stellt teilchenoptisch gesehen ebenfalls einen streng periodischen Quadrupolkanal mit Beschleunigung dar. Aus diesem Grunde kann man auch hier die klassische "Smooth Approximation Theorie" anwenden [Jam93] [Wan98] [Lap99]. Der Unterschied zu den Gleichungen für den RFQ aus Kapitel 3.1 besteht jetzt in der Zellenlänge, Fokussierart und der Fokussierperiode. Während der RFQ einer FD-Struktur mit elektrischen Quadrupollinsen ohne Driftstrecken entspricht, ist der Alvarez-Driftröhrenbeschleuniger eine FoDo-Anordnung mit Driftstrecken zwischen den einzelnen Linsen. Als Linsen kommen hauptsächlich Elektromagnete zum Einsatz, wobei aber auch der Einsatz von Permanentenmagneten möglich ist [Wan98]. Die gegensätzlich gepolten vier Spulen einer Linse bilden in erster Näherung ein magnetisches Quadrupolpotential. Die Zellenlänge eines Alvarez in FoDo-Struktur ist $l_{\text{cell}} = \beta \lambda$ und die Fokussierperiode damit $P_{\text{FoDo}} = 2l_{\text{cell}}$.

3.2.1 Die transversalen Phasenvorschübe

Für das Quadrat des Nullstromphasenvorschubs pro Fokussierperiode ergibt sich in „Smooth Approximation“ und mit Berücksichtigung des relativistischen Faktors

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}:$$

$$\sigma_{0t}^2 \approx \frac{B^2}{8\pi^2} - \Delta_{rf}. \quad (3.2.1)$$

mit:

$$B = 4 \left(\frac{\lambda^2}{c} \frac{q}{\gamma m_0} \chi_{\text{FoDo}} \beta G \right), \quad (3.2.2)$$

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

$$\chi_{FoDo} = \frac{4}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{2} \Gamma\right), \quad (3.2.3)$$

$$\Gamma = \frac{l_{quad}}{l_{cell}}, \quad (3.2.4)$$

$$\Delta_{rf} = 4 \left(\frac{\pi q \lambda E_0 T(k) \sin(\phi_s)}{m_0 c^2 \beta \gamma^3} \right). \quad (3.2.5)$$

mit:

B ist die radiale Fokussiereffizienz des Driftröhrenbeschleunigers, χ_{FoDo} ist die normalisierte Amplitude der ersten fundamentalen Mode einer Fourierreihe für AG-Fokussierung in FoDo-Anordnung, Γ ist der Quadrupolfüllfaktor, Δ_{rf} ist der aus dem Kapitel 3.1 bereits erwähnte HF-Defokussierfaktor, der der eigentlichen Fokussierung entgegenwirkt (vgl. Kapitel 3.1), E_0 ist der Beschleunigungsgradient, $T(k)$ ist der Laufzeitfaktor und G ist der magnetische Quadrupolgradient. Die Definitionsgleichung für das Quadrat des Nullstromphasenvorschubs pro Fokussierperiode ist identisch mit Gleichung 3.1.1. Nur die Fokussierparameter haben eine andere Bedeutung. Sie zeugen von der veränderten Fokussierstruktur und Fokussierart dieses Beschleunigers. Der Faktor 4 vor den Klammern der Gleichungen 3.2.2 und 3.2.5 kommt von der speziellen Anordnung der Linsen und hängt nur vom Fokussiergitter des Driftröhrenbeschleunigers ab. Bei FoDo-Anordnung ist $N^2 = 4$ mit $N = 2$, wie im vorliegenden Fall und bei FoFoDoDo wäre $N^2 = 9$ mit $N = 3$, d.h. durch eine Vergrößerung des Fokussierperiodenfaktors N erhöht man sehr stark die transversale Fokussierung und erniedrigt dabei aber gleichzeitig den sogenannten Schlagfaktor ("beat factor") (Periode von $\frac{r_{max}}{r_{min}}$ im Fokussierkanal). (**Bemerkung:** bei einer FoFo-

DoDo-Anordnung müsste auch die Amplitude der Fourierreihe verändert werden, nämlich zu $\chi_{FoFoDoDo} = \frac{8}{\sqrt{2}\pi} \sin\left(\frac{\pi}{4} \Gamma\right)$). Der Wertebereich des Nullstromphasenvorschubs eines FoDo-DTL im Dauerstrichbetrieb ist typischerweise $30^\circ \leq \sigma_{0r} \leq 60^\circ$.

Das Quadrat des transversalen Phasenvorschubs mit Strom lautet somit in Anlehnung an Gleichung 3.1.4:

$$\sigma_i^2 \approx \sigma_{0i}^2 - \frac{3q \langle I \rangle_{rf} \lambda (1 - ff(p))}{8\pi \epsilon_0 m_0 c^3 \gamma^3 \beta^2 r_i^2 r_l} \quad (3.2.6)$$

mit:

$\langle I \rangle_{rf}$, p , λ , β , γ und $ff(p)$ aus Gleichung 3.1.7 - 3.1.9.

Auch diese Gleichung ist fast identisch mit Gleichung 3.1.4. Aus diesem Grunde gelten die gleichen Schlussfolgerungen wie dort.

3.2.2 Die longitudinalen Phasenvorschübe

Die longitudinale Fokussierung in einem Driftröhrenbeschleuniger vom Alvarez-Typ bekommt man durch die Verwendung einer negativen Sollphase, meistens in einem Bereich zwischen $-25 \leq \phi_s \leq -35$. Dort hat man eine kontinuierliche, periodische longitudinale Fokussierung bei gleichzeitig hoher Beschleunigungseffizienz und selbst-

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

ständiger Phasenstabilisierung des Bunches. Das longitudinale elektrische Feld in z-Richtung erhält man durch das Anlegen einer Wechselspannung zwischen den Driftröhren, deren Längen der Wideröbebedingung für Linearbeschleuniger genügen müssen: die Driftröhrenlänge muss gleich der Zellenlänge des Beschleunigers sein $L_{DT} = l_{cell} = \beta\lambda$. Somit folgt für das Quadrat des longitudinalen Nullstromphasenvorschubs pro Periode:

$$\sigma_{0l}^2 \approx -2\Delta_{rf} \quad (3.2.7)$$

mit:

Δ_{rf} aus Gleichung 3.2.5.

Auch hier sieht man wieder die Übereinstimmung mit der Gleichung 3.1.9. Somit kann man das dort gesagte auch auf den Driftröhrenbeschleuniger übertragen. Typischer Werte für Dauerstrichanwendungen sind $15^\circ \leq \sigma_{0l} \leq 30^\circ$.

Das Quadrat des longitudinalen Stromphasenvorschubs pro Periode ist definiert:

$$\sigma_l^2 \approx \sigma_{0l}^2 - \frac{3q\langle I \rangle_{rf} \lambda (ff(p))}{4\pi\epsilon_0\gamma^3\beta^2 m_0 c^3 r_i^2 r_l} \quad (3.2.8)$$

mit:

$\langle I \rangle_{rf}$, p , λ , β , γ und $ff(p)$ aus Gleichung 3.1.7 + 3.1.8.

Der Vergleich mit Gleichung 3.1.10 zeigt wieder die Analogien zu Kapitel 3.1 und deshalb können die Ergebnisse aus diesem Kapitel übertragen werden.

3.2.3 Die Fokussierunterdrückung oder "tune depression"

Nachdem wir die in diesem Abschnitt die Phasenvorschübe σ bzw. σ_0 in transversaler und longitudinaler Ebene eines Alvarez-Driftröhrenbeschleunigers in FoDo-Anordnung bestimmt haben, können wir nun auch die entsprechenden Fokussierunterdrückungen $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ dieser Struktur angeben. Für sie gelten die gleichen Zusammen-

hänge und Relationen wie in Kapitel 3.1.4 Gleichung 3.1.11 - 3.1.13. Man muss nur die vorkommenden Phasenvorschübe durch die des Alvarez-DTL (siehe Gleichung 3.2.1 - 3.2.8) ersetzen. Aus diesem Grunde können wir hier auf ihre Wiederholung verzichten und kommen zum Abschluss dieses Abschnitts zu den Stromgrenzen I_{lim} eines Driftröhrenbeschleunigers.

3.2.4 Die Stromgrenzen

Allgemein lauten sie in der transversalen Ebene:

$$I'_{lim} = \frac{8\pi\epsilon_0\gamma^3\beta^2 m_0 c^2 r_i^2 r_l \sigma_{0t}^2}{q\lambda(1-ff(p))} \left(1 - \left(\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} \right)^2 \right), \quad (3.2.9)$$

und in der longitudinalen:

$$I'_{lim} = \frac{8\pi^2\epsilon_0 c r_i^2 r_l E_0 T(k) \sin(\phi_s)}{3\beta\lambda^2 (ff(p))} \left(1 - \left(\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \right)^2 \right). \quad (3.2.10)$$

mit:

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

E_0 , $T(k)$, $ff(p)$, σ_{0i} , σ_{0l} , σ_i und σ_l aus den Gleichungen 3.2.1 - 3.2.8

Das Aussehen der Gleichungen entspricht ebenfalls denen aus Kapitel 1 Gleichung 3.1.14 - 3.1.15, womit die dortigen Feststellungen auch auf diese Struktur übertragbar sind. Ebenso erhält man die maximalen Stromgrenzen $I_{\text{lim,max}}$ einer DTL-Zelle aus den Gleichungen 3.2.10 und 3.2.11 indem man die Halbachsen des dreidimensionalen Ellipsoides r_i bzw. r_l durch die jeweiligen Aperturen multipliziert mit dem Aperturfaktor ersetzt.

3.3 Die Raumladungsparameter des IH/CH Driftröhrenbeschleunigers

Die Kapitel 3.1 und 3.2 haben jeweils starke Analogien in der Berechnung der Phasenvorschübe, Fokussierunterdrückung und den Stromgrenzen von RFQ und Alvarez-DTL aufgezeigt. Dies lag daran, dass sie teilchenoptisch auf den gleichen Prinzipien beruhen. Periodischer Quadrupolkanal mit Beschleunigung, aber mit verschiedenen Fokussieranordnungen und Zellenlängen: Eine FD-Anordnung mit elektrischer Fokussierung im RFQ und eine FoDo-Anordnung mit magnetischer Fokussierung im Alvarez-DTL. Aufgrund dieser Tatsache konnte man für beide das Instrument der "Smooth-Transformation" anwenden und den Ionenstrahl als ganzes betrachten und von einer gemittelten Raumladung und einer periodischen oder stückweise konstanten Fokussierkraft ausgehen. Dies führte uns zu den obigen Abschätzungen. Bei den jetzt zu besprechenden Driftröhrenbeschleunigern des IH-Typs bzw. CH-Typs ist die Sachelage eine gänzlich andere. Diese Beschleuniger haben im Regelfall sowohl transversal als auch longitudinal nur näherungsweise periodische Fokussiereigenschaften. Die Transversale Fokussierung geschieht dabei in beiden Ebenen gleichzeitig (Quadrupoltripletts) im Unterschied zu FoDo-Kanälen. Außerdem sind die vorkommenden Nullstromphasenvorschübe im Niedrigenergiebereich dieser Beschleunigertypen $\sigma_0 > 90^\circ$ und somit in "Smooth Approximation Theorie" nicht mehr behandelbar [Rat98] [Wan98]. Es tritt bei der gewählten, langen Fokussierperiode eine stärkere Enveloppenmodulation auf, und für die 0° -Sektionen gibt es bis jetzt noch kein analytisches Modell. Dies macht einen anderen Ansatz zur Behandlung des Strahltransportes erforderlich. Die Methode der Transfermatrizen der Teilchenoptik erlaubt eine näherungsweise Beschreibung [RaTi97] [Rat98]. Der Einfachheit halber beschränken wir uns auf entkoppelte Systeme, bei denen die beiden transversalen Ebenen $X - X'$ bzw. $Y - Y'$ und die longitudinale Ebene $\Delta\Phi - \Delta W$ vollkommen getrennt behandelt werden können. Das bedeutet, dass wir auf Dispersion und nichtlineare Effekte, sowohl in der Optik als auch in der Raumladung, verzichten.

3.3.1 Die transversalen Phasenvorschübe

In der $X - X'$ -Ebene gilt und analog in der $Y - Y'$ -Ebene:

Jedem optischen Element in einer Transportstrecke kann man eine Matrix

$$\widehat{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix},$$

im zweidimensionalen transversalen Spurraum zuordnen, die einer Transformation eines Teilchens $\vec{X}_a = \begin{pmatrix} X_a \\ X'_a \end{pmatrix}$ mit den Anfangskordinaten (x_a, x'_a) in einen Endzustand

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

$\vec{X}_e = \begin{pmatrix} X_e \\ X'_e \end{pmatrix}$ mit den Endkoordinaten (x_e, x'_e) entspricht. Die Bewegungsgleichung lautet

$$\vec{X}_e = \widehat{M} \cdot \vec{X}_a. \quad (3.3.1)$$

Ein IH/CH-Beschleuniger besteht in transversaler Hinsicht aus Driftstrecken, fokussierenden und defokussierenden magnetischen Quadrupolen und Beschleunigungsspalten. Die Transfermatrizen \widehat{M} lauten:

3.3.1.1 Die transversalen Transfermatrizen

a.) Driftstrecke (DST):

$$\widehat{DST} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.3.2)$$

mit:

L Länge der Driftstrecke.

b.) Fokussierender Quadrupol (FQ):

$$\widehat{FQ} = \begin{pmatrix} \cos(kL) & \frac{1}{k} \sin(kL) \\ -k \sin(kL) & \cos(kL) \end{pmatrix} \quad (3.3.3)$$

mit:

$$k = \sqrt{\left(\frac{qGc}{\beta\gamma m_0} \right)} \text{ magnetische Quadrupolstärke.} \quad (3.3.4)$$

c.) Defokussierender Quadrupol (DQ):

$$\widehat{DQ} = \begin{pmatrix} \cosh(kL) & \frac{1}{k} \sinh(kL) \\ k \sinh(kL) & \cosh(kL) \end{pmatrix} \quad (3.3.5)$$

mit:

k aus Gleichung 3.3.4.

d.) Beschleunigungsspalt (BST):

$$\widehat{BST} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ F_l & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3.6)$$

mit:

$$F_l = \frac{\omega G_H \sin(-\phi_s)}{4m_0 c^3 \beta^3} \text{ Fokussierterm für } \frac{\beta\lambda}{2} \text{-Strukturen mit } G_H = 2 \cdot q \cdot V \quad (3.3.7)$$

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

3.3.1.2 Die longitudinalen Transfermatrizen

Longitudinal gilt in der $\Delta\Phi - \Delta W$ Ebene mit den Vektoren $\vec{Z}_a = \begin{pmatrix} \Delta\Phi_a \\ \Delta W_a \end{pmatrix}$ und

$\vec{Z}_e = \begin{pmatrix} \Delta\Phi_e \\ \Delta W_e \end{pmatrix}$ anstatt Gleichung 3.3.1 jetzt

$$\vec{Z}_e = \widehat{M} \cdot \vec{Z}_a \quad (3.3.8)$$

wobei die Koordinaten jetzt die Energie- und Phasenabweichungen des einzelnen Teilchens von den Sollwerten bedeuten.

Hier gelten folgende Transfermatrizen:

a.) Driftstrecke (DSL):

$$\widehat{DSL} = \begin{pmatrix} 1 & P_L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3.9)$$

mit: $P_L = \frac{-\omega L}{m_0 c^3 \beta^3 \gamma^3}$. Longitudinaler Defokussierfaktor. (3.3.10)

b.) Beschleunigungsspalt (BSL):

$$\widehat{BSL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ F_L & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3.11)$$

mit:

$F_L = \frac{V}{2} \sin(-\phi_s)$ long. Fokussierfaktor für $\frac{\beta\lambda}{2}$ -Strukturen. (3.3.12)

Mit den Gleichungen 3.3.1 - 3.3.12 haben wir nun die Möglichkeit alle Abschnitte einer IH/CH- Struktur analytisch zu berechnen und eine Bewegungsgleichung nach Gleichung 3.3.1 bzw. 3.3.8 aufzustellen.

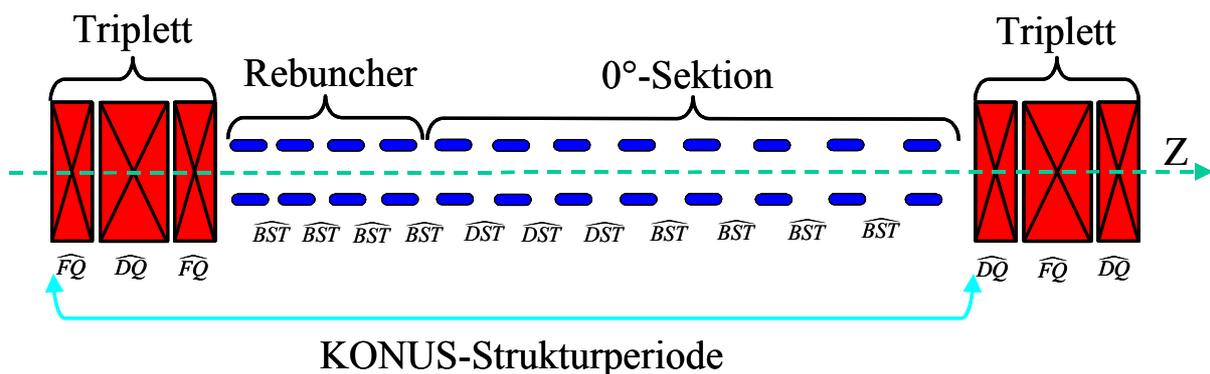


Abbildung 3.1: Beispiel einer IH/CH-Strukturperiode in transversaler Matrizennotation nach den Gleichungen 3.3.3 - 3.3.6. Die Zwischenbereiche sind jeweils Driftstreckenmatrizen \widehat{DST} (siehe Gleichung 3.3.2).

Abbildung 3.1 zeigt einen typischen IH/CH-Abschnitt mit einer Quadrupoltriplettlinse, Rebuncher-Abschnitt und einer 0° Sektion. In Matrixnotation sieht eine FDF-Triplettlinse, mit Driftstrecken vor und nach der Linse in transversaler Ebene wie folgt aus:

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

$$\widehat{M}_{Linse} = \widehat{DST} \cdot \widehat{FQ} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{DQ} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{FQ} \cdot \widehat{DST},$$

Und der Rebuncherabschnitt mit 4 Zellen:

$$\widehat{M}_{Reb} = \widehat{BST} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{BST} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{BST} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{BST},$$

mit:

$\widehat{BST}, \widehat{DST}, \widehat{FQ}, \widehat{DQ}$ aus den Gleichung 3.3.2 - 3.3.7.

und der 0°-Abschnitt mit 8 Zellen:

$$\widehat{M}_{0^\circ} = (\widehat{DST})^8 \cdot \widehat{BST} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{BST} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{BST} \cdot \widehat{DST} \cdot \widehat{BST}$$

Die komplette Bewegungsgleichung lautet für die drei Bereiche:

$$\vec{X}_e = \widehat{M}_{0^\circ} \cdot \widehat{M}_{Reb} \cdot \widehat{M}_{Linse} \cdot \vec{X}_a \quad (3.3.13)$$

D.h. die Dynamik der einzelnen Sektionen der Struktur ergibt sich durch die sukzessive Multiplikation der Matrizen von rechts nach links aus Gleichung 3.3.2 - 3.3.7 mit den Anfangskordinaten eines Teilchens.

Bemerkung: das Einzelteilchenprogramm LORASR vergleicht die Teilchenkoordinaten (x, x') aller Teilchen vor und nach jedem Abschnitt miteinander und das arithmetische Mittel der Koordinatendifferenz der Divergenzebene $(x, |x'_e - x'_a|)$ ergibt einen Winkel, der dem Phasenvorschub σ_t entspricht.

$$\sigma_t(x, x') \approx |x'_e - x'_a|. \quad (3.3.14)$$

Die Richtigkeit dieses Vorgehens wurde durch mehrere Untersuchungen bestätigt [Rat98].

Definiert man noch eine Gesamtmatrix \widehat{GM} für eine KONUS-Strukturperiode anhand der Gleichung:

$$\widehat{GM}_t = \widehat{M}_{0^\circ} \cdot \widehat{M}_{Reb} \cdot \widehat{M}_{Linse}, \quad (3.3.15)$$

dann hat man für die Bewegungsgleichung einer IH/CH-Struktur in der transversalen Ebene

$$\vec{X}_e = \widehat{GM}_t \cdot \vec{X}_a \quad (3.3.16)$$

gegeben.

Nachdem wir jetzt alle Bereiche des H-Moden-Driftröhrenbeschleunigers berechnen oder zumindest numerisch auswerten können, kann man aufgrund der wichtigen Beziehung für Transfermatrizen :

$$\widehat{M} = \widehat{GM}_t = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sigma_t) + \tilde{\alpha} \sin(\sigma_t) & \tilde{\beta} \sin(\sigma_t) \\ -\tilde{\gamma} \sin(\sigma_t) & \cos(\sigma_t) - \tilde{\alpha} \sin(\sigma_t) \end{pmatrix}, \quad (3.3.17)$$

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

mit: $\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}, \tilde{\gamma}$ angepasste Twissparameter der Verteilung, σ_t Phasenvorschub für das Element in transversaler Ebene und die m_{xx} sind die einzelnen Werte der Matrixelemente nach Gleichung 3.3.2 - 3.37 [Cou58].

die Phasenvorschübe der einzelnen Sektionen ermitteln. Man muss eine der beiden Gleichungen von Gleichung 3.3.17 bei bekanntem m_{12} oder m_{21} nach dem Phasenvorschub σ_t auflösen und erhält,

$$\begin{aligned}\sigma_t &= \arcsin\left(\frac{m_{12}}{\tilde{\beta}}\right) \\ \sigma_t &= \arcsin\left(-\frac{m_{21}}{\tilde{\gamma}}\right)\end{aligned}\quad (3.3.18)$$

Die Phasenvorschübe müssen noch der Stabilitätsbedingung

$$\cos(\sigma_t) = \frac{1}{2} \text{Spur}(\widehat{M}) = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}) < 1 \quad (3.3.19)$$

genügen. \widehat{M} und die Matrixelemente m_{11}, m_{22} erhält man aus den verwendeten Matrizen. Wenn man die Phasenvorschübe nach Gleichung 3.3.18 errechnet hat, kann man noch durch die nützlichen Beziehungen

$$\tilde{\alpha} = \frac{m_{11} - m_{22}}{2 \sin(\sigma_t)} \quad \tilde{\beta} = \frac{m_{12}}{\sin(\sigma_t)} \quad \tilde{\gamma} = \frac{-m_{21}}{\sin(\sigma_t)} \quad (3.3.20)$$

die Twissparameter $\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}, \tilde{\gamma}$ der Verteilung aus Gleichung 3.3.17 aus dem Phasenvorschub σ_t und den vier Matrixelementen der Transfermatrix bestimmen. Typische Werte beim KONUS-Konzept liegen bei $60^\circ \leq \sigma_{0t} \leq 130^\circ$. Somit haben wir alle Werte der Phasenvorschübe in den einzelnen Sektionen einer IH/CH definiert.

3.3.2 Die Fokussierunterdrückung in der transversalen Ebene

Die Stromwerte der Phasenvorschübe erhält man, indem man in einem Vielteilchenprogramm den mittleren Strahlstrom $\langle I \rangle_{rf}$ in die Rechnungen einfügt (siehe Abschnitt 3.1).

Bildet man schließlich deren Verhältnis, dann hat man die Fokussierunterdrückung $\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}}$ einer IH/CH-Struktur in der transversalen Ebene. Die Ergebnisse aus dem RFQ-Kapitel 3.1 bleiben auch für diese Phasenvorschübe uneingeschränkt gültig.

3.3.3 Die longitudinalen Phasenvorschübe

Die Berechnung der Werte in der longitudinalen $\Delta\Phi - \Delta W$ -Ebene gehen analog. Man muss anstatt der transversalen Vektoren $\vec{X} = \begin{pmatrix} X \\ X' \end{pmatrix}$ die longitudinalen $\vec{Z} = \begin{pmatrix} \Delta\Phi \\ \Delta W \end{pmatrix}$ einsetzen und die Matrizen aus den transversalen Bewegungsgleichungen mit den adäquaten der longitudinalen Ebene aus Gleichung 3.3.9 - 3.3.11 austauschen und die einzelnen Elemente und die einzelnen Abschnitte der IH/CH Struktur mit den Matrizen durchmultiplizieren. Das Beispiel aus Abbildung 3.1 sieht in longitudinaler Ebene wie folgt aus:

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

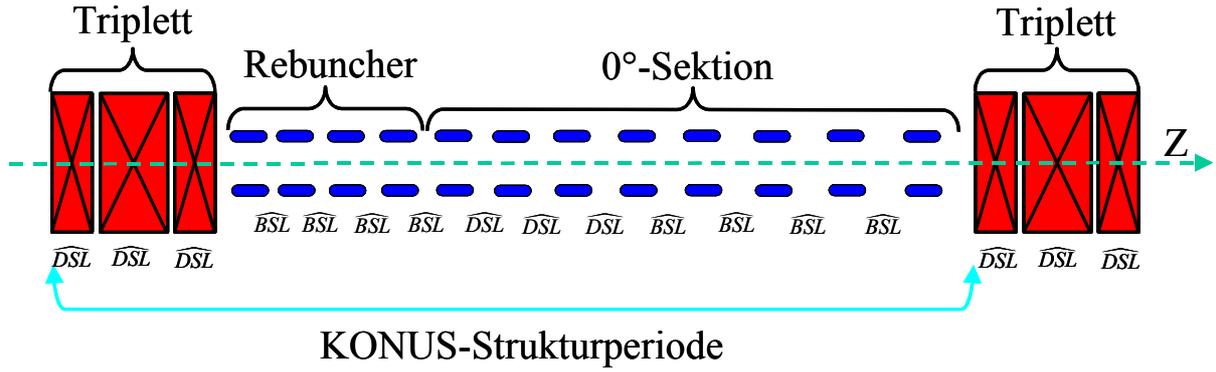


Abbildung 3.2: Beispiel einer IH/CH-Strukturperiode in longitudinaler Matrizennotation nach den Gleichungen 3.3.8 - 3.3.12 Die Zwischenbereiche sind jeweils Driftstreckenmatrizen \widehat{DSL} nach Gleichung 3.3.8.

Nach Abbildung 3.2 ist die Tripletlinse longitudinal eine reine Driftstrecke geworden und der Rebuncherabschnitt mit negativer Sollphase von $\phi_s = -35^\circ$ fungiert jetzt als Linse. Dies führt zu den folgenden Matrizen:

$$\widehat{M}_{Linse} = (\widehat{DSL})^7$$

bzw. für den 4-Zellen Rebuncher:

$$\widehat{M}_{Reb} = \widehat{BSL} \cdot \widehat{DSL} \cdot \widehat{BSL} \cdot \widehat{DSL} \cdot \widehat{BSL} \cdot \widehat{DSL} \cdot \widehat{BSL}$$

und 8-Zellen 0° -Abschnitt:

$$\widehat{M}_{0^\circ} = (\widehat{DSL})^8 \cdot \widehat{BSL} \cdot \widehat{DSL} \cdot \widehat{BSL} \cdot \widehat{DSL} \cdot \widehat{BSL} \cdot \widehat{DSL} \cdot \widehat{BSL}$$

und der Gesamtmatrix in longitudinaler Richtung:

$$\widehat{GM}_l = \widehat{M}_{0^\circ} \cdot \widehat{M}_{Reb} \cdot \widehat{M}_{Linse} \quad (3.3.21)$$

mit:

$\widehat{BSL}, \widehat{DSL}$ nach den Gleichungen 3.3.9 - 3.3.12.

Bemerkung: Das Einzelteilchenprogramm LORASR wendet das gleiche Verfahren wie im transversalen Fall an, wobei man nur die Koordinaten x und x' durch $\Delta\Phi$ und ΔW ersetzen muss und der numerische Phasenvorschub wird:

$$\sigma_l(\Delta\Phi, \Delta W) \approx |\Delta\Phi_e - \Delta\Phi_a| \quad [\text{Rat98}].$$

Mit Gleichung 3.3.21 hat man eine vollständige Bewegungsgleichung der kleinsten IH/CH-Strukturperiode im longitudinalen Phasenraum:

$$\vec{Z}_e = \widehat{GM}_l \cdot \vec{Z}_a \quad (3.3.22)$$

Durch Anwendung der Beziehungen aus Gleichung 3.3.17 und 3.3.20, die auch im longitudinalen Fall gültig sind, hat man die Phasenvorschübe berechnet. Der Wertebereich liegt bei KONUS-Dynamik zwischen $60^\circ \leq \sigma_{0l} \leq 130^\circ$.

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

3.3.4 Die Fokussierunterdrückung in der longitudinalen Ebene

Berücksichtigt man noch den Strahlstrom, dann kann durch Verhältnisbildung die Phasenunterdrückung in der longitudinalen Ebene ermittelt werden. Es gelten die Relationen und Aussagen aus dem Kapitel 3.1.3.

3.3.5 Die Stromgrenzen

Analytische Aussagen über die Stromgrenzen I_{lim} eines H-Moden-Driftröhrenbeschleunigers kann man leider noch nicht machen, weil die sehr spezielle KONUS-Dynamik in den 0° -Abschnitten zu komplex ist. Ohne eine konkrete Auslegung einer IH/CH-Struktur kann man nur erfahrungsbasierte, grobe, Abschätzungen machen. Zu quantitativen Aussagen gelangt man durch den Entwurf des gesamten H-Moden-Driftröhrenbeschleunigers mit einem Viel-Teilchen-Simulationsprogramm wie LORASR, das die KONUS-Dynamik in den 0° -Sektionen berücksichtigt und gleichzeitig die Raumladung des Ionenstrahls mit einbeziehen kann [Rat98] [Rat00]. Aufgrund der Simulationsergebnisse können dann konkrete Werte angegeben werden.

3.4 Die "Smooth Approximation Theorie" und ihre Grenzen

Für den RFQ und den Alvarez-DTL haben wir die Phasenvorschübe pro Fokussierperiode mit und ohne Strom σ bzw. σ_0 in "Smooth Approximation" angegeben. Doch was bedeutet diese Approximation und wo ist der Zusammenhang mit den Phasenvorschüben aus den vorigen Kapiteln [Wan98] [Lap99].

3.4.1 Die "Smooth Approximation Theorie" in der transversalen Ebene

Ausgehend von der Hill'schen Differentialgleichung mit periodischen oder stückweise konstanten Koeffizienten („harte Kanten Modell“),

$$\frac{d^2x(z)}{dz^2} + K(z)x(z) = 0 \quad (3.4.1)$$

mit der Bedingung für den Fokussierkoeffizienten $K(z)$,

$$K(z + P) = K(z),$$

wobei die Periodenlänge P wesentlich kleiner sein muss als die Betatronwellenlänge des Einzelteilchens und z sei hier die unabhängige Koordinate. $K(z)$ ist der charakteristische Fokussierkoeffizient und beschreibt die externe Fokussierung des Systems und $x(z)$ stellt die transversale Koordinate oder Trajektorie eines Strahlteilchens dar.

Eine Lösung der Gleichung 3.4.1 ist von der Art

$$x(z) = X(z)[1 + \varepsilon_i(z)]. \quad (3.4.2)$$

mit:

$X(z)$ periodische, langsam variierende, weiche ("smooth") Enveloppe, die den Hauptteil der Teilchenbewegung ausmacht und nur von einer schnell oszillierende einer Funktion $\varepsilon_i(z)$, dem sogenannte „wiggles“ oder Rippel überlagert wird. Diese Überlagerung kommt durch die alternierende Gradienten-Fokussierung (AG-Fokussierung) des Beschleunigers zustande und muss folgenden Bedingungen genügen.

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

$$|\varepsilon(z)_i| \ll 1, \quad \langle \varepsilon_i(z) \rangle = 0, \quad X(z) \gg \varepsilon_i(z) \quad (3.4.3)$$

D.h. eine sehr kleine Amplitude, die im Mittel keinen Einfluss auf die Dynamik des Teilchens ausübt und die eigentliche Enveloppe $X(z)$ muss glatt sein und ihre Amplitude wesentlich größer.

Die uns interessierende Koordinate oder Enveloppe $X(z)$ hat nun die allgemeine Form

$$X(z) = \text{const} \cdot \exp(\pm k_\beta z), \quad (3.4.4)$$

wobei, k_β der ("smoothe") Betatronphasenvorschub pro Einheitslänge ist. Anhand von Gleichung 3.4.4 können wir nun eine Verbindung zu den Phasenvorschüben pro Fokussierperiode aus den Kapiteln 3.1 - 3.2 herstellen. Mit einer Transformation

$$\sigma_\beta = N\beta\lambda k_\beta, \quad (3.4.5)$$

von der Betatronwellenlänge k_β hat man den Phasenvorschub pro Einheitslänge in einen pro Fokussierperiode $N\beta\lambda$ umgewandelt. Dieser Phasenvorschub σ_β ist identisch mit den transversalen Nullstromphasenvorschüben σ_{0t} aus den obigen Abschnitten. Das wird aus der Gleichung

$$\sigma_\beta = N\beta\lambda k_\beta = \frac{B}{2\sqrt{2}\pi} = \sigma_{0t}, \quad (3.4.6)$$

noch deutlicher.

Gleichung 3.4.6 verknüpft somit den transversalen Nullstromphasenvorschub mit dem radialem Fokussierfaktor B aus den Gleichung 3.1.2 und 3.2.2 und somit mit den Strukturparametern der Beschleuniger. Definiert man noch als unabhängige Variable $\eta = \frac{z}{N\beta\lambda}$, dann kann man Gleichung 3.4.4 folgendermaßen umformen:

$$X(\eta) = \text{const} \cdot \exp(\sigma_{0t}\eta) \quad (3.4.7)$$

d.h. die pseudo-harmonischen Betatronoszillationen des Ionenstrahls pro Fokussierperiode (Enveloppe) wird hauptsächlich durch den transversalen Phasenvorschub bestimmt. Die "Smooth Approximation Theorie" vereinfacht infolgedessen die wirklichen, teilweise sehr komplizierten und schnellen Einzelteilchenbewegungen der Ionen im Strahl, die durch das Durchlaufen der einzelnen Linsen im Beschleuniger herühren, in gemittelte, langsame, pseudo-periodische Schwingungen des gesamten Strahls, d.h. bei bekanntem Nullstromphasenvorschub kann man die gesamte Teilchendynamik des Ionenstrahls abschätzen. Zum Abschluss geben wir noch eine Beziehung des transformierten Fokussierkoeffizienten $K(\eta)$ zum Nullstromphasenvorschub an, damit die Verbindung zur Hill'schen oder Mathieu'schen Differentialgleichung aus Gleichung 3.4.1 noch offensichtlicher wird [Lap99]. Sie lautet:

$$\sigma_{0t} = \frac{\chi K(\eta)}{\sqrt{8\pi}}. \quad (3.4.8)$$

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

wobei χ die Harmonische n-ter Ordnung der Fourierreihe in dem Beschleuniger ist (Vergleiche Gleichung 3.2.3). Die Beziehung 3.4.7 gilt auch für den transversalen Stromphasenvorschub σ_t und somit auch die Schlussfolgerungen.

3.4.2 Die "Smooth Approximation Theorie" in der longitudinalen Ebene

Longitudinal kommt man zu den gleichen Ergebnissen, wenn man anstatt der transversalen Koordinaten $X(z)$ des Strahlteilchens die longitudinale Koordinate $Z(z)$ in die Gleichungen 3.4.1 - 3.4.2 einsetzt. Eine Lösung einer so umgeformten Hill'schen Gleichung ist dann,

$$Z(z) = \Phi(z)[1 + \varepsilon_l(z)] \quad (3.4.9)$$

mit jetzt $\Phi(z)$ als langsame, harmonisch variierende, ("smoothe") Phasenenveloppe, die einer Synchrotronschwingung im longitudinalen Phasenraum innerhalb der Separatrix entspricht und ebenfalls von einer schnellen, harmonischen Schwingung $\varepsilon_l(z)$, dem „wiggle“ oder Rippel überlagert wird. Für den longitudinalen Rippel gelten die gleichen Bedingungen wie in Gleichung 3.4.3 aufgeführt. Damit kann man Gleichung 3.4.6 zu

$$\sigma_s = N\beta\lambda k_s = \sqrt{-2\Delta_{rf}} = \sigma_{0l} \quad (3.4.10)$$

umformen und wir erkennen sofort die Identität der Synchrotronwellenlänge k_s pro Einheitslänge mit dem Nullstromphasenvorschub pro Fokussierperiode in der longitudinalen Ebene aus den Kapiteln 3.1 - 3.2. Zusätzlich verknüpft der HF-Defokussierfaktor Δ_{rf} die Synchrotronschwingung mit den Strukturparametern der Beschleuniger (Vergleiche Gleichung 3.1.3 und 3.2.5). Führt man wieder eine Transformation von z nach η durch, d.h. von der Einheitslänge zur Fokussierperiode, dann erhält man für die Phasenenveloppe aus Gleichung 3.4.9

$$\Phi(\eta) = const \cdot \exp(\sigma_{0l}\eta), \quad (3.4.11)$$

mit dem Resultat, dass der longitudinale Nullstromphasenvorschub die pseudo-harmonische, langsamen Synchrotronoszillationen des gesamten Buckets bzw. der longitudinalen Enveloppe bestimmt und die wirklichen, sehr schnellen und komplizierten Einzelteilchenbewegungen der Ionen, bedingt durch das Passieren der vielen einzelnen Linsen, nicht mehr explizit berücksichtigt werden müssen, um eine globale Aussage über die longitudinale Strahldynamik machen zu können. Ferner gilt die Gleichung 3.4.11 gilt auch für den longitudinalen Stromphasenvorschub σ_l und die Interpretationen können übernommen werden.

3.4.3 Die Grenzen der "Smooth Approximation Theorie"

Die "Smooth Approximation" ist ein hilfreiches Werkzeug zur schnellen Abschätzung der Strahldynamik mit und ohne Raumladungseinflüsse in einem Linearbeschleuniger mit periodischer Fokussierung. Durch die aus ihr gewonnenen analytischen Ausdrücke für die Phasenvorschübe, Phasenunterdrückungen und Stromgrenzen erlauben sie eine schnelle Auslegung eines Beschleunigers bei vorgegebenen Größen wie Eingangsenergie W_{in} , Endenergie W_{out} , der mittlere Strahlstrom $\langle I \rangle_{rf}$, HF-

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

Frequenz f_{rf} und Ionensorte. Das Vertrauensintervall liegt im Bereich zwischen $\pm 0.1 - \pm 0.2$, d.h. die Resultate haben eine Abweichung von exakten Werten im Bereich von $\pm 10\%$ - $\pm 20\%$. Insofern sind die in "Smooth Approximation" gewonnenen Ergebnisse eine zuverlässige Basis für weitergehende Untersuchungen. Diese Genauigkeit und die damit verbundene Gültigkeit erreicht man aber nur bei Berücksichtigung und Einhaltung der der "Smooth Approximation Theorie" zugrunde liegenden Annahmen:

- Die Enveloppe $X(z)$ bzw. $\Phi(z)$ ist angepasst bzw. ihre Form glatt und ihre Amplitude ist wesentlich größer als die des Ripples $\varepsilon(z)$.
- Die Nullstromphasenvorschübe der Struktur sind $\sigma_0 < 90^\circ$, um die starke Enveloppeninstabilität bei $\sigma_0 = 90^\circ$ zu vermeiden. Diese ist wesentlich bedeutsamer als der rein theoretisch erreichbare Nullstromphasenvorschubbereich für $\sigma_0 < 180^\circ$, wobei bei $\sigma_0 = 180^\circ$ die prinzipielle Grenze eines stabilen Strahltransports erreicht ist. Der Vergleich mit exakten, numerischen Rechnungen zeigt sogar, dass Nullstromphasenvorschübe nur bis $\sigma_0 < 60^\circ$ gut mit ihren "Smooth-Werten" übereinstimmen [Rat98].
- Die Formfaktoren $ff(p)$ der Stromphasenvorschübe sind die eines homogen geladenen, glatten dreidimensionalen Ellipsoides mit symmetrischen Halbachsen in der transversalen Ebene r_t und einer von der transversalen Strahldimension entkoppelten longitudinalen Halbachse r_l . Diese Annahme ist für einen realen Beschleunigerstrahl im Regelfall nicht zu halten.
- Die wirkenden Raumladungskräfte sind linear und der Strahl ist emittanzdominiert: die vorkommenden Fokussierunterdrückungen müssen in beiden Richtungen $\frac{\sigma}{\sigma_0} \geq 0.4$ sein.
- Die Hochfrequenzdefokussierung ist über eine Zelle gemittelt und die longitudinalen Synchrotronschwingungen der einzelnen Ionen in der Separatrix sind linearisiert, indem man nur kleine Abweichungen vom Sollteilchen zulässt und gleichzeitig adiabatisch Verhalten des Strahls annimmt.
- Der Fokussierkoeffizient $K(z)$ bzw. $K(\eta)$ der Hill'schen Differentialgleichung ist streng periodisch oder stückweise konstant mit stetigem Anschluss, sowohl transversal als auch longitudinal.

Sollte auch nur eine der oben genannten Bedingungen bei einem Beschleuniger nicht erfüllt sein, dann ist die Aussagekraft der "Smooth Approximation Theorie" erheblich eingeschränkt und numerische Simulationen müssen hinzugezogen werden.

3.5 Resonanzen und Instabilitäten

Die Projekte IFMIF und ADS/XADS, die neben dem Dauerstrichbetrieb und hohem Strahlstrom auch noch eine hohe Zuverlässigkeit bei geringsten Teilchenverlusten verlangen, ist eine besondere Sorgfalt bei der Wahl der Arbeitpunkte der Linearbeschleuniger notwendig. Dieser sollte so gewählt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für Emittanzwachstum, Halobildung und elektrische Hochspannungsüberschläge besonders gering ist [Ger02]. Besonders kritisch sind der Emittanzwuchs und die Haloformierung im Strahl, weil sie zu Teilchenverlusten innerhalb der Struktur führen können (Aktivierung). Um diese so klein wie möglich zu halten, sollten, nach Glückstern und Smith, die Wechselwirkungen zwischen der Raumladung des Strahls, der externen periodischen Fokussierkraft der Struktur und den verschiedenen Strahlebenen minimiert werden [Glu70]. Denn diese Kopplungen, die dann zu Strahlinstabilitäten füh-

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

ren können, sind mit ein Hauptgrund von Emittanzwachstum, Strahlaufweitung und Teilchenverlusten, die man bei Hochintensitätsbeschleuniger immer wieder beobachtet. Dieser Problembereich wurde erstmals für stationäre KV-Verteilungen in kontinuierlichen Fokussierkanälen untersucht. Lokale Dichteschwankungen im Strahl können kollektive Schwingungsmoden erzeugen. Man kann die auftretenden Moden mit einem periodischen Raumladungspotential V_{sc} in folgender Form klassifizieren.

$$V_{sc} \propto \exp(i\omega t) \cdot G(r, \phi) \quad (3.5.1)$$

mit:

$$G(r, \phi) \propto \text{const} \cdot r^n \cos(m\phi) + \text{const} \cdot r^n \sin(m\phi) \quad \text{mit: } n, m \in \mathbb{N} \quad (3.5.2)$$

$G(r, \phi)$ beschreibt die geometrische Abhängigkeit von V_{sc} in Zylinderkoordinaten r bzw. ϕ und die natürliche Zahl n bestimmt die Ordnung der Schwingung ($n=2 \rightarrow$ Quadrupol-Mode, $n=3 \rightarrow$ Sextupol-Mode, usw.) und m , die zusätzlich die Bedingung $m \leq n$ erfüllen muss, die azimuthale Variation von $G(r, \phi)$. Die Exponentialfunktion mit imaginären Exponenten $\exp(i\omega t)$ beschreibt eine harmonische Oszillation, die im wesentlichen von der HF-Frequenz aufgrund der Beziehung $\omega = 2\pi f_{rf}$ bestimmt wird.

Die Stabilität einer KV-Verteilung in einem kontinuierlichen Fokussierkanal hängt von n bzw. m und der Phasenunterdrückung $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ des Kanals ab. Für $\frac{\sigma}{\sigma_0} \geq 0.4$ sind

alle auftretenden Moden stabil, wohingegen bei einem Wert $\frac{\sigma}{\sigma_0} < 0.4$ Instabilitäten

auftreten. Dies ist auch der Grund für die Berechnung der Fokussierunterdrückung einer Struktur (Vergleiche dazu auch Kapitel 3.1 - 3.3). Studien über das Verhalten einer KV-Verteilung in periodischen Solenoid- und Quadrupolkanälen zeigten aber, dass viele Gluckstern-Moden instabil wurden, wenn die Strahraumladungsmoden resonant mit der Periodizität des Fokussiersystems interagierten (Struktur-Resonanzen) oder wenn die Eigenfrequenz zweier Moden übereinstimmten (Parametrische Resonanzen) [Str83]. Die Regionen der Instabilitäten werden demnach von den Nullstromphasenvorschüben und der Phasenunterdrückung vollkommen bestimmt. Weitere Stabilitätsanalysen und numerische Rechnungen zeigten, dass die Moden niedrigster Ordnung, die Quadrupol-Mode mit $n=2$ und die Sextupol-Mode mit $n=3$ die gefährlichsten sind und Ursache für ein großes Emittanzwachstum waren. Moden noch höherer Ordnung mit $n > 3$ sind weniger wirksam und ihr Einfluss auf die Strahlemittanz nimmt mit der Ordnungszahl der Mode sehr stark ab. Untersuchungen mit realistischeren Gauss-, Semi-Gauss- und Waterbag-Verteilungen wiesen nach, dass ein Emittanzwachstum bedingt durch die Quadrupol-Mode nur sehr klein ist. Aus diesem Grunde man in einem Parameterbereich des Beschleunigers von $\sigma_0 \leq 60^\circ$ bleiben, um gleichzeitig die Quadrupol-Mode und die Sextupol-Mode der Strukturresonanzen zu vermeiden. Die Quadrupol-Mode oder starke Enveloppeninstabilität bei $\sigma_0 \geq 90^\circ$ sollte aber auf jeden Fall vermieden werden. Um auch die parametrischen Resonanzen zu unterdrücken, müssen für die

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe σ_{0t} bzw. σ_{0l} noch folgender Zusammenhang beachtet werden.

$$\sigma_{0t} = \frac{n}{2} \sigma_{0l}, \quad \text{mit: } n \in \mathbb{N} \quad (3.5.3)$$

bei den parametrische Resonanzen beobachtet werden.

Die stärkste Resonanz tritt bei $n = 1$ auf, sodass Gleichung 3.5.3 zu $\sigma_{0t} = \frac{1}{2} \sigma_{0l}$ wird.

D.h. der Wert des transversalen Nullstromphasenvorschub sollte nicht halb so groß sein wie der longitudinale. Die höheren Moden mit $n = 2, 3, \dots$ können vernachlässigt werden. Um die starke Kopplung von transversaler Ebene mit der longitudinalen zu illustrieren, zeigt die Gleichung 3.5.4 eine leicht veränderte Definition des Quadrats des transversalen Nullstromphasenvorschubs in "Smooth Approximation" (Vergleiche Gleichung 3.1.1 und 3.2.1),

$$\sigma_{0t}^2 = \frac{B^2}{8\pi^2} - \frac{1}{2} \sigma_{0l}^2. \quad (3.5.4)$$

Man erkennt jetzt sehr klar, dass die Betatronoszillationen des Strahls von den Synchrotronoszillationen bestimmt werden und umgekehrt. Infolgedessen liegt eine immanente Kopplung von transversaler und longitudinaler Ebene in einem Beschleuniger in "Smooth Approximation" vor.

Als ein hilfreiches Instrument zur Visualisierung und Vermeidung dieser raumladungsinduzierten, kollektiven Instabilitäten haben sich in letzter Zeit die sogenannten Hofmann-Lagniel-Diagramme erwiesen [Hof99] [Lag98]. Es gibt zwei Möglichkeiten diese Diagramme zu berechnen:

1.) Man löst die Vlasov-Gleichung und identifiziert die dort vorkommenden Instabilitäten als die Hauptanregungsmoden der oben beschriebenen Resonanzen [Hof99]. Diesen Weg werden wir nicht weiter verfolgen.

2.) Man definiert drei Parameter, die transversale und longitudinale Emittanz ε_t bzw. ε_l und den Strahlstrom $\langle I \rangle_{rf}$, die die Dynamik eines angepassten, radialsymmetrischen Strahls bestimmen und zwei weitere, die die externe Fokussierkraft der Struktur wiedergeben. Diese sind die bekannten transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe σ_{0t} und σ_{0l} . Nach einer Normierung dieser Größen ist die gesamte Strahldynamik durch folgende 5 Parameter komplett bestimmt [Lag98]:

$$\eta_l = \frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}}, \quad \alpha = \frac{\sigma_t}{\sigma_l}, \quad \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_l}, \quad \eta_t = \frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}}, \quad \frac{r_t}{r_l} \quad (3.5.5)$$

mit:

η_l und η_t die longitudinale und transversale Fokussierunterdrückung, α das Verhältnis von transversalen zu longitudinalen Stromphasenvorschub, $\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_l}$ das Verhältnis

der Strahlemittanzen in beiden Richtungen und $\frac{r_t}{r_l}$ das Verhältnis von transversalen

zu longitudinalen Strahlradius ist. Alle Parameter von Gleichung 3.5.5 sind in "Smooth Approximation" in den Kapiteln 3.1 - 3.2 definiert und können dort nachge-

3. Raumladungsparameter in Beschleunigerstrukturen

schlagen werden. Fixiert man jetzt noch einen Punkt P in der $\alpha - \eta$ -Ebene mit $P\left(\alpha = \frac{\sigma_t}{\sigma_l}, \eta_l = \frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}}\right)$ nach Gleichung 3.5.5 und legt gleichzeitig ein Emittanzverhältnis $\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_l}$ fest, dann kann man die Bereiche von auftretenden Resonanzen in der Struktur determinieren.

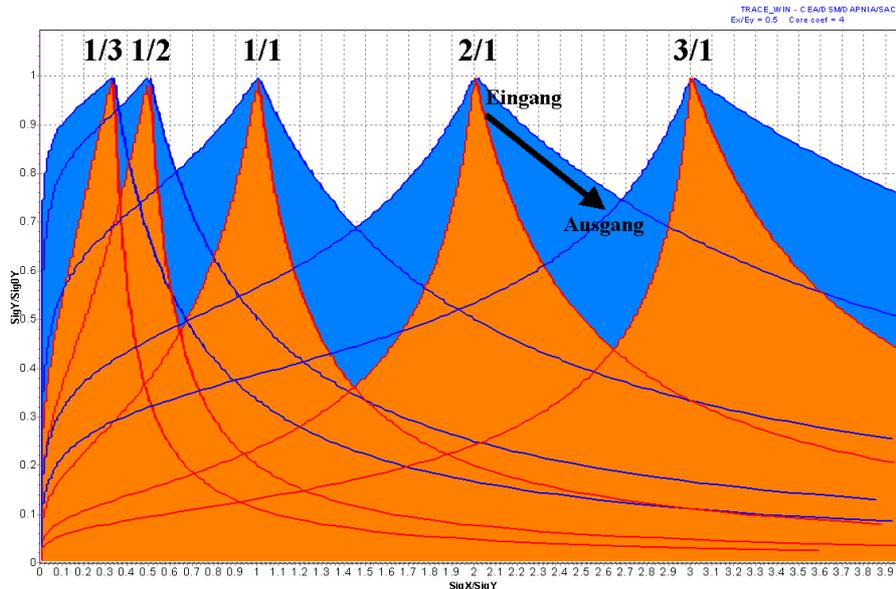


Abbildung 3.3: Hofmann-Lagniel-Diagramm erzeugt nach der Methode 2. In den orangenen Bereichen werden von links nach rechts die 1/3-, 1/2-, 1/1-, 2/1-, und 3/1-Resonanzen angeregt. Die blauen Gebiete hingegen sind resonanzfrei. Der Pfeil markiert einen typischen Arbeitsbereich eines DTL vom Alvarez-Typ.

Zur Illustration zeigt Abbildung 3.3 ein Beispiel eines Hofmann-Lagniel-Diagramms, erzeugt nach der Methode 2 für einen Driftröhrenlinearbeschleuniger vom Alvarez-Typ. Auf der Abszisse sind Werte von $0 \leq \alpha \leq 4$ aufgetragen und auf der Ordinate Werte von $0 \leq \eta_l \leq 1$ (siehe Gleichung 3.5.5). Als Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Emittanz $\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_l}$ wurde ein Wert von 0.5 angenommen, d.h. ein gebunchter

Strahl im mittleren Energiebereich, wie er für einen Driftröhrenbeschleuniger typisch ist. Die orangenen Spitzen und die Flächen unterhalb markieren die einzelnen Moden der Resonanzen. Die 2/1 und 3/1 Mode sind die Quadrupol- bzw. Sextupol-Mode. Der schwarze Pfeil bezeichnet die Arbeitspunkte eines Driftröhrenbeschleunigers vom Alvarez-Typ (siehe Kapitel 2.2). Man erkennt sehr deutlich, dass alle Arbeitspunkte im blauen Bereich verlaufen und somit eine Instabilität aufgrund von Resonanzeffekten nicht zu erwarten ist. Nur im Niedrigenergiebereich ist die Nähe zur Quadrupol-Resonanz 2/1 zu bemerken und dort kann es dann zu verstärktem Emittanzwachstum und Emittanzaustausch kommen, die die wesentlichen Mechanismen der Halobildung sind. Wenn möglich sollten für Strukturen, die der Gleichung 3.5.1 genügen ein Hofmann-Lagniel-Diagramm angefertigt werden, um Instabilitäten schon beim Entwurf eines Beschleunigers festzustellen [Ger02] [Hof02]. Zum Abschluss dieses Kapitels sei noch einmal betont, dass die hier aufgeführte Resonanz- und Instabilitätentheorie nur für streng periodische Systeme in "Smooth Approximation" gilt. Bei den IH/CH-Driftröhrenbeschleuniger in Verbindung mit der KONUS-Dynamik ist dieses Hilfsmittel nicht mehr anwendbar (Vergleiche dazu auch Kapitel 3.3) [Rat98].

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

In diesem Kapitel wird ein teilchendynamischer Entwurf eines 175 MHz Four-Vane-RFQ als Vorbeschleuniger für das IFMIF-Projekt vorgestellt, der auch von der Studiengruppe als Standard akzeptiert wurde [IFM02]. Die Teilchendynamikrechnungen wurden mit der neuesten Version des Viel-Teilchen-Simulationsprogramms PARMTEQM (**P**hase **A**nd **R**adial **M**otion in **T**ransverse **E**lectric **Q**uadrupoles with **M**ultipoles) von **L**os **A**lamos **N**ational **L**aboratory (LANL) durchgeführt [Cra96]. Dieser RFQ wird dann in allen späteren Kapiteln für Strahlanpassungsuntersuchungen zwischen RFQ und DTL verwendet werden.

4.1 Die Entwurfsstrategie

Die Hauptanforderung eines Vorbeschleunigers für IFMIF ist die extrem kleine Strahlverlustrate (< 30 $\mu\text{A/m}$) um eine ungefährliche Instandhaltung zu gewährleisten. Um dieser Anforderung gerecht zu werden, ging man von einem neuen Designkonzept aus. Anstatt die Gültigkeit der KT-Gleichungen von **K**apchinskiy und **T**eplyakov für eine rein adiabatische Strahlkomprimierung und Beschleunigung vorauszusetzen, geht man von der Gleichheit der transversalen und longitudinalen Temperaturen T_t bzw. T_l im RFQ aus, also $T_t = T_l$ [Kap70] [Kap85] [Jam00]. Dies ist der sogenannte Gleichverteilungsansatz oder Equipartitionsansatz (EP-Ansatz). Diese Annahme hat sich als sinnvoll erwiesen, weil raumladungsdominierte Strahlen im nicht thermischen Gleichgewicht durch Gleichverteilungsprozesse, hervorgerufen durch die starke Kopplung zwischen der transversalen und longitudinalen Strahlbewegung, zu Emittanzwachstum und Haloformierung führten [Jam94] [Ger01]. Für angepasste Strahlenbündel in einem streng periodischen Fokussiersystem (Vergleiche Kapitel 3) kann man die Temperaturen mit den Strahlweiten und den normierten Emittanzen gemäß

$$\frac{T_t}{T_l} = \frac{\varepsilon_{t,n}^2}{\varepsilon_{l,n}^2} \cdot \frac{r_t^2}{(\gamma r_l)^2} \quad (4.1)$$

mit:

$\varepsilon_{t,n}$ normierte 100 % transversale Emittanz, $\varepsilon_{l,n}$ normierte 100 % longitudinale Emittanz, r_t transversaler und r_l longitudinaler Strahlradius und γ ist der relativistische Energiefaktor (Vergleiche Kapitel 3.1).

verknüpfen. Des weiteren gelten für angepasste Strahlen die beiden wichtigen Beziehungen zwischen der Emittanz und den Stromphasenvorschüben [Jam93] [Des96],

$$\varepsilon_{t,n} = \frac{r_t^2 \cdot \sigma_t \cdot \gamma}{\lambda} \quad (4.2)$$

$$\varepsilon_{l,n} = \frac{r_l^2 \cdot \sigma_l \cdot \gamma^3}{\lambda} \quad (4.3)$$

mit:

σ_t bzw. σ_l Stromphasenvorschübe eines RFQ nach Gleichung 3.1.5 und 3.1.10 und

λ ist die Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{f_{rf}}$ der HF-Frequenz (siehe Kapitel 3.1).

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

Kombiniert man die Gleichungen 4.1 - 4.3 miteinander, kann man numerisch die Strahlradien r_t bzw. r_l berechnen. Zum Erhalt der unabhängigen Parameter eines RFQ, nämlich der Aperturradius $a(z)$, Modulation $m(z)$ und Sollphase $\varphi_s(z)$ muss man das Gleichungssystem noch nach diesen Größen auflösen. Setzt man noch

$T_l = T_t$, respektive $\frac{T_l}{T_t} = \frac{\varepsilon_{l,n}^2}{\varepsilon_{t,n}^2} \cdot \frac{r_t^2}{(\gamma r_l)^2} \equiv 1$, was dem EP-Ansatz entspricht, dann hat man

eine Zielfunktion definiert und alle Größen dieses nichtlinearen Gleichungssystems sind vollständig bestimmt [Des96] [Jam93]. Als notwendige und hinreichende Nebenbedingungen für eine stabile, resonanzfreie Fokussierung in periodischen ("smoother") Systemen müssen die Lösungen des Gleichungssystems noch folgenden Einschränkungen genügen (Vergleiche Kapitel 2.5) [Des96]:

$$\begin{aligned} -90^\circ &\leq \varphi_s \leq e.g. -30^\circ; \\ 1.0 &\leq m \leq e.g. 2.0; \\ \sigma_{0t} &\leq 90^\circ \quad \text{und} \quad \sigma_{0l} \leq 90^\circ; \\ \frac{\sigma_t}{\sigma_l} &\neq n \quad \text{oder} \quad \frac{1}{n} \quad \forall n: n = 1, 2, \dots; \\ \frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} &> 0.4 \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} > 0.4 \end{aligned}$$

Keine Verluste bei $W \geq 3$ MeV.

Durch diese Methode sind die RFQ-Parameter in der während der Teilchenpulsformierung ("Buncher") und in der Beschleunigungssektion festgelegt. Für die Strahlformierung am Eingang ("Shaper") wird der übliche Weg einer linearen Variation der RFQ-Parameter als Funktion von z gegangen, wobei die Länge optimiert wurde, um ein zu großes Emittanzwachstum zu vermeiden. Ferner wurde eine Pforte ("Portal") unmittelbar nach der RMS-Strahlanpassungssektion verwendet, um einen größeren Bereich des Strahls ohne longitudinale Verluste in die Buncher-Sektion einzufangen [Jam00].

4.2 Numerische Simulationsergebnisse

Umfangreiche Untersuchungen ergaben, dass ein Emittanzverhältnis von $\frac{\varepsilon_{l,n}}{\varepsilon_{t,n}} = 2$ für

Hochintensitätsbeschleuniger gut geeignet ist [Jam94] [Des96]. Nachdem man das Emittanzverhältnis fixiert hat, können die Strukturparameter des RFQ anhand der Designmethode aus Abschnitt 4.1 mit dem Mathematika-Programm LINACGEN generiert werden [Jam00]. Neben dem EP-Ansatz wurde noch eine weitere Strategie angewandt: Die Elektrodenspannung V und der mittlere Aperturradius R_0 des RFQ wird mit ansteigender Strahlenergie immer größer. Dies wurde zum ersten Mal in dem LEDA-RFQ (Low-Energy-Demonstration-Accelerator) erfolgreich demonstriert und für den IFMIF-RFQ übernommen [Schr97] [You97] [LED]. Die maximale elektrische Spitzenfeldstärke bleibt allerdings entlang des RFQ konstant und hat einen Wert von 1.7 mal der Kilpatrickgrenzfeldstärke E_K [Kil53]. Sie ist ein Kriterium für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Hochfrequenzspannungsüberschlägen ("sparking") in einem Beschleuniger gemäß der Gleichung,

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

$$f_{rf} = 1.64 \cdot E_K^2 \cdot \exp\left(-\frac{8.5}{E_K}\right). \quad (4.4)$$

mit:

E_K [MV/m] maximal erlaubte Feldstärke, ab der Hochfrequenzspannungsüberschläge auftreten können und f_{rf} [MHz] ist die Resonanzfrequenz [Mit78].

Diese Form für die Bestimmung der Kilpatrickgrenzfeldstärke E_K hat sich für Frequenzen $f_{rf} \geq 100$ MHz als gute Näherung erwiesen. Die Spitzenfeldstärke E_{peak} im Beschleuniger ergibt sich mit Gleichung 4.4 zu

$$E_{peak} = b_K \cdot E_K \quad (4.5)$$

mit:

E_K nach Gleichung 4.4 und b_K ist der Spannungsüberhöhungsfaktor ("bravery factor") [Wan98].

Der Spannungsüberhöhungsfaktor von $b_K = 1.7$ wurde aus dem Entwurf des IPHI-RFQ (**H**igh **I**ntensity **P**roton **I**njector) übernommen und stellt einen guten Kompromiss zwischen der Minimierung der auftretenden Spannungsüberschläge und der Maximierung der Elektrodenspannung und damit der Fokussiereffizienz B , des Beschleunigungsfaktors A und der Transmission des RFQ dar [Fer98] [Dup00] [IPH]. Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf der RFQ-Strukturparameter entlang des RFQ und Tabelle 4.1 fasst sie zusammen.

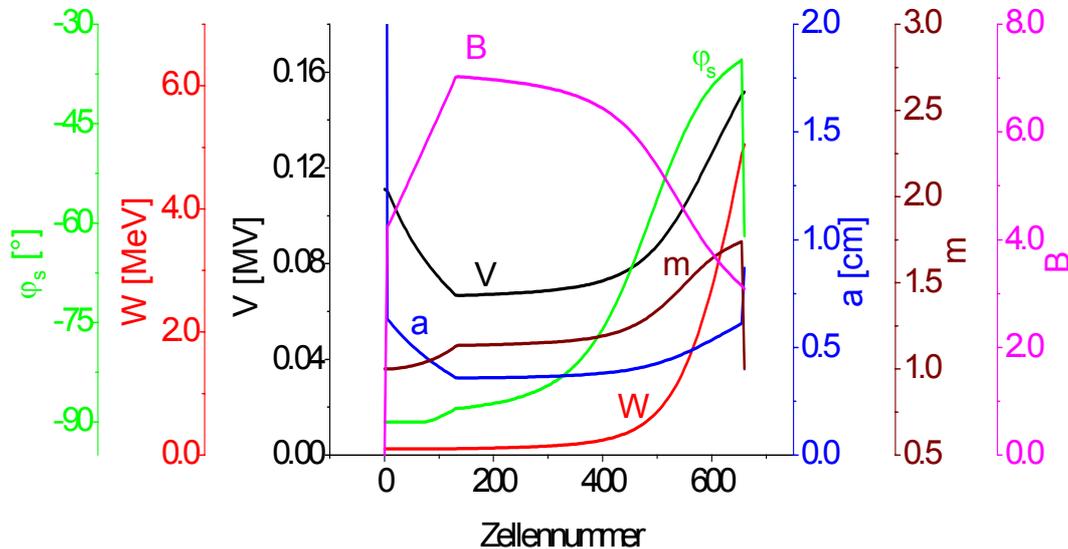


Abbildung 4.1: Verlauf der Strukturparameter entlang des RFQ. Es wurde die Sollphase $\varphi_s(z)$, Energie $W(z)$, Elektrodenspannung $V(z)$, Aperturradius $a(z)$, Modulation $m(z)$ und die Fokussiereffizienz $B(z)$ eingezeichnet.

Die transversale Fokussiereffizienz B fällt im Beschleunigungsbereich von 6.2 auf knapp 3.2 ab und parallel dazu vergrößert sich der Aperturradius von 0.35 cm auf ca. 0.66 cm. Dies ist typisch für EP-Beschleuniger und wird aus der folgenden Bedingung ersichtlich.

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

$$\frac{\varepsilon_{t,n}}{\varepsilon_{l,n}} = 2 = \frac{\sigma_t}{\sigma_l} \quad \rightarrow \quad \sigma_t = 2 \cdot \sigma_l \quad (4.6)$$

Gleichung 4.6 besagt, wenn der Strahl sich im thermischen Gleichgewicht befindet, dann ist das Verhältnis von transversalem zu longitudinalem Stromphasenvorschub im ganzen Beschleuniger festgelegt und konstant. Da aber der longitudinale Stromphasenvorschub $\sigma_l \propto \frac{1}{\beta^2}$ ist, muss mit ansteigendem β der Teilchen auch der

transversale Stromphasenvorschub $\sigma_t \propto \frac{1}{\beta^2}$ abfallen. Dies wird durch die Abbildung

4.1 bestätigt. Zusätzlich wird durch die verminderte transversale Fokussierung im Hochenergiebereich des RFQ der Strahlradius größer und um Teilchenverluste zu vermeiden, muss die transversale Apertur im gleichen Maße anwachsen. Auch dieses Verhalten wird aus dem obigen Graphen deutlich. Ferner erkennt man das starke Ansteigen und Abfallen der RFQ-Parameter in den ersten 4 Zellen und in der letzten. Das sind die RMS-Sektionen ("**R**adial-**M**achting-**S**ection") am Eingang und am Ausgang des RFQ.

Die Teilchendynamikrechnungen wurden mit 50,000 Makroteilchen durchgeführt, um die numerische Unsicherheit u_n gemäß der Definition [Des96]

$$u_n \propto \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (4.7)$$

mit:

u_n numerische Unsicherheit und n Anzahl der Makroteilchen.

so gering wie möglich bei vertretbaren Rechenzeiten zu halten. In unserem Falle wird mit $n = 50,000$ Gleichung 4.7 zu $u_n = 0.0044$ bzw. $u_n = 0.44 \%$, d.h. unsere Rechnungen haben eine Genauigkeit $> 99.5 \%$. Dies entspricht einem maximalen Fehler in der Stromverlustrate von $\approx 0.21 \mu A/m$.

Tabelle 4.1: Strukturparameter des Referenz-RFQ für IFMIF.

RFQ-Parameter	Werte
Ion	D ⁺
HF-Frequenz f_{rf} [MHz]	175
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in}/W_{out} [MeV/u]	0.05 / 2.5
Elektrodenspannung V [MV]	0.111 / 0.151
Gesamter HF-Leistungsbedarf P_{tot} [MW]	1.506
Spitzenfeldstärke E_{peak} [MV/m]	23.77
Zellenanzahl / Länge n_{cell}/l_{tot} [m]	659 / 12.31
RMS-Eingangszellen $n_{RMS,in}$	4
RMS-Ausgangszellen $n_{RMS,out}$	1 (Crandall-Zelle)
Phase ϕ_s [°]	-90 - -35.4
Eingangs- / Ausgangsstrom I_{in}/I_{out} [mA]	140 / 132.7
Transmissionseffizienz Tr [%]	94.8
Modulation m	1.00 - 1.73
Aperturradius a [cm]	0.63 - 0.86
Eingang- / Ausgang $\varepsilon_{trans}^{N,RMS}$ [cm×mrad]	0.020 / 0.023
Eingang- / Ausgang $\varepsilon_{long}^{N,RMS}$ [cm×mrad]	0 / 0.043

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen die Ergebnisse der Rechnungen mit den Parametern aus Tabelle 4.1.

Als Eingangsverteilung wurde in transversaler Richtung eine angepasste ("matched") 4D-Waterbag Verteilung mit normierten RMS-Emittanzen ("Root-Mean-Square-Emittanzen") von 0.02 [cm×mrad] benutzt und in longitudinaler ein Gleichstrom ("direct current (dc)") bei einem Eingangsstrahlstrom von 140 mA [Sac71] [Jam00]. Höhere Multipole und Spiegelladungseffekte sind berücksichtigt, was für Hochstromrechnungen bei kleinen Aperturen notwendig ist [Dup00]. Die Abbildung 4.2 gibt die transversalen und longitudinalen Strahlradien entlang des RFQ wieder. Man sieht sehr deutlich wie der transversale Strahlradius nach dem Buncher graduell ansteigt.

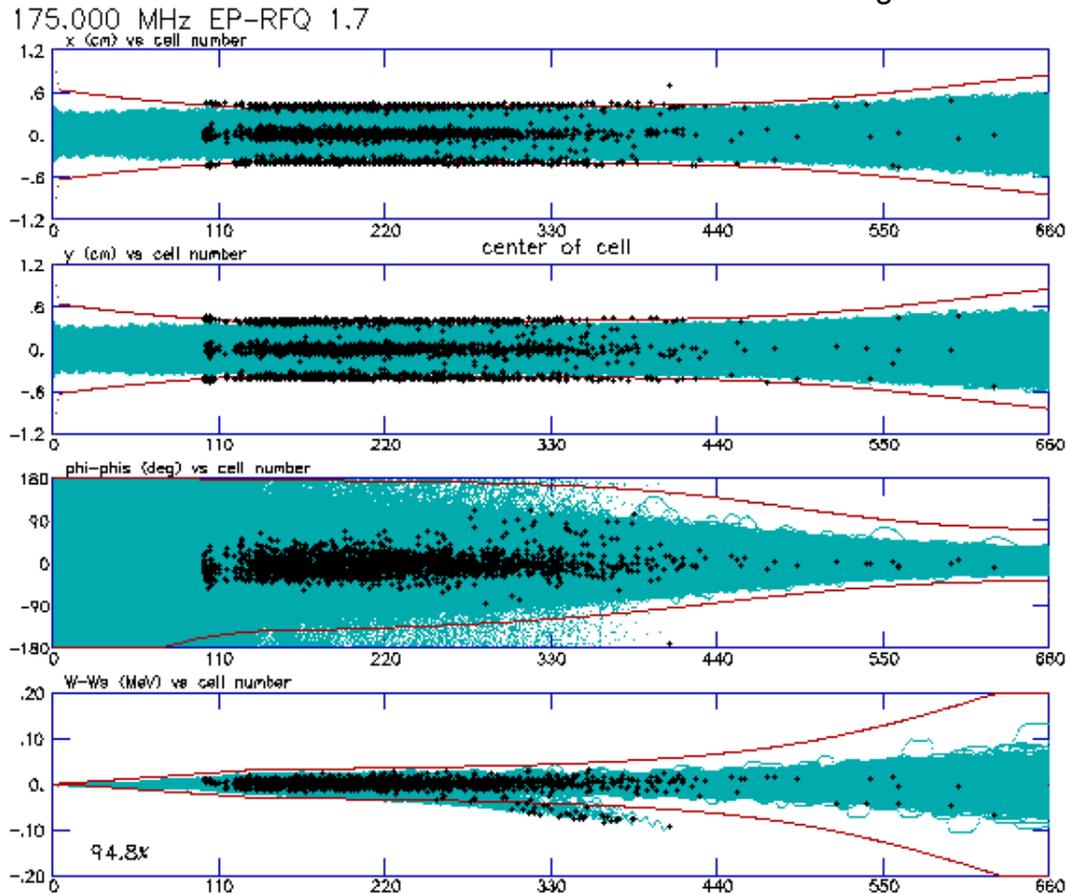


Abbildung 4.2: Transversale und longitudinale Strahlprofile entlang des RFQ. Die schwarzen Kreuze sind transversal verlorene Teilchen. Die roten Linien sind die Aperturen.

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

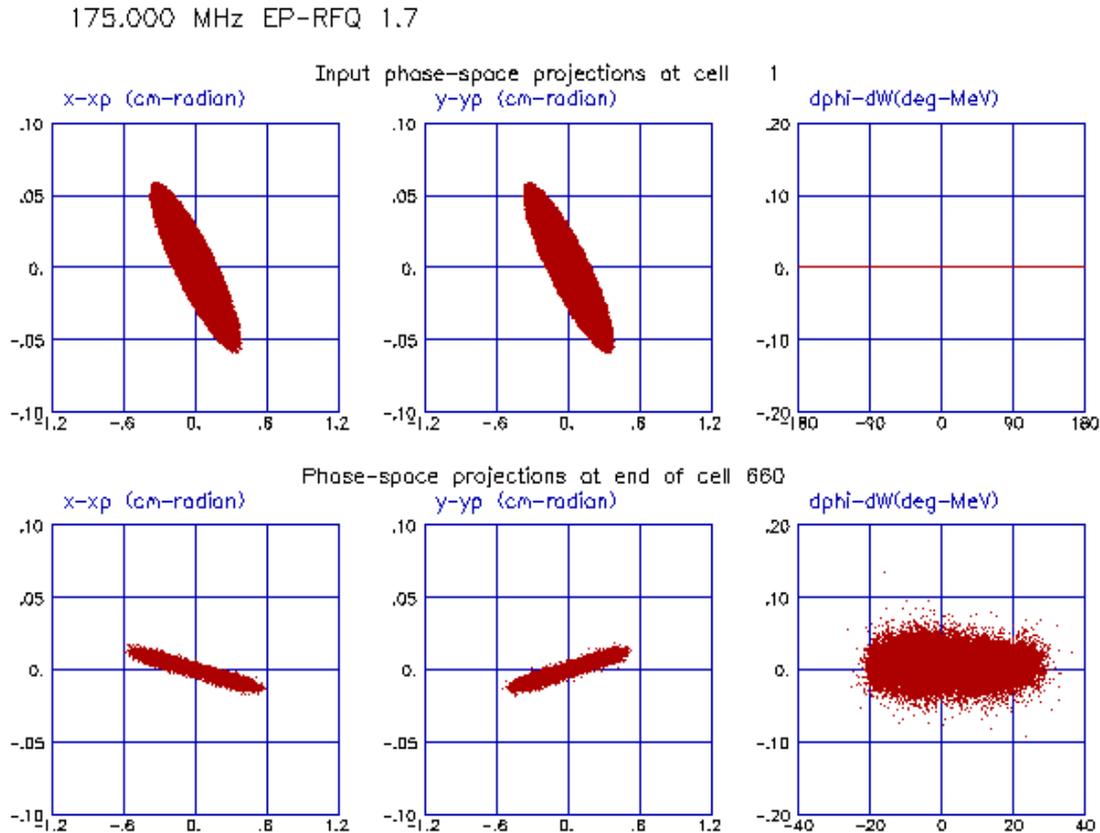


Abbildung 4.3: Eingangs-(oben) und Ausgangsverteilung (unten) des RFQ in der $X - X'$ -, $Y - Y'$ - und $\Delta\varphi - \Delta W$ -Ebene.

In Abbildung 4.3 sind die Eingangs- und Ausgangsverteilungen des RFQ dargestellt. Die Ausgangsverteilung, unmittelbar nach der RMS-Ausgangszelle ("Crandall cell"), zeigt transversal keine Filamentierungen und keinen Halo. Die Strahlbreite ist $\Delta X, \Delta Y = \pm 0.6$ cm bei einer Divergenzbreite von $\Delta X', \Delta Y' = \pm 0.02$ rad. Nur im longitudinalen $\Delta\varphi - \Delta W$ -Phasenraum ist ein leichtes Ausfransen des Strahls zu sehen. Die Phasenweite beträgt $\Delta\varphi \approx \pm 25^\circ$ und die Energieunschärfe ist $\Delta W \approx \pm 0.06$ MeV bei 5 MeV Sollenergie.

Abbildung 4.4 zeigt nochmals die Ausgangsverteilung des RFQ, aber neben dem longitudinalen Phasenraum ist auch die $X - Y$ -Ebene des Strahls zu sehen und das Energie- und Phasenspektrum. Besonders interessant ist der reale Spurraum der $X - Y$ -Ebene, weil er die wirklichen Dimensionen des Strahls in der Strahlröhre widerspiegelt. Auch in dieser Ebene ist der Strahl sehr kompakt und symmetrisch mit einer Breite von $\Delta X, \Delta Y = \pm 0.6$ cm und hat eine Diamantform angenommen, die das Elektrodenpotential wiedergibt.

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

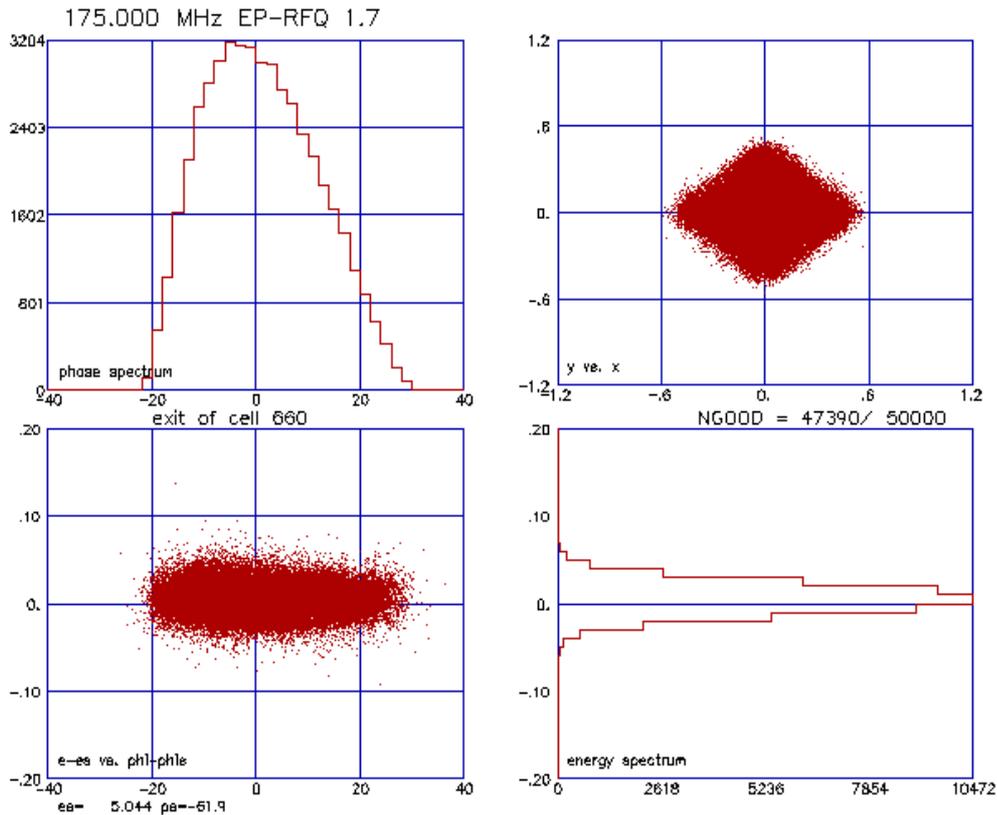


Abbildung 4.4: Ausgangsverteilung in der $X - Y$ - Ebene (oben rechts) und $\Delta\varphi - \Delta W$ -Ebene (unten links). Ferner ist das Phasen- und Energiespektrum des RFQ zu sehen (oben links bzw. unten rechts).

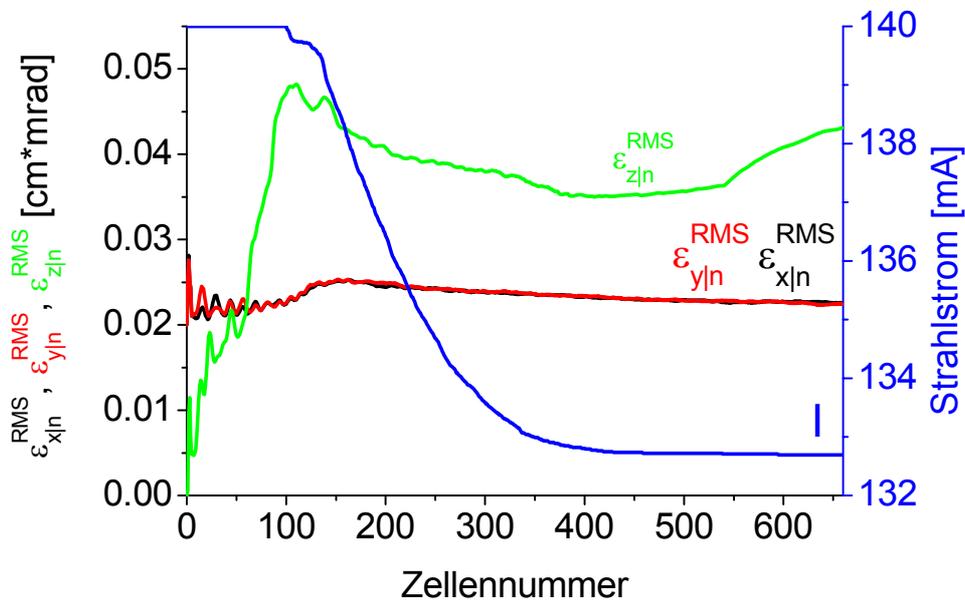


Abbildung 4.5: Normierte RMS Emittanzen und der transportierte Strahlstrom entlang des RFQ. Die Abbildung 4.5 illustriert die Strahlqualität und die Transmission entlang des RFQ. Transversal haben wir ein RMS-Emittanzwachstum von $\Delta\varepsilon_{t,n}^{RMS} / \varepsilon_{t,n}^{RMS} \approx 15\%$ bei einer RMS-Ausgangsemittanz von $\varepsilon_{t,n}^{RMS} \approx 0.023$ [cm×mrad]. Die longitudinale RMS-

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

Ausgangsemittanz beträgt $\varepsilon_{l,n}^{RMS} \approx 0.043$ [cm×mrad]. Beide Endwerte sind unter den geforderten Referenzwerten nach Tabelle 1.2 und beweisen, dass der RFQ eine hohe Strahlqualität trotz höchster Raumladung liefert. Die geforderte Mindesttransmissionsrate von $Tr \geq 90\%$ bei 140 mA Eingangsstrom übertrifft er sogar beträchtlich. Der Ausgangsstrom beträgt 132.7 mA, was einer Transmission von $Tr = 94.8\%$ entspricht. Abbildung 4.6 gibt die durch Teilchenverluste deponierte Leistung entlang des RFQ wieder. Sie beträgt insgesamt nur 0.953 kW. Verluste finden ausschließlich im Shaper- und Buncherbereich statt (in den ersten vier Metern), also bei niedrigen bis mittleren Teilchenenergien von $W \leq 3.0$ MeV, so dass eine Aktivierung des Beschleunigers durch D-Cu-Kollisionen nicht zu erwarten ist. Neben dieser Rechnung wurden auch umfangreiche Toleranz-, Leistungs- und Strahlfehladaptionsstudien durchgeführt und alle bewiesen, dass ein EP-RFQ mit dessen spezieller Gleichverteilungsannahme und die daraus resultierende Entwurfsstrategie alle Anforderungen für einen IFMIF-RFQ erfüllen kann [Jam00].

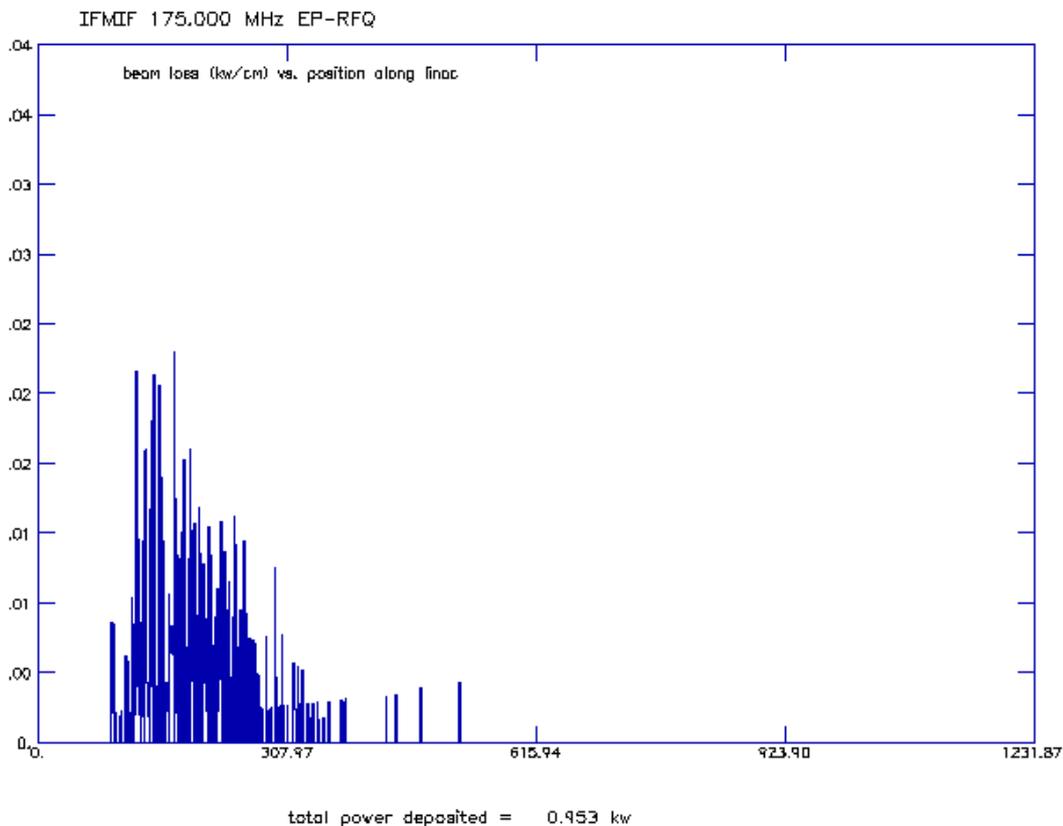


Abbildung 4.6: Absolute Teilchenverluste in [kW/cm] entlang des RFQ.

Ferner kann man tatsächlich eine annähernde Energiegleichverteilung zwischen der transversalen und longitudinalen Ebene im Shaper- und Bunchersektor des RFQ beobachten (S. Abbildung 4.5). Dies führte zu geringem longitudinalen Emittanzwachstum und keinen Teilchenverlusten im Hochenergiebereich. Zusätzlich ist die Gesamtlänge des EP-RFQ kürzer als vergleichbare konventionelle Entwürfe [Des96]. Vergleichsrechnungen mit anderen RFQ-Teilchendynamikprogrammen wie zum Beispiel TOUTATIS von SACLAY bestätigten diese Ergebnisse [Dup00]. Zum Abschluss zeigt die Abbildung 4.7 ein Entwurfsschema des RFQ in modularer Bauweise, LEDA und IPHI nachempfunden, wobei die einzelnen 2.05 m langen Module durch Kopplungsplatten zu 4.10 m langen Großmodulen zusammengefügt werden, die dann jeweils von einem HF-Verstärker, einer 1.0 MW 175 MHz Diacrode, die im

4. Der Entwurf eines 175 MHz D⁺ RFQ für IFMIF

Mittel eine maximale effektive Leistung von 0.70 MW liefert, gespeist werden [Schr97] [Dup00] [IFM02].

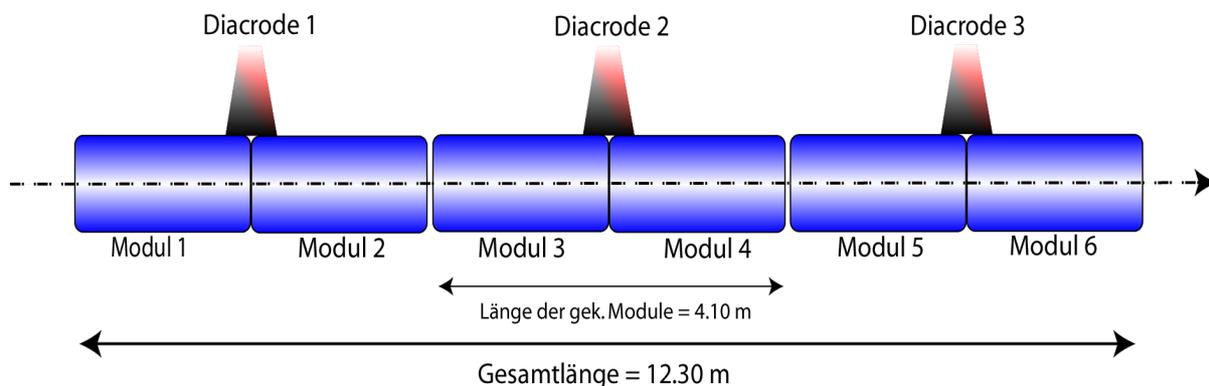


Abbildung 4.7: Schema des modularen EP-RFQ nach Tabelle 4.1 für das IFMIF Projekt. Die HF-Einkoppler sind ebenfalls angedeutet.

Der gesamte HF-Leistungsbedarf des RFQ beträgt 1.506 MW, davon entfallen 0.798 MW auf die Strahlleistung und 0.707 MW auf die Strukturverlustleistung, wobei jeweils 30 % zusätzlich benötigter HF-Leistungsbedarf für Regelung usw. mit einbezogen wurde. Die HF-Effizienz E_{rf} wird somit 0.529 ($\hat{=} 53\%$) bei einem angenommenen Wirkungsgrad der Sender von 70 %.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

In diesem Kapitel wird der Entwurf eines konventionellen Driftröhrenbeschleunigers vom Alvarez-Typ untersucht und die Wahl der Parameter dargestellt. Dieser Typ hat sich für die Beschleunigung von leichten bis schweren Ionen bei hohen Strahlintensitäten bereits bewährt und gilt als Referenzdriftröhrenbeschleuniger für das IFMIF-Projekt [IFM02]. Die Kavitäten werden mit der neusten Version des Programms SUPERFISH von LANL entworfen und die Zellengeometrie in die aktuellste Version des Viel-Teilchen-Simulationsprogramms PARMILA (**P**hase **A**nd **R**adial **M**otion in **I**on **L**inear **A**ccelerators) übertragen und die teilchendynamischen Eigenschaften des Alvarez-DTL mit den gewählten Strukturparametern auf Fehlertoleranzen, Instabilitäten bzw. Resonanzen, Verhalten bei Strahlfehlanspassung und Gewährleistung eines teilchenverlustfreien Übergangs zwischen dem RFQ aus Kapitel 4 und diesem Driftröhrenbeschleuniger überprüft [Bil99] [Tak99] [Dei98a] [Dei98b] [Par99] [Bon98].

5.1 Die Entwurfsstrategie und Wahl der Parameter

Grundlagen sind einmal die allgemein festgelegten IFMIF-Anlageparameter und die speziellen teilchendynamische Entwurfsfaktoren, die einer genaueren Untersuchung bedürfen. Dies soll jetzt im einzelnen für alle wichtigen Auslegungsparameter des Alvarez-DTL geschehen.

- Die HF-Frequenz von $f_{rf} = 175$ MHz wurde nach umfangreichen Studien als bester Kompromiss zwischen den teilchendynamischen Anforderungen der Beschleuniger, hier vor allem des RFQ (wegen der hohen Raumladung), bei noch akzeptablen Struktur- und HF-Leistungsgrößen bezüglich des DTL festgelegt [Sau00] [Des96]. Diese Größen hängen wie folgt von der HF-Frequenz ab: die Strukturverlustleistung ist $P_{Cu} \propto \frac{1}{\sqrt{f_{rf}}}$, die effektiven Shuntimpedanz ist $Z_{eff} \propto \sqrt{f_{rf}}$ und das Verhältnis zwischen effektiver Shuntimpedanz zur Güte eines Beschleunigers ist $\frac{Z_{eff}}{Q} \propto f_{rf}$. Betrachtet man noch die Stromgrenzen eines RFQ, die transversal $I'_{lim} \propto \frac{1}{f_{rf}^2}$ und longitudinal $I'_{lim} \propto f_{rf}$ sind, dann bedeutet das, dass eine kleine Frequenz f_{rf} bei hohen Strahlströmen verwendet werden sollte [Wan98]. Sie darf aber nicht zu klein sein, um in der longitudinalen Ebene noch einen genügend hohen Strom transportieren zu können und die HF-Strukturgrößen wie die Wandverluste P_{Cu} und die effektive Shuntimpedanz Z_{eff} sowohl für den RFQ als auch für den nachfolgenden DTL nicht zu unökonomisch werden zu lassen [Ger02] [Bon98b]. Die Möglichkeit eines Funnelschritts mit einer Frequenzverdopplung nach dem RFQ wurde verworfen, da dies eine Verdopplung des Spitzenstroms, der HF-Defokussierung und der Raumladung bei einer geringen Funnelenergie bedeutete, was zu erheblichen Problemen in der Fokussierung und Beschleunigung im nachfolgenden DTL führte und zu einer komplizierten Funnelstrecke ohne Vorbild [Bon81].
- Die DTL Eingangsenergie von $W_i = 5$ MeV und damit β_i wurde nach intensiven Voruntersuchungen so gewählt, dass einerseits die Zellenlänge am Eingang des DTL mit $\beta_i \lambda \approx 12.4$ cm noch hinreichend groß ist, um einen genü-

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

gend kleinen Quadrupolfüllfaktor mit $\Gamma \leq 0.6$ zu haben, um den magnetischen Quadrupol in der ersten Driftröhre mit einer Länge $l_{dt,i} = \frac{\lambda\beta_i}{2} \approx 6.2$ cm ohne enorme technische Probleme unterbringen zu können und andererseits so klein wie möglich, um den RFQ nicht zu lang werden zu lassen, weil im Hochenergiebereich der Beschleunigungsgradient reziprok mit der Teilchengeschwindigkeit abnimmt $E_0 \propto \frac{1}{\beta}$ [IFM02] [Sau00].

- Die maximale Ausgangsenergie $W_f = 40$ MeV wurde nur durch den geforderten Neutronenfluss und das Neutronenspektrum nach dem Li-Target bestimmt (14 MeV bei einem Fluss von $> 0.9 \times 10^{18}$ Neutronen, um den Neutronenspektren von z.B. ITER besonders nahe zu kommen) und kann je nach zu bestrahlendem Material zwischen $35 \leq W_f \leq 40$ MeV variieren (35 MeV bei keramischen Materialien und 40 MeV bei Chrom, Vanadium, Stahl und Kupfer).
- Der Ausgangsstrahlstrom von $\langle I \rangle_{rf} = 125$ mA wird ebenfalls nur durch den geforderten Neutronenfluss nach dem Li-Target bestimmt. Dies ergibt eine Gesamtteilchenzahl N pro Puls bei einer Frequenz von 175 MHz von
$$N = \frac{\langle I \rangle_{rf}}{q \cdot f_{rf}} = 4.458 \cdot 10^9 \text{ Ionen.}$$
- Die Ionenart (Deuteronen) und der Ladungszustand (1^+) wurden so festgelegt, dass das Ionenstripping im Lithium besonders einfach und effizient ist.
- Der Dauerstrichbetrieb (Tastverhältnis von 100 %) ist durch eine hinreichend lange Bestrahlungszeit der Testmaterialien vorgegeben, um eine Versetzungsrate von > 20 dpa ("displacements per atom") bei hoher Temperaturkonstanz im Target zu haben.
- Die effektive totale HF-Leistung pro Tank ist auf $P_{tot} = 0.705$ MW begrenzt, weil die 175 MHz HF-Sender (Diacroden) von der Firma Thomson auf $P_{peak} = 1.0$ MW Spitzenleistung ausgelegt sind. Davon muss man 8 % Transport-Verluste, 2.5 % Betriebs-Verluste, 4 % Kopplungs- bzw. Fehlanpassungs-Verluste und 15 % Regelvorschub abziehen. Dies ergibt dann eine für den Strahl effektive verfügbare HF-Leistung von 0.705 MW. Um noch zusätzliche Sicherheitsreserven zu haben ist die maximal erlaubte totale HF-Leistung pro Tank auf 0.680 kW reduziert worden [IFM02].
- Es wurden die gleichen magnetischen Quadrupole entlang des gesamten Driftröhrenbeschleunigers verwendet, um die Fertigungskosten der Quadrupole zu minimieren.
- Die Strukturverlustleistung pro Einheitslänge wurden auf $P_{Cu} \leq 50$ kW/m reduziert, um die Kühlung nicht zu aufwendig werden zu lassen.
- Die Strukturverlustleistungsdichte wurde kleiner als $\frac{P_{Cu}}{A} < 5$ W/cm² gehalten, um ebenfalls die Kühlung zu vereinfachen.
- Die elektrische Spitzenfeldstärke wurde kleiner als 1 mal die Grenzfeldstärke $E_{peak} < 1 \cdot E_K$ nach dem Kilpatrick-Kriterium von Gleichung 4.4 gewählt, um die Überschlagswahrscheinlichkeit ("sparking") zu minimieren. Dies erhöht die Zuverlässigkeit des Beschleunigers im Dauerstrichbetrieb.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

- Als Fokussiergitteranordnung wurde das FoDo-Gitter mit der kleinsten Fokussiergitterzahl $N_{FoDo} = 2$ gewählt, weil der HF-Defokussierfaktor quadratisch mit $\Delta_{rf} \propto N^2$ steigt, die Stromgrenzen und die Akzeptanzen reziprok abfallen mit $I_{lim} \propto \frac{1}{N}$ bzw. $\alpha_{Ak} \propto \frac{1}{N}$. Insofern sollte man die kleinst mögliche Fokussiergitterzahl N bei hohen Strahlströmen wählen, solange die maximal erlaubte magnetische Oberflächenfeldstärke von $B_{max} \approx 1.0$ T für normalleitende magnetische Quadrupole innerhalb der Driftröhren nicht überschritten wird. Andernfalls muss man N erhöhen, da der Quadrupolgradient quadratisch mit der Fokussiergitterzahl gemäß $G \propto \frac{1}{N^2}$ abfällt [Wan98].
- Zwischen den einzelnen DTL-Modulen wurde eine Drift mit der Länge $l_{drift} = 1 \cdot \beta\lambda$ benutzt, um die Dynamik des Strahls, die ebenfalls proportional zur Zellenlänge $l_{cell} = \beta\lambda$ des DTL ist, nicht zu stören. Es wurden auch Rechnungen mit einer Driftlänge zwischen den Tanks von $l_{drift} = 2 \cdot \beta\lambda$ durchgeführt, um mehr Platz für Diagnoseelemente und Strahlpositionsmonitore ("BPM") zu haben. Diese zeigten aber, dass ohne zusätzliche Strahlanpassungslinsen die defokussierenden Raumladungskräfte des Strahls zu groß waren und er in den $2\beta\lambda$ -Driften so weit aufging, dass erhebliche Teilchenverluste in dem nachfolgenden Tankmodulen auftraten.
- Die effektiven Shuntimpedanzen von SUPERFISH wurden um 17 % reduziert, um einen HF-Sicherheitsfaktor zu haben, der die Unsicherheiten zwischen numerischen und gemessenen Shuntimpedanzwerten berücksichtigt [Bil99].
- Die minimale Verschiebung der Resonanzfrequenz bedingt durch die Stützen des DTL und die $\frac{\lambda}{4}$ -Pfeilerkoppler wurden in die Rechnungen miteinbezogen.
- Die erhöhte Strukturverlustleistung durch die Tankendwände des DTL wurde miteingerechnet.
- Der Aperturradius ist variabel und wurde so gewählt, dass im gesamten DTL ein Aperturfaktor von $c_{ap} = 2 \geq \frac{a}{r_t}$ im idealen Fall eingehalten wird, um einen Sicherheitsabstand zwischen Strahl und Driftröhreninnenwand zu haben. Dies ist wichtig, um Sicherheitsreserven für die Einbeziehung von Strahlfehlanpassungseffekten, Bautoleranzen und Aberrationen zu haben, die in der Praxis zu einer Strahlradiusvergrößerung führen [Lag96].
- Die Beschleunigungsfeldstärke E_0 wurde im gesamten DTL konstant gehalten, um den longitudinalen Nullstromphasenvorschub und die Stromgrenze vor allen Dingen im Eingangsbereich des DTL, der den Strahl vom RFQ an den Alvarez-DTL anpassen muss, zu maximieren, da $\sigma_{ol} \propto \sqrt{E_0}$ und $I_{lim}^l \propto E_0$ ist.
- Die Sollphase φ_s wurde im ersten Tankmodul von einem hohen Eingangswert zu dem Endwert verkleinert, um die longitudinale Stromgrenze, Fokussierung und Akzeptanz des DTL im Niedrigenergieeteil zu erhöhen, die mit $I_{lim}^l \propto \sin(\varphi_s)$ und $\sigma_{ol} \propto \sqrt{\sin(\varphi_s)}$ vom Sinus der Sollphase abhängig sind.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

- Die Sollphase φ_s des DTL wurde so gewählt, dass das Verhältnis von Energiegewinn $\Delta W \propto \cos(\varphi_s)$ und longitudinaler Fokussierstärke $\sigma_{0l} \propto \sqrt{\sin(\varphi_s)}$ optimal ist.
- Die magnetischen Quadrupolgradienten wurden so bestimmt, dass Resonanzanregungen und Instabilitäten vermieden wurden: Respektive $\sigma_{0t} \leq 60^\circ$ bzw. $\sigma_{0l} \leq 60^\circ$, $\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} > 0.4$ bzw. $\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} > 0.4$ und $\sigma_{0l} \leq \sigma_{0t}$ (Vergleiche dazu Kapitel 3.5). Ferner darf die maximale Oberflächenfeldstärke der internen magnetischen Quadrupole 1.0 T nicht überschreiten.
- Es dürfen keinerlei Teilchenverluste im DTL auftreten, weder im angepassten noch im fehlangepassten Fall oder bei Berücksichtigung von Herstellungs- und Betriebstoleranzen, um eine Aktivierung des Beschleunigers zu verhindern.

5.2 Der Zellenentwurf mit SUPERFISH

Der Tankdurchmesser wurde so optimiert, dass die Leistungsverluste im Kupfer minimal werden und damit die Shuntimpedanz maximal. Der Aperturradius im Niederenergieeteil mit $a = 1.5$ cm wurde durch Fehlerabschätzungen festgelegt und im Hochenergieeteil mit $a = 2.0$ cm durch teilchendynamische Erwägungen und Einhaltung des Aperturfaktors von $c_{ap} \geq 2$. Ferner wurden die Zellen mit einem Gesichtswinkel entworfen, um mehr Platz für die Stromzuführung der magnetischen Quadrupole zu bekommen und den nutzbaren Bereich innerhalb der Driftröhren zu vergrößern [Uri00]. Um die Genauigkeit der Berechnung der Shuntimpedanzen und Laufzeitfaktoren im ganzen Energiebereich des Alvarez zu erhöhen, wurde jede dritte Zelle mit SUPERFISH entworfen und in PARMILA übertragen. Die Zellgeometrie der ersten und letzten Zelle des DTL zeigt die Abbildung 5.1. Die nachfolgende Tabelle 5.1 gibt die Kavitätenparameter aus Abbildung 5.1 im Detail wieder.

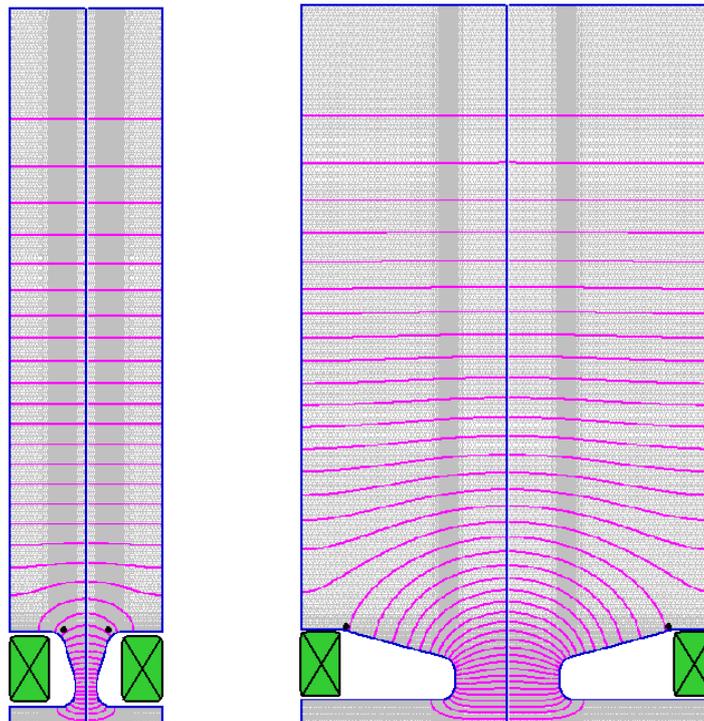


Abbildung 5.1: Zellgeometrie des Alvarez-DTL der ersten Zelle bei 5 MeV (linke Graphik) und der letzten bei 40.0 MeV (rechte Graphik). Die elektrischen Feldstärkelinien und die magnetischen Quadrupole sind ebenfalls eingezeichnet.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Tabelle 5.1: Zellenparameter des Alvarez-DTL bei 5 MeV (Zelle 1) und 40 MeV (Zelle 127).

Zellenparameter	Zelle 1	Zelle 127
Resonanzfrequenz (+Stütze,+Pfostenkoppler) f_{rf} [MHz]	175.128	175.119
Beta β	0.072	0.203
Zellenlänge l_{cell} [cm]	12.48	34.82
Tankdurchmesser \varnothing_{tank} [cm]	113.58	113.58
Spalllänge l_{gap} [cm]	1.9	8.81
Äußerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,a}$ [cm]	14.91	14.91
Stützdurchmesser \varnothing_{st} [cm]	3.3	3.3
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$ [cm]	3.0	4.0
Güte Q	19843.4	40642.8
Shuntimpedanz (+Tankendwand) Z_0 [M Ω /m]	12.58	26.23
Maximale magnetische Feldstärke H_{peak} [A/m]	3855.19	4705.15
Maximale elektrische Feldstärke E_{peak} [MV/m]	12.62	12.609
Laufzeitfaktor $T(k)$	0.789	0.847

5.3 Die Hauptcharakteristika

Die Abbildung 5.2 zeigt ein Schema des IFMIF Alvarez-DTL generiert mit PARMILA und der Zellgeometrie aus Abschnitt 5.2.

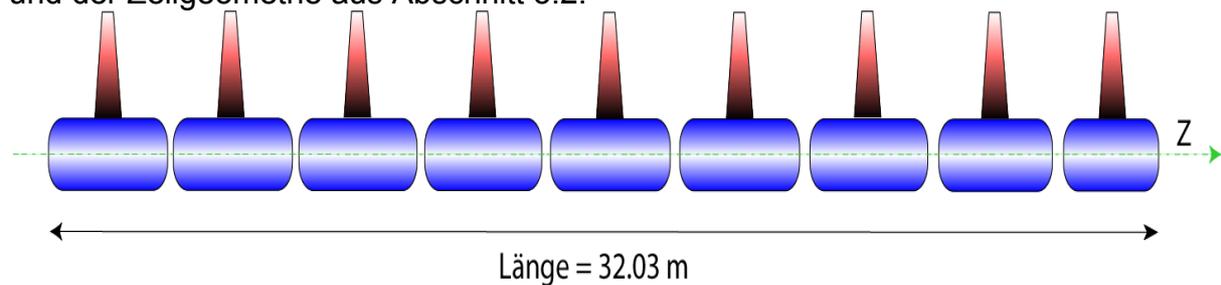


Abbildung 5.2: Schematischer Entwurf des Alvarez-DTL. Die Module sind blau eingezeichnet und die einzelnen HF-Einkoppler rot. Die optische Achse ist die grüne gestrichelte Linie.

Die Abbildung 5.3 gibt die Strukturparameter entlang des gesamten Alvarez wieder.

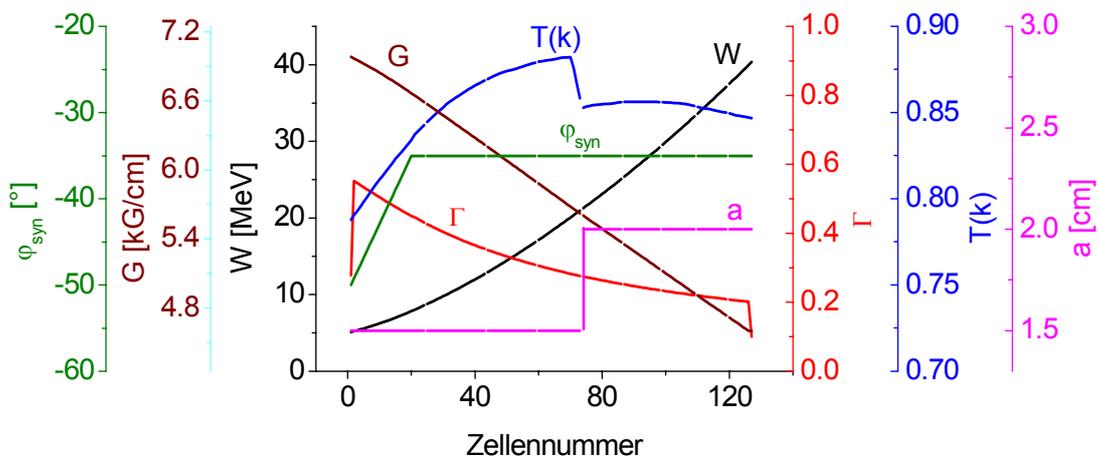


Abbildung 5.3: Strukturparameter des Alvarez-DTL als Funktion der Zellennummer. Es sind der Quadrupolfüllfaktor Γ , der Laufzeitfaktor $T(k)$, der Aperturradius a , die Teilchenenergie W , der Quadrupolgradient G und die Sollphase φ_s eingezeichnet.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Von Zelle 1 bis Zelle 20 fällt die Sollphase von -50° auf -35° um die longitudinale Akzeptanz unmittelbar am Eingang des Alvarez-DTL zu erhöhen. Die Apertur vergrößert sich ab Zelle 72 von 1.5 cm auf 2.0 cm bis zum Ende, um den Aperturfaktor im Hochenergieteil zu vergrößern. Gleichzeitig verringert sich dadurch der Laufzeitfaktor etwas. Im Niedrigenergieende fällt er deutlich ab. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass die Eingangsenergie von 5 MeV die untere Grenze des Machbaren ist. Auch der Verlauf des Quadrupolfüllfaktors bestätigt dieses Resultat. Er fällt entlang des DTL von ≈ 0.58 auf ≈ 0.20 , was durch die Verwendung der gleichen Quadrupole zu erklären ist. Der maximale Wert von 0.58 in der zweiten Zelle ist die oberste Grenze für die Ausfüllung der Linsen. Die starke Verringerung in der ersten und letzten Zelle kommt durch die Verwendung von halben Quadrupolen in den Tankendwänden zustande, damit diese vollständig in der Tankendwand untergebracht werden können. Der Quadrupolgradient fällt linear von ≈ 7.0 kG/cm auf ≈ 4.6 kG/cm, um einer Überfokussierung in der transversalen Ebene vorzubeugen und die Oberflächenfeldstärke durch die vergrößerte Apertur zu reduzieren. Die Tabelle 5.2 fasst die wichtigsten Beschleunigerparameter des Alvarez zusammen und quantifiziert sie.

Tabelle 5.2: Die Beschleunigerparameter des Alvarez-DTL generiert mit PARMILA.

Beschleunigerparameter	Werte	Einheiten
Masse zu Landungsverhältnis A/q	2	
Designstrom I_{des}	125.0	mA
Frequenz f_{rf}	175.0	MHz
Fokussiergitter n_{lat}	FoDo	
Anzahl der Tanks n_T	9	
Totaler HF-Leistungsbedarf P_{tot}	5.94	MW
Maximale totale Leistungsverluste pro Tank P_{tot}/T	0.680	MW
Mittlere Strukturverlustleistung pro Meter P_{Cu}/l_{tot}	0.0474	MW/m
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in}/W_{out}	5.0 / 40.34	MeV
Effektiver Energiegewinn pro Meter $\Delta W/l_{tot}$	1.09	MeV/m
Anzahl der Zellen n_{cell}	127	
Beschleunigerlänge l_{tot}	32.03	m
Beschleunigungsfeldstärke E_0	1.7	MV/m
Effektive Beschleunigungsfeldstärke $E_0 T(k)$	1.34 - 1.43	MV/m
Sollphase ϕ_s	-50.0 - -35.0	Grad
Aperturradius r_{ap}	1.5 - 2.0	cm
Magnetischer Gradient G	7.00 - 4.60	kG/cm
Magnetische Oberflächenfeldstärke B	1.00 - 0.92	T
Mittlere effektive Shuntimpedanz $\langle Z_0 T(k)^2 \rangle$	43.14	M Ω /m
Maximaler Kilpatrickfaktor b_K	0.90	

Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen die den Verlauf der transversalen und longitudinalen Phasenvorschübe ohne und mit Strom entlang des Alvarez-DTL, die Abbildung 5.6 die transversale und longitudinale Fokussierunterdrückung und schließlich Abbildung 5.7 die normale und effektive Shuntimpedanz des Beschleunigers hier allerdings als Funktion von β .

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

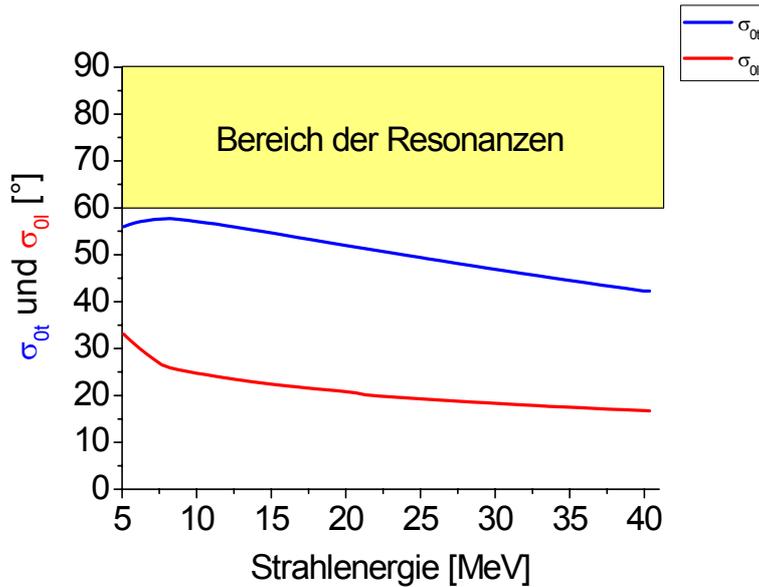


Abbildung 5.4: Die transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe des DTL als Funktion der Strahlenergie. Der kritische Bereich der Resonanzanregung ist gelb markiert.

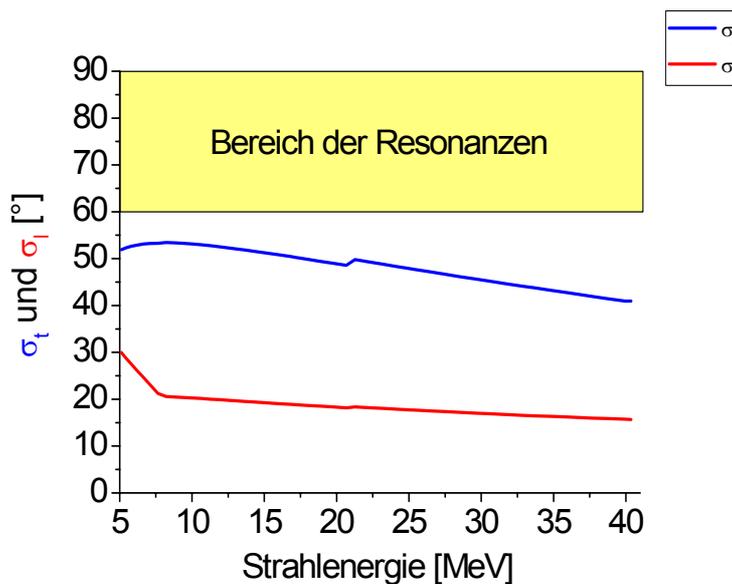


Abbildung 5.5: Die transversalen und longitudinalen Stromphasenvorschübe des DTL als Funktion der Strahlenergie. Der kritische Bereich der Resonanzanregung ist gelb markiert.

Sowohl die Nullstrom- als auch die Stromphasenvorschübe sind im ganzen DTL außerhalb des Resonanzanregungsbereichs der Smooth Approximation Theorie nach Kapitel 2.5 und nehmen mit zunehmender Teilchenenergie linear ab. Im Niedrigenergiebereich ist die externe Fokussierkraft am größten, weil dort die Raumladungs- und die HF-Defokussiereffekte besonders dominant sind. Die Fokussierunterdrückungen aus Abbildung 5.5 bestätigt das. Nur bei Energien zwischen 5 und 10 MeV macht sich die Raumladung des Strahls bemerkbar und dort vor allem in der longitudinalen Ebene. Hier steigt die Fokussierunterdrückung von ≈ 0.9 auf ≈ 0.8 , um dann wieder langsam abzufallen, bedingt durch den Energiegewinn des Strahls. Transversal fällt die Fokussierunterdrückung von ≈ 0.9 auf ≈ 0.96 . Die Aperturvergrößerung bei 21

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

MeV verkleinert zusätzlich die Fokussierunterdrückung. Somit ist nachgewiesen, dass der DTL-Entwurf komplett in der emittanzdominierten Region liegt. Ferner wurde der Nachweis erbracht, dass die Smooth Approximation Theorie aus Kapitel 2.2 ihre Gültigkeit behält.

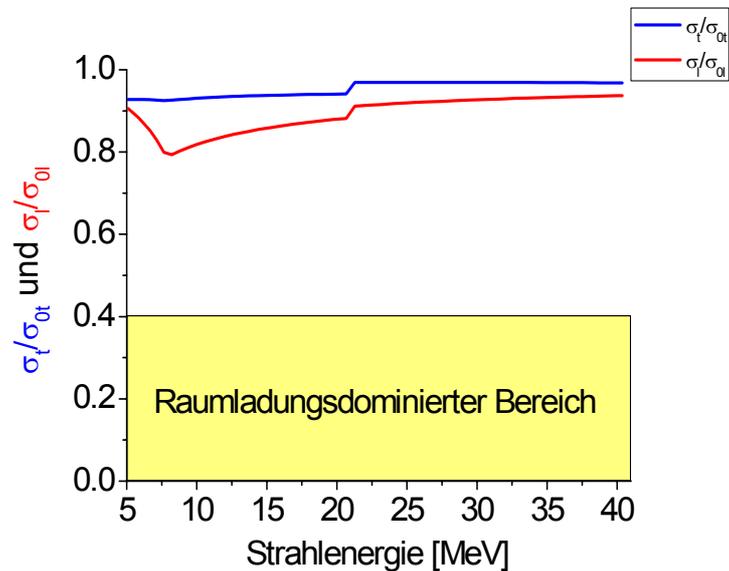


Abbildung 5.6: Die transversale und longitudinale Fokussierunterdrückung des DTL als Funktion der Strahlenergie. Der raumladungsdominierte Bereich ist gelb markiert.

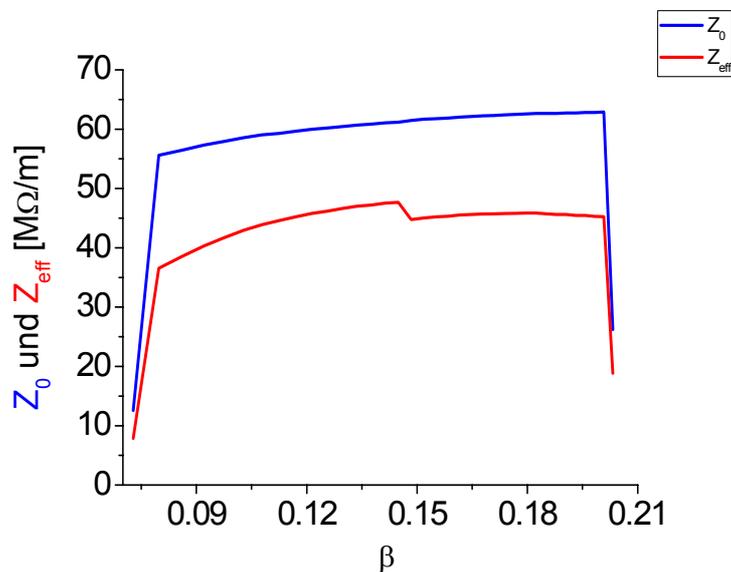


Abbildung 5.7: Die Shuntimpedanz Z_0 und effektive Shuntimpedanz Z_{eff} des DTL als Funktion von β .

Die Abbildung 5.7 vergleicht die Shuntimpedanz und die effektive entlang des DTL. Man erkennt den leichten Abfall zum Niedrigbetabereich hin, welcher durch das vermehrte Eindringen des elektrischen Feldes in die zu kurz werdenden Driftröhren herührt. Infolgedessen verringert sich auch der Laufzeitfaktor (Vergleiche Kapitel 3.2). Die starke Abfall der Shuntimpedanzen am Anfang und Ende des DTL kommt durch die Berücksichtigung der Tankendwände, die die Shuntimpedanzen um jeweils $\approx 1/3$

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

reduzieren. Die Verringerung von Z_{eff} in der Mitte des DTL rührt von der Vergrößerung der Apertur von 1.5 auf 2.0 cm her.

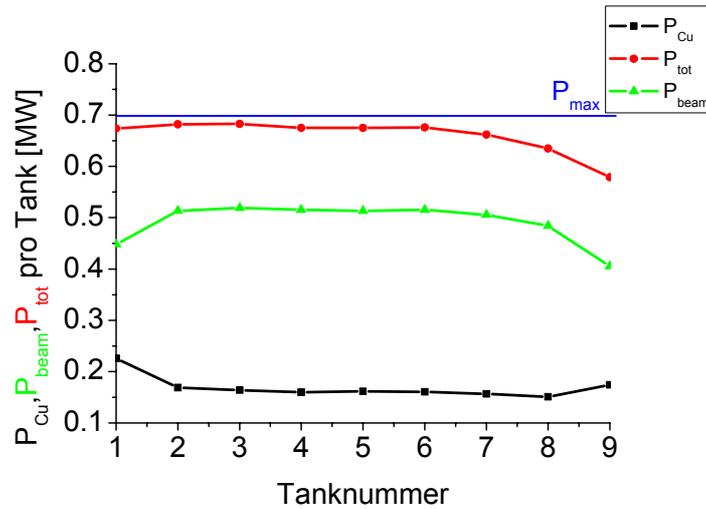


Abbildung 5.8: Die Strukturverlustleistung P_{Cu} , die Strahlleistung P_{beam} und die totale HF-Verlustleistung P_{tot} pro Tank des DTL. Die maximal erlaubte totale HF-Leistung pro Tank ist die blaue Linie.

Die Abbildung 5.8 gibt HF-Leistung des DTL pro Tankmodul als Funktion der Tanknummer wieder. Die totale HF-Leistung pro Modul, die die Summe aus der Strukturverlustleistung und Strahlaufladung ist, darf nicht mehr als 0.70 MW betragen, weil die HF-Verstärker (175 MHz Diacrode von Thomson) nicht mehr Stahlleistung liefern können [IFM02]. Die Abbildung bestätigt, dass der DTL-Entwurf aus Tabelle 5.2 sich an diese Vorgabe hält.

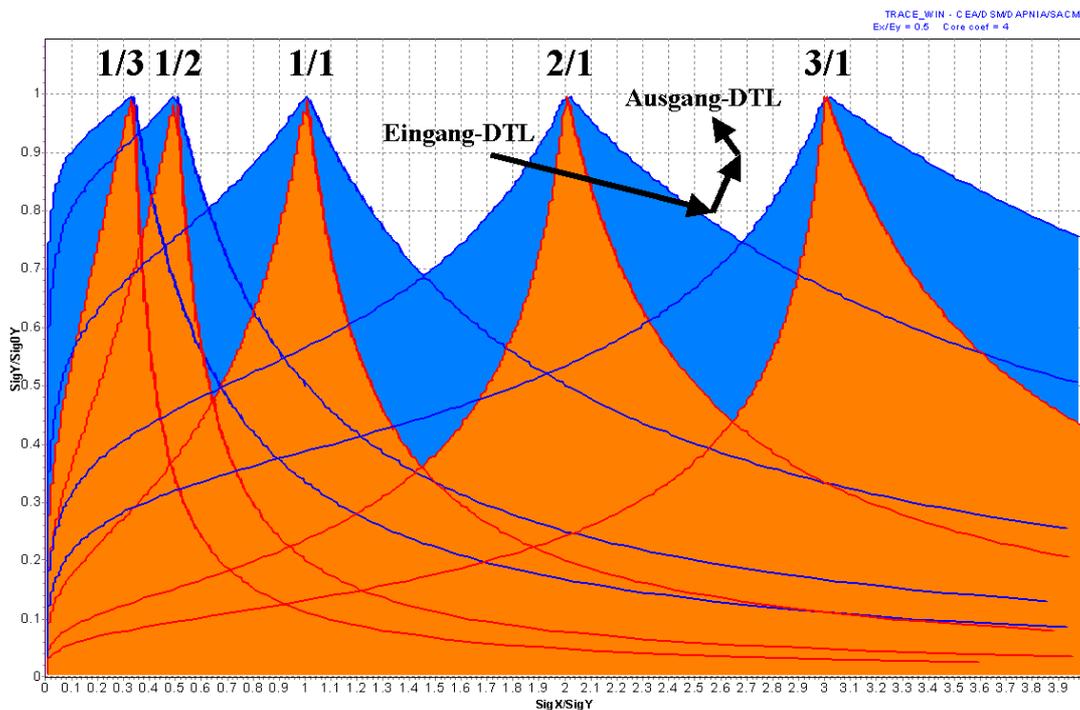


Abbildung 5.9: Hofmann-Lagniel-Diagramm des Alvarez-DTL aus Tabelle 5.2. Die schwarzen Pfeile geben den Verlauf des Arbeitspunktes entlang des DTL wieder.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Zum Ende dieses Abschnitts zeigt Abbildung 5.9 das Hofmann-Lagniel-Diagramm, berechnet nach der Methode aus Kapitel 2.5, des DTL aus Tabelle 5.2. Nur im Strahlanpassungsbereich, in der die Sollphase innerhalb der ersten 20 Zellen von -50° auf -35° abfällt (vergleiche Abbildung 5.3 und 5.5) sieht man, wie der Arbeitspunkt sehr rasch die 2/1-Kopplungsresonanz durchläuft, zwischen Zelle 6 und 8 diese bereits passiert, um ab Zelle 9 bis zur Endzelle 127 sich vollständig im resonanzfreien Bereich zu bewegen. Ein Emittanzwachstum durch Anregung von Kopplungsresonanzen, die einen Energieaustausch zwischen den einzelnen Ebenen hervorrufen können, ist somit nur in 3 Zellen des DTL gegeben, nämlich in Zelle 6,7 und 8 des Strahlanpassungsbereichs. Dies sollte aber unkritisch sein, da die Instabilität sehr schnell durchlaufen wird und später keine weitere Annäherung an die 2/1-Resonanz mehr stattfindet. Auch die nächst höhere 3/1-Resonanz ist unkritisch, da der Arbeitspunkt sich ihr nur minimal nähert und im Hochenergiebereich, ab Zelle 80, sich wieder von ihr entfernt und im mittleren Bereich des resonanzfreien Gebiets in Zelle 127 endet.

5.4 Die Strahlanpassung

5.4.1 Die Strahlanpassung zwischen RFQ und Alvarez-DTL

Die Anpassung der RFQ-Ausgangsverteilung nach Abbildung 4.2 bzw. 4.3 an den Alvarez-DTL aus Kapitel 5.3 wurde durch eine zusätzliche Transportstrecke, eine sogenannte MEBT (**M**iddle **E**nergy **B**eam **T**ransport) bewerkstelligt, die zwischen dem RFQ und den DTL eingebracht wird. Dies wurde aus folgenden Gründen erwogen [IFM02] [Cra97] [Sau00]:

- Die Transportstrecke bietet die Möglichkeit, den Strahl vor der Injektion in den DTL noch einmal zu justieren und zu korrigieren.
- Sie erlaubt das Einbringen von weiteren Strahldiagnoseelementen, um die Lage und die Qualität des Strahl zu prüfen.
- Durch die Anordnung der Anpassungslinsen außerhalb der Resonatoren ist ein leichter Zugang zu den optischen Elementen gewährleistet und die Linsen können beliebig eingestellt und positioniert werden.
- Untersuchungen, auf eine externe Transportstrecke zu verzichten und den Strahl nach einer Drift von $\frac{\beta\lambda}{2}$ direkt in den Alvarez-DTL zu injizieren, führten zu einer drastischen Verschlechterung der Strahlqualität und zu Teilchenverlusten aufgrund von Strahlfehlpassungseffekten [Sau00].
- Durch die Verwendung spezieller externer magnetischer Quadrupole kann die maximale Oberflächenfeldstärke bis über 1.3 T angehoben werden, weil die Volumenbeschränkung durch die Driftgeometrie wegfällt.
- Der RFQ liefert in einer Ebene einen stark defokussierten Strahl, was im Eingangsbereich des DTL zu erheblichen Strahlfehlpassungen führt. Eine Transportstrecke kann den Strahl jeweils konvergent und im Fokus in den DTL einschließen.
- Durch die Verwendung von externen Quadrupolen, kann die Ausleuchtung der Linsen auf über 80 % angehoben werden, weil bei Beschädigung oder Aktivierung sie schnell und unproblematisch ausgewechselt werden können [Rat98].

5.4.2 Der MEBT-Entwurf

Die Strahltransportstrecke wurde nach folgenden Kriterien ausgelegt [Cra97] [IFM02]:

- Sie sollte sehr kompakt sein, um das Emittanzwachstum so klein wie möglich zu halten bei ausreichend kurzen Bunchen.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

- Größtmöglicher Aperturradius der Linsen, damit keine Teilchenverluste auftreten können und eine zu große Ausleuchtung der Linsen vermieden wird (Vermeidung von Aberrationen).
- Die maximal Oberflächenfeldstärke der externen magnetischen Quadrupole darf $B_{\max} \leq 1.3$ T nicht überschreiten.
- Die elektrische Feldstärke der Rebuncher muss kleiner als 1 mal die Spitzenfeldstärke nach dem Kilpatrickkriterium sein (Minimierung des Hochfrequenzüberschlags und Erhöhung der Zuverlässigkeit des Alvarez).
- Die Fokussieranordnung der Linsen darf die Strahldynamik nicht stören. D.h. die Fokussiergitteranordnung muss die gleiche sein wie im RFQ und nachfolgenden DTL. Der RFQ hat ein FD- und der Alvarez ein FoDo-Gitter, folglich müssen die Quadrupole ebenfalls in FoDo-Anordnung aufgestellt werden [Cra97].
- Die transversalen Phasenvorschübe pro Einheitslänge sollten im RFQ und DTL ungefähr gleich sein, also $\frac{\sigma_{0t}}{l_{RFQ}} \cong \frac{\sigma_{0t}}{l_{DTL}}$, setzt man die Zellenlängen der ein-

zelenen Beschleunigertypen ein ergibt sich, $\frac{\sigma_{0t}}{l_{RFQ}} = \frac{\sigma_{0t}}{\beta\lambda} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{0t}}{\beta\lambda} \cong \frac{\sigma_{0t}}{l_{DTL}} = \frac{\sigma_{0t}}{\beta\lambda}$, d.h.

die Nullstromphasenvorschübe des RFQ sollten annähernd nur halb so groß sein wie die des Alvarez-DTL.

- Die Transportstrecke muss in allen Ebenen eine Strahlpassung durchführen, sowohl in der transversalen als auch longitudinalen Ebene, um die Transmission des DTL in beiden Ebenen zu erhöhen. Dies ist bei hohen Raumladungskräften unbedingt notwendig.
- Die Abstände der einzelnen Elemente und deren Länge wird durch die Zellenlänge des RFQ an seinem Ende bestimmt, also mit $\frac{\beta_r \lambda}{2} \approx 6.2$ cm bei 5 MeV festgelegt.
- Maximaler Abstand zwischen Strahl und Linse, bei nicht zu großen Feldstärken.
- Die Quadrupol- und Rebuncherfeldstärken werden durch das Minimieren des Strahlfehlpassungsfaktors ("mismatch factor") M in allen drei Ebenen $x - x'$, $y - y'$ und $\Delta\varphi - \Delta W$ bestimmt. Dieser ist wie folgt definiert:

$$M = \left[1 + \frac{\Delta + \sqrt{\Delta(\Delta + 4)}}{2} \right]^{1/2} - 1. \quad (5.1)$$

mit:

$$\Delta = (\Delta\tilde{\alpha})^2 - \Delta\tilde{\beta}\Delta\tilde{\gamma} \quad (5.2)$$

$$\Delta\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}_m, \quad \Delta\tilde{\beta} = \tilde{\beta} - \tilde{\beta}_m, \quad (5.3)$$

Δ ist die mittlere Abweichung der Angepassten und unangepassten Twiss oder Courant-Snyder Parameter und die $\Delta\tilde{\alpha}$, $\Delta\tilde{\beta}$ und $\Delta\tilde{\gamma}$ sind die Differenzen der einzelnen RMS-Ellipsenparameter zwischen fehlangepasst, z.B. $\tilde{\alpha}$ und angepasst $\tilde{\alpha}_m$ [Cou58] [Sac71].

Diese bestimmen auch die RMS-Ellipsengleichung gemäß der Beziehung,

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

$$\tilde{\gamma}_m x^2 + 2\tilde{\alpha}_m x x' + \tilde{\beta}_m x'^2 = \varepsilon_m \quad (5.4)$$

für den angepassten Strahl und

$$\tilde{\gamma} x^2 + 2\tilde{\alpha} x x' + \tilde{\beta} x'^2 = \varepsilon, \quad (5.5)$$

für den fehlangepassten. Hat man einmal die Twiss-Parameter bestimmt, dann hat man auch die Enveloppen- und Divergenzenkoordinaten x bzw. x' , y , y' und $\Delta\varphi$ bzw. ΔW bestimmt.

- Das Programm TRACE3D berechnet den Mismatchfaktor nach Gleichung 5.1 anhand des Lösens der Enveloppengleichungen mit Raumladung für jedes Element in den drei Ebenen nach Gleichung 5.4 und 5.5 und minimiert diesen in der transversalen Ebene durch Variation der vier Linsenfeldstärken und in der longitudinalen durch die zwei Rebuncherfeldstärken, bis das Ergebnis gegen ein stabiles Minimum konvergiert [Cra97]. Die Werte werden dann in PARMILA übertragen und aufgrund von Viel-Teilchen-Rechnungen optimiert [Tak99].

Die obigen Designkriterien führten zu einem MEBT, der aus vier Quadrupolen besteht, die den Strahl transversal anpassen und zwei 175 MHz $\frac{\lambda}{4}$ -Rebuncher, die mit einer Sollphase von -90° betrieben werden und die longitudinale Anpassung leisten. Alle Elemente stehen in einem Abstand von $\frac{\beta\lambda}{2} = 6.2$ cm voneinander entfernt und

haben die Länge $\frac{\beta\lambda}{2} = 6.2$ cm. Diese Größe wird ausschließlich von der Endzelle des RFQ bestimmt. Die Summe der einzelnen Komponenten ergibt eine Gesamtlänge des MEBT von 0.8 m. Die Polungsfolge der Quadrupole ergab sich aus der Polarität des letzten Quadrupols des RFQ und des ersten des DTL. Als Aperturradius wurde aus teilchendynamischen Gründen auf 1.6 cm gewählt (mit der Möglichkeit auf eine Erhöhung auf 1.7 cm). Die Abbildung 5.10 illustriert das Schema einer Strahltransportstrecke für die Anpassung des RFQ an den Alvarez-DTL für IFMIF.

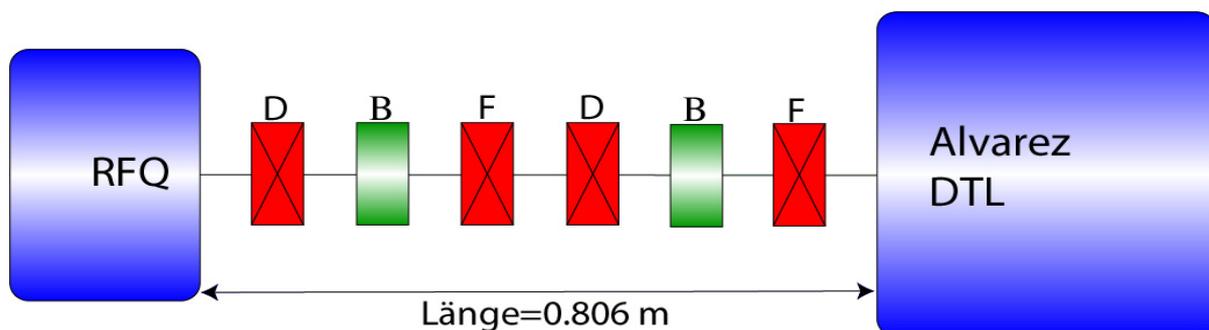


Abbildung 5.10: Schema der Transportstrecke zur Anpassung des RFQ an den Alvarez-DTL. Rot sind die vier magnetischen Quadrupole und Grün sind die zwei Rebuncher. Die Polung der Quadrupole ist ebenfalls angedeutet.

Die Abbildung 5.11 zeigt die Transportstrecke nach den Ergebnissen von TRACE3D und die Tabelle 5.3 fasst die wichtigsten MEBT Parameter noch einmal zusammen.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

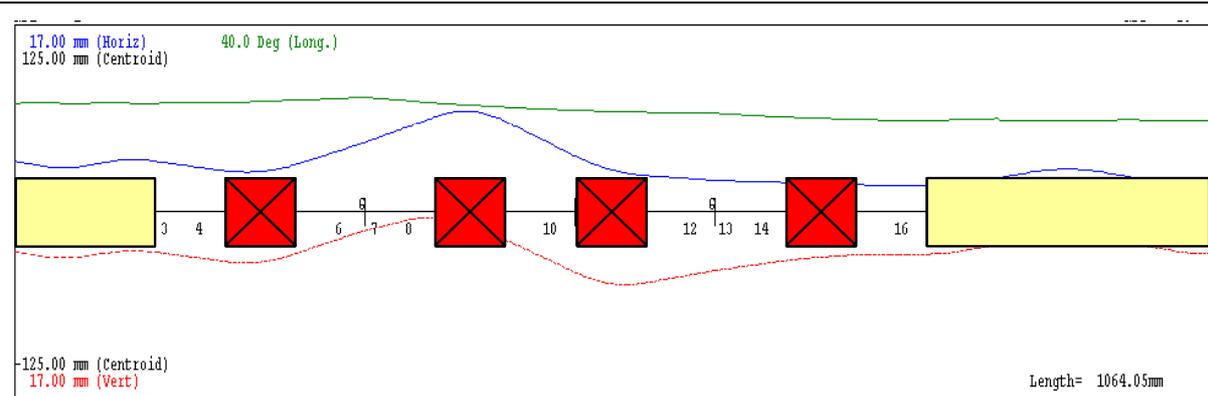


Abbildung 5.11: Strahlanpassungsstrecke zwischen RFQ und Alvarez-DTL berechnet mit TRACE3D. Die letzte Fokussierperiode des RFQ (gelb links) und die erste des DTL (gelb rechts) sind mit eingezeichnet.

Die Werte für den totalen HF-Leistungsbedarf der Buncher sind jeweils mit 30 % Regel- und Betriebsverlusten der HF-Sender berechnet. Die maximale magnetische Oberflächenfeldstärke ist im ersten Quadrupole und entspricht den geforderten ≈ 1.3 T. Die Spitzenfeldstärke des elektrischen Feldes der Rebuncher konnte kleiner als 0.5 mal der Grenzfeldstärke gehalten werden. Die Längen der einzelnen Elemente von 6.2 cm sind nach neueren Untersuchungen bautechnisch realisierbar [IFM02].

Tabelle 5.3: Elemente und Werte des MEBT für die Anpassung des RFQ an den Alvarez-DTL.

Element	L_{eff} [cm]	a [cm]	G [kG/cm]	B [T]	U_B [MV]	P_{tot} [MW]
D-Quad	6,2	1.6	-8.227	1.31		
1. $\lambda/4$ -Buncher	6.2	1.6			0.284 ($\approx 0.5 K_p$)	0.0468 (+30%)
F-Quad	6.2	1.6	7.555	1.20		
D-Quad	6.2	1.6	-7.716	1.23		
2. $\lambda/4$ -Buncher	6.2	1.6			0.142 ($\approx 0.3 K_p$)	0.0230 (+30%)
F-Quad	6.2	1.6	3.113	0.498		
L_{tot} [cm]	80.6					

5.4.3 Die Strahlanpassung zwischen den DTL-Modulen

Die Begrenzung der totalen HF-Senderleistung pro Tank auf maximal 0.7 MW führte zu einem Alvarez-DTL mit 9 separaten Tankmodulen, die jeweils von einer Diacode gespeist werden und einen Abstand von $1\beta\lambda$ aufweisen. Intensive Voruntersuchungen mit und ohne modularen Aufbau des DTL zeigten, dass die Driftstrecken zwischen den Tanks zu erhöhtem longitudinalem Emittanzwachstum und zusätzlicher Strahlfehlanpassung führten, vor allem im Hochenergiebereich, wo die Driftstrecken besonders lang sind [Sau01]. Dies ist eine Folge der hohen Raumladungskräfte des 125 mA Strahls. Infolgedessen wurde eine Strahlanpassung für die Zwischentankbereiche der letzten vier Module des DTL durchgeführt. Die transversale Anpassung des Strahls an das nachfolgende DTL-Modul wurde durch eine feine Justierung der letzten zwei und ersten beiden Quadrupole der aufeinanderfolgenden Kavitäten bewerkstelligt. Die Abbildung 5.12 illustriert den beschriebenen Sachverhalt. Die longitudinale Anpassung zwischen den Tanks wurde dahingehend berücksichtigt, dass die Sollphase des DTL um 5° auf -35° erhöht wurde, anstatt wie üblich -30° . Dies erhöht die longitudinale Akzeptanz und Fokussierkraft im ganzen DTL so weit, dass die Driftstrecken zwischen den Modulen zu keinem großen zusätzlichen longitudinalen Emittanzwachstum mehr führten [Sau02b] [Uri00].

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

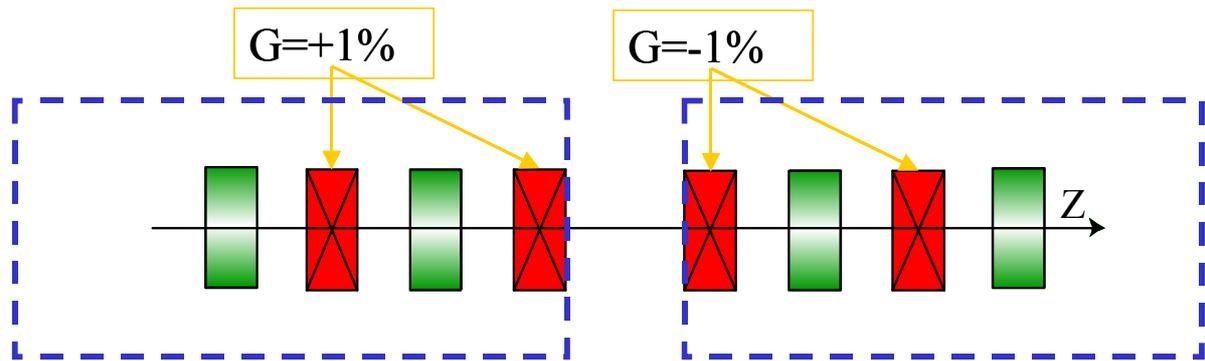


Abbildung 5.12: Prinzipskizze der transversalen Strahlanpassung zwischen den einzelnen Tankmodulen des DTL im Hochenergiebereich.

5.5 Die Strahldynamik

Die Viel-Teilchen-Simulationen wurden für erste Untersuchungen mit einer angepassten 6D-Waterbag-Verteilung mit einer normierten RMS-Eingangsemittanz von $0.035 \text{ [cm} \times \text{mrad]}$ in der transversalen Ebene und $0.07 \text{ [cm} \times \text{mrad]}$ in der longitudinalen. Dies entspricht einem gebunchten Strahl mit einem gleichverteilten ("equipartitionierten") Emittanzverhältnis von 1:2 (Vergleiche Kapitel 4) bei 5 MeV Eingangsenergie. Die Eingangsemittanzen sind etwas unterhalb der Referenzeingangsemittanzen nach Tabelle 1.2, um ein geringes Emittanzwachstum im Alvarez zuzulassen und die Fokussierstärke des Alvarez an die noch kleinere Ausgangsemittanz des RFQ anzupassen. Als erster Schritt wurde eine 6D-Waterbag-Eingangsverteilung angenommen, weil diese nach neueren Untersuchungen die größte Ähnlichkeit mit gemessenen Strahlverteilungen aufweist, auch bei Hochintensitätsstrahlen, und sie die einzige Verteilungsart ist, die realistische Ladungsdichteverteilungen reproduziert und zusätzlich noch quasi-selbstkonsistente, halbanalytische Lösungen der Vlasov- und Fokker-Planck-Gleichung erlaubt [Str84] [Hof02] [Bnd93]. Die Anpassung des Strahls an den DTL wurde mit TRACE3D gerechnet und die angepassten Courant-Snyder-Ellipsenparameter wurden in das Programm PARMILA übertragen, das die Verteilung generiert und die Viel-Teilchen-Rechnungen mit Raumladung durchführt. Für alle nachfolgenden Rechnungen des DTL wurden 50,000 Makroteilchen verwendet, um die Unsicherheitsfunktion bzw. das numerische Rauschen nach Gleichung 4.7 kleiner als $u_n \leq 0.0045$ ($u_n \leq 0.45 \text{ %}$) zu halten (entspricht einem Fehler in der Stromverlustrate $\leq 78 \text{ nA/m}$). Die Abbildung 5.13 zeigt die angepasste 6D-Waterbag-Eingangsverteilung des DTL, generiert mit PARMILA. Die Maschenweite der 2D-Raumladungsroutine wurde erhöht und die transversalen und longitudinalen Randbedingungen des Netzes der Geometrie des DTL angeglichen.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

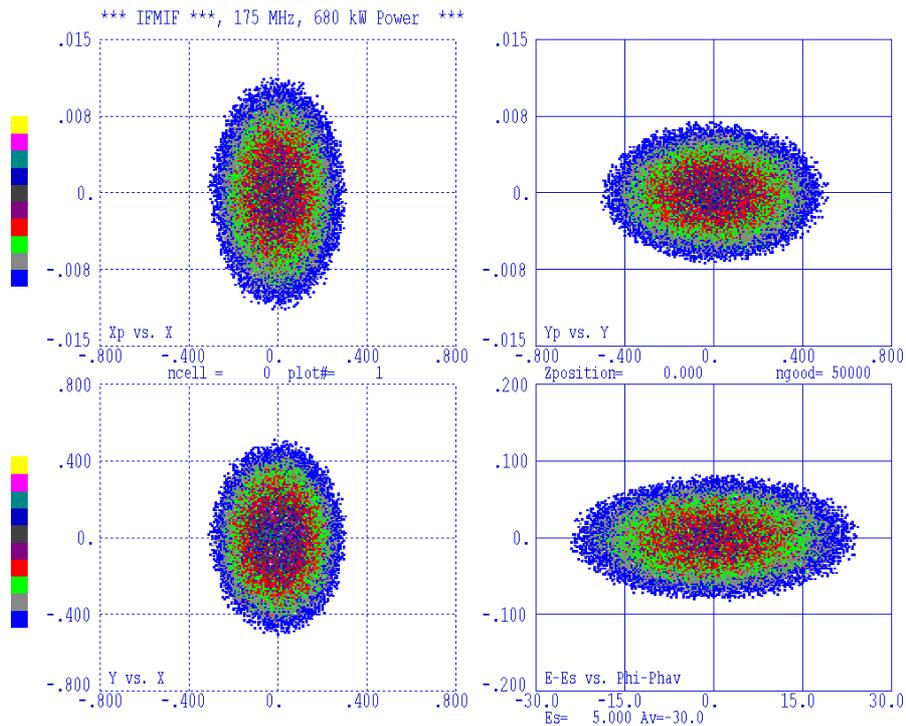


Abbildung 5.13: Angepasste 6D-Waterbag-Eingangsverteilung des Alvarez-DTL bei 5 MeV. Die $X - X'$ - bzw. $Y - Y'$ -Ebene ist links und rechts oben zu sehen. Der reale $X - Y$ -Raum ist links unten und der longitudinale $\Delta\varphi - \Delta W$ -Phasenraum rechts unten. Die verschiedenen Farben der Teilchen kennzeichnen verschiedene Zonen des Strahls.

Der Strahl ist jeweils im Fokus, symmetrisch, kompakt und hat eine Breite von ± 0.5 cm in der X-Richtung und ± 0.35 cm in der Y-Richtung. Die Divergenzbreite von beträgt ± 0.011 rad in X' und ± 0.007 rad in Y' . Longitudinal weist er eine Phasenlänge von $\pm 23^\circ$ bei einer Energieunschärfe von ± 0.08 MeV bei 5 MeV Sollenergie auf. Die Abbildung 5.14 zeigt die transversalen 100 %-Enveloppen entlang des DTL und Abbildung 5.15 die Evolution der normierten RMS-Emittanzen und schließlich Abbildung 5.16 das RMS-Emittanzwachstum entlang des DTL.

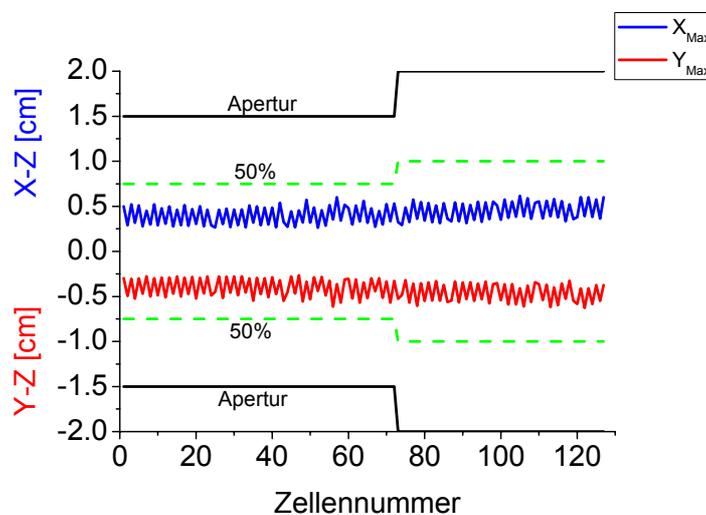


Abbildung 5.14: Angepasste transversale 100 %-Enveloppen entlang des DTL. Die 50 %-Apertur ist angedeutet.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Die Abbildung 5.14 demonstriert, dass die 100 % Enveloppen entlang des DTL die Linsen weniger als zu 50 % ausleuchten und der geforderte Aperturfaktor von 2 eingehalten wird. Dies ist entscheidend für die Sicherheit gegen Teilchenverluste und zur Minimierung von Aberrationen bedingt durch das übermäßige Ausleuchten der Linsen [Con91] [Hof02].

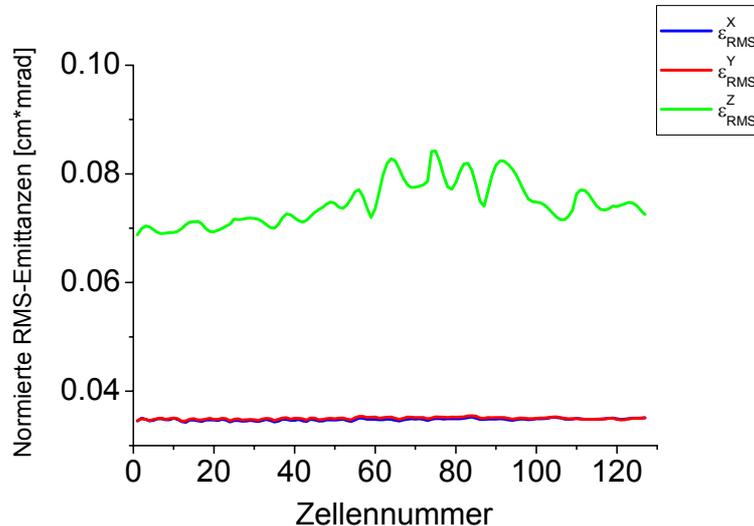


Abbildung 5.15: Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des DTL.

Während wie in Abbildung 5.15 zu sehen die transversale Strahlqualität gut ist zeigt das longitudinale Strahlverhalten hingegen größere Oszillationen und ein leichtes Anwachsen der RMS-Emittanz. Dies ist durch die im allgemeinen nichtlinearen Synchrotronschwingungen der Teilchen in der Separatrix bei Raumladung und Sollphasen kleiner als -90° zur erklären. Die Abbildung 5.16 bestätigt das auch quantitativ. Transversal haben wir ein Emittanzwachstum von 1.6 % und longitudinal von 5.4 %.

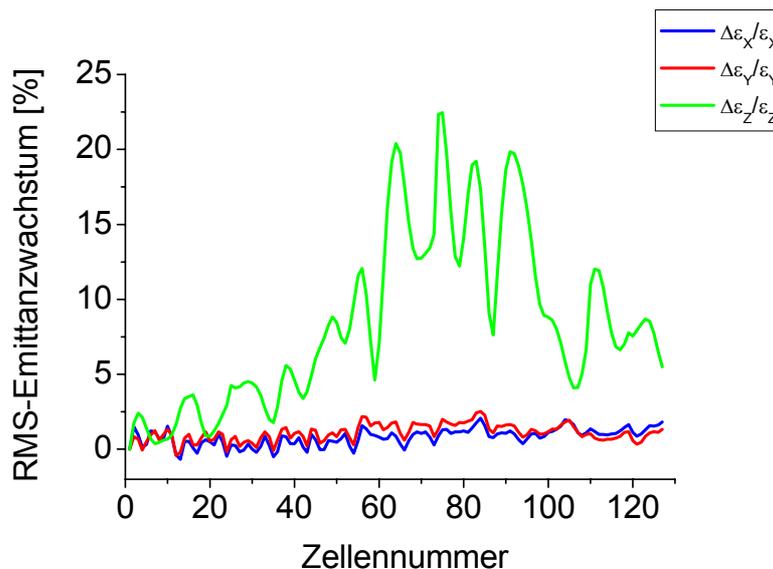


Abbildung 5.16: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum in Prozent entlang des DTL.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

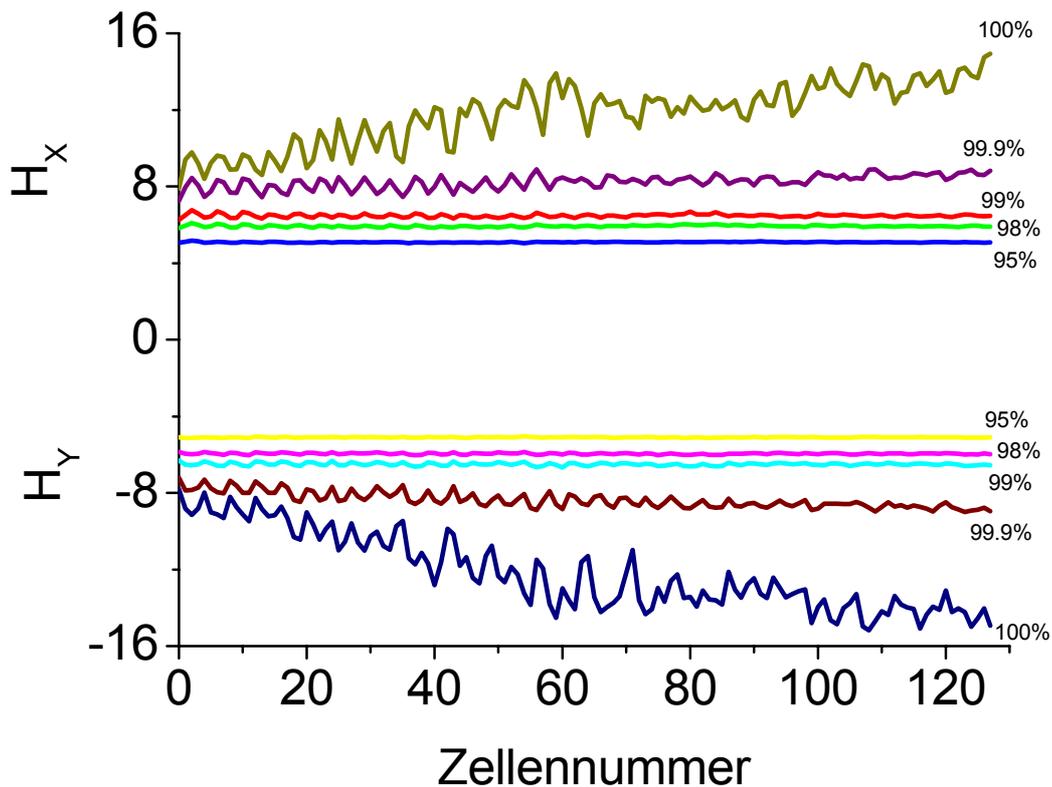


Abbildung 5.17: Transversale Halofaktoren in der X-Z- und Y-Z-Ebene entlang des DTL bei angepasster Eingangsverteilung. Die 100 %, 99.9 %, 99 %, 98 % und 95 % Werte sind jeweils dargestellt.

Abbildung 5.17 illustriert den Verlauf der transversalen Halofaktoren entlang des DTL. Der Halofaktor ist das Verhältnis der normierten effektiven 100 %-Randemittanz zur normierten RMS-Emittanz in der jeweiligen Ebene also

$$H_t = \frac{\varepsilon_{eff,t}^N (100 \cdot \%)}{\varepsilon_{RMS,t}^N}. \quad (5.6)$$

Werte von H_t nach Gleichung 5.6 größer als $H_t \geq 10-12$ werden in der Literatur als Halo oder Strahlkranz bezeichnet und Werte mit $H_t \leq 10-12$ als Strahlkern [Wan98] [Bon98] [Ger02] [Bnd94]. Dieser entspricht im Regelfall der 95 %-Randemittanz. Das Prinzip der Haloformierung beruht auf der resonanten Interaktion zwischen den Strahlteilchen und dem Strahlkern der aufgrund von Fehlanpassungen oszilliert. In dem Teilchen-Kern Modell der Atmungsmode entsteht ein Halo durch den Austausch von freier Energie von dem Strahlkern zu den Randteilchen des Strahls und umgekehrt [Jam94] [Bnd93] [Wan98]. Somit sind nach Abbildung 5.17 99.9 % Teilchen innerhalb des 10-RMS-Emittanz-Bereichs und nur ein dünner Halo mit weniger als 0.1 % der Teilchen ist im Endbereich des DTL sichtbar. Der 100 %-Halofaktor steigt annähernd linear von seinem Anfangswert 8 (bedingt durch die 6D-Waterbag-Eingangsverteilung) auf den maximalen Endwert von 14.9.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

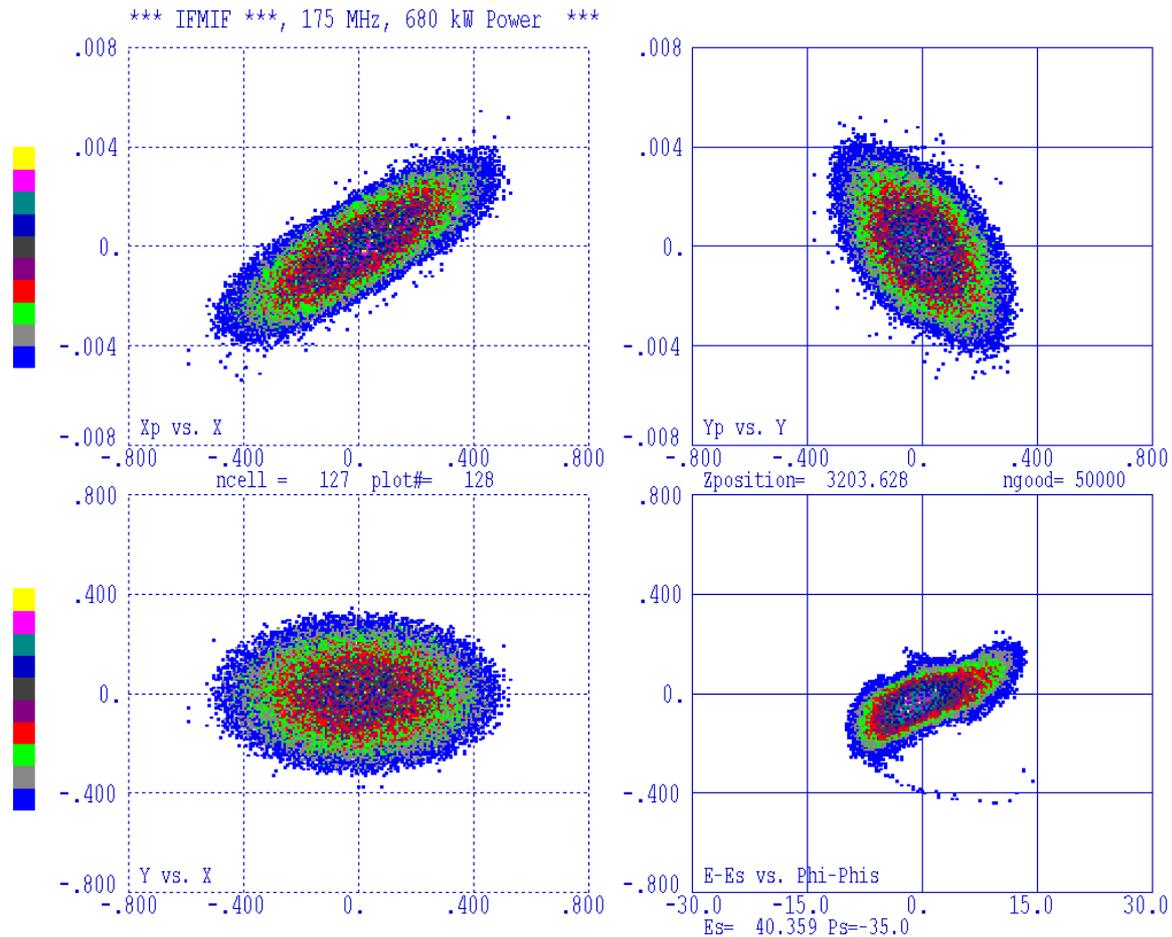


Abbildung 5.18: Ausgangsverteilung des DTL bei 40.3 MeV und angepasster Eingangsverteilung.

Die Abbildung 5.18 zeigt die Ausgangsverteilung des DTL bei 40.3 MeV und angepasstem Eingangsstrahl. Der Strahl ist durch nichtlineare Raumladungseffekte leicht ausgefranst worden (blauer Bereich). Er ist transversal kompakt und symmetrisch und die Strahlkernbereiche sind homogen mit elliptischer Form (farbiger Bereich). In der X-X'-Ebene ist er divergent und in der Y-Y'-Ebene konvergent. Dies kommt durch die Verwendung eines halben Quadrupols in der letzten Zelle des Alvarez, damit der Quadrupol vollständig innerhalb der Tankendwand untergebracht werden kann. Longitudinal hat er eine Golschlägerform ("golf club shape") bekommen, die typisch für die Einwirkung von Beschleunigungseffekten auf die Separatrix ist [Lap99]. Er hat eine geometrische Breite von ± 0.55 cm in X und ± 0.4 cm in Y, bei einem Divergenzwinkel von ± 0.0045 rad in X' bzw. Y'. Longitudinal hat er eine Phasenlänge von $\pm 14^\circ$ mit einer Energienunschärfe von ± 0.22 MeV bei 40.3 MeV Ausgangsenergie. Seine normierten RMS-Ausgangsemittanzen sind 0.035 [cm×mrad] transversal und 0.072 [cm×mrad] longitudinal und sind somit kleiner als die geforderte Referenzausgangsemittanz. Die Tabelle 5.4 fasst die wichtigsten Strahlparameter nochmals zusammen.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Tabelle 5.4: Strahlparameter des DTL bei angepasster Eingangsverteilung.

Strahlparameter	Werte	Einheiten
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{trans}}^n$	0.034 / 0.035	cm×mrad
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{long}}^n$	0.068 / 0.072	cm×mrad
Transversales Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{trans}}/\varepsilon_{\text{trans}}$	1.6	%
Longitudinales Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{long}}/\varepsilon_{\text{long}}$	5.4	%
Minimaler Aperturfaktor c_{ap}	2.1	
Transmission Tr	100	%
Strahlstrom I_{rf}	125	mA
Anzahl der Makroteilchen n	50,000	
Eingangsverteilung	6D-Waterbag	angepasst

5.5.1 Der fehlangepasste Strahl

Vor dem Alvarez-DTL ist eine Ionenquelle und ein RFQ-Vorbeschleuniger. Beide Komponenten weisen während des Betriebs Schwankungen in ihren Ausgangsemittanzen auf. Diese Emittanzfluktuationen breiten sich entlang des Injektors aus und gelangen folglich auch zum DTL. Um das Strahlverhalten und die Empfindlichkeit des DTL bei Auftreten dieser unvermeidbaren Fehler im Betrieb eines Injektors zu simulieren, wurde eine stark fehlangepasste 6D-Waterbag-Eingangsverteilung mit gleichzeitig jeweils 20 % vergrößerten Eingangsemittanzen bzw. Strahlflächen in allen Ebenen des Phasenraums in den DTL injiziert ($\varepsilon_x^{\text{RMS}} = +20\%$, $\varepsilon_y^{\text{RMS}} = +20\%$ und $\varepsilon_z^{\text{RMS}} = +20\%$), bei unveränderten, angepassten Ellipsenparametern oder Courant-Synder-Parametern [Par99] [Uri00] [Bon98] [Cou58] [Dei98b]. Die Abbildung 5.19 zeigt die transversalen 100 %-Enveloppen, Abbildung 5.20 den Verlauf der RMS-Emittanzen, Abbildung 5.21 das RMS-Emittanzwachstum und Abbildung 5.22 die transversalen Halofaktoren entlang des DTL.

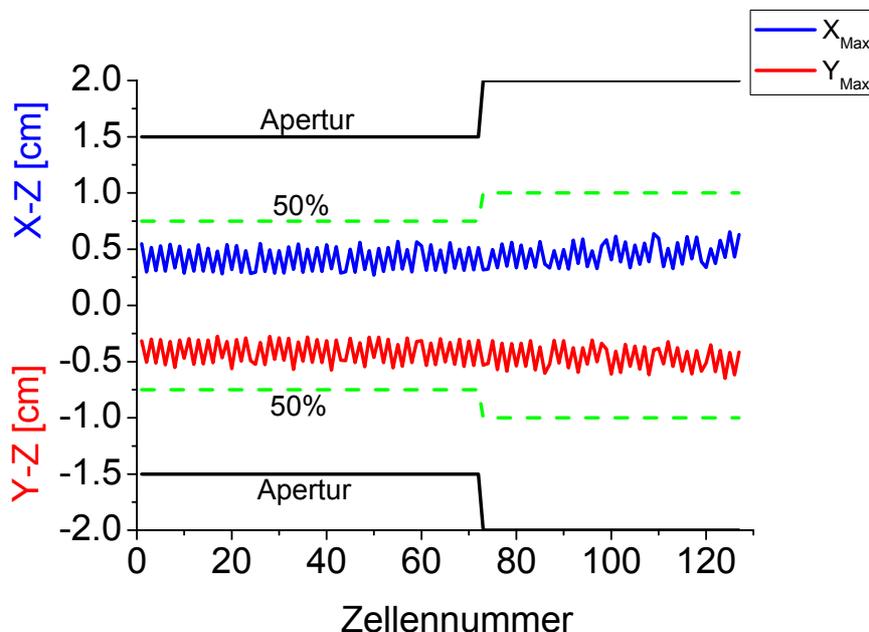


Abbildung 5.19: Fehlangepasste transversale 100 %-Enveloppen entlang des DTL. Die 50 %-Apertur ist angedeutet.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Abbildung 5.19 zeigt, dass trotz des um 20 % vergrößerten Strahls der Alvarez-DTL immer noch einen Aperturfaktor von größer als 2 aufweist.

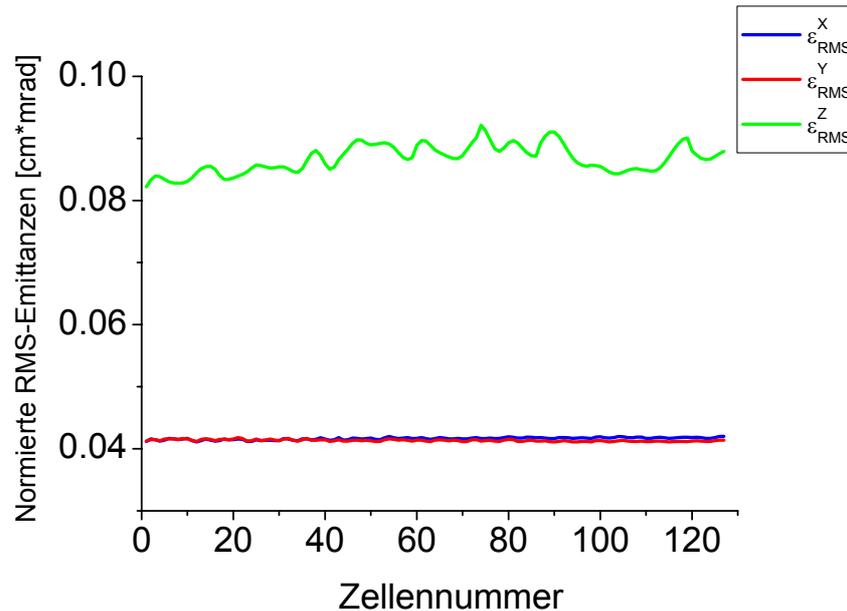


Abbildung 5.20: Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des DTL bei fehlangepasster Eingangsverteilung.

Neben den Enveloppen zeigt der Verlauf der RMS-Emittanzen entlang des DTL nach Abbildung 5.20 keine Instabilitäten oder chaotisches Verhalten, sowohl transversal als auch longitudinal. Das RMS-Emittanzwachstum von Abbildung 5.21 bestätigt das auch quantitativ. Trotz der starken Fehlanpassung stellt man kein übermäßig erhöhtes Emittanzwachstum fest. Transversal ist es 1.3 % und longitudinal 6.9 %.

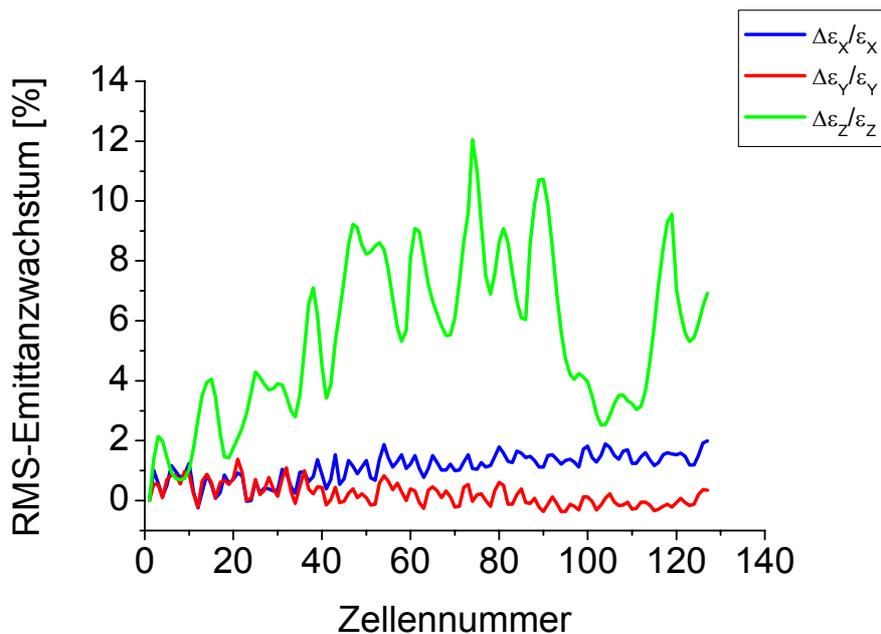


Abbildung 5.21: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum in Prozent entlang des DTL bei fehlangepasster Eingangsverteilung.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

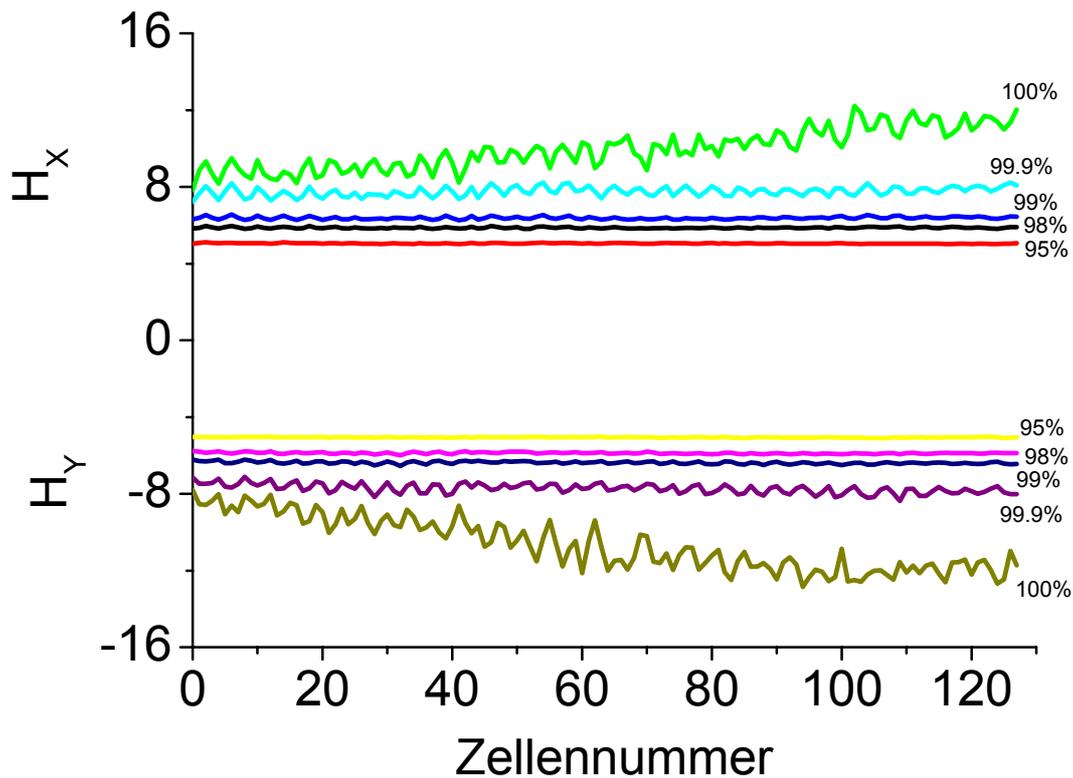


Abbildung 5.22: Transversale Halofaktoren in der X-Z- und Y-Z-Ebene entlang des DTL bei fehlangepasster Eingangsverteilung. Die 100 %, 99.9 %, 99 %, 98 % und 95 % Werte sind jeweils dargestellt.

Die transversalen Halofaktoren weisen keine zusätzliche Haloformierung auf. Das Verhältnis von Randemittanz zur RMS-Emittanz wird für weniger als 0.1 % der Randteilchen größer als 10-mal-RMS. Die Dichte und die Amplitude des Halos hat sich gegenüber Abbildung 5.17 nicht vergrößert. Der 100 % Halofaktor wächst von einem Startwert 8 (6D-Waterbag) ziemlich gleichmäßig auf einen maximalen Wert von 12 am Ende des Alvarez. Die Abbildung 5.23 schließlich zeigt die Ausgangsverteilung des DTL bei Strahlfehlanspassung. Es gibt kaum augenfällige Veränderungen des Strahlprofils gegenüber des nominellen Falls. Der Strahl ist weiterhin kompakt, symmetrisch und ohne großen Halo. Nur in der longitudinalen Ebene ist eine leichte zusätzliche Filamentierung zu erkennen. Die geometrische Breite des Strahls ist mit ± 0.6 cm in der X-Richtung und ± 0.4 cm in der Y-Richtung weit von seiner Apertur von 2 cm entfernt. Die Phasenlänge und Energieunschärfe sind gegenüber dem angepassten Fall kaum verändert. Seine Phasenbreite beträgt $\pm 14^\circ$ und seine Energieunschärfe ± 0.25 MeV bei 40.3 MeV Sollenergie. Die Golschlägerform ist ebenfalls wieder zu erkennen bei einer RMS-Ausgangsemittanz von 0.0879 [cm \times mrاد]. Transversal beträgt sie 0.0415 [cm \times mrاد].

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

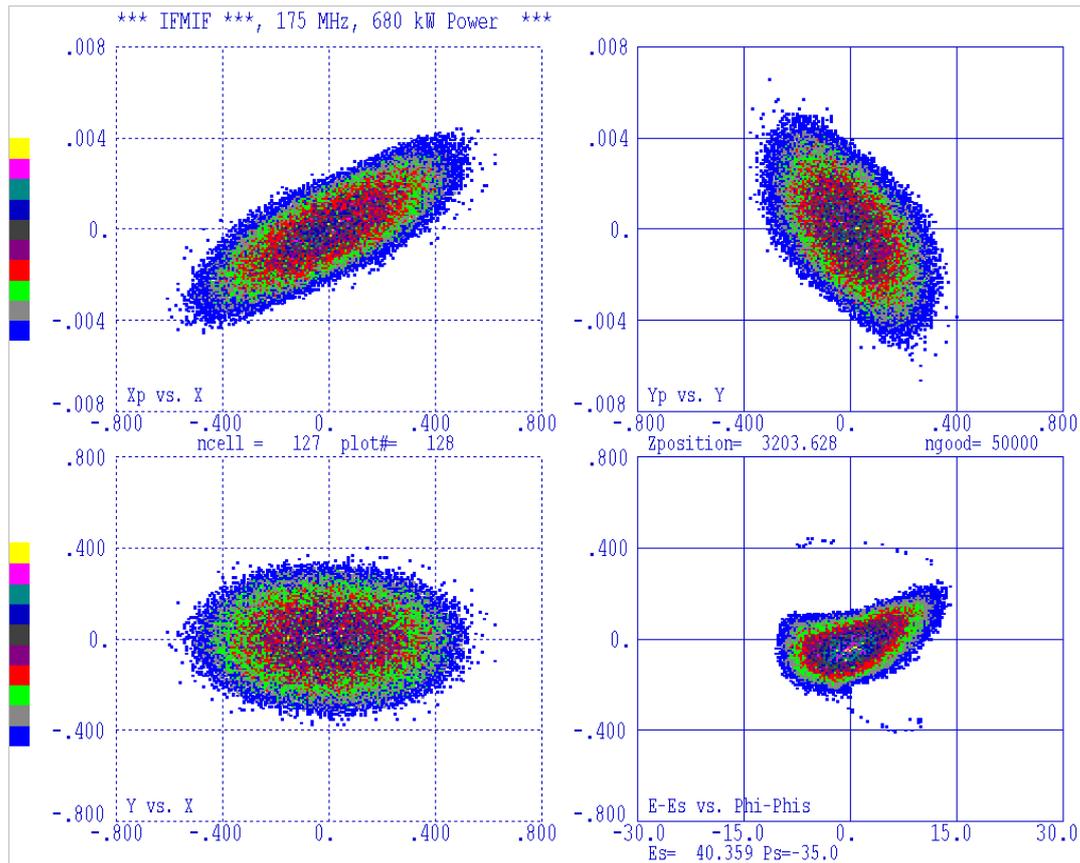


Abbildung 5.23: Ausgangsverteilung des DTL bei 40.3 MeV und fehlangepasstem Eingangsstrahl.

Neben der Vergrößerung der Strahlfläche bei weiterhin angepassten Twiss-Parametern wurden auch Rechnungen mit unveränderter Strahlfläche aber mit um 20 % vergrößertem Strahlradius x unternommen. Anhand der Beziehung $x = \sqrt{\varepsilon \cdot \tilde{\beta}}$ muss man, um den Strahlradius x um 20 % zu erhöhen, den Twiss-Parameter $\tilde{\beta}$ bei konstanter Emittanz ε um 1.2^2 also 1.44 erhöhen [Par99]. Diese Rechnungen zeigten einen noch geringeren Einfluss auf die Teilchendynamik und werden infolgedessen hier nicht aufgeführt.

5.5.2 Die Fehlertoleranzen

Ein Alvarez-DTL im Betrieb hat durch Fehler in der Herstellung, thermische Verformungen, Fluktuationen in der Spannungsversorgung und in der HF-Leistung und mechanische Deformierungen, bedingt durch schwankende Vakuumeigenschaften, nie exakt die nominellen Einstellungen, für die sie im teilchendynamischen Entwurf ausgelegt waren. Um eine wirklichkeitsnahe Betriebssituation eines DTL realistisch simulieren zu können, hat man die Möglichkeit gewisse Standardfehler, wie sie auch im Betrieb eines Alvarez-DTL festgestellt wurden, in einem Programm wie PARMILA zu simulieren. Dies geschieht dahingehend, dass ein Zufallszahlengenerator die nominellen Werte z.B. der magnetischen Quadrupolgradienten, die Phase und Beschleunigungsamplitude und Versetzungen bzw. Verdrehungen der Quadrupole in den Driftröhren in jeder Zelle innerhalb vorgegebener Grenzenintervalle variiert [Tak98]. Der Zufallszahlengenerator verleiht den Fehlern einen statistischen Charakter und infolgedessen wird diese Art von Fehlerstudie auch statische Fehler genannt

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

[Par99] [Dei98a]. Dies soll im folgenden für den Alvarez-DTL aus Tabelle 5.2 durchgeführt werden. Als Standardfehlergrenzen für eine betriebsnahe Fehleranalyse eines Alvarez-DTL sind folgende Werte in der Beschleunigerphysik allgemein akzeptiert [Par99] [IFM02]:

- 1) Versetzungen der Quadrupole von ± 0.1 mm innerhalb der Driftröhren in X- bzw. Y-Richtung.
- 2) Verdrehungen der Quadrupole um $\pm 1^\circ$ in allen drei Raumrichtungen X, Y und Z.
- 3) Variationen der HF-Phase und HF-Beschleunigungsamplitude um $\pm 1^\circ$ bzw. ± 1 %.
- 4) Schwankungen der Quadrupolgradienten um jeweils ± 1 %.
- 5) Variation in der Flachheit ("flatness") des HF-Feldes innerhalb des Tankmoduls um ± 1 %.

Die Hauptkriterien für die Fehlerstudie war, dass trotz der statistischen Fluktuationen der Strahl die Linse nicht mehr als bis zu 60 % ausleuchten darf, d.h. der transversale Aperturfaktor darf nicht kleiner werden als $c_{ap} \geq 1.66$, um einerseits noch genügend Abstand zu den Driftröhrenwänden zu haben und andererseits um Aberrationen zu minimieren. Es durften generell keine Teilchen verloren gehen, um einer Aktivierung des Beschleunigers vorzubeugen. Es wurden immer 50,000 Makroteilchen verwendet. Diese Untersuchungen sind keine detaillierte Toleranzstudie, die jeden Fehler einzeln betrachtet und einen Parameter langsam so lange erhöht, bis gewisse Kriterien erfüllt sind wie z.B. Transmission, Emittanzwachstum oder maximaler Strahlradius [Uri00]. Hier werden lediglich exemplarisch kombinierte Fehler betrachtet und zwar:

- a.) die HF-Fehler des Senders pro Tank ($\pm 1^\circ$ in der Phase, ± 1 % in der Amplitude und ± 1 % in der Feldflachheit).
- b.) die Quadrupolfehler (jeweils ± 0.1 mm Versetzung in X- bzw. Y-Richtung, Verdrehungen um $\pm 1^\circ$ in den drei Raumrichtungen X,Y und Z und einen Quadrupolgradientenfehler von ± 1 %).
- c.) die Einflüsse von Randfeldern bis 3-ter Ordnung und Multipole bis 5-ter Ordnung
- d.) eine gleichzeitige Anwendung aller oben aufgezählten Fehler um die Stabilität des DTL-Entwurfs unter Betriebsbedingungen zu testen.

Der Fall d.) ist der interessanteste und der wichtigste Fall und wird in aller Ausführlichkeit dargestellt werden. Die nachfolgenden Simulationen stellen jeweils den gleichen DTL dar, allerdings mit den statistisch verteilten Fehlern behaftet [Par99] [Dei98a].

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

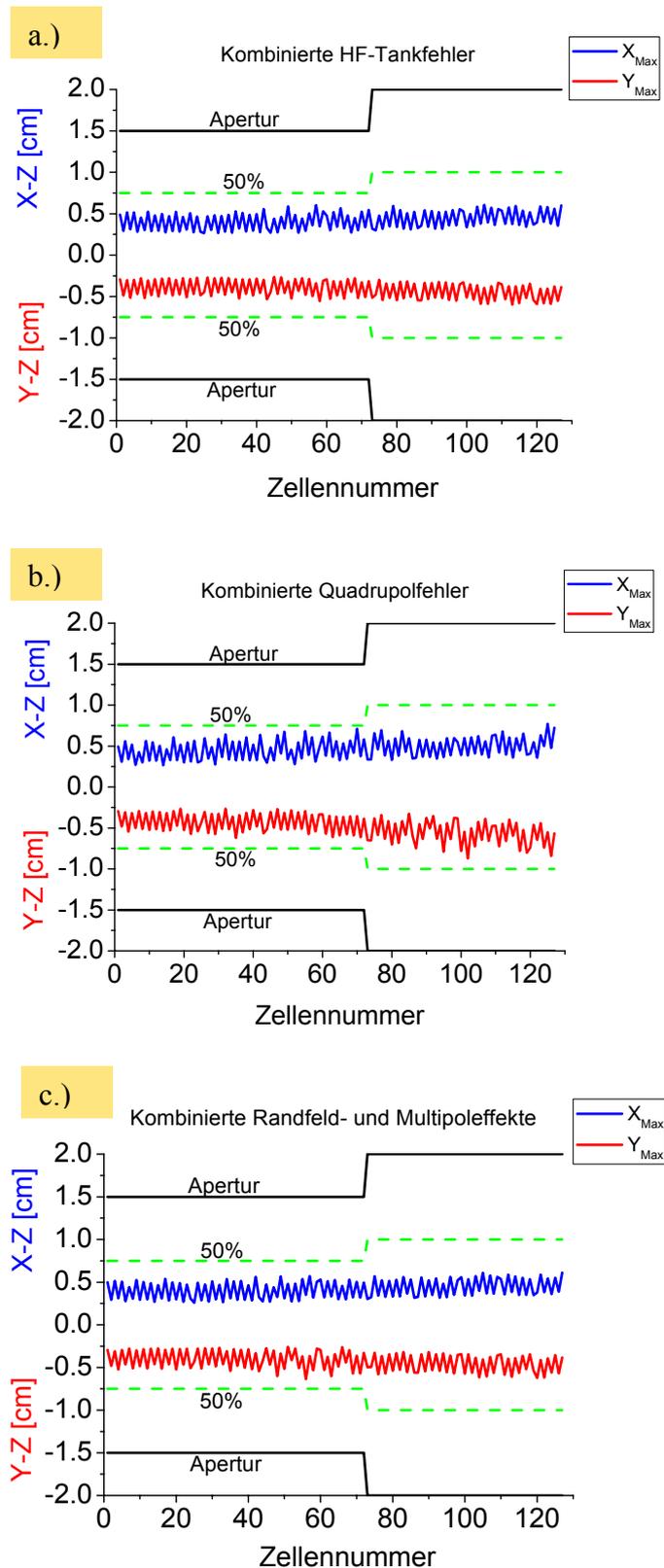


Abbildung 5.24: Die transversalen 100 %-Enveloppen entlang des DTL für die Fälle a.) HF-Fehler pro Tank, b.) Quadrupolfehler in jeder Zelle und c.) Randfeld- und Multipoleffekte aller Linsen. Die 50 %-Apertur ist mit eingezeichnet.

Die Abbildung 5.24 vergleicht den Einfluss der Fälle a.) bis c.) kombinierter statistischer Fehler auf die Strahldynamik des DTL. Bei allen Fällen ist die transversale 100 %-Envelope stabil, kompakt, nichtchaotisch und unkritisch. Die Linsen werden in

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

keinem Fall zu mehr als 50 % ausgeleuchtet. Der transversale Aperturfaktor bleibt im gesamten DTL größer als 2.0. Es treten weder transversal noch longitudinale Teilchenverluste auf. Ferner lässt sich feststellen, dass die Multipol- und HF-Fehler die Strahldynamik insgesamt weniger beeinflussen als die Quadrupolfehler der Linsen. Dies kommt daher, dass in jeder Zelle des Alvarez ein magnetischer Quadrupol untergebracht ist und sich die einzelnen Fokussierfehler entlang des DTL langsam aufaddieren und zu Strahlfehlanspassungen führen. Zum Abschluss dieser groben Toleranzanalyse wird jetzt der Fall d.), gleichzeitig die Fälle a.), b.) und c.) in einer Rechnung anzunehmen, im Detail diskutiert ("worst case scenario"). Die Abbildung 5.25 zeigt die 100 % transversalen Enveloppen des DTL, die Abbildung 5.26 und 5.27 den Verlauf und das Wachstum der normierten RMS-Emittanzen und Abbildung 5.28 die transversalen Halofaktoren entlang des DTL. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Ausgangsverteilung des DTL für Fall d.).

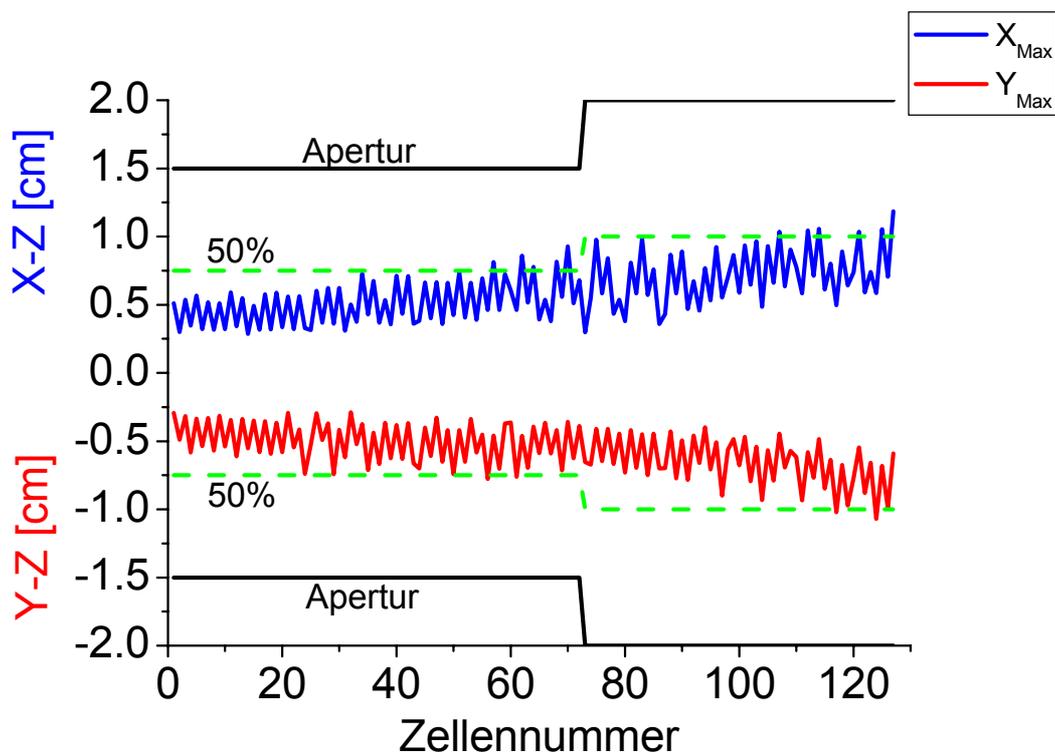


Abbildung 5.25: Transversale 100 %-Enveloppen entlang des DTL mit den kombinierten statistischen Fehlern der Fälle a.), b.) und c.) gerechnet. Die 50 %-Apertur ist angedeutet.

Die Abbildung 5.25 zeigt, dass trotz der Kombination von Quadrupol, HF-, Multipol- und Randfeldfehlern in allen Linsen und Beschleunigungsspalten die 100 %-Envelope die Apertur zu nur maximal 55 % ausfüllt. Der maximale transversale Aperturfaktor wird nie kleiner als 1.81 obwohl man eine deutliche Strahlfehlanspassung feststellt.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

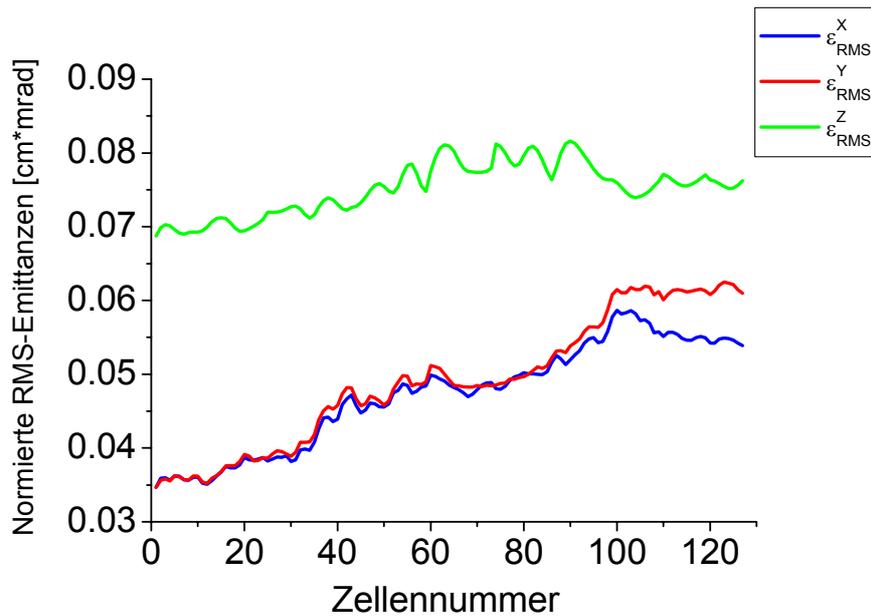


Abbildung 5.26: Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des DTL bei gleichzeitiger Berücksichtigung aller statistischen Fehler der Fälle a.), b.) und c.).

Der Evolution der normierten RMS-Emittanzen nach Abbildung 5.26 zeigt nur eine signifikante Verschlechterung der transversalen Strahlqualität, vor allem in der $Y-Y'$ -Ebene. In der longitudinalen Ebene machen sich die Toleranzen weniger bemerkbar. Das transversale Emittanzwachstum beträgt in der $X-X'$ -Ebene 55.3 % und in der $Y-Y'$ -Ebene 75.7 %. Er hat sich gegenüber des nominellen Falls um mehr als einen Faktor 40 erhöht. Der longitudinale Emittanzzuwachs beträgt 10.8 % (Vergleiche Abbildung 5.27) und ist damit gegenüber des nominellen Falls nur geringfügig gestiegen.

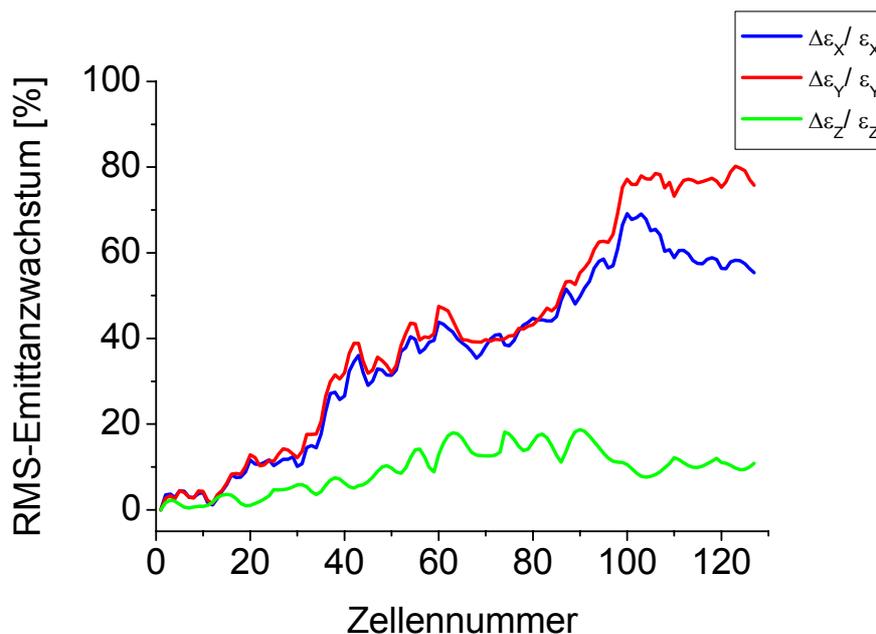


Abbildung 5.27: Relatives RMS-Emittanzwachstum in Prozent entlang des DTL bei gleichzeitiger Berücksichtigung der statistischen Fehler der Fälle a, b und c.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

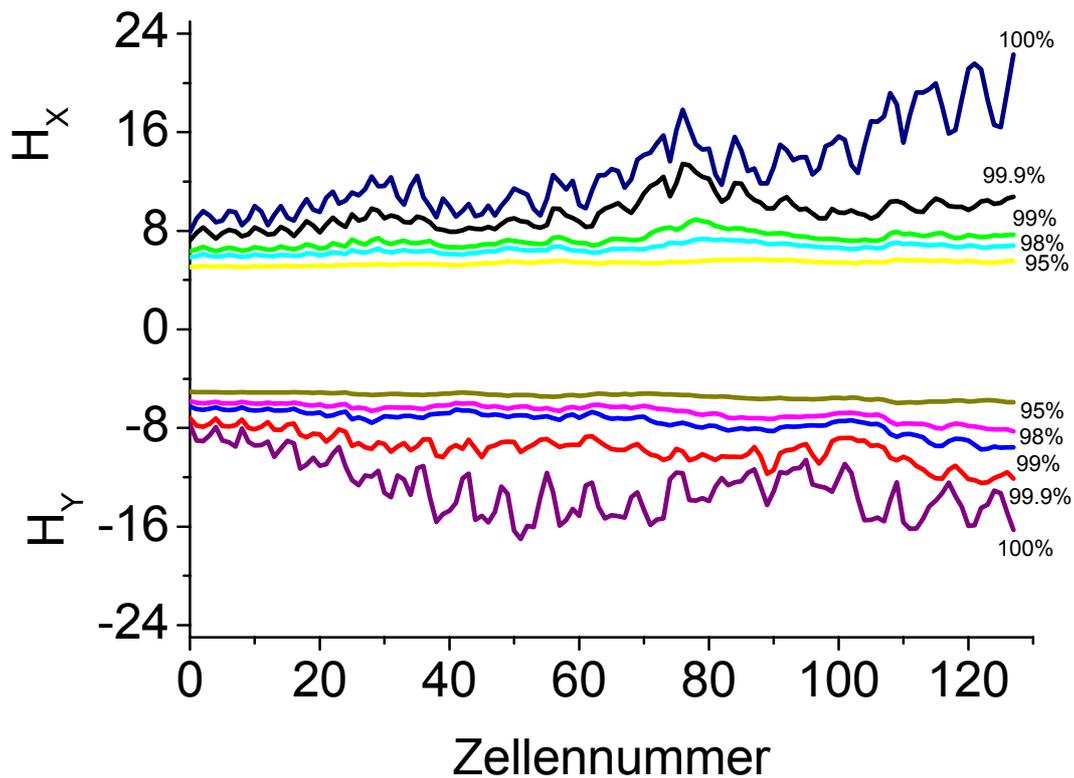


Abbildung 5.28: Transversale Halofaktoren in der X-Z- und Y-Z-Ebene entlang des DTL bei gleichzeitiger Berücksichtigung der statistischen Fehler der Fälle a.), b.) und c.). Die 100 %, 99.9 %, 99 %, 98 % und 95 % Werte sind jeweils dargestellt.

Das starke transversale Emittanzwachstum war ein erster Indikator für eine erhebliche Verschlechterung der Strahlqualität. Die Verlauf der transversalen Halofaktoren aus Abbildung 5.28 gibt uns ein detailliertes Bild von den strahlinternen Prozessen. In der vertikalen X-Richtung erfahren jetzt knapp 1 % der Randteilchen durch die Strahlfehlpassungen zusätzliche freie Energie um in den Strahlhalo zu gelangen und der 100 %-Halofaktor erreicht sein Maximum von 22 in Zelle 127. In der horizontalen Y-Richtung sind es ebenfalls knapp 1 % der Randteilchen und der 100 %-Halofaktor hat sein Maximum von 17 in Zelle 51. Trotz der erheblichen Beeinträchtigung der Strahldynamik sind immer noch über 99 % der Teilchen des Strahls unterhalb des 10-mal-RMS-Bereichs.

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

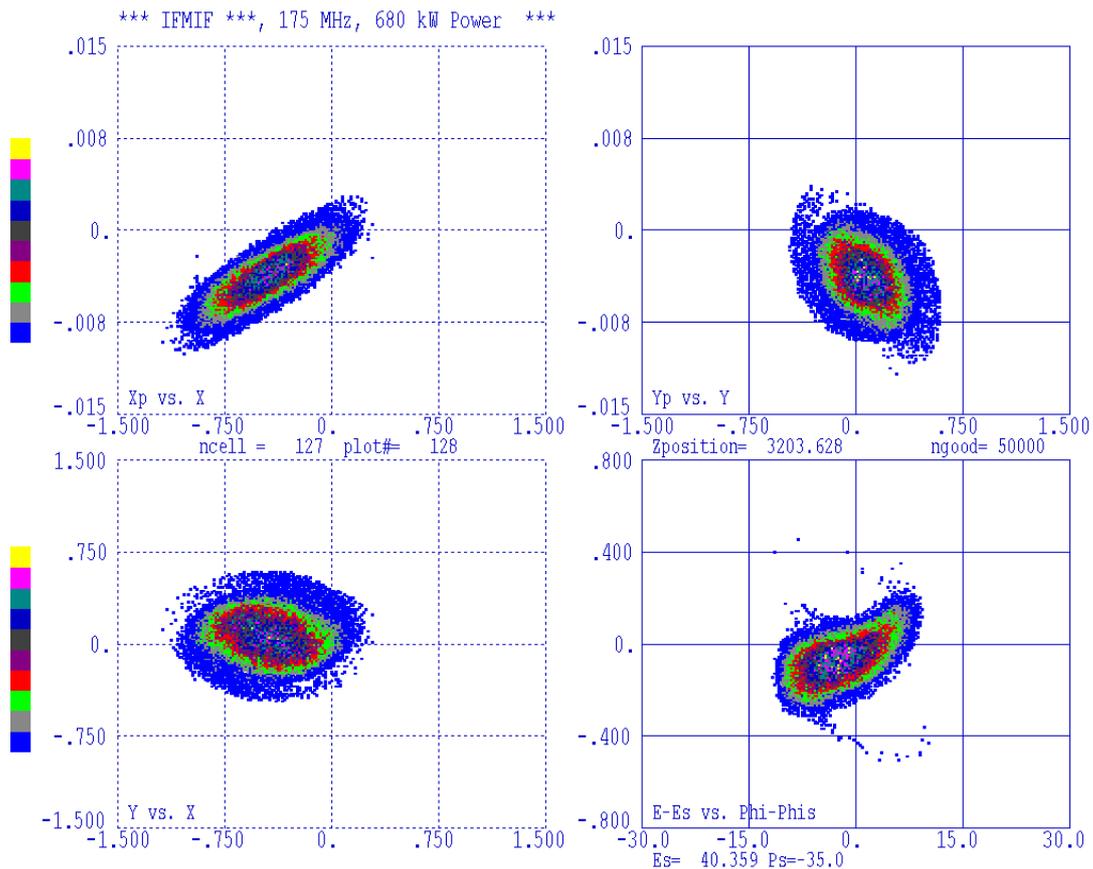


Abbildung 5.29: Ausgangsverteilung des DTL bei 40.3 MeV gerechnet mit den gleichzeitigen statistischen Fehlern der Fälle a.), b.), und c.).

Die Ausgangsverteilung des Alvarez für Fall d.) bei 40.3 MeV der Viel-Teilchen-Simulation nach Abbildung 5.29 zeigt die erheblichen Auswirkungen der kombinierten Fehler auf die einzelnen Makroteilchen des Strahlenbündels. Deutlich ist jetzt in dem transversalen Spurraum neben dem farbigen, immer noch quasielliptischen Kern ein breiterer blauer Strahlenkranz (Halo) zu sehen. In der $X-X'$ -Ebene ist der Strahl noch quasielliptisch aber um 3.5 mm von der optischen Achse nach links versetzt und 0.004 rad nach unten. Die Divergenzbreite ist ± 0.08 rad und die Strahllänge ist ± 0.8 cm. In der $Y-Y'$ -Ebene sieht man eine leichte Filamentierung des Strahls. Diese S-Form kommt durch das vermehrte Ausleuchten der Linsen zustande, die in Verbindung mit den Multipol- und Randfeldeffekten zu nichtlinearen Fokussierfehlern und Aberrationen führte. Der Strahl ist um 1.7 mm nach rechts versetzt und 0.004 rad nach unten. Er hat eine Länge von ± 0.6 cm bei einer Divergenz von ± 0.08 rad. Die reale Geometrie ist kompakt mit vergrößertem Halo und quasielliptisch. Er ist um 3.5 mm nach rechts und um 1.7 mm nach oben verschoben bei einer Länge von ± 0.8 cm und einer Breite von ± 0.6 cm. Im longitudinalen Phasenraum sind die Einflüsse nicht so augenfällig. Der Halo ist wesentlich dünner, der Strahl hat wieder seine typische Golschlägerform angenommen und eine zweite leichte Filamentierung ist erkennbar. Das Bucketzentrum er ist in der Phase um knapp 3° erniedrigt und in der Energie um ca. 0.1 MeV reduziert. Die Phasenlänge ist $\pm 13^\circ$ und die Energieunschärfe beträgt ± 0.25 MeV bei 40.3 MeV absolut. Die normierte RMS-Emittanz beträgt transversal 0.0565 [cm×mrad] und longitudinal 0.0762 [cm×mrad]. Es lässt sich konstatieren, dass trotz schwierigsten Falls die Dynamik des DTL unkri-

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

tisch, stabil und nicht chaotisch geblieben ist. Es gab keine Teilchenverluste und die Linsen wurden in keinem Fall stärker als zu maximal 55 % ausgeleuchtet. Die Tabelle 5.5 fasst die getesteten Toleranzen zusammen.

Tabelle 5.5: Überprüfte Toleranzwerte des Alvarez-DTL.

Betriebsfehler	Toleranzintervall
Transversale Quadrupolversetzung $\delta X, \delta Y$	± 0.1 mm
Transversale Quadrupolverdrehung $\delta \theta_x, \delta \theta_y$	$\pm 1^\circ$
Longitudinale Quadrupolverdrehung $\delta \theta_z$	$\pm 1^\circ$
Quadrupolgradientenfehler δG	$\pm 1\%$
HF-Phasenschwankung $\delta \phi$	$\pm 1^\circ$
HF-Amplitudenschwankung δA	$\pm 1\%$
Feldflachheit δF	$\pm 1\%$
Multipolmomente M	≤ 5 -ter Ordnung
Randfeldeffekte R	≤ 3 -ter Ordnung

5.5.3 Der Alvarez-DTL in Verbindung mit dem MEBT

In diesem letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Transportstrecke von Abschnitt 5.4.1 Tabelle 5.3 und der Alvarez-DTL von Abschnitt 5.4 Tabelle 5.2 als ganzes simuliert. Dabei wird die Ausgangsverteilung des RFQ berechnet mit PARMTEQM aus Kapitel 4 Abbildung 4.2 als Eingangsverteilung verwendet. Damit entsprechen die Berechnungen einer Simulation vom Eingang des RFQ bei 0.1 MeV bis zum Ausgang des Alvarez-DTL bei 40.3 MeV. Dies hat den Vorteil, dass die Rechnungen unabhängig von speziellen Randbedingungen der gewählten Eingangsverteilung werden, die je nach Art zu künstlichem Emittanzwachstum führen können [Str84]. Es wurden 50,000 Makroteilchen für die RFQ-Rechnung mit PARTMEQM benutzt. Die Abbildung 5.29 zeigt die Eingangsverteilung des MEBT (Ausgangsverteilung des RFQ), die Abbildung 5.30 die transversalen 100 % Enveloppen, die Abbildungen 5.31 und 5.32 den Verlauf der normierten RMS-Emittanzen und deren Wachstum entlang des MEBT und Alvarez-DTL. Die Abbildung 5.30 zeigt die RFQ-Ausgangsverteilung berechnet mit PARMTEQM, die gleichzeitig die Eingangsverteilung des MEBT bildet. Der Strahl ist symmetrisch, kompakt, quasielliptisch (farbiger Kernbereich) und ohne großen Halo und ist in der $X - X'$ -Ebene konvergent bei einem Radius von $\Delta X = \pm 0.5$ cm und hat eine Divergenz von $\Delta X' = \pm 0.015$ rad. In der komplementären $Y - Y'$ -Ebene tritt er divergent in den MEBT ein bei einem Strahlradius von $\Delta Y = \pm 0.6$ cm und einer Divergenz von $\Delta Y' = \pm 0.018$ rad. Hier macht sich die Fokussiereigenschaft des letzten Quadrupols des RFQ sichtbar. Im realen Anschauungsraum hat er eine Diamantform (Vergleiche auch Abbildung 4.4) mit einem Radius von $\Delta X = \pm 0.5$ cm und $\Delta Y = \pm 0.6$ cm. In der longitudinalen $\Delta \phi - \Delta W$ -Ebene hat er eine um 0.03 MeV erhöhte Eingangsenergie, d.h. das Bunchzentrum ist um 0.03 MeV nach oben verschoben. Die Phasenlänge beträgt $\pm 26^\circ$ bei einer Energieunschärfe von ± 0.1 MeV bei 5.0 MeV absolut. Die RMS-Emittanzen betragen 0.029 [cm×mrad] transversal und longitudinal 0.047 [cm×mrad].

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

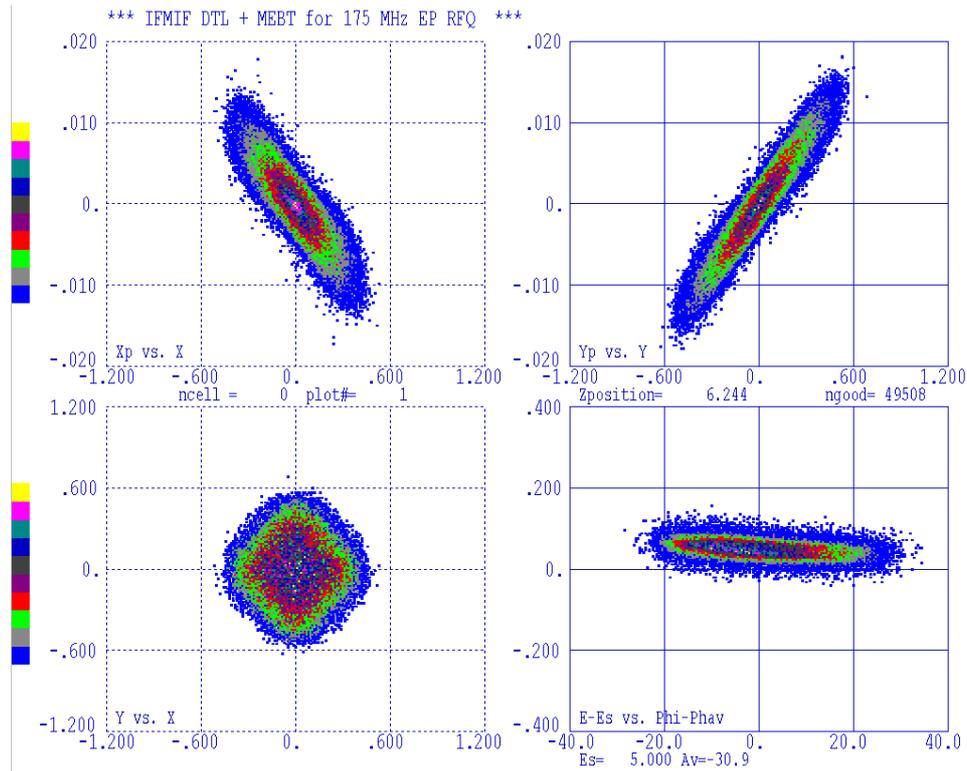


Abbildung 5.30: Eingangsverteilung des MEBT bei 5 MeV von PARMTEQM übernommen.

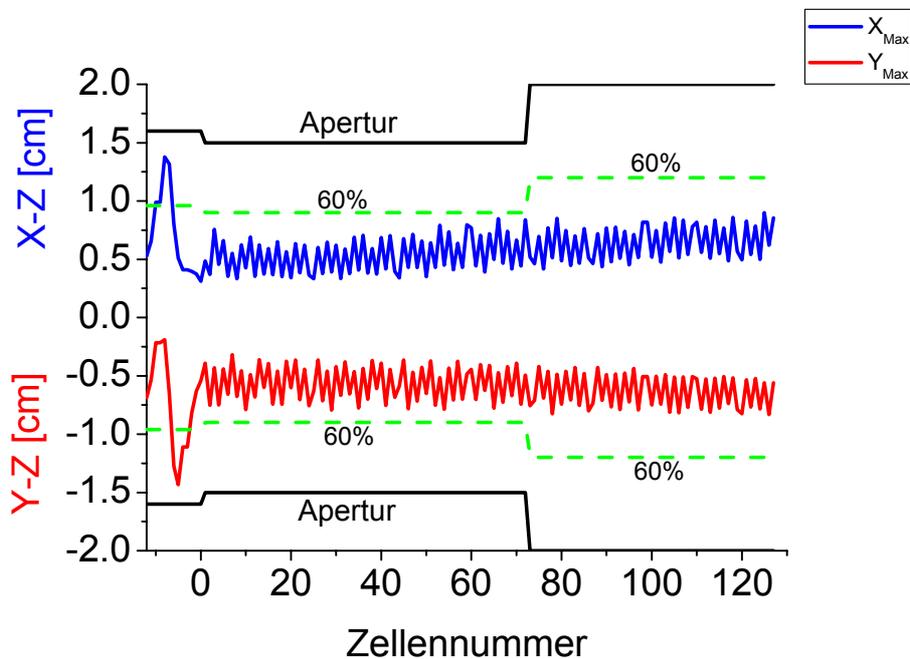


Abbildung 5.31: Transversale 100 %-Enveloppen entlang des MEBT und Alvarez-DTL bei Verwendung der Ausgangsverteilung des RFQ. Die negativen Zellennummern entsprechen dem MEBT. Die 60 %-Apertur ist angedeutet.

Die Abbildung 5.31 zeigt die transversalen 100 %-Enveloppen entlang des MEBT und Alvarez bei Verwendung der Eingangsverteilung von Abbildung 5.30. In der Transportstrecke (Zellen -12 bis 0) wird der Strahl für die Injektion in den Alvarez vor-

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

breitet. Der Strahl wird durch die vier Quadrupole in den beiden Ebenen konvergent gemacht, bei Adaption der Fokussierperiode und -stärke des Alvarez-DTL. Dafür muss der Strahl in beiden Ebenen kurzzeitig divergent gemacht werden. Der Strahl weitet sich auf, um danach angepasst und im Fokus in den Alvarez eintreten zu können. Das Resultat ist eine angepasste Strahlverteilung die innerhalb des DTL keine Auffälligkeiten mehr zeigt. Der Strahl füllt die Quadrupole des Alvarez nie mehr als zu 60 % aus und die Enveloppen sind weich und zeigen keinerlei Instabilitäten. Nur im MEBT ist die Aperturfüllung größer, diese kann aber durch Erhöhung des Aperturradius nach dem ersten Quadrupol verringert werden (Vergleiche Tabelle 5.3).

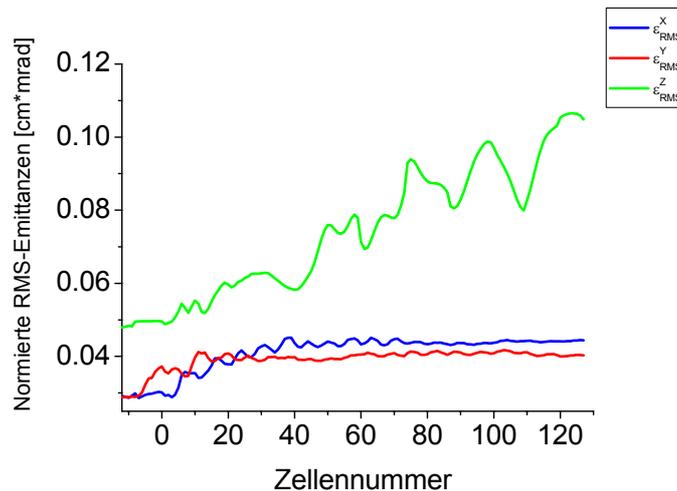


Abbildung 5.32: Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des MEBT und Alvarez-DTL bei Verwendung der Ausgangsverteilung des RFQ. Die negativen Zellnummern entsprechen dem MEBT.

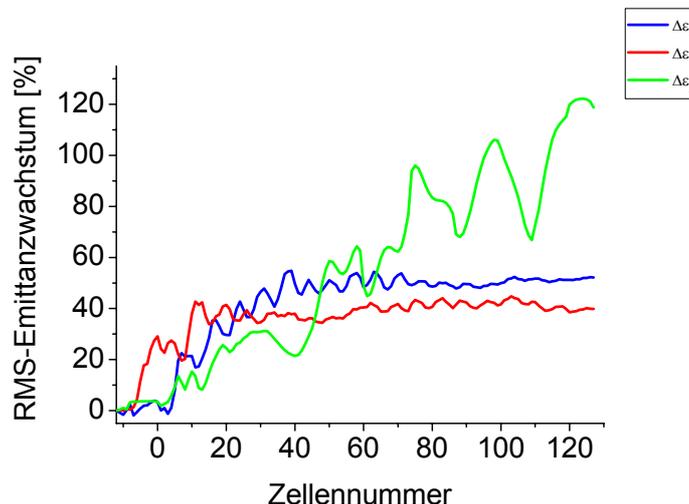


Abbildung 5.33: Relatives RMS-Emittanzwachstum in Prozent entlang des MEBT und Alvarez-DTL bei Verwendung der Ausgangsverteilung des RFQ. Die negativen Zellnummern entsprechen dem MEBT.

Die Strahlqualität lässt sich anhand der Abbildungen 5.32 und 5.33 ablesen. Transversal steigt die Emittanz von 0.029 [cm×mrad] am Eingang des MEBT auf 0.042 [cm×mrad] am Ausgang des DTL, was einem mittleren RMS-Emittanzwachstum von 46 % entspricht. Dieser findet hauptsächlich in den ersten 20 Zellen des Alvarez statt, also im Eingangsbereich, der in der Regel der kritischste Bereich eines Be-

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

schleunigers ist, danach hat sich der Strahl an die Struktur angepasst. Die verringerte Eingangsstrahlfläche kompensiert allerdings das zusätzliche Emittanzwachstum im MEBT und Alvarez. Die transversale Ausgangsemittanz ist somit nur um 12 % größer als die Referenzemittanz des DTL. (Vergleiche Tabelle 5.4). Longitudinal ist das Strahlverhalten etwas extremer. Die Eingangsemittanz beträgt 0.047 [cm×mrad] anstatt 0.08 [cm×mrad]. Dies führt zu stark erhöhtem Emittanzwachstum im MEBT und Alvarez bei gleichzeitig stark verkleinerter Eingangsemittanz [Rat98]. Die longitudinale RMS-Ausgangsemittanz beträgt 0.1 [cm×mrad] und ist damit nur 15 % über der des nominellen Falls, wenngleich das absolute longitudinale RMS-Emittanzwachstum mit 118 % recht hoch ist. Im Gegensatz zu der transversalen Ebene findet des longitudinale Emittanzwachstum überwiegend im Hochenergiebereich des Alvarez statt.

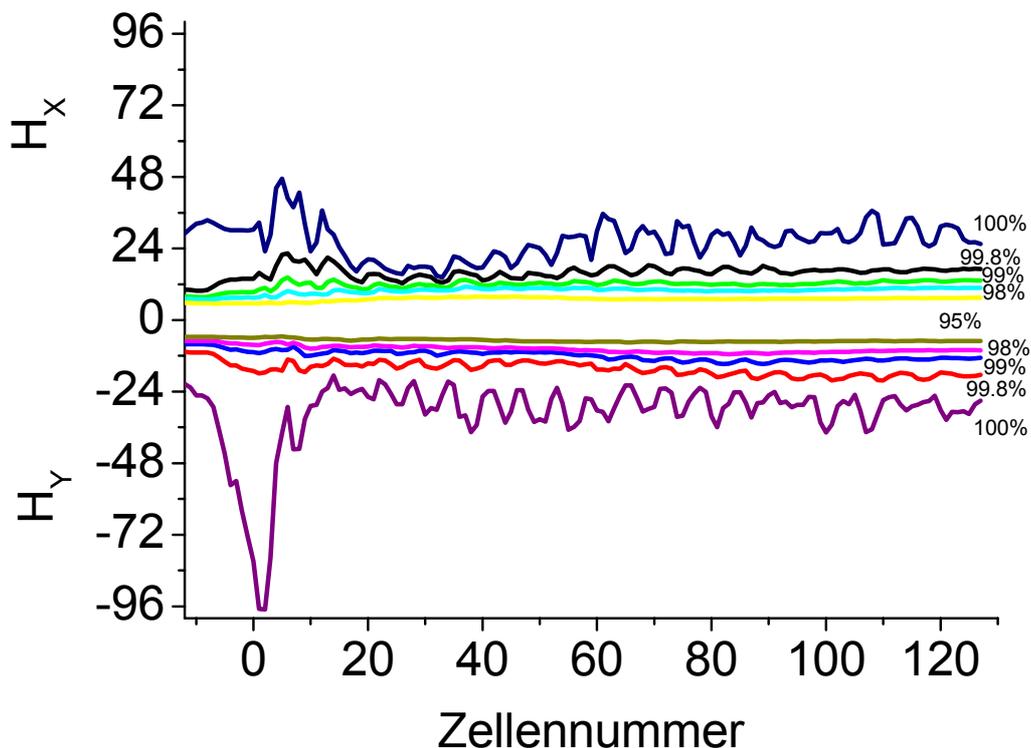


Abbildung 5.34: Transversale Halofaktoren in der X-Z- und Y-Z-Ebene entlang des MEBT und Alvarez bei Verwendung der Ausgangsverteilung des RFQ von PARMTEQM. Zelle -12 bis 0 ist der MEBT. Die 100 %, 99.8 %, 99 %, 98 % und 95 % Werte sind jeweils dargestellt.

Die strahlinterne Dynamik illustriert die Abbildung 5.34. Die Haloformierung korrespondiert mit dem Emittanzwachstum aus Abbildung 5.32. Hauptsächlich in der Transportsektion und im Eingangsbereich des Alvarez, Zelle -12 - 10 wächst der 100 % Halofaktor am stärksten an, bedingt durch Strahlanpassungsprozesse innerhalb des MEBT und DTL. In der X-Z-Ebene ist der 100 %-Halofaktor am Eingang des MEBT bei 29 und am Ende bei 32. In den ersten vier Zellen des Alvarez steigt er rapide von 32 auf 47 und fällt dann langsam auf 16 in Zelle 18. Nachdem die internen Umordnungs- und Adaptionsprozesse des Strahls beendet sind schwingt er stabil um den Wert 22. Mehr als 98 % der Teilchen sind am Ausgang des DTL im 10-mal-RMS Bereich, sie bilden den Strahlkern und knapp 2 % der Randteilchen erfahren zusätzliche freie Energie um einen Halo zu formieren. In der Y-Z-Ebene ist das Verhalten des Strahl etwas auffälliger. Am Eingang des MEBT beträgt der 100 %-Halofaktor 21

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

in Zelle -12 und steigt bis zum Ende der Transportsektion in Zelle 0 auf 96 an. Dies kommt durch die starke Divergenz des RFQ Ausgangsstrahls in der $Y-Y'$ -Ebene, der innerhalb von 2 transversalen Fokussierperioden in einen konvergenten Strahl transformiert werden muss. Am Eingangsbereich des Alvarez-DTL, in Zelle 1, erreicht er sein Maximum mit 97 und fällt innerhalb von 12 Zellen auf einen Wert von 18 ab. Danach schwingt der Strahl stabil um einen 100 %-Halowert von 22, wie in seiner komplementären Ebene. Auch hier sind mehr als 98 % der Teilchen innerhalb des 10-mal-RMS-Intervalls (Strahlkern). Knapp 2 % der Randteilchen sind durch Strahlfehlanpassungsprozesse in den Strahlhalo gelangt.

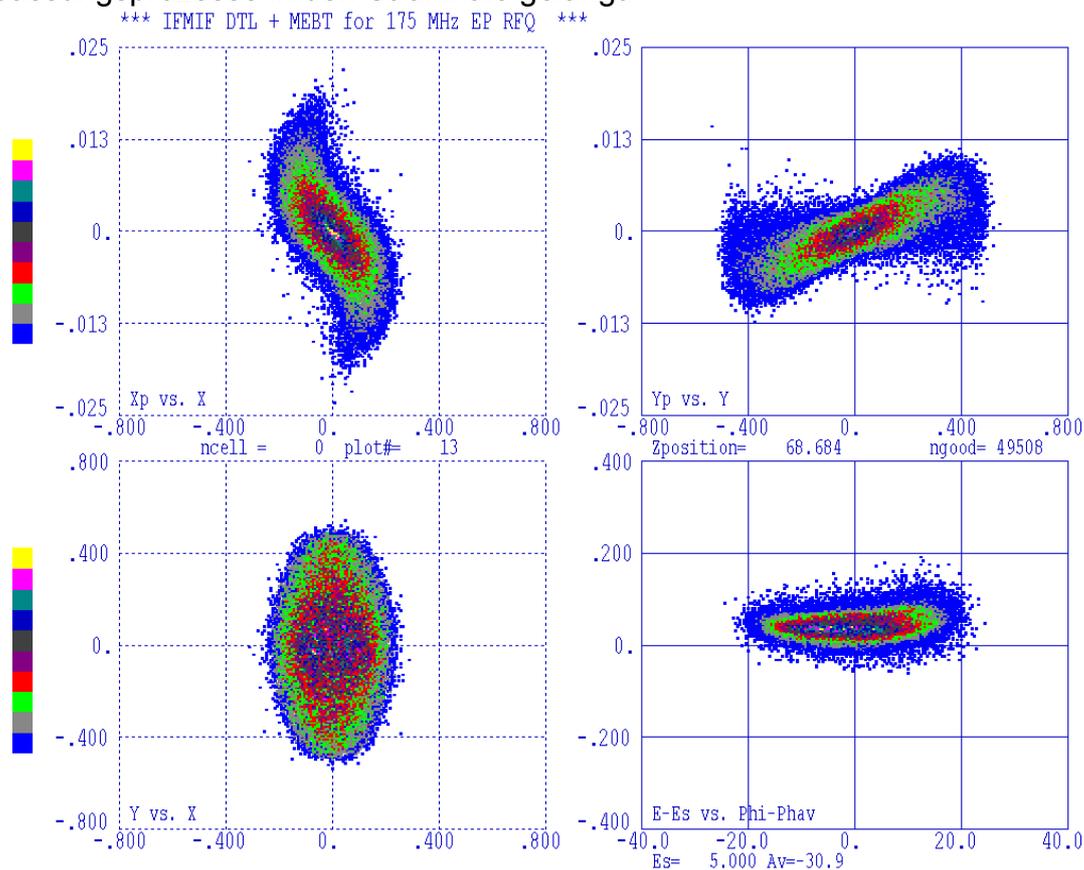


Abbildung 5.35: Ausgangsverteilung des MEBT bzw. Eingangsverteilung des Alvarez-DTL bei 5 MeV gerechnet mit der Ausgangsverteilung des RFQ von PARMTEQM.

Die Abbildung 5.35 zeigt die Verteilung der Viel-Teilchen-Simulation am Ausgang des MEBT bzw. Eingang des Alvarez bei 5 MeV. Am Ende der Strahltransportstrecke ist der Strahl kompakt, asymmetrisch und hat aufgrund der Raumladung einen dünnen Halo (blauer Bereich) bekommen. In der $X - X'$ -Ebene befindet er sich kurz vor dem Fokus (bei starker Konvergenz) und weist eine geschlossen S-Form auf, die ein Anzeichen für Aberrationen in den Quadrupolen ist [Lag96]. Die Strahlradius beträgt ± 0.25 cm bei einer Divergenz von ± 0.02 rad. In der $Y - Y'$ -Ebene ist er ebenfalls annähernd im Fokus (bei großer Divergenz), der Halo ist ausgeprägter und durch Aberrationen verformt. Der Strahlradius ist wesentlich größer und beträgt ± 0.5 cm bei einer kleineren Divergenz von ± 0.01 rad. Die reale Geometrie des Strahls in der $X - Y$ -Ebene ist kompakt und symmetrisch bei einer Strahlbreite von ± 0.25 cm in X und ± 0.5 cm in Y . Longitudinal hat er eine um 0.02 MeV erhöhte Energie und ist vom Strahlzentrum nach oben versetzt. Die Phasenlänge hat sich von auf $\pm 30^\circ$ auf $\pm 22^\circ$

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

° verringert. Durch die Phasenkomprimierung in den zwei Bunchern hat sich die Energieunschärfe von ± 0.1 MeV auf ± 0.15 MeV bei 5.0 MeV total erhöht. Die RMS-Emittanzen betragen 0.033 [cm×mrad] transversal und 0.049 [cm×mrad] longitudinal.

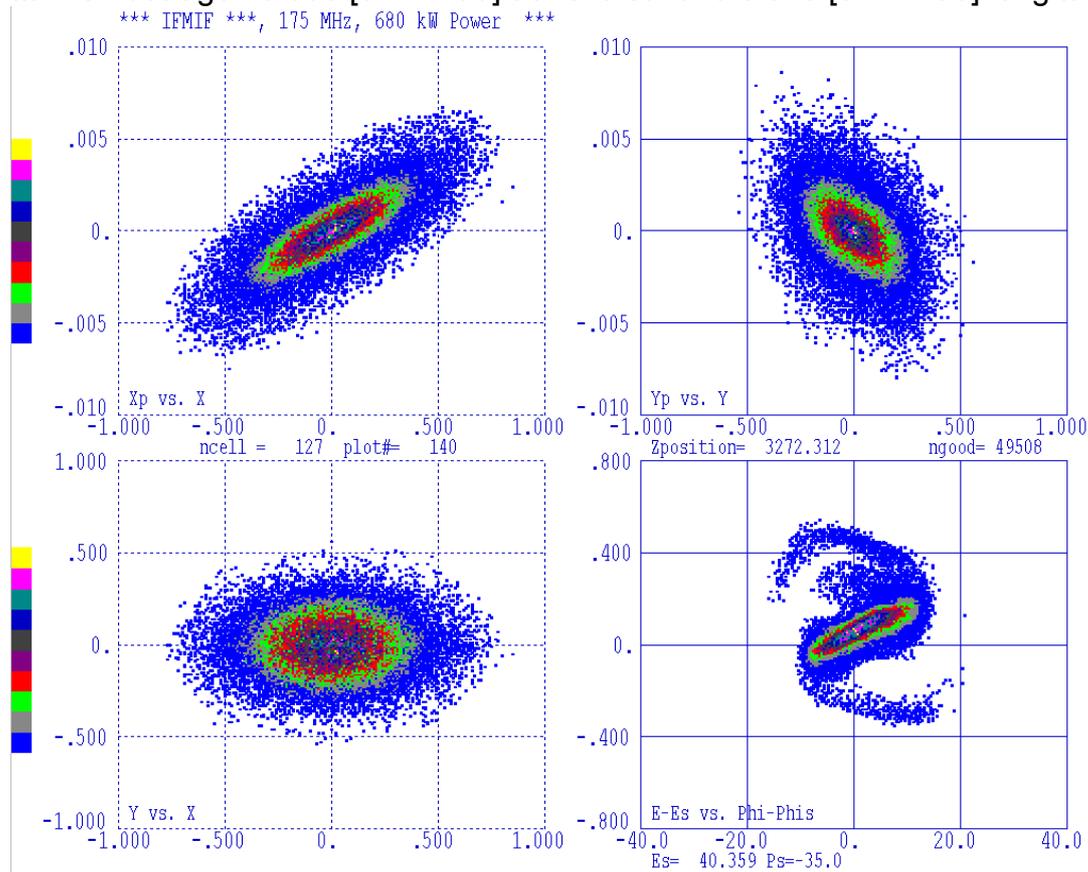


Abbildung 5.36: Ausgangsverteilung des DTL bei 40.3 MeV gerechnet mit der RFQ-Ausgangsverteilung von PARMTEQM und MEBT.

Die Abbildung 5.36 schließlich gibt die Ausgangsverteilung des DTL bei 40.3 MeV wieder. Transversal ist der Strahlkern kompakt, symmetrisch und quasielliptisch (farbiger Bereich) geblieben und hat einen breiteren Strahlkranz bekommen (blauer Bereich). In der $X-X$ -Ebene kommt er weiterhin defokussiert aus dem DTL und hat einen Strahlradius von ± 0.75 cm bei einem Divergenzwinkel von ± 0.007 rad. In der $Y-Y'$ -Ebene ist er wieder konvergent und hat einen Radius von ± 0.4 cm bei einer Divergenz von ± 0.007 rad. In der longitudinalen Ebene sieht man die größten Veränderungen in seiner Form. Der Strahl ist auf Sollenergie, divergent und weist zwei filamentierte Halos auf. Die Phasenlänge hat sich durch die Beschleunigung auf ± 12 ° verkleinert bei einer vergrößerten Energieunschärfe von ± 0.45 MeV bei 40.3 MeV absolut. Der Ausgangsstrahl hat eine RMS-Emittanz von 0.042 [cm×mrad] in der transversalen Ebene und 0.104 [cm×mrad] longitudinal angenommen. Es lässt sich feststellen, dass Ausgangsverteilung von Abbildung 5.35 unkritisch ist und in einer nachfolgenden Hochenergiestrahls-transportstrecke HEBT (High Energy Beam Transport) so aufbereitet werden kann, dass der 40 MeV Deuterium Strahl das Lithium-Target homogen und effizient bestrahlen kann [IFM02]. Weiterhin gab es keine Teilchenverluste und der minimale Aperturfaktor im Alvarez betrug 1.69, was einer Aperturfüllung von 59 % entspricht. Die Tabelle 5.6 fasst die wichtigsten Strahlparameter dieses Abschnitts noch einmal kurz zusammen.

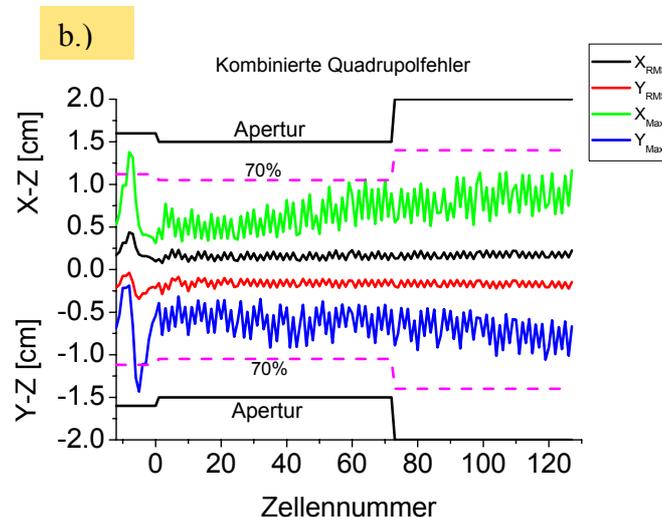
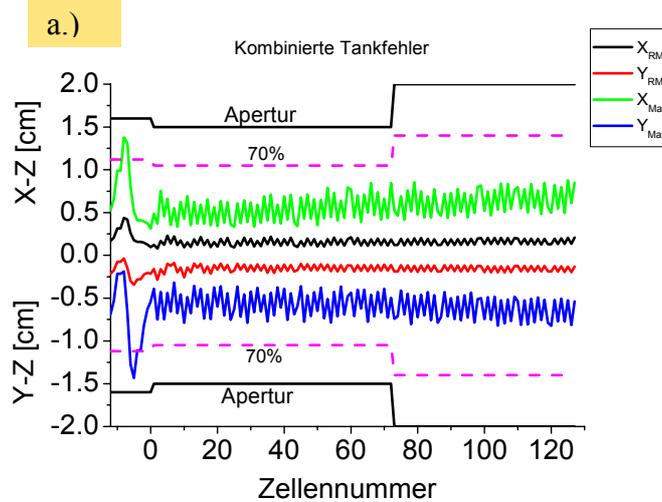
5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

Tabelle 5.6: Strahlparameter der Transportstrecke und des Alvarez-DTL bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung von PARMTEQM.

Strahlparameter	MEBT	Alvarez	Einheiten
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{trans}}^n$	0.029 / 0.033	0.033 / 0.042	cm×mrad
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{long}}^n$	0.047 / 0.049	0.049 / 0.104	cm×mrad
Trns. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{trans}}/\varepsilon_{\text{trans}}$	13.7	27.2	%
Lng. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{long}}/\varepsilon_{\text{long}}$	4.2	114.0	%
Minimaler Aperturfaktor c_{ap}	1.16	1.69	
Transmission Tr	100	100	%
Eingangsstrom I_{rf}	125.7	125.7	mA
Eingangsverteilung	RFQ-Ausgangsverteilung		PARMTEQM

5.5.3.1 Die Fehlertoleranzen des Alvarez-DTL in Verbindung mit dem MEBT

Zum Abschluss der Untersuchungen über den Alvarez-DTL wird das System MEBT plus Alvarez-DTL bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung generiert mit PARMTEQM auf die Empfindlichkeit von kombinierten Betriebsfehlern der Fälle a.), b.), c.) und d.) des Abschnitts 5.5.3 der Tabelle 5.5 untersucht. Die Simulationskriterien sind: es dürfen keine Teilchenverluste im gesamten System MEBT und DTL auftreten und die Linsen des DTL sollten zu nicht mehr als 70 % ausgeleuchtet werden. Die Abbildung 5.37 zeigt den Verlauf der transversalen 100 %- und RMS-Enveloppen für die vier Fälle entlang des MEBT und Alvarez.



5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

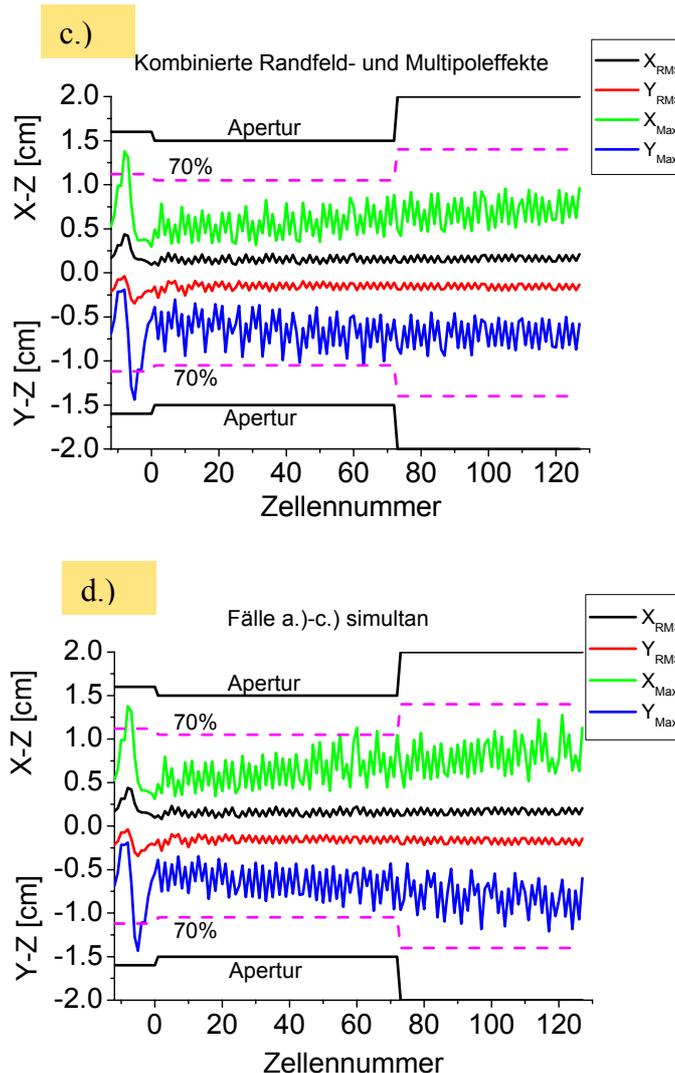


Abbildung 5.37: Die transversalen 100 %- und RMS-Envelopen entlang des MEBT und DTL für die Fälle a.) - d.). Die 70 %-Apertur ist mit eingezeichnet.

Die allgemeine Sensitivität des Strahls auf die jeweiligen Fehler entspricht denen aus Abschnitt 5.5.3. Es gehen keine Teilchen verloren. Der Aperturfaktor der kombinierten HF-Fehler des DTL (Phasen und Amplitudenfehler) wird nie kleiner als 1.44. Dieser ist der ungefährlichste (Fall a.)). Die kombinierten Quadrupolfelder sind kritischer in der Strahldynamik. Die Linsenausleuchtung wird zwar nicht größer als 70 %, aber man erkennt zusätzlich leichte Fehlanpassungen der 100 %-Envelopen, die zu erhöhten Oszillationen des Strahls im Endbereich des Alvarez führten (Fall b.)). Der Fall c.), der Randfeldeffekte und Multipolmomente bis zur 5-Ordnung betrachtete ist wieder etwas unproblematischer. Die Fehlanpassungen des Strahls sind kleiner als im Fall b.) und nur in 4 Zellen des Alvarez wächst die Ausleuchtung überproportional an. Auch hier wird die 70 %-Grenze nie überschritten. Selbst das schwierigste Szenario von Fall d.), alle Fehler von a.) -c.) gleichzeitig in die Rechnung mit einzubeziehen ist relativ unkritisch. In nur zwei Zellen des Alvarez überschreitet die 100 %-Envelope um 2 % die 70 %-Apertur. Im großen und ganzen bleibt der Strahl unterhalb der 70 %-Apertur und eine inakzeptable große Linsenausleuchtung innerhalb des Alvarez-DTL ist nicht eingetreten. Der minimale Aperturfaktor beträgt für Fall d.) 1.38 was einer 72 % Aperturfüllung entspricht. Die Abbildung 5.38 zeigt die Ausgangsverteilung des Systems MEBT+Alvarez-DTL bei 40.3 MeV für Fall d.) (simulta-

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

ne Anwendung der Fälle a.) – c.) und mit der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung ("worst case scenario").

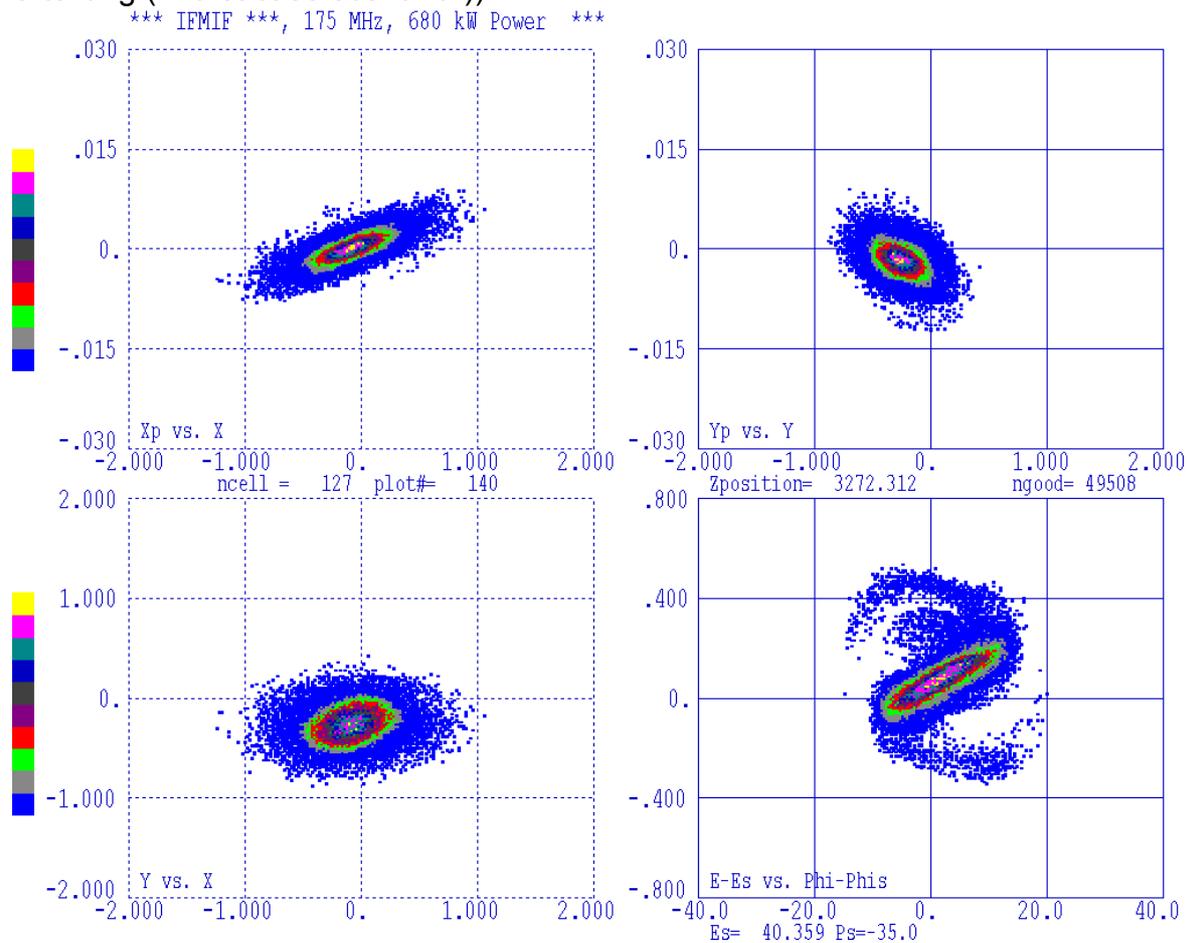


Abbildung 5.38: Ausgangsverteilung des Systems MEBT+Alvarez-DTL bei 40.3 MeV für Fall d.) ("worst case scenario").

5.6 Schlussfolgerung

Die Untersuchungen dieses Kapitels haben gezeigt, dass ein konventioneller, 32 m langer 175 MHz Alvarez-DTL mit FoDo-Fokussiergitteranordnung und einem totalen HF-Leistungsbedarf von 5.94 MW bei einer Strahlleistung von 4.37 MW, was einer HF-Effizienz E_{rf} von $\approx 73\%$ entspricht, einen 125 mA Deuteriumstrahl im Dauerstrichbetrieb von 5 MeV bis 40 MeV beschleunigen und fokussieren kann. Es war möglich den Entwurf fast vollständig außerhalb von jeglichen Resonanz- und Instabilitätsbereichen zu halten und alle Strukturparameter emittanzdominiert auszulegen und gleichzeitig IFMIF spezifische bau- und betriebstechnische Anforderungen zu erfüllen. Im angepassten Fall, im fehlangepassten Fall, im Fall mit Berücksichtigung von Betriebstoleranzen und im Fall der Verwendung einer nichtidealen RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung des Alvarez-DTL, die zuvor von einer Transportstrecke an den Alvarez angepasst wurde, war die Teilchendynamik immer stabil und unkritisch. Es kam nie zu Teilchenverlusten und die Aperturfüllung des DTL war unter allen Umständen nie größer als 72 % bei einem minimalen Aperturfaktor von 1.38. Abschließend lässt sich sagen, dass der Alvarez-DTL von Tabelle 5.2 und dem MEBT von Tabelle 5.3 einen Strahl lieferte, der mit Hilfe einer Hochenergie-transportstrecke (HEBT) so aufbereitet werden kann, dass ein Lithium-Target homogen und effizient bestrahlt wird (Targetfläche beträgt 20×5 cm). Nichtsdestotrotz stellt der Bau und der stabile Betrieb eines Hochstrom-CW-Driftröhrenbeschleunigers

5. Ein Alvarez-DTL-Entwurf für IFMIF

vom Alvarez-Typ eine technische Herausforderung dar, da man noch nicht auf Erfahrungswerte von bereits gebauten Dauerstrich-Driftröhrenbeschleunigern vom Alvarez-Typ zurückgreifen kann [Wan98] [Lap99] [Par99]. Insbesondere sind folgende Problemkreise noch nicht analysiert worden und müssen noch durch Messungen und Experimente genauer untersucht werden [Ber01] [Rat98] [Wan98]:

- die hohe Sensitivität der Driftröhrenposition bei hoher thermischer Belastung.
- die geringe Spannungsfestigkeit der Kavitäten.
- der Schutz der Driftröhren gegen lokales Ausschmelzen und Absputtern usw.
- die unbequemen Justier- und Wartungsfähigkeit der magnetischen Quadrupole.
- wie und ob man Strahldiagnoseelemente zwischen den einzelnen Alvarez-Modulen unterbringen kann.
- die Gewährleistung einer extrem effizienten Kühlung der Kavitäten.
- die Kompensation der erhöhten Ausfallwahrscheinlichkeit der magnetischen Quadrupole aufgrund der hohen Stückzahl.
- die vielen Fokussierperioden erhöhen die Wahrscheinlichkeit für die Anregung von parametrischen und Strukturresonanzen.

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

In diesem Kapitel wird ein Entwurf eines 175 MHz Hochstrom IH-DTL (Interdigitale H_{110} -Mode) als ein alternatives Linearbeschleunigerkonzept für das IFMIF-Projekt vorgestellt. Diese neuartige Struktur hat sich in Verbindung mit der KONUS-Dynamik für die effiziente Beschleunigung von leichten bis schweren Ionen bei kurzen bis mittleren Tastverhältnissen und geringen Strahlintensitäten bereits bewährt (Vergleiche Kapitel 3.3) [Bart00] [Ang91] [Rat98] [Eic00] [Rat01] [Kla92]. Ihre hohe Beschleunigungseffizienz und die vollständige Entkopplung der Fokussier- und Beschleunigungssektionen bieten einen Vorteil gegenüber des im Kapitel 5 vorgestellten Alvarez-DTL, weil dadurch die Zugangs-, Justier- und Wartungsmöglichkeiten der einzelnen Beschleunigerkomponenten erhöht wird, und der Energiebereich auf noch kleinere Zellenlängen ausgeweitet werden kann (die Probleme mit der Unterbringung der Quadrupole in den Driftröhren entfallen) [Rat98]. Aus diesem Grunde wird ein teilchendynamischer Entwurf eines IH-DTL mit dem Programm LORASR (Longitudinale und transversale Strahltransportrechnung unter Einschluss der Raumladung) durchgeführt, welches das KONUS-Konzept anwendet und gleichzeitig Viel-Teilchen-Simulationen mit Raumladung ermöglicht [Rat98] [RaTi97] [Rat00].

6.1 Die Entwurfsstrategie und Wahl der Parameter

Die Hauptentwurfsparameter eines IH-DTL für IFMIF, wie die HF-Frequenz von 175 MHz, Eingangs- und Ausgangsenergie von 5 MeV bzw. 40 MeV, der Strahlstrom von 125 mA, die Ionenart D^+ , der maximal erlaubte totaler HF-Leistungsbedarf pro Tank von 0.705 MW, die maximal zugelassene Strukturverlustleistung pro Einheitslänge ≤ 50 kW/m, ein maximal erlaubter Kilpatrickfaktor von ≤ 1 mal der Spitzenfeldstärke und eine Transmissionseffizienz von 100 % sind von den Entwurfsparametern des konventionellen Alvarez-DTL aus Kapitel 5.1 übernommen worden, weil die Kriterien für die Zuverlässigkeit, Kühlleistung und -effizienz, Handhabbarkeit und Wartungsmöglichkeit eines normalleitenden Linearbeschleunigers für IFMIF unabhängig von der Art des Driftröhrenbeschleunigers sind. Lediglich die Entwurfsstrategie des IH-DTL wird näher beschrieben, weil sie sich von dem Designkonzept eines Alvarez-DTL in folgenden Punkten unterscheidet [Rat98]:

- Die maximale Oberflächenfeldstärke der externen und internen magnetischen Quadrupoltripletts soll 1.3 T nicht überschreiten (Hochleistungsquadrupole) [Rat98].
- Im ersten Modul des IH-DTL bei 5 MeV Eingangsenergie ist eine interne Quadrupoltriplettlinse auf HF-Nullpotential eingebracht, um die Beschleunigungseffizienz und die Strahlakzeptanz am Niedrigenergieende zu erhöhen. Die Linselänge wurde gemäß Gleichung 3.3.1 berechnet. Die Verringerung der Shuntimpedanz des Resonators durch die interne Linse wurde bei dem Entwurf berücksichtigt ($Z_{0,L} = Z_0 \cdot F_L$, vergleiche Gleichung 2.3.2 - 2.3.4).
- Alle anderen Quadrupoltriplettlinen sind extern im Zwischentankbereich der Module angeordnet, um die Justierbarkeit, Wartungsmöglichkeit und mechanische Steifigkeit zu erhöhen. Zusätzlich wurde Raum unmittelbar vor und nach den Linsen für das Einbringen von Strahltransformatoren und Strahldiagnoseelemente vorgesehen.
- Die externen Quadrupoltriplettlinen sind alle identisch, um die Baukosten zu reduzieren.
- Voruntersuchungen ergaben, dass die geeigneteste Fokussiergitteranordnung das FDF-o-DFD-Gitter ist, beginnend mit der FDF-Polung der ersten Linse,

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

weil dadurch die transversalen Elongationen innerhalb der Linsen minimiert werden, bei höchstmöglichen Feldgradienten und kürzesten Linsenlängen. Dies ist besonders wichtig bei Hochstromanwendungen wie IFMIF [Rat98] [RaTi97].

- Der Abstand zwischen den benachbarten Quadrupolen wurde so gewählt, dass er immer größer ist als der Aperturdurchmesser der jeweiligen Linse (Verringerung von Randfeldeffekten ohne eine zusätzliche Linsenabschirmung zu benötigen) [Con91] [Rat98].
- Die Feldgradienten der Linsen wurden rein nach teilchendynamischen Gesichtspunkten gewählt. Die üblichen Grenzen der Nullstromphasenvorschübe von $\sigma_0 < 60^\circ$ um Resonanzen und Instabilitäten der "Smooth-Approximation Theorie" zu vermeiden, sind hier nicht übertragbar, da die Gültigkeit dieser Theorie nicht gegeben ist. Durch Transportuntersuchungen mittels Matrizenmultiplikation, sowie durch numerische Teilchentransportsimulationen (LORASR) und experimentelle Bestätigung ergab sich, dass Nullstromphasenvorschübe σ_{0i}, σ_{0l} bis zu 140° zwischen zwei nachfolgenden Triplettlinsen am Linac-Eingang tolerierbar sind. Schon nach wenigen Strukturperioden liegt man dann üblicherweise dann unter 90° [Rat98].
- Der Aperturradius der Quadrupoltripletts wurde aus teilchendynamischen Gründen auf 2 cm festgelegt, um einen minimalen Aperturfaktor von ≥ 1.2 in ganzen IH-DTL garantieren zu können, was einer maximalen Linsenausleuchtung von 80 % entspricht. Diese Aperturfüllung ist möglich, weil bei Störungen oder Beschädigungen der Triplets ein unproblematisches Auswechseln gewährleistet ist, und die Hochleistungsquadrupole ein so homogenes Feld liefern können, dass eine höhere Ausleuchtung ohne vermehrte Aberrationen möglich wird.
- Eine Vergrößerung der Linsenapertur ohne gleichzeitig die Linsen zu verlängern, war aufgrund der begrenzten magnetischen Oberflächenfeldstärke der Quadrupoltripletts von 1.3 T nicht möglich. Rechnungen mit verlängerten Linsen und größerem Aperturradius, aber mit gleicher magnetischer Feldstärke, gemäß der Formel

$$\frac{B_f}{B_i} \cong \frac{1}{\left(\frac{L_f}{L_i}\right)^{3/2}} \quad (6.1)$$

(wobei B_i und L_i die ursprüngliche magnetische Induktion und Linsenlänge ist und B_f bzw. L_f die veränderten Werte), führten zu erhöhtem transversalen Emittanzwachstum und wurden nicht weiter verfolgt.

- Die Apertur der Driftröhren wurde aus teilchendynamischen Gründen auf 1.5 cm festgelegt. Eine noch größere Apertur bedeutete ein erhöhtes Emittanzwachstum (Verkleinerung des Laufzeitfaktors bei limitierter Driftröhrenlänge, vor allen Dingen in den ersten Zellen des Eingangsbereichs der IH-Struktur, weil diese $l_{cell} \propto \beta$ sind) und eine weitere Reduzierung der effektiven Shuntimpedanz. Dies würde die HF-Leistungseffizienz so weit verschlechtern, dass die ökonomischen Vorteile gegenüber des Alvarez noch geringer wären.
- Das Verhältnis von Driftröhrenlänge zu Driftröhrendurchmesser wurde so gewählt, dass in jeder Zelle des IH-DTL die Driftröhre immer länger ist als deren Aperturdurchmesser, um einen Felddurchgriff zu verhindern, also $l_{dt} \geq \varnothing_{dt,i}$.

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

- Die Anzahl der Rebuncher-Zellen jedes Resonators wurde nach rein teilchendynamischen Gesichtspunkten gewählt und verringert sich entlang der IH-Struktur von 6 auf 4 pro Tank. Im Rebuncher wurde eine negative Sollphase von -35° genommen, weil diese nach umfangreichen Voruntersuchungen die geeignetste Lösung zwischen notwendiger longitudinaler Fokussierstärke ($F_L \propto \sin(-\phi_s)$) bei negativer Sollphase und Vorbereitung des Strahls auf die nachfolgende KONUS-Sektion beginnend bei 0° darstellt ($|\Delta\phi| = |\phi_{rb} - \phi_0| \approx Opt$) [Rat98].
- Die Anzahl der Beschleunigungsspalten in den 0° -Sektionen wurde einerseits nach teilchendynamischen Gegebenheiten bestimmt und andererseits durch die maximal zulässige HF-Leistung von 0.705 MW pro Modul.
- Es wurde versucht, die Arbeitspunkte des IH-DTL soweit wie möglich im emittanzdominierten Bereich zu halten, sprich die transversale und longitudinale Fokussierunterdrückung kleiner als 0.4 zu halten (Respektive $\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \geq 0.4$ und

$\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \geq 0.4$), um nichtlineare Raumladungseffekte zu vermeiden.

- Die Transmission im IH-DTL muss 100 % betragen, um einer Aktivierung des Beschleunigers vorzubeugen.
- Die Spaltlängen wurden im Hochenergieteil eines jeden Resonators um 10 % verkleinert bzw. die Driftröhrenlänge um 10 % vergrößert, um die Beschleunigungseffizienz durch Erhöhung des Laufzeitfaktors zu verbessern, so dass für die Spaltlängen gilt: $l_{gap} = l_{dt} \cdot 0.9 = \frac{\beta\lambda}{4} \cdot 0.9$.
- Die relative Überschussenergie

$$\frac{W_{cs,i}}{G} = \frac{F(r)}{N_{rf}}, \quad (6.2)$$

(mit:

$$F(r) = \pi^{-2} \cdot \left(\frac{11}{120} r^4 - \frac{1}{8} r^3 + \frac{1}{6} r^2 \right), \quad \text{wobei } r = \frac{W_{s,f} - W_{s,i}}{W_{s,i}}$$

die Überschussenergie ist, N_{rf} die Anzahl der durchlaufenden HF-Perioden und $G = q \cdot E_0 \cdot \beta_s \cdot \lambda$ der effektive Energiegewinn pro HF-Periode) am Eingang einer jeden 0° -Sektion wurde so gewählt, dass die Phase des Bunchzentrums ϕ_c nach der letzten durchlaufenden HF-Periode des 0° -Abschnitts nicht über -25° hinausläuft ($\phi_c \geq -25^\circ$), um den Bereich der linearen KONUS-Dynamik nicht zu verlassen [Rat98].

- Die Anzahl der Spalte mit positiver Bunchphase $\phi_c \geq 0$ wurde auf 1 pro 0° -Sektion reduziert, um das longitudinale Emittanzwachstum zu verringern und die longitudinale Fokussierung in den jeweiligen 0° -Abschnitten zu erhöhen.
- Der Abschluss des IH-DTL bildet ein externes Quadrupoltripllett, um den Strahl in der nachfolgenden Hochenergiestrahls transportstrecke konvergent einzuschießen (Verringerung des Strahlradius am Eingang des HEFT).

6.2 Der Kavitätenentwurf

Die endgültige Anzahl der Rebuncher- und 0°-Spalten pro Resonator wurde aufgrund von Teilchendynamik-Rechnungen mit wenigen Teilchen bestimmt und damit ist dann auch die genaue Eingangs- und Ausgangsenergie der Module festgelegt. Mit

ihrer Hilfe berechnet man das mittlere Beta $\langle \beta_{av} \rangle = \left(\frac{\beta_i^3 + \beta_f^3}{2} \right)^{1/3}$ pro Modul. Zuvor

wurde die Spaltspannungsverteilung der einzelnen Resonatoren den realen Spannungsverläufen von bereits gebauten IH-Kavitäten angeglichen, um die Simulationen genauer zu machen. Die Abbildung 6.1 zeigt die gefitteten Spannungsverteilungen der ersten (mit interner Linse, oberes Bild) und letzten Kavität (ohne interne Linse, unteres Bild) des IH-DTL für IFMIF und die zugehörige Sollenergie. Der erste und letzte Beschleunigungsspalt ist jeweils auf halbem relativem Potential, bedingt durch die verwendete H_{110} -Mode. Das interne Quadrupoltriplett ist der Grund für die niedrigere Spannung von Spalt 11 und 12. Im Falle der 10-ten IH-Kavität ohne interne Linse ist der Spaltspannungsverlauf gerade und flach.

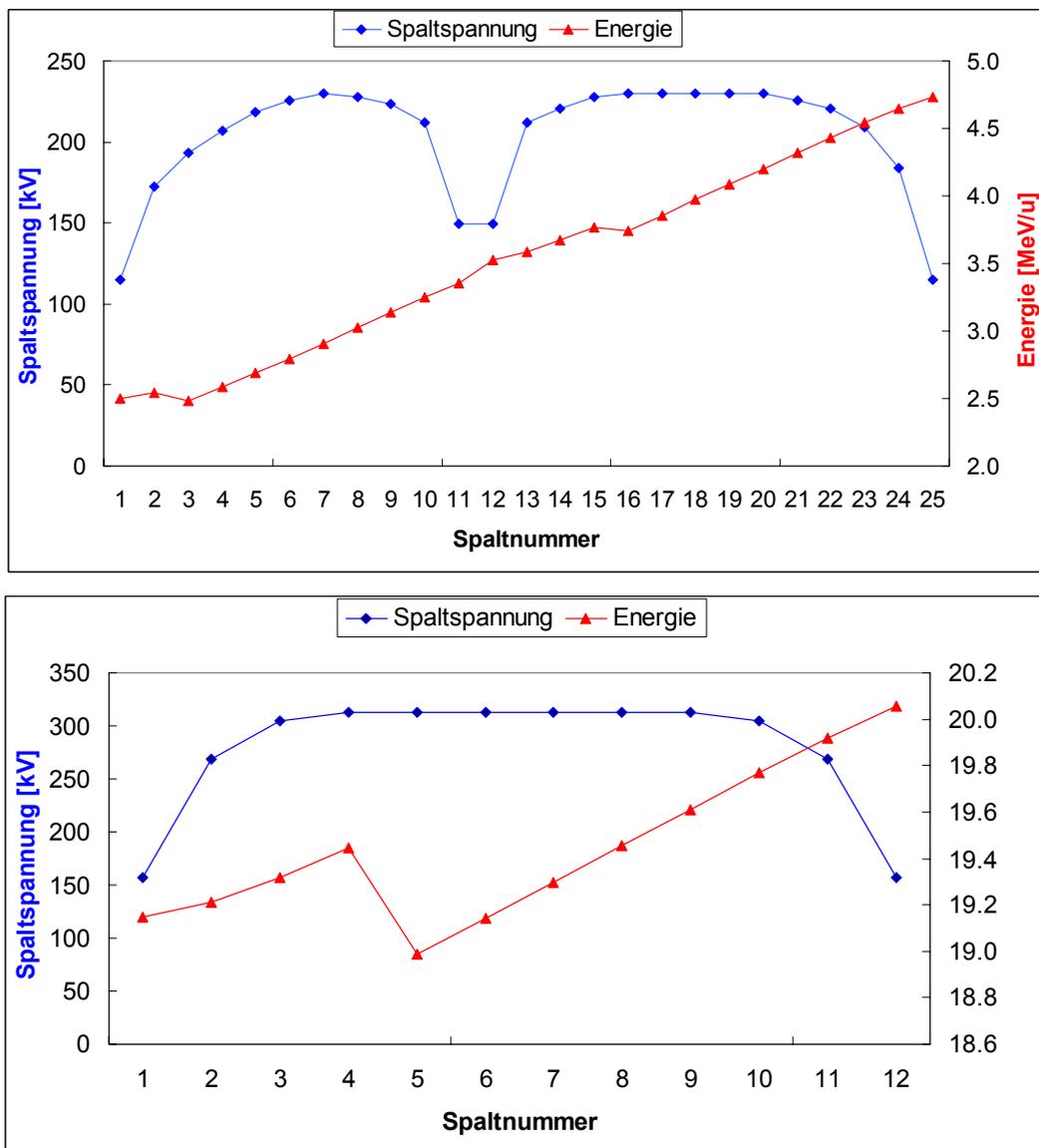


Abbildung 6.1: Spaltspannung und Sollenergie als Funktion der Spaltnummer des 1. Moduls mit interner Linse (oberes Bild) und des 10. Moduls ohne interne Linse (unteres Bild) des IH-DTL für IFMIF.

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

Anschließend kann man aufgrund der Formeln 6.3 - 6.9 den Tankradius $R_2 \approx R_T$ bei gegebener Resonanzkreisfrequenz $\omega = 2\pi f_{rf}$ durch Gleichsetzen von $\omega = \omega_{IH}$ nach Gleichung 6.3 eines jeden Moduls bestimmen. R_1 ist durch die Beziehung $R_1 \cong 1.4 \cdot r_a$ nur mit der bereits festgelegten Apertur verknüpft. Im Detail gilt somit:

$$\omega = \omega_{IH} \cdot \quad (6.3)$$

mit:

$$\omega_{IH} = \omega_T \cdot \left(\frac{2C'}{2C' + C'_D} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{L'_{IH} \cdot C'_{IH}}} \quad (6.4)$$

$$\omega_T = 2c \cdot \left(\frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^4 \left(2 \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{2F-3}{2} \right) + 2R_2^2 R_1^2 (1-F)} \right) \quad (6.5)$$

$$C' = \varepsilon_o \frac{R_2^4 \left(\ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{2F-3}{4} \right) + R_2^2 R_1^2 (1-F)}{(R_2^2 - R_1^2)^2 \cdot (\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (6.6)$$

$$C'_D = \frac{\varepsilon_o \pi r_a^2}{2g_e (g+d)} \left[2 + \frac{4g_e}{\pi r_a} (\ln 2 + F_d(x)) \right] \quad (6.7)$$

$$L'_{IH} = \frac{L'}{2} \cdot \left(\frac{R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \right) \quad (6.8)$$

$$L' = \frac{\mu_0 (R_2^2 - R_1^2) (\varphi_2 - \varphi_1)}{2} \quad (6.9)$$

mit:

ω_{IH} die Kreisfrequenz der gefüllten Kavität ist, ω_T die der leeren, C' ist die effektive Kapazität des IH-Resonators, C'_D die wahre Driftröhrenkapazität pro Länge und C'_{IH} ist die Gesamtkapazität der IH-Kavität, die nur von C' und C'_D abhängt aufgrund der Beziehung $C'_{IH} = 2C' + C'_D$. Die zwei Größen F und $F_d(x)$ sind lediglich Korrekturfaktoren und gleichen die Ersatzgeometrie nach Abbildung 6.2 der realen Geometrie einer IH an. L' ist die effektive Induktivität der IH-Kavität und L'_{IH} deren Gesamtinduktivität. Alle anderen in den obigen Formeln vorkommenden Größen sind bereits in Kapitel 2.3 definiert und erklärt worden

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

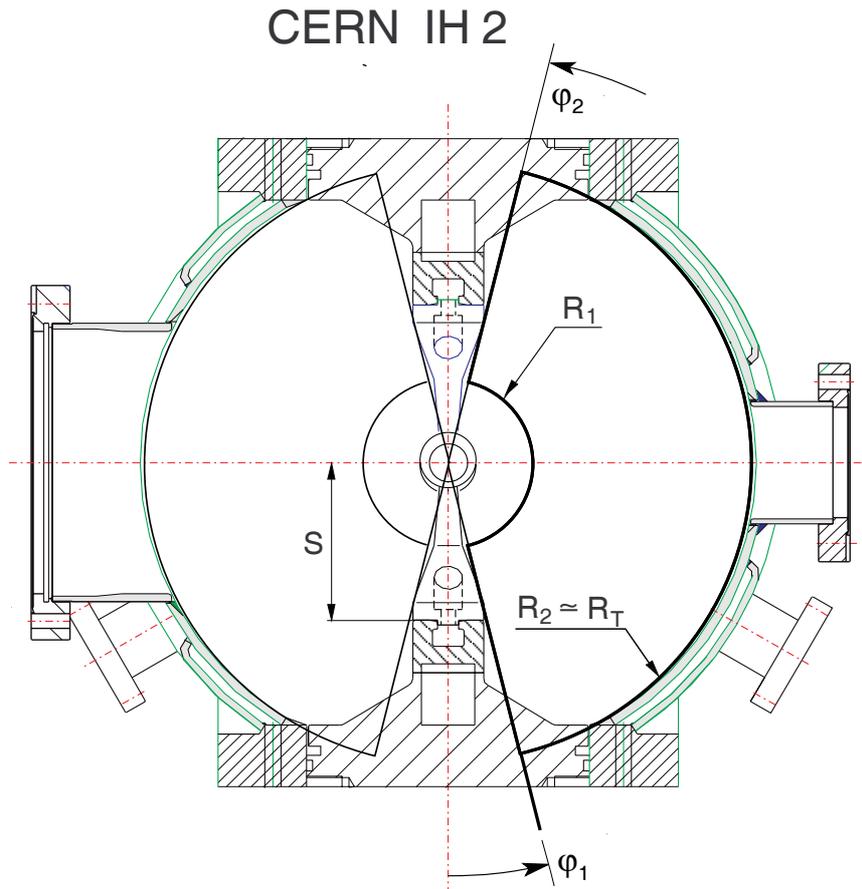


Abbildung 6.2: Ersatzgeometrie einer IH-Kavität mit Driftröhrenstruktur. Die aufgeführten Größen entsprechen denen aus den Formeln 6.4 – 6.9.

Die Tabelle 6.1 gibt die nach dieser Methode errechneten Resonatorparameter des ersten und letzten Moduls des IH-DTL für das IFMIF-Projekt wieder.

Tabelle 6.1: Kavitätenparameter des 1. und 10. Moduls des IH-DTL für IFMIF.

Tankparameter	Modul 1	Modul 10
Resonanzfrequenz f_{rf} [MHz]	175.00	175.00
Mittleres Beta $\langle \beta_{av} \rangle$	0.0885	0.201
Mittlere Zellenlänge $\langle l_{cell} \rangle$ [cm]	7.58	17.23
Tankdurchmesser \varnothing_T [cm]	40.78	53.5
Tanklänge l_T [cm]	213.27	206.06
Mittlere Spaltlänge $\langle l_{gap} \rangle$ [cm]	3.79	8.62
Äußerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,a}$ [cm]	4.2	4.2
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$ [cm]	3.0	3.0
Anzahl der Spalte n_{gap}	25	12
Anzahl der KONUS-Sektionen n_{Kon}	2	1
Anzahl interner Quadrupoltripletts $n_{Tri,int}$	1	0
Güte Q	9684.154	13379.374
Shuntimpedanz Z_0 [M Ω /m]	188.22	86.75
Maximale elektrische Feldstärke E_{peak} [MV/m]	6.065	4.034
Maximale Spaltspannung U_{max} [kV]	230.1	312.96
Beschleunigungsfeldstärke E_0 [MV/m]	2.38	1.62
Mittlerer Laufzeitfaktor $\langle T(k) \rangle$	0.832	0.869
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in}/W_{out} [MeV]	5 / 9.75	38.2 / 40.1

6.3 Die Hauptcharakteristika

Die Abbildung 6.3 zeigt den schematischen Entwurf eines IH-Driftröhrenbeschleunigers für IFMIF generiert mit LORASR und den Kavitätenparametern von Abschnitt 6.2.

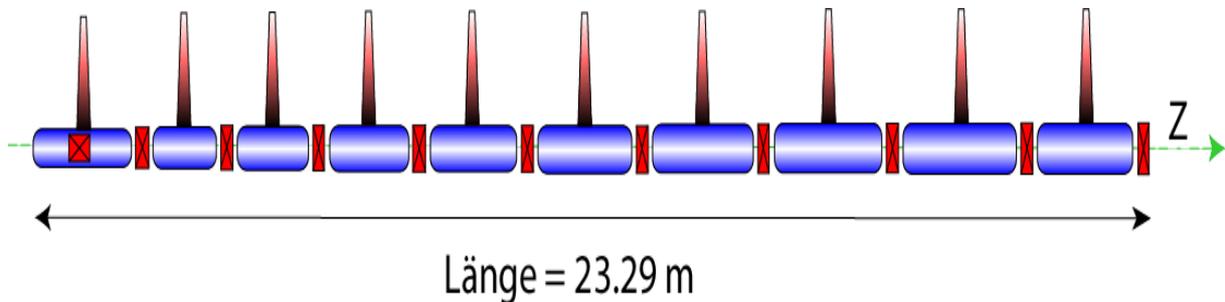


Abbildung 6.3: Schematischer Entwurf des IH-DTL. Die Module sind blau eingezeichnet, die Quadrupoltripletts rot und die HF-Einkoppler rot-schwarz. Die optische Achse ist die grüne gestrichelte Linie

Die Tabelle 6.2 quantifiziert die wichtigsten Beschleunigerparameter des IH-DTL und ist das Endergebnis von einer Viel-Teilchen-Simulationen-Optimierung mit LORASR [Sau02b].

Tabelle 6.2: Die Beschleunigerparameter des IH-DTL generiert mit LORASR.

Beschleunigerparameter	Werte	Einheiten
Masse zu Landungsverhältnis A/q	2	
Designstrom I_{des}	125.0	mA
Frequenz f_{rf}	175.0	MHz
Fokussiergitter n_{lat}	FDF - DFD	
Anzahl der Tanks n_T	10	
Totaler HF-Leistungsbedarf P_{tot}	5.33	MW
Maximale totale Leistungsverluste pro Tank P_{tot}/T	0.690	MW
Mittlere Strukturverlustleistung pro Meter P_{Cu}/l_{tot}	0.0481	MW/m
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in}/W_{out}	5.0 / 40.11	MeV
Effektiver Energiegewinn pro Meter $\Delta W/l_{tot}$	1.502	MeV/m
Anzahl der Zellen n_{cell}	157	
Beschleunigerlänge l_{tot}	23.29	m
Beschleunigungsfeldstärke E_0	2.38 - 1.62	MV/m
Effektive Beschleunigungsfeldstärke $E_0 T(k)$	1.98 - 1.40	MV/m
Sollphase ϕ_s	-35.0 / 0.0	Grad
Aperturradius r_{ap}	1.5 / 2.0	cm
Magnetischer Gradient G	6.55 - 4.53	kG/cm
Magnetische Oberflächenfeldstärke B	1.31 - 0.90	T
Mittlere effektive Shuntimpedanz $\langle Z_0 T(k)^2 \rangle$	94.29	MΩ/m
Maximaler Kilpatrickfaktor b_K	0.43	

Die Fokussiereigenschaften sind aus Abbildung 6.4 ersichtlich. Sie illustriert die transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des IH-DTL ohne Smooth-Approximation (Vergleiche Kapitel 3.3). Der transversale Nullstromphasenvorschub fällt annähernd linear mit der Strahlenergie von 120° in der ersten Linse (bei 5 MeV) auf 56° in der letzten, der elften Linse (bei 40 MeV). Dies kommt durch die verringerten Raumladungskräfte im Hochenergieteil zustande. Der longitudinale Nullstromphasenvorschub steigt in den ersten drei Linsen im Nie-

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

derenergiebereich von 66° auf 104° an (Erhöhung der longitudinale Akzeptanz), um dann fast linear mit der Ionenenergie auf 45° abzufallen. Ebenfalls wegen der sich verringerten Raumladung des Ionenstrahls.

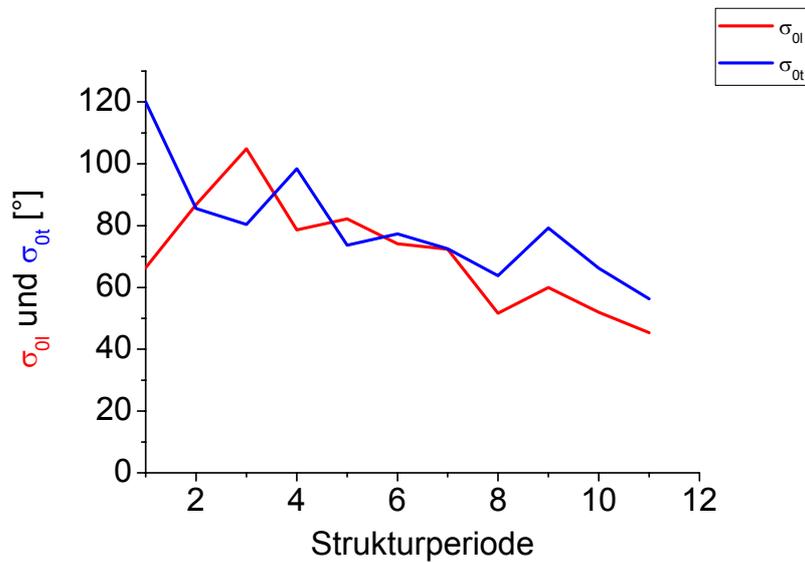


Abbildung 6.4: Die transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des IH-DTL.

Die Abbildung 6.5 zeigt die transversalen und longitudinalen Stromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang der IH-Struktur. Das globale Verhalten ist konsistent zur Abbildung 6.4. Transversal fällt er linear von 76° auf 34° . Longitudinal steigt er erst von 40° auf 63° , um dann auf den Endwert von 20° zu gelangen. Nur der transversale Stromphasenvorschub verringert sich im Mittel- und Hochenergiebereich etwas langsamer als der longitudinale, was beweist, dass die transversalen Raumladungskräfte in diesem Energiebereich etwas stärker auf den Strahl einwirken als die longitudinalen.

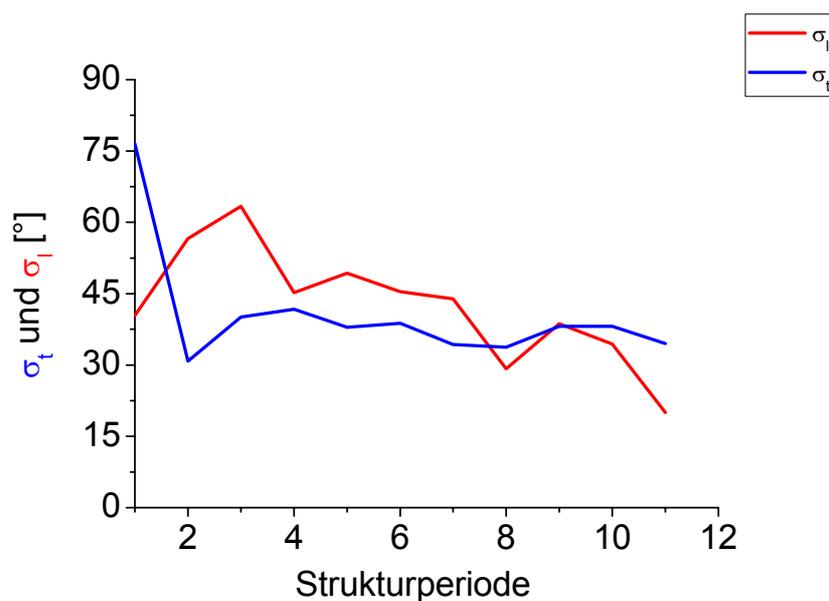


Abbildung 6.5: Die transversalen und longitudinalen Stromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des IH-DTL.

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

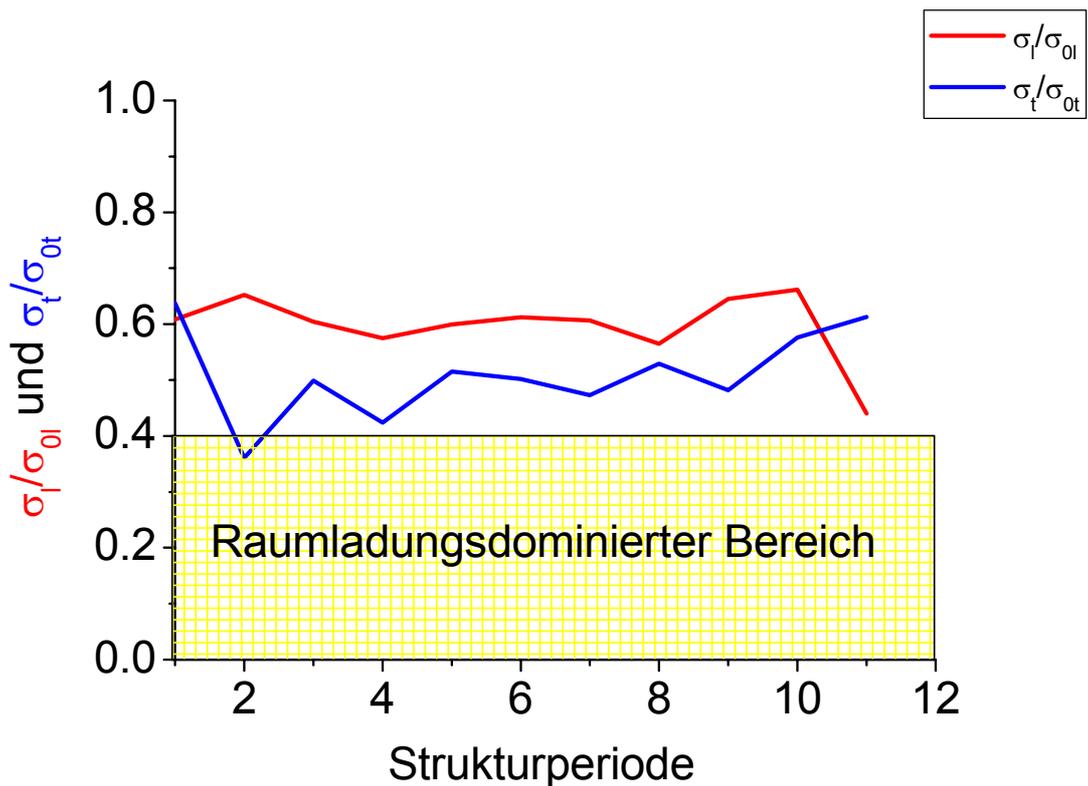


Abbildung 6.6: Die transversale und longitudinale Fokussierunterdrückung pro Strukturperiode entlang des IH-DTL. Der raumladungsdominierte Bereich ist gelb markiert

Die Abbildung 6.6 schließlich verdeutlicht die Fokussierunterdrückung entlang des IH-DTL, die direkt die Raumladungseinflüsse wiedergeben. Am Eingang ist die transversale Fokussierunterdrückung mit 0.63 noch unkritisch. In der zweiten Linse (erste externe Linse) erhöht sie sich allerdings auf den größten Wert mit 0.36 und ist damit knapp innerhalb des raumladungsdominierten Bereichs. Dort kann man die im allgemeinen nichtlinearen Raumladungskräfte nicht mehr vernachlässigen und sie bestimmen maßgeblich die Strahldynamik (Vergleiche Kapitel 2). Dieser kritische Bereich wird aber sehr schnell wieder verlassen und schon in der dritten Linse ist die transversale Fokussierunterdrückung mit einem Wert von 0.49 wieder unbedenklich. Sie verringert sich von da ab gleichmäßig auf einen Endwert von 0.61 am Ausgang der IH-Struktur, was auf den zunehmenden Energiegewinn des Ionenstrahls zurückzuführen ist. Das Verhalten der longitudinale Fokussierunterdrückung ist dagegen unkritisch. Sie bleibt im gesamten IH-DTL im Mittel nahezu konstant bei einem Wert von 0.61. Nur in der letzten Linse am Ausgang des Beschleunigers erhöht sie sich auf einen Wert von 0.44, der aber immer noch im emittanzdominierten Bereich liegt. Insofern lässt sich feststellen, dass, bis auf die zweite Linse, die IH-Struktur komplett emittanzdominiert ausgelegt werden konnte. Betrachtet man noch den arithmetischen Mittelwert der transversalen Fokussierunterdrückung von 0.51 und den longitudinalen von 0.59, dann erkennt man, dass im allgemeinen die Raumladung vernachlässigt werden kann und diese aber in der transversalen Ebene größer ist als in der longitudinalen.

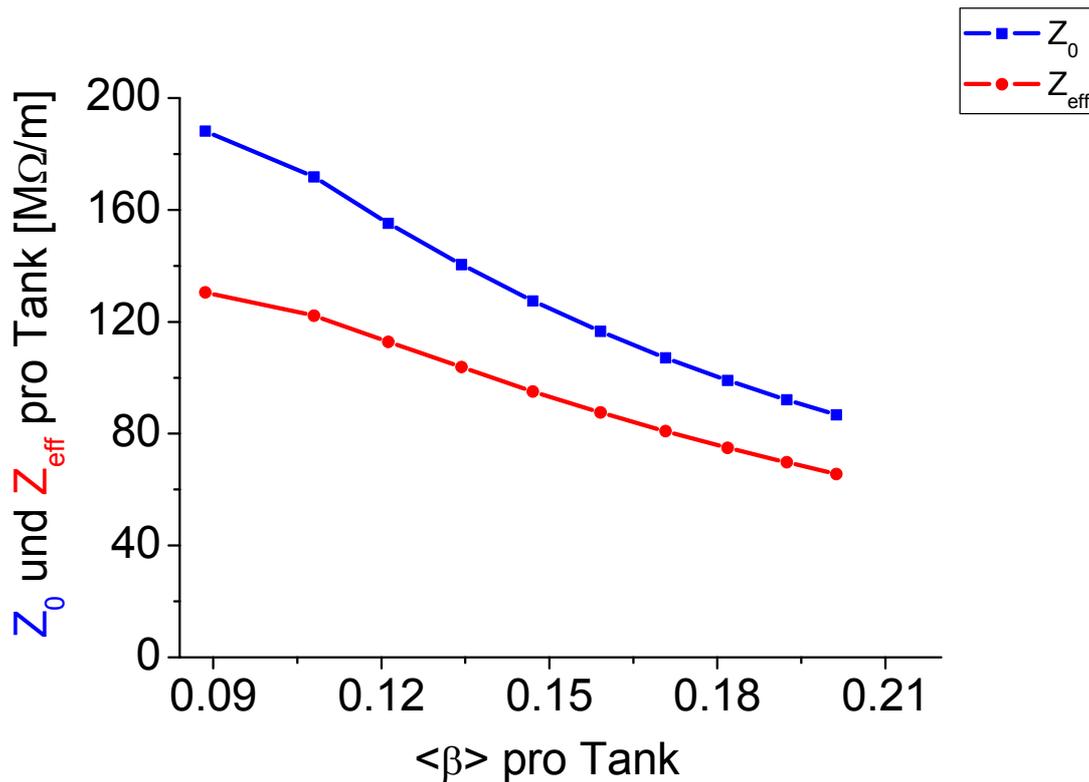


Abbildung 6.7: Die Shuntimpedanz Z_0 und effektive Shuntimpedanz Z_{eff} des IH-DTL als Funktion des gemittelten Beta $\langle \beta_{av} \rangle$ pro Tank.

Die Abbildung 6.7 gibt die effektive und normale Shuntimpedanz entlang des IH-DTL wieder. Sie bestätigt die starke Abhängigkeit der Shuntimpedanz von der Teilchenenergie. Nach den gemessenen Werten von Abbildung 2.10 fällt $Z_{eff} \propto \frac{17.65}{\langle \beta_{av} \rangle^{0.762}}$ mit

der Teilchenenergie der Module ab. Somit verringert sich die Shuntimpedanz von 188 MΩ/m bei einem mittleren Beta von 0.088 auf nur noch 86 MΩ/m bei einem mittleren Beta von 0.2. Bei Shuntimpedanzwerten von < 100 MΩ/m gelten IH-DTL's schon als unökonomisch und die enorme HF-Effizienz, die der größte Vorteil gegenüber konventionellen Driftröhrenbeschleunigern darstellt, ist nicht mehr so stark gegeben [Rat98]. Somit besteht nur noch ein Vorteil von einem Faktor 2 gegenüber dem Alvarez-DTL (siehe Seite 65). Einer Vergrößerung der Driftröhrenapertur, um die Aperturausleuchtung zu verringern, würde die Shuntimpedanz weiter reduzieren. Der Verlauf der effektiven Shuntimpedanz ist proportional zu der normalen Shuntimpedanz. Nur infolge des erhöhten Laufzeitfaktors im Hochenergieteil (längere Driftröhren und kürzere Spaltlängen) ist der Abfall etwas flacher. Z_{eff} fällt von 130 MΩ/m bei einem mittleren Beta von 0.088 auf 65 MΩ/m bei $\langle \beta_{av} \rangle = 0.2$. Somit hat sich der Wert der effektiven Shuntimpedanz nur halbiert, wohingegen sich die normale Shuntimpedanz um mehr als die Hälfte verringert hat.

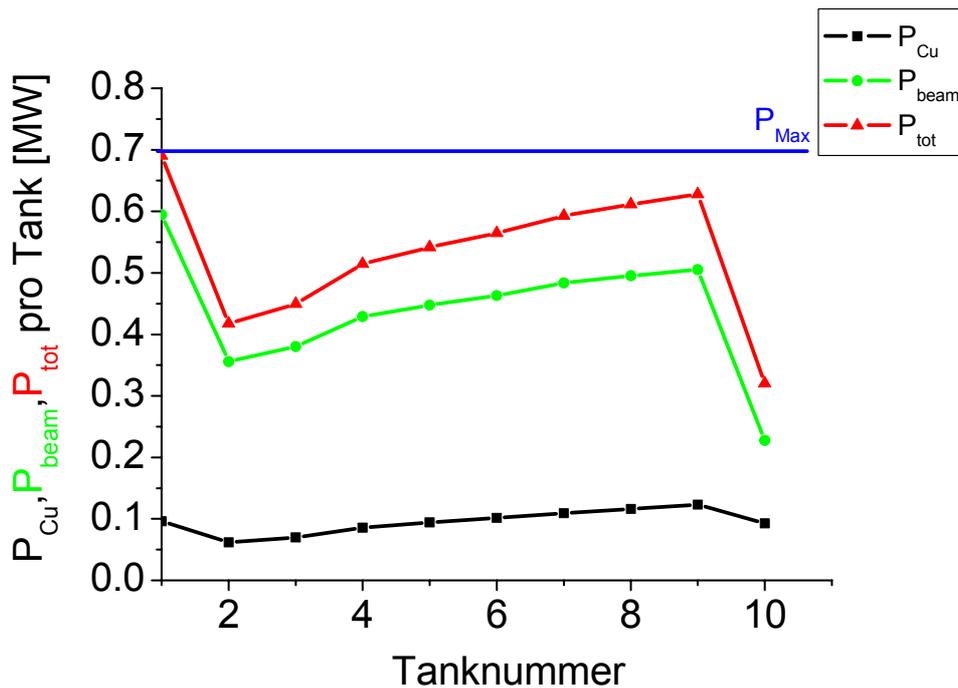


Abbildung 6.8: Die Strukturverlustleistung P_{Cu} , die Strahlleistung P_{beam} und die totale HF-Verlustleistung P_{tot} pro Tank des IH-DTL. Die maximal erlaubte totale HF-Leistung pro Tank ist die blaue Linie.

Zum Abschluss dieses Abschnitts zeigt die Abbildung 6.8 den totalen, Struktur- und Strahlleistungsbedarf pro Tank. Lediglich der erste Tank mit der internen Quadrupoltriplettlinse und der dadurch erhöhten Spaltanzahl erreicht den maximal erlaubten totalen HF-Leistungsbedarfswert, der von der Diacrode vorgegeben ist [IFM02]. Alle anderen neun Kavitäten sind relativ weit unterhalb der geforderten HF-Leistungsgrenze (weniger Spalte durch externe Linsen) und garantieren insofern genügend große HF-Leistungsreserven, die die Zuverlässigkeit des Beschleunigers im Betrieb erhöhen. Der approximativ lineare Anstieg der totalen HF-Leistung pro Modul ab Tanknummer 2 ist einerseits durch die Vergrößerung der Tanklänge bei gleicher Spaltanzahl aufgrund der größer werdenden Zellenlänge $l_{IH} = \frac{\beta\lambda}{2}$ zu erklären und andererseits durch die Verbesserung der Beschleunigungseffizienz infolge der Erhöhung des Laufzeitfaktors und damit der Strahlleistung. Der signifikante Rückgang der HF-Leistung im 10-ten und letzten Modul kommt durch die Verringerung der Beschleunigungsspaltanzahl von 15 auf 12 zustande (festgelegt durch die Endenergie).

6.4 Die Strahldynamik

Die Viel-Teilchen-Simulationen wurden im ersten Schritt mit einer angepassten 6D-Homogenen-Eingangsverteilung mit einer normierten RMS-Eingangsemittanz von 0.035 [cm×mrad] in der transversalen Ebene und 0.067 [cm×mrad] in der longitudinalen bei 5 MeV Eingangsenergie durchgeführt. Die Eingangsemittanzen entsprechen somit denen des Alvarez-DTL, um direkte Vergleichsmöglichkeiten zu haben. Die Anpassung des Strahls an den IH-DTL wurde anhand von Teilchendynamik-Rechnungen mit Raumladung durchgeführt. Für die nachfolgenden Rechnungen wurden 10,000 Makroteilchen verwendet. Dies ist ein geeigneter Kompromiss, um

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

einerseits die Unsicherheitsfunktion bzw. das numerische Rauschen nach Gleichung 4.7 kleiner als 1 % zu halten, nämlich $u_n \leq 0.01$ (entspricht einer maximalen Fehler in der Stromverlustrate von $\approx 0.54 \mu\text{A/m}$) und andererseits die Rechenzeit in vertretbaren Rahmen zu halten. Denn diese hängt für die hier verwendete 3D-Raumladungsroutine mit Coulomb-Stößen quadratisch von der Anzahl der Makroteilchen n ab (und marginal von der Häufigkeit des Aufrufs der Raumladungsroutine):

$$t_{\text{CPU}} \propto n^2 \quad (6.10)$$

Für 10,000 Teilchen beträgt die Rechenzeit für den IH-DTL aus Tabelle 6.2 bereits 3 Tage. Würde man die Teilchenzahl verdoppeln, so betrüge sie nach Gleichung 6.10 das Vierfache, also 12 Tage. Dies wäre eine zu lange Zeitspanne, um intensive teilchendynamische Untersuchungen machen zu können. Neben der Teilchenzahl wurden auch Maschen- und Schrittweite der Raumladungsroutine optimiert und der Geometrie der IH-Struktur angepasst.

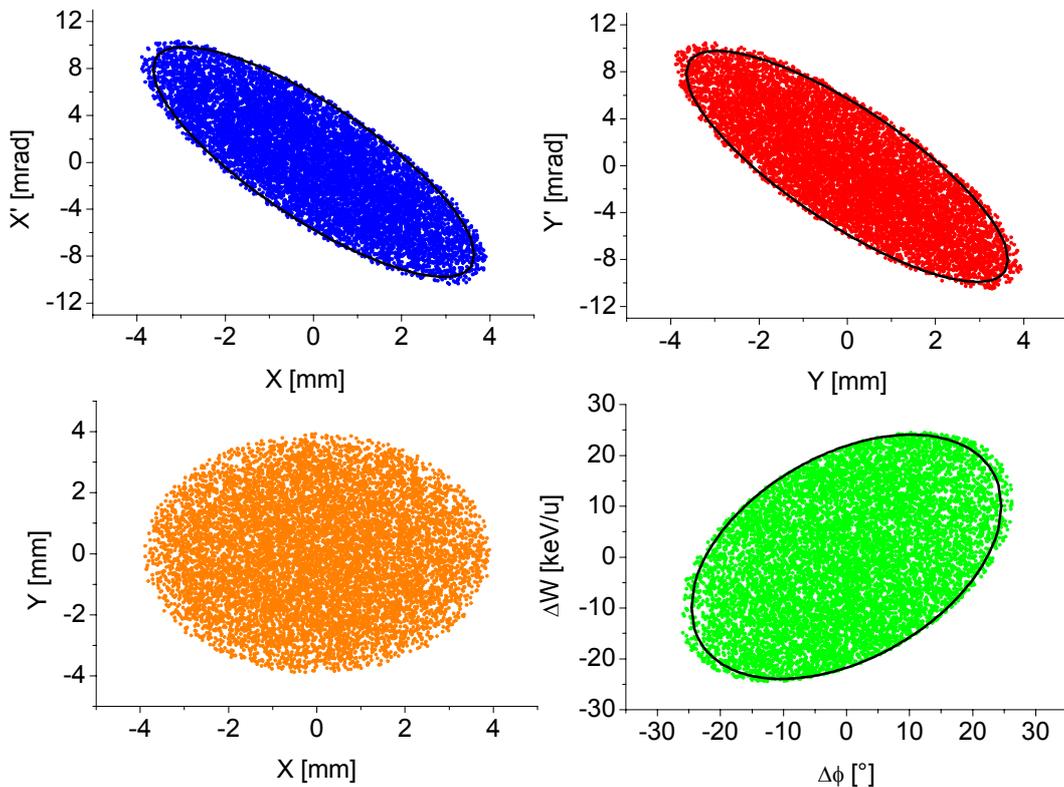


Abbildung 6.9: Angepasste 6D-Homogen-Eingangsverteilung des IH-DTL bei 5 MeV. Die $X - X'$ - bzw. $Y - Y'$ -Ebene ist links und rechts oben zu sehen. Der reale $X - Y$ -Raum ist links unten und der longitudinale $\Delta\phi - \Delta W$ -Phasenraum rechts unten. Die 95 %-Ellipsen sind ebenfalls dargestellt.

Die Abbildung 6.9 zeigt die Eingangsverteilung der IFMIF IH-Struktur bei 5 MeV. Der Strahl ist in beiden transversalen Ebenen konvergent, symmetrisch und kompakt. Er hat eine Breite von ± 0.4 cm in der X - und Y -Richtung. Die Divergenzbreite beträgt ± 10.0 mrad in X' und Y' . Longitudinal ist er ebenfalls konvergent und weist er eine Phasenlänge von $\pm 25^\circ$ bei einer Energieunschärfe von ± 25 keV/u auf. Die Abbil-

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

Abbildung 6.10 zeigt die transversalen 100 %- und RMS-Enveloppen entlang des Beschleunigers. Sie haben die typische Form der FDF-o-DFD-Quadrupoltriplettkanalanordnung. Nur innerhalb der Linsen befindet sich das Maximum der Strahlenveloppe ("blow up") und in der Mitte der Kavitäten ist jeweils das Minimum ("waist") [Rat98]. Der Strahlradius bleibt nahezu konstant und die Triplets fokussieren den Strahl in beiden Ebenen gleichzeitig. Es gehen keine Teilchen verloren und der minimale Aperturfaktor beträgt in den Driftröhren 1.6 und in den Linsen 1.2.

Abbildung 6.11 und 6.12 veranschaulicht das 100 %-Energie- und Phasenprofil in Bezug auf das Strahlzentrum entlang des DTL. Das charakteristische Aussehen wird durch die KONUS-Dynamik (siehe Abschnitt 3.3) bestimmt [Rat98]. Aus Abbildung 6.11 erkennt man, dass das Strahlzentrum am Eingang jeder 0° -Sektion eine um ca. 3 % höhere Energie aufweist, die sich nach einigen HF-Perioden innerhalb des 0° -Abschnittes langsam um knapp 1 % reduziert. In den Rebuncher-Sektionen (negativer Sollphasenabschnitt) ist das Strahlzentrum jeweils auf Sollenergie. Ferner nimmt die Energiebreite mit zunehmender Teilchenenergie ab und gehen keine Teilchen longitudinal verloren.

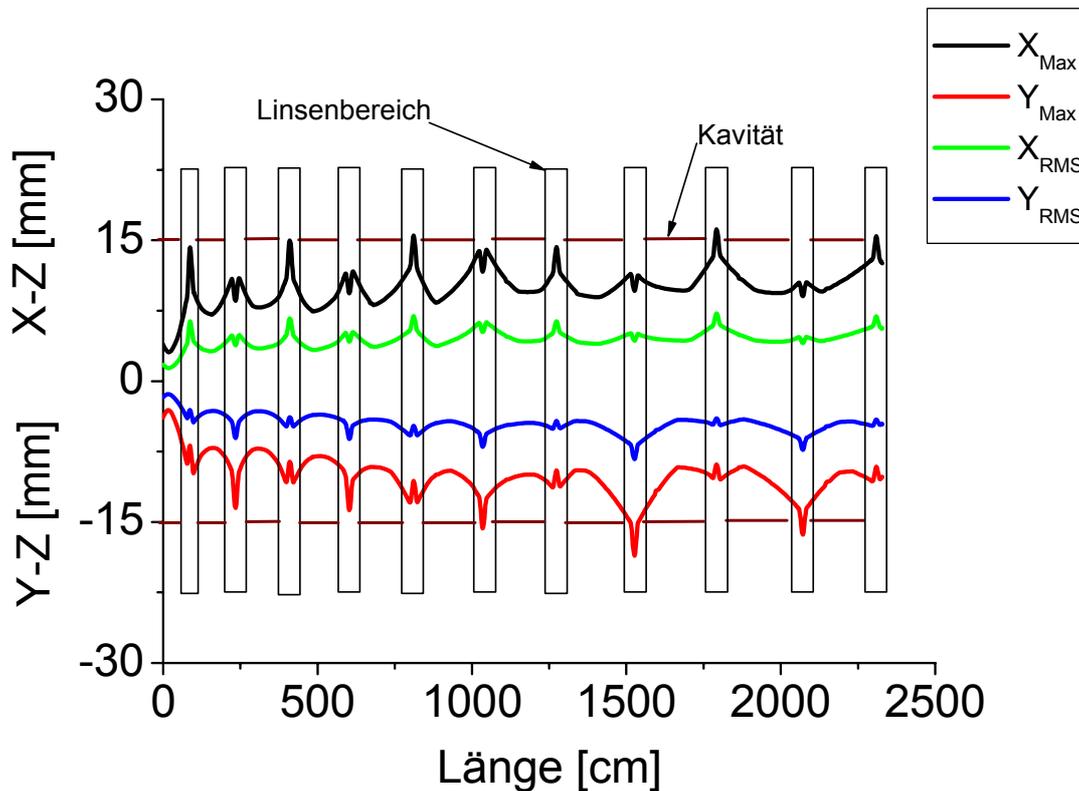


Abbildung 6.10: Angepasste transversale 100 %- und RMS-Enveloppen in der X-Z- und Y-Z-Ebene entlang des IH-DTL. Die Rechtecke entsprechen den Quadrupoltripletts und die braune Linie der Apertur der Kavitäten.

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

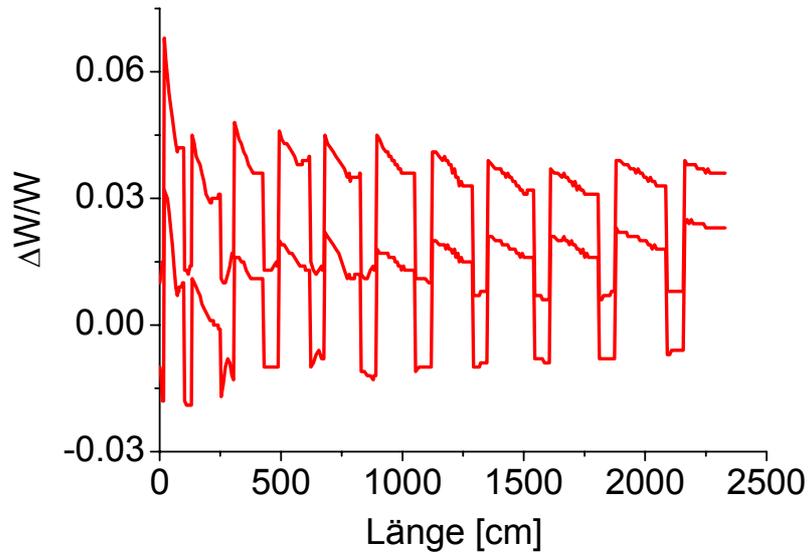


Abbildung 6.11: Angepasste 100 %-Energieprofil im Hinblick auf das Strahlzentrum entlang des IH-DTL.

Das Phasenprofil der 100 %-Envelope aus Abbildung 6.12 ist ebenfalls nur durch die KONUS-Dynamik bestimmt [Rat98]. Im Rebuncher ist das Strahlzentrum jeweils auf Sollphase. In der nachfolgenden 0° -Sektion wandert es stetig pro HF-Periode in Richtung negativer Bunchzentrumsphase, wobei die -25° nicht überschritten werden. Das Driften des Bunches zu negativen Phasen führt zu einer longitudinalen Fokussierung des Strahls und ermöglicht das Durchlaufen von jeweils 10 Beschleunigungsspalten bei maximalem Energiegewinn ($\Delta W \propto \cos(0^\circ) = 1$). Im Gegensatz zur Energieunschärfe nach Abbildung 6.11 wird die Phasenbreite entsprechend größer („inkompressible Flüssigkeit“).

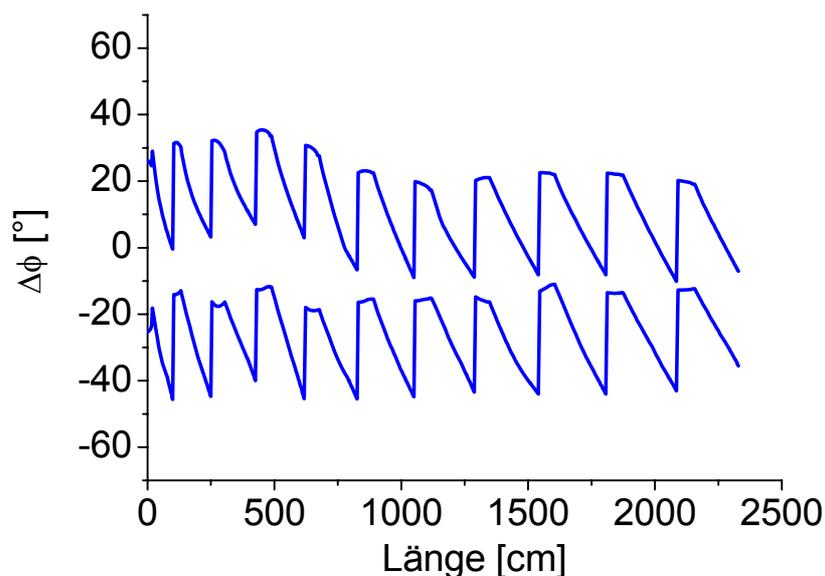


Abbildung 6.12: Angepasstes 100 %-Phasenprofil im Hinblick auf das Strahlzentrum entlang des IH-DTL.

Die Abbildungen 6.13 und 6.14 verdeutlicht die Strahlqualität der IH-Struktur. Der Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des DTL nach Abbildung 6.13 zeigt,

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

das transversal und longitudinal fast ausschließlich im Strahlanpassungsbereich (Niedrigenergieabschnitt) innerhalb der ersten 4 m verstärktes Emittanzwachstum zu beobachten ist. Nachdem sich aber der Strahl vollständig an die Struktur angepasst hat und aufgrund der Energiezunahme die Raumladungs- und HF-Defokussierkräfte schwächer geworden sind, bleibt die Strahlqualität bis zum Hochenergieende annähernd konstant und stabil.

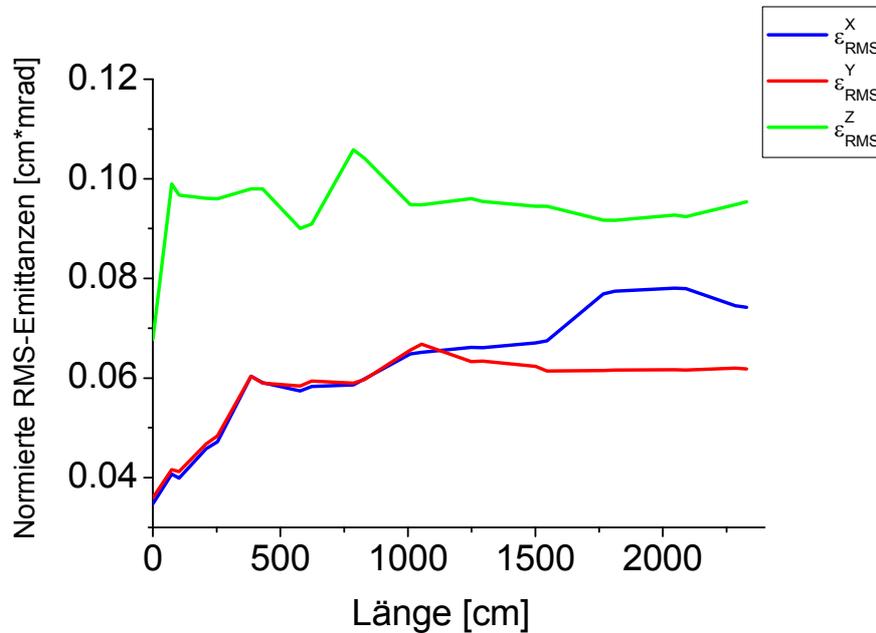


Abbildung 6.13: Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des IH-DTL.

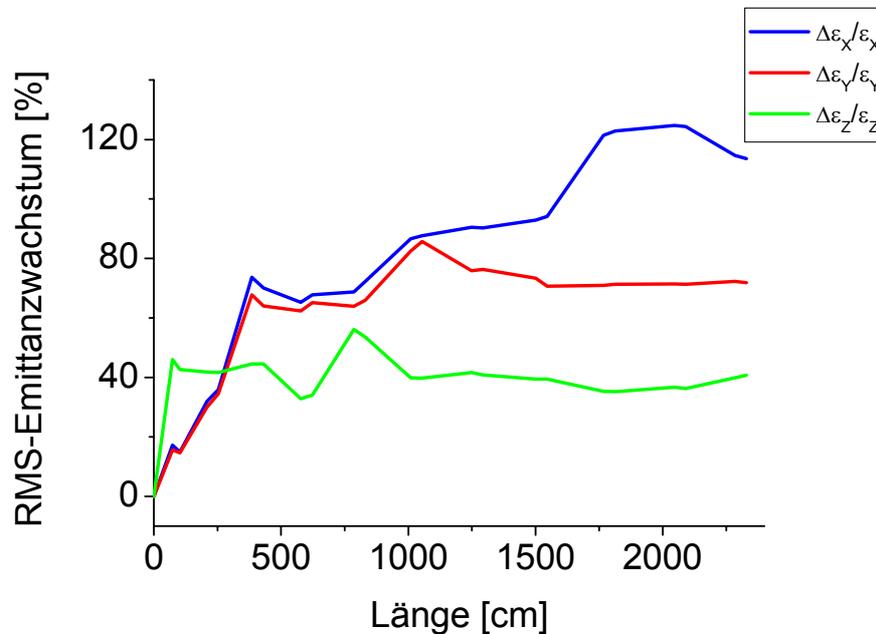


Abbildung 6.14: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum in Prozent entlang des IH-DTL.

Die Abbildung 6.14, die das relative RMS-Emittanzwachstum in Prozent wiedergibt, präzisiert die obigen Aussagen. In den ersten 4 m wächst die transversale RMS-Emittanz um 70 % an und in den verbleibenden 19 m erhöht sie sich leicht auf einen

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

Endwert von 80 % total. Longitudinal ist die Strahlqualität etwas entspannter. Innerhalb des ersten Meters steigt die RMS-Emittanz um 46 %, um dann bis zum DTL-Ende sogar auf einen Endwert von 40 % zu fallen. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit den Raumladeeinflüssen innerhalb des Beschleunigers (Vergleiche dazu Abbildung 6.5 - 6.6), die transversal größer sind als longitudinal und zu dem erhöhten Emittanzwachstum beitragen.

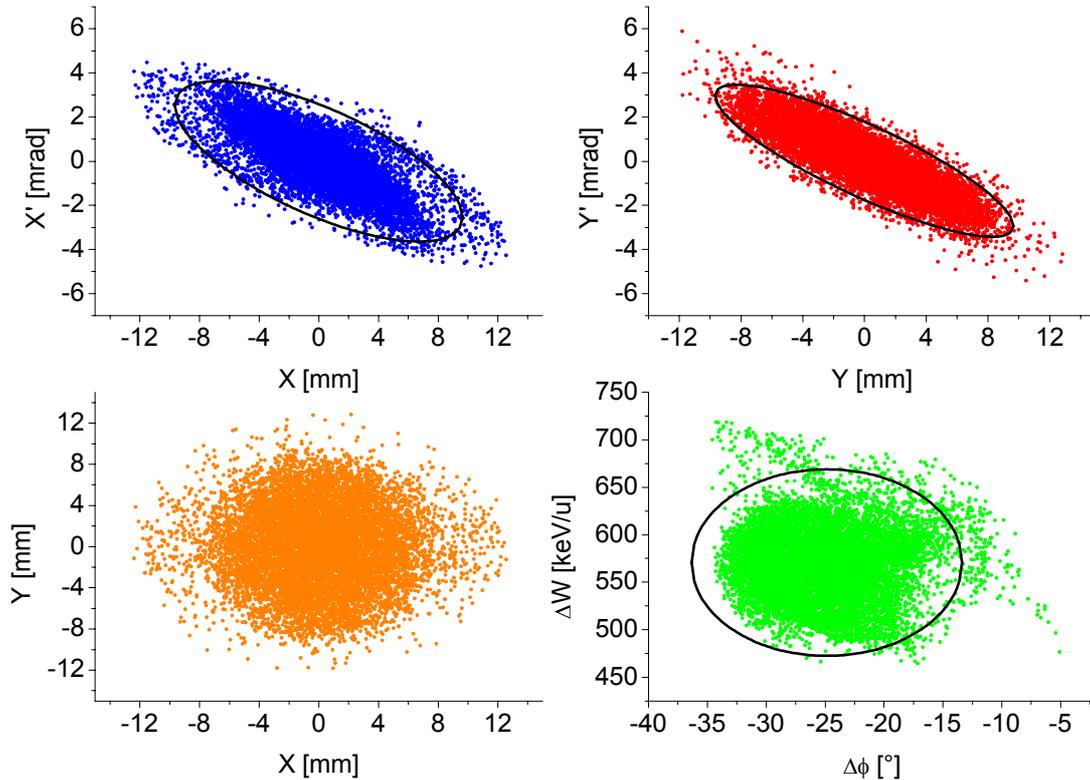


Abbildung 6.15: Ausgangsverteilung des IH-DTL bei 40.1 MeV und angepasster Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Die Abbildung 6.15 schließlich zeigt die Ausgangsverteilung des IH-DTL bei 40.1 MeV und angepasstem Eingangsstrahl. Der Strahl ist durch nichtlineare Raumlade- und Fokussiereffekte leicht ausgefranst worden. Er ist transversal kompakt und symmetrisch und die Strahlkernbereiche sind homogen mit quasi-elliptischer Form, aber mit einem leichten Halo. In der X - X' -Ebene und Y - Y' -Ebene ist er jeweils konvergent. Dies ist durch das Abschlussquadrupoltripllett unmittelbar nach dem 10-ten Resonator des IH-DTL bedingt. Longitudinal ist der Strahl leicht filamentiert, aber mit kompaktem Kern und im Fokus. Transversal hat er eine geometrische Breite von ± 13 mm in X und Y , bei einem Divergenzwinkel von ± 5 mrad in X' und ± 6 mrad in Y' . Im realen Anschauungsraum der X - Y -Ebene erkennt man den annähernd runden Strahlkern mit einem dünnen Strahlkranz. Longitudinal weist er eine Phasenbreite von 30° bei einer Energienunschärfe von 250 keV/u bei 20.05 MeV/u Sollenergie auf. Seine normierten RMS-Ausgangsemittanzen betragen 0.067 [cm×mrad] transversal und 0.095 [cm×mrad] longitudinal. Zum Abschluss dieses Abschnitts fasst die Tabelle 6.3 nochmals die wichtigsten Strahlparameter zusammen.

6. Der Entwurf eines IH-DTL für IFMIF

Tabelle 6.3: Strahlparameter des IH-DTL bei angepasster Eingangsverteilung.

Strahlparameter	Werte	Einheiten
Eingang- / Ausgang RMS $\epsilon_{\text{trans}}^n$	0.035 / 0.067	cm×mrad
Eingang- / Ausgang RMS ϵ_{long}^n	0.067 / 0.095	cm×mrad
Transversales Emittanzwachstum $\Delta\epsilon_{\text{trans}}/\epsilon_{\text{trans}}$	92.7	%
Longitudinales Emittanzwachstum $\Delta\epsilon_{\text{long}}/\epsilon_{\text{long}}$	40.7	%
Minimaler Aperturfaktor c_{ap}	1.2	
Transmission Tr	100	%
Strahlstrom I_{rf}	125	mA
Anzahl der Makroteilchen n	10,000	
Eingangsverteilung	6D-Homogen	angepasst

6.5 Schlussfolgerung

Die Untersuchungen dieses Kapitels haben gezeigt, dass ein normalleitender, 23.2 m langer, CW 175 MHz IH-DTL mit FDF-o-DFD-Fokussiergitteranordnung und einem Gesamtleistungsbedarf von 5.33 MW bei 4.37 MW Strahlleistung, was einer HF-Effizienz von $\approx 82\%$ entspricht, einen 125 mA Deuteriumstrahl im Dauerstrichbetrieb ohne Teilchenverluste und mit moderatem Emittanzwachstum von 5 MeV auf 40 MeV beschleunigen und fokussieren kann. Es war möglich, den Entwurf fast vollständig emittanzdominiert auszulegen und gleichzeitig spezielle bau- und betriebstechnische Anforderungen zu erfüllen. Ferner wurden neben dem obigen Berechnungen auch noch weitere teilchendynamische Untersuchungen durchgeführt [Sau02b]:

- Strahlfehlpassung
- Toleranzanalyse
- Verwendung der Ausgangsemittanz des RFQ aus Kapitel 4 als Eingangsverteilung des DTL in Verbindung mit einer kompakten Strahltransportsektion (MEBT) zwischen RFQ und IH-DTL.

Die Rechnungen hatten zum Ergebnis, dass ein IH-DTL in Verbindung mit der KONUS-Dynamik für hochintensive Ionenstrahlenanwendungen geeignet ist, aber durch die großen Aperturradien in der HF-Bilanz (vor allen Dingen im Hochenergiebereich bei Energien ≥ 20 MeV) gegenüber konventionellen Beschleunigern nur noch leichte Vorteile aufweist. Ferner sind aufgrund der komplexeren Teilchendynamik die Aperturfaktoren, mechanischen, optischen und Strahlfehlpassungstoleranzen bei hoher Raumladung so kritisch, dass vorerst eine intensive Weiterverfolgung dieser Driftröhrenbeschleunigerart in der jetzigen Form (mit Standard-Entwurfstrategie) für das IFMIF-Projekt nicht geplant ist. Ein verfeinertes und hoch optimiertes Nicht-Standard-Design könnte allerdings eventuell diese Probleme beseitigen. Die Rechnungen bestätigten aber auch die allgemeinen Vorteile der IH-Struktur, die wie folgt lauten [Rat98] [Eic00] [Sau01] [Sau02b]:

- ihre mechanische und thermische Steifigkeit, die hohe Spitzen- und Beschleunigungsfeldstärken erlauben,
- die externe Quadrupoltriplettffokussierung, die eine hohe Justier- und Wartungsmöglichkeit garantieren,
- die Entkopplung von transversaler und longitudinaler Fokussierung, die kurze Kavitäten mit vielen Beschleunigungsspalten und hoher Shuntimpedanz (bis zu Energien von < 20 MeV) ermöglichen,
- Herstellung und Bau eines IH-DTL sind mit Standardtechnologien beherrschbar und weniger kostenintensiv als z.B. bei einem Alvarez-DTL,
- aufgrund der wenigen Strukturperioden eines IH-DTL ist die Anregungswahrscheinlichkeit von parametrischen und Strukturresonanzen besonders gering.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

In diesem Kapitel wird erstmals ein teilchendynamischer Entwurf eines 175 MHz supraleitenden Hochstrom CH-DTL (Crossbar-H₂₁₀-Mode-DTL) als ein verbessertes neues Linearbeschleunigerkonzept für das IFMIF-Projekt vorgestellt [Sau02a]. Da IFMIF einen Dauerstrichlinearbeschleuniger vorsieht, ist eine supraleitende Auslegung besonders vorteilhaft [Pad98]:

- werden die Kühlprobleme aufgrund der im allgemeinen sehr hohen thermischen Verluste im Kupfer bei normalleitenden Strukturen vernachlässigbar klein.
- die Hochfrequenzleistung wird fast ausschließlich für die Beschleunigung des Strahls verwendet.
- ermöglicht das supraleitende Konzept die Verwendung von sehr großen Aperturradien (wichtig zur Vermeidung von Teilchenverlusten), ohne dabei die HF-Effizienz drastisch zu verschlechtern.

In diesem Energie- und Frequenzbereich kamen bis jetzt nur die koaxialen Halb-Wellenlängen ("Half-wave") und eventuell Viertel-Wellenlängen ("Quarter-wave") Strukturen, sowie Spiral- oder Reentrant-Resonatoren mit einem, zwei oder maximal drei Beschleunigungsspalten zum Einsatz [Pad98]. Das Institut für Angewandte Physik entwickelt jetzt eine neue supraleitende Kavität, die ein H-Typ-Beschleuniger ist wie der in Kapitel 6 vorgestellte IH-DTL und ebenfalls in Verbindung mit der KONUS-Dynamik sein volles Potential entfalten kann (Vergleiche dazu Kapitel 3.3). Aufgrund seiner besonderen Zellgeometrie und der speziellen H₂₁₀-Mode hat er einen größeren Tankdurchmesser als der IH-Typ und kann deswegen bis zu Frequenzen von 800 MHz und Strahlenergien von bis zu 150 MeV/u verwendet werden. Durch die gekreuzte Stützenanordnung zeigen die CH-Resonatoren eine hohe mechanische und thermische Robustheit, welche Vorteile sowohl für die normalleitende als auch supraleitende Bauweise bietet. Ferner sind die transversalen Dimensionen bei gleicher Resonanzfrequenz im Vergleich zu den herkömmlichen Spoke-, Spiral und Reentrant-Typen erheblich geringer (Siehe Kapitel 3.3) [Eic00]. Aus diesen Gründen wird im folgenden ein teilchendynamischer Entwurf mit dem Viel-Teilchen-Simulationsprogramm LORASR für den IFMIF-Linearbeschleuniger durchgeführt, der eine Kombination aus einem normalleitenden IH-Modul mit einem internen Quadrupoltripllett im Niedrigenergiebereich ist, gefolgt von einer Kette von supraleitenden CH-Kavitäten mit Zwischentankfokussierung im mittleren bis Hochenergieende [Sau02a] [Rat98] [Rat00]. Anschließend werden Strahlfehlungsverhalten, Stabilität bei mechanischen Toleranzen und Dynamik des Linearbeschleunigers bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilerung des RFQ aus Kapitel 4 untersucht. Abschließend wird ein Hochfrequenzdesign des ersten und letzten CH-Resonators des IFMIF IH+CH-DTL mit dem Programm MicroWave Studio® vorgestellt, das die supraleitenden und die HF-Eigenschaften der zuvor mit LORASR generierten CH-Kavitäten abschätzt und die Oberflächenfelder berechnet [MWS] [Sau02c] [Eic00].

7.1 Die Entwurfsstrategie und Wahl der Parameter

Die Hauptentwurfsparameter und die Teilchendynamik des supraleitenden IH+CH-DTL für IFMIF entsprechend denen des IH-DTL aus Kapitel 6 dieser Arbeit und deshalb verzichten wir hier auf ihre erneute Aufzählung. Die grobe Entwurfsstrategie entspricht ebenfalls der des IH-DTL Designs. Erste Entwürfe einen warmen CH-DTL bei 175 MHz einzusetzen, um dem normalleitenden Referenzdesign zu entsprechen, wurden verworfen, weil zum einen die zu erwartende Shuntimpedanz bei einem A-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Aperturradius von 1.5 cm zu gering war ($Z_0 \leq 100 \text{ M}\Omega/\text{m}$ nach Tank 2). Auch Versuche die HF-Effizienz der normalleitenden CH-Struktur durch eine Frequenzverdopplung auf 350 MHz, bei Frequenzsprungenergien von 20 MeV und 30 MeV zu erhöhen, führten nicht zum gewünschten Ziel, weil der verdoppelte Spitzenstrom pro Bunch mit 250 mA zu hoch war, um stabil fokussiert und beschleunigt werden zu können. Im folgenden wird daher nur auf die Besonderheiten einer supraleitenden Auslegung näher eingegangen:

- Die externen Quadrupoltripletts im Zwischentankbereich des CH-DTL sind kalt, d.h. sie sind innerhalb des Kryostaten angebracht auf einer Temperatur von 4.2 K oder 1.8 K, um den Bau zu vereinfachen.
- Trotz der Einbringung der abgeschirmten, magnetischen Quadrupoltripletts in den Kryostaten ist die maximale Oberflächenfeldstärke der Spulen auf 1.3 T begrenzt, weil bis jetzt nur Quadrupole mit Eisenjoch (Windungen aus Niob aber mit Eisenkern bis Sättigung betrieben) die von der KONUS-Dynamik geforderten kleinen Baudimensionen aufweisen ohne zu große nichtlineare Randfelder zu produzieren [Rat98]. Der Herstellung von supraleitenden Luftspulen mit Längen von $L_{quad,sl} < 7 \text{ cm}$ ist momentan noch zu schwierig (zu hohe Randfelder) [Pad98]. Supraleitende Solenoide können aufgrund der zu geringen Fokussierstärke im Vergleich zu Quadrupoltriplettlinen mit Eisenjoch vorerst nicht verwendet werden [Rei94]. **Begründung:** Es gilt die für das Verhältnis der Brennweiten eines Quadrupoltripletts mit Eisenkern $\frac{1}{F_{tri}}$ und eines

supraleitenden Solenoiden $\frac{1}{f_{sol,sl}}$ die Beziehung $\frac{1/F_{trip}}{1/f_{sol,sl}} \approx 4.2$, d.h. die Fokussierstärke eines supraleitenden Solenoiden mit $B_{sol,sl} \approx 13 \text{ T}$ und einer effektiven Länge von 40 cm ist mehr als 4 mal schwächer als die eines äquivalenten Quadrupoltripletts mit $B_{trip} \approx 1.3 \text{ T}$ bei gleicher effektiver Länge [Rei94].

- Durch die Limitierung der maximalen Oberflächenfeldstärke der Quadrupole müssen die Tripletts bei zunehmendem Aperturradius des CH-DTL gemäß der Formel 6.1 immer länger werden. Dies führt dazu, dass alle vier Quadrupoltripletts des supraleitenden DTL-Abschnitts verschiedene Längen und Aperturdurchmesser aufweisen. Da aber nur vier Linsen gebraucht werden sind die zusätzlichen Herstellungskosten vernachlässigbar.
- In dem, aufgrund der hohen Raumladung für Teilchenverluste besonders kritischen Niedrigenergiebereich des DTL von 5 MeV bis 10 MeV, wurde ein normalleitender IH-Resonator mit interner Linse verwendet. Er entspricht dem 1-ten Tank des IH-DTL für IFMIF aus Kapitel 6 Unterpunkt 6.2. Er dient als Anpassungssektion und ermöglicht zusätzlich die Verwendung einer größeren Eingangsapertur im ersten supraleitenden CH-Tank gemäß der Beziehung

$$\langle a \rangle \approx \frac{\langle \beta_{av} \rangle \lambda}{8}. \quad (7.1)$$

mit:

$\langle \beta_{av} \rangle$ mittlere Energie des Resonators und $\langle a \rangle$ mittlerer Aperturradius der CH-Kavität.

- Bei allen nachfolgenden supraleitenden CH-Kavitäten wurde entsprechend der Formel 7.1 der mittlere Aperturradius linear mit der Teilchenenergie ver-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

- größert ($\langle a \rangle \propto \langle \beta_{av} \rangle$), um einen möglichst großen Aperturfaktor innerhalb der Struktur zu bekommen (Vermeidung von Teilchenverlusten).
- Die Länge der Driftröhren wurde dahingehend optimiert, dass trotz des anwachsenden mittleren Aperturradius der Resonatoren die Länge jeder Driftröhre der Bedingung $l_{dt} \geq \varnothing_{dt}$ genügt (Vermeidung des Felddurchgriffs).
 - Vor und nach den Quadrupoltripletts wurde ein hinreichend großer Abstand zu den Kavitäten eingeplant, um eine magnetische Abschirmung und Strahl diagnose zuzulassen.
 - Die Feldgradienten der Linsen wurden nach rein nach teilchendynamischen Gesichtspunkten gewählt, wobei das Oberflächenfeld 1.3 T nicht überschreiten durfte.
 - Der Aperturradius der Quadrupoltripletts entspricht der mittleren Apertur der Resonatoren und vergrößert sich gemäß $a_{tri} \propto \langle a \rangle$.
 - Die Anzahl der Rebuncher-Zellen jedes Resonators wurde nach teilchendynamischen Gesichtspunkten gewählt und verringert sich entlang des CH-DTL von 4 auf 3 pro Tank.
 - Die Anzahl der Beschleunigungsspalte in den 0°-Sektionen des CH-DTL wurde einerseits nach teilchendynamischen Gegebenheiten bestimmt und andererseits von der maximal zulässigen totalen HF-Leistung von ≤ 1 MW pro Modul begrenzt (nicht mehr als zwei HF-Sender pro Kavität).
 - Die maximale effektive Spaltspannung darf 1 MV nicht überschreiten, um Feldemission zu verhindern und die elektrische Spitzenfeldstärke an den Driftröhrenden nicht zu groß werden zu lassen.
 - Der maximale Kilpatrickfaktor wurde ≤ 1 gewählt, um die Wahrscheinlichkeit von HF-Überschlägen zu minimieren.
 - Die mittlere Beschleunigungsfeldstärke von $E_0 \approx 5.0$ MV/m der supraleitenden Resonatoren war ein Kompromiss aus teilchendynamischen Erwägungen (nicht zu hohe longitudinale Fokussierung nach dem normalleitenden Abschnitt) und genügend hohe Sicherheitsreserven für die Aufrechterhaltung der Supraleitung der CH-Kavitäten (Minimierung der Spitzenfelder der CH-Kavitäten). **Begründung:** Simulationen mit einem Beschleunigungsgradienten von 6 MV/m im ersten CH-Modul führten zu sehr langen Linsen (> 85 cm) die die transversale Emittanz zu groß werden ließen. Rechnungen mit 4 MV/m Beschleunigungsgradient im ersten CH-Modul zeigten eine verschlechterte longitudinale Strahlqualität (bei gleicher Eingangsemittanz) im DTL.
 - Die Arbeitspunkte des CH-DTL sollten soweit wie möglich im emittanzdominierten Bereich sein (respektive $\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} \geq 0.4$ und $\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \geq 0.4$), um nichtlineare Raumladungseffekte zu vermeiden.
 - Die Transmission des CH-DTL sollte unter allen Umständen 100 % betragen, um einerseits einer Aktivierung des Beschleunigers vorzubeugen und andererseits die Produktion von Sekundärelektronen zu verhindern, die zu zusätzlichen Feldemissionen und bis zum Zusammenbruch des supraleitenden Zustands ("Quench") der Struktur führen können.
 - Die relative Überschussenergie eines jeden 0° Abschnitts wurde gemäß der Beziehung 6.2 und den dortigen Begründungen gewählt.
 - Die Anzahl der Spalte mit positiver Bunchphase $\phi_c \geq 0$ wurden auf ein minimales longitudinales Emittanzwachstum hin optimiert.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

- Der Abschluss des CH-DTL bildet wie im IH-DTL Fall ein Quadrupoltripllett, um den Strahl in der Hochenergiestrahls-transportstrecke konvergent einzuschließen (Verringerung des Strahlradius am Eingang des HEBT).

7.2 Der teilchendynamische Kavitätenentwurf

Als erster Schritt wurde ein grober Kavitätenentwurf der CH-Struktur analog zu dem der IH-Struktur gemacht, um eine rein teilchendynamische Auslegung der Kavität für das Simulationsprogramm LORASR zu haben. Hat man die endgültige Anzahl der Rebuncher- und 0° -Spalten pro Resonator anhand von Teilchendynamikrechnungen mit wenigen Teilchen festgelegt, erhält man aus ihrer Kenntnis die genaue Eingangs- und Ausgangsenergie der Module. Anschließend berechnet man das mittlere Beta $\langle \beta_{av} \rangle$ pro Modul. Die Spaltspannungsverteilung der einzelnen Resonatoren werden gemessenen Spannungsverläufen von bereits gebauten H-Kavitäten angeglichen, um die Simulationen genauer zu machen. Die Abbildung 7.1 zeigt die gefitteten Spannungsverteilungen der ersten (oberes Bild) und letzten CH Kavität (unteres Bild) des supraleitenden CH-DTL für IFMIF und die zugehörige Sollenergie. Der erste und letzte Beschleunigungsspalt ist jeweils auf halbem relativem Potential, bedingt durch die verwendete H_{210} -Mode. In beiden Fällen ist nach dem dritten Spalt der Spannungsverlauf gerade, flach und maximal, um dann zum Tankende hin wieder auf das halbe Potential abzufallen. **Bemerkung:** Das normalleitende IH-Modul mit interner Linse (Modul 1) wird hier nicht weiter diskutiert, weil es identisch zu der ersten IH-Kavität des in Kapitel 6.2 vorgestellten IH-DTL ist (Vergleiche Abbildung 6.1 oben und Tabelle 6.1).

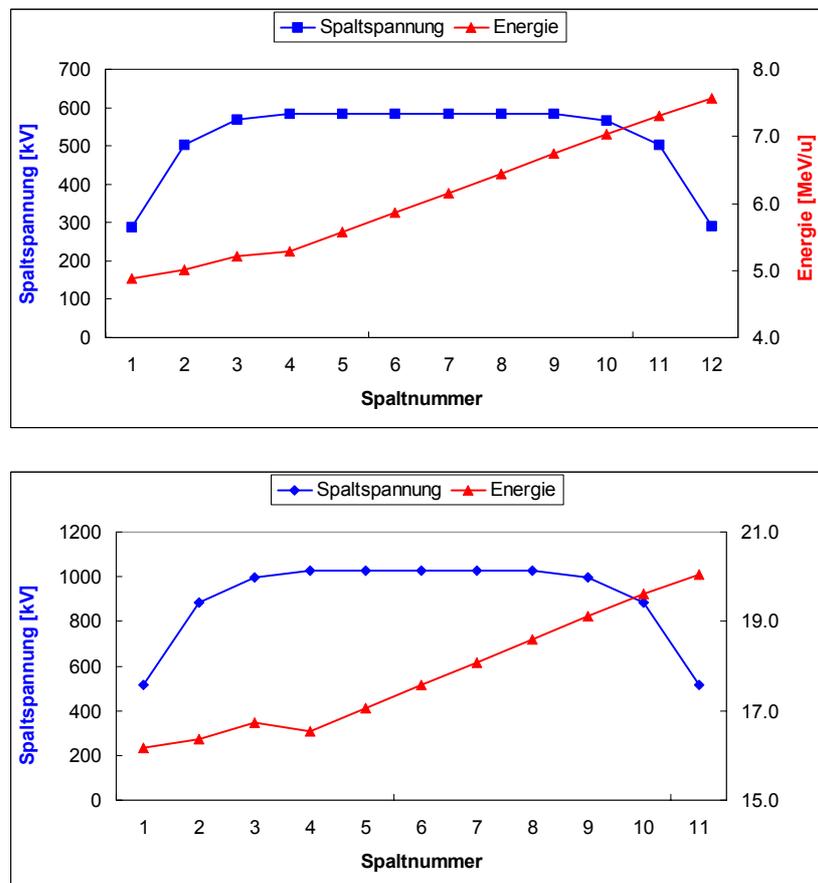


Abbildung 7.1: Spaltspannung und Sollenergie als Funktion der Spaltnummer des 1. supraleitenden CH Moduls (oberes Bild) und des letzten Moduls (unteres Bild) des supraleitenden CH-DTL für IFMIF.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Mit ähnlichen Beziehungen wie im Kapitel 6.2 des vorigen Abschnitts und mit derselben Nomenklatur kann man anhand der Formeln 7.2 – 7.4 den Tankradius $R_2 \approx R_T$ bei gegebener Resonanzkreisfrequenz $\omega = 2\pi f_f$ durch Gleichsetzen von $\omega = \omega_{CH}$ nach Gleichung 7.2 eines jeden Moduls bestimmen. R_1 ist durch die Beziehung $R_1 \approx 1.4 \cdot \langle a \rangle$ nur mit der mittleren Apertur nach Formel 7.1 verknüpft. Im Detail gilt somit [Rat98]:

$$\omega = \omega_{CH} \cdot \quad (7.2)$$

mit:

$$\omega_{CH} = \omega_T \cdot \left(\frac{4C'}{4C' + C'_D} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{L'_{CH} \cdot C'_{CH}}} \quad (7.3)$$

$$C'_{CH} = 4C' + C'_D \quad (7.4)$$

$$L'_{CH} = \frac{L'}{4} \cdot \left(\frac{R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \right) \quad (7.5)$$

wobei:

ω_{CH} die Kreisfrequenz der gefüllten CH-Kavität ist, ω_T die der leeren (siehe Formel 6.5), C' ist die effektive Kapazität des H-Resonators (siehe Formel 6.6), C'_D die wahre Driftröhrenkapazität pro Länge (siehe Formel 6.7) und C'_{CH} ist die Gesamtkapazität der CH-Kavität, die nach Gleichung 7.4 doppelt so groß ist wie die der IH-Kavität (vergleiche Formel 6.9 unten). L' ist die effektive Induktivität der CH-Kavität (siehe Formel 6.9) und L'_{CH} deren Gesamtinduktivität. Nach Formel 7.5 halbiert sie sich im Vergleich zu der IH-Kavität (siehe auch Formel 6.8). Die Abbildung 7.2 zeigt zur Illustration die Geometrie eines CH-Resonators. Die aufgeführten Größen entsprechen denen aus den Formeln 6.2 – 6.9 und 7.3 – 7.5.

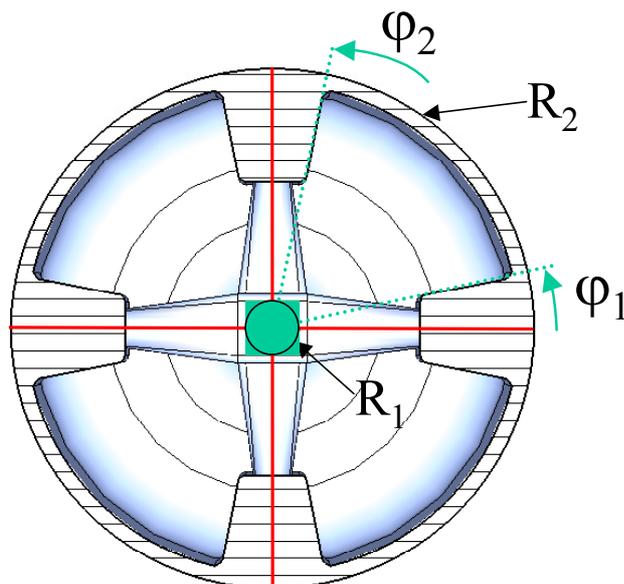


Abbildung 7.2: Geometrie einer CH-Kavität mit Driftröhrenstruktur. Die aufgeführten Größen entspricht denen aus den Formeln 6.2 – 6.9 und 7.2 – 7.5.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Die Tabelle 7.1 gibt die nach obiger Methode errechneten Resonatorparameter des ersten und letzten supraleitenden Moduls des CH-DTL für das IFMIF-Projekt wieder.

Tabelle 7.1: Kavitätenparameter des 1. und 4. Moduls des supraleitenden CH-DTL für IFMIF.

Tankparameter	Modul 1	Modul 4
Resonanzfrequenz f_{rf} [MHz]	175.00	175.00
Mittleres Beta $\langle\beta_{av}\rangle$	0.115	0.193
Mittlere Zellenlänge $\langle l_{cell}\rangle$ [cm]	9.87	16.61
Tankdurchmesser \varnothing_T [cm]	58.98	65.06
Tanklänge l_T [cm]	116.21	180.88
Mittlere Spaltlänge $\langle l_{gap}\rangle$ [cm]	4.93	8.32
Äußerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,a}$ [cm]	7.10	11.63
Innere Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$ [cm]	5.0	8.0
Anzahl der Spalte n_{gap}	12	11
Anzahl der KONUS-Sektionen n_{Kon}	1	1
Maximale elektrische Feldstärke E_{peak} [MV/m]	13.14	13.75
Maximale Spaltspannung U_{max} [kV]	583.63	1027.41
Beschleunigungsfeldstärke E_0 [MV/m]	4.99	4.30
Mittlerer Laufzeitfaktor $\langle T(k)\rangle$	0.836	0.836
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in} / W_{out} [MeV]	9.77 / 15.5	32.3 / 40.1

In Abschnitt 7.8 werden wir ein genaues dreidimensionales HF-Design dieser Module mit dem Programm MicroWave Studio machen, um präzise Aussagen über die zu erwarteten elektrischen und magnetischen Spitzenfelder und die Shuntimpedanzen der supraleitenden CH-Kavitäten bei Sollbeschleunigungsgradient machen zu können. Die Strukturparameter der anderen zwei CH-Module können anhand dieser Werte skaliert werden.

7.3 Die Hauptcharakteristika

Die Abbildung 7.3 zeigt den schematischen Entwurf des IH+CH-Driftröhrenbeschleunigers für IFMIF generiert mit LORASR. Das erste Modul (grün) ist der normalleitende IH-Abschnitt mit interner Linse und die anderen vier Module (blau) sind die supraleitenden CH-Resonatoren aus reinem Niob. Im Zwischentankbereich des supraleitenden Abschnitts sind die Quadrupoltripletts angeordnet (rot). Die HF-Einkoppler sind ebenfalls angedeutet (rot-schwarz).

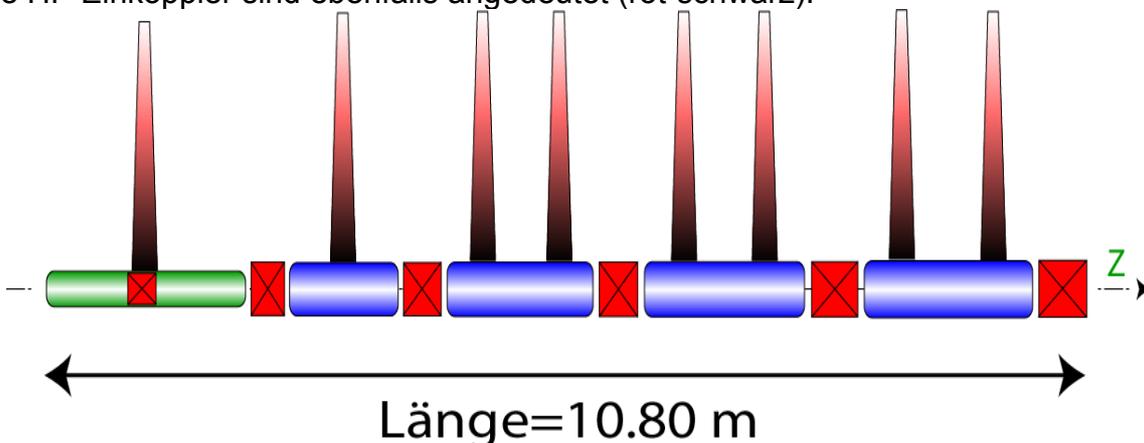


Abbildung 7.3: Schematischer Entwurf des IH+CH-DTL für IFMIF. Das normalleitende IH-Modul ist grün und die supraleitenden CH-Resonatoren sind blau eingezeichnet, die Quadrupoltripletts rot und die HF-Einkoppler rot-schwarz. Die optische Achse ist ebenfalls eingezeichnet.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Die Tabelle 7.2 quantifiziert die wichtigsten Beschleunigerparameter der IH+CH-Kombination und ist das Endergebnis einer Viel-Teilchen-Simulationen-Optimierung mit LORASR.

Tabelle 7.2: Die Beschleunigerparameter des IH+CH-DTL für IFMIF generiert mit LORASR.

Beschleunigerparameter	Werte	Einheiten
Masse zu Landungsverhältnis A/q	2	
Designstrom I_{des}	125.0	mA
Frequenz f_{rf}	175.0	MHz
Fokussiergitter n_{FDF}	FDF-DFD	
Anzahl der Tanks n_T	5	
Totaler HF-Leistungsbedarf P_{tot}	4.44	MW
Maximale totale HF-Leistung pro Tank P_{tot}/T	0.690 NL 1.0 SL	MW
Mittlere Strukturverlustleistung pro Meter P_{Cu}/l_{tot}	0.0088	MW/m
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in}/W_{out}	5.0 / 40.6	MeV
Effektiver Energiegewinn pro Meter $\Delta W/l_{tot}$	3.29	MeV/m
Anzahl der Zellen n_{cell}	73	
Beschleunigerlänge l_{tot}	10.80	m
Beschleunigungsfeldstärke E_0	2.23 - 5.00	MV/m
Effektive Beschleunigungsfeldstärke $E_0 T(k)$	1.98 - 4.17	MV/m
Sollphase ϕ_s	-35.0 / 0.0	Grad
Aperturradius r_{ap}	1.5 - 4.0	cm
Magnetischer Quadrupolgradient G	6.40 - 2.36	kG/cm
Magnetische Quadrupoloberflächenfeldstärke B	1.28 - 1.12	T
Maximaler Kilpatrickfaktor b_K	0.98	

Die Fokussierstärke des DTL ist aus Abbildung 7.4 ersichtlich. Sie zeigt die transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des IH+CH-DTL. In den ersten drei Quadrupoltripletts machen die Nullstromphasenvorschübe gegenläufige Bewegungen. Der transversale Nullstromphasenvorschub fällt zuerst linear von 118° in der ersten Linse auf 64° in der dritten (Strahlanpassungssektion des DTL) und steigt in der vierten Linse kurz auf 90.6° an, um dann bis zum Ende des DTL wieder auf 69.1° abzufallen. Der longitudinale Nullstromphasenvorschub hingegen steigt in den ersten drei Linsen im Niederenergiebereich von 66° auf 101° an (Erhöhung der longitudinalen Fokussierung durch die erhöhte Beschleunigungsfeldstärke im supraleitenden Teil) und fällt dann annähernd linear mit der Ionenenergie auf 69° ab.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

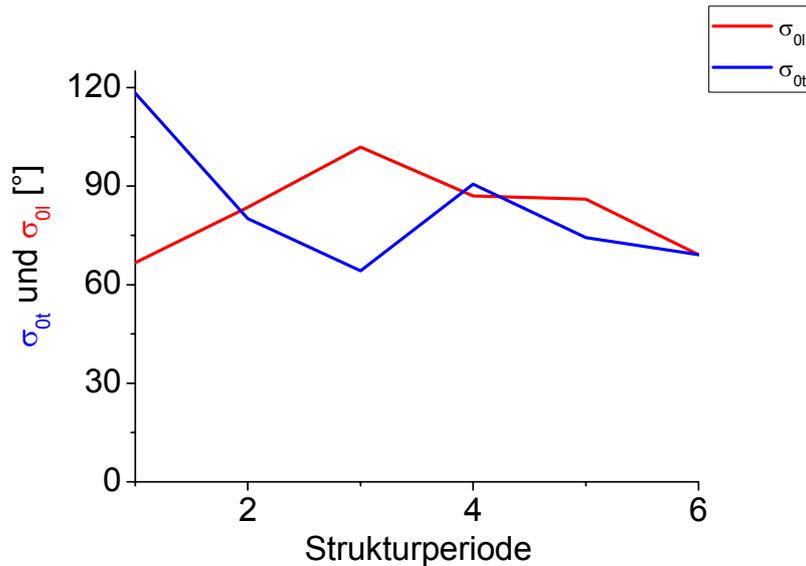


Abbildung 7.4: Die transversalen und longitudinalen Nullstromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des IH+CH-DTL.

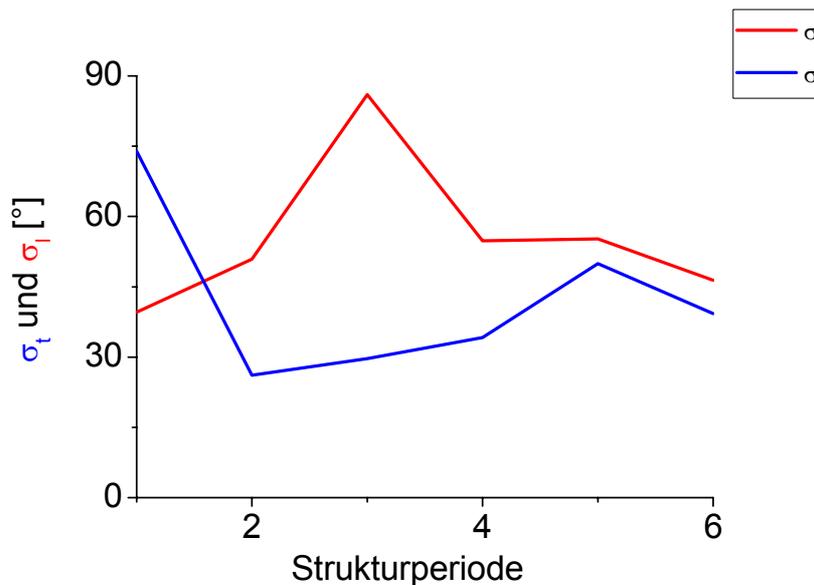


Abbildung 7.5: Die transversalen und longitudinalen Stromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des IH+CH-DTL.

Die Abbildung 7.5 zeigt die transversalen und longitudinalen Stromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang der IH+CH-DTL. Das globale Verhalten ist konsistent zur Abbildung 7.4, nur ist jetzt der Verlauf aufgrund von Raumladungseffekten steiler. Transversal fällt er schon nach der zweiten Linse von 73° auf 26.1° ab, wächst dann bis zur fünften Linse wieder auf 49.9° an und fällt dann wieder auf 39.2° ab. Longitudinal steigt er erst von 39.6° auf 86° an, um dann kontinuierlich auf den Endwert von 46° zu fallen. Das signifikante Anwachsen des longitudinalen Stromphasenvorschubs nach der 2 Strukturperiode rührt nur von der erhöhten Beschleunigungsfeldstärke im supraleitenden Teil her. Im Gegenzug muss die transversale Fokussierung etwas zurückgehen. Nachdem sich der Strahl an den erhöhten Beschleunigungsgradienten angepasst hat erhöht sich dann auch wieder die transversale Fokussierung.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Im Hochenergieteil des CH-DTL macht sich die verringerte Raumladung bemerkbar und die transversale und longitudinale Fokussierung kann gleichmäßig zurückgenommen werden.

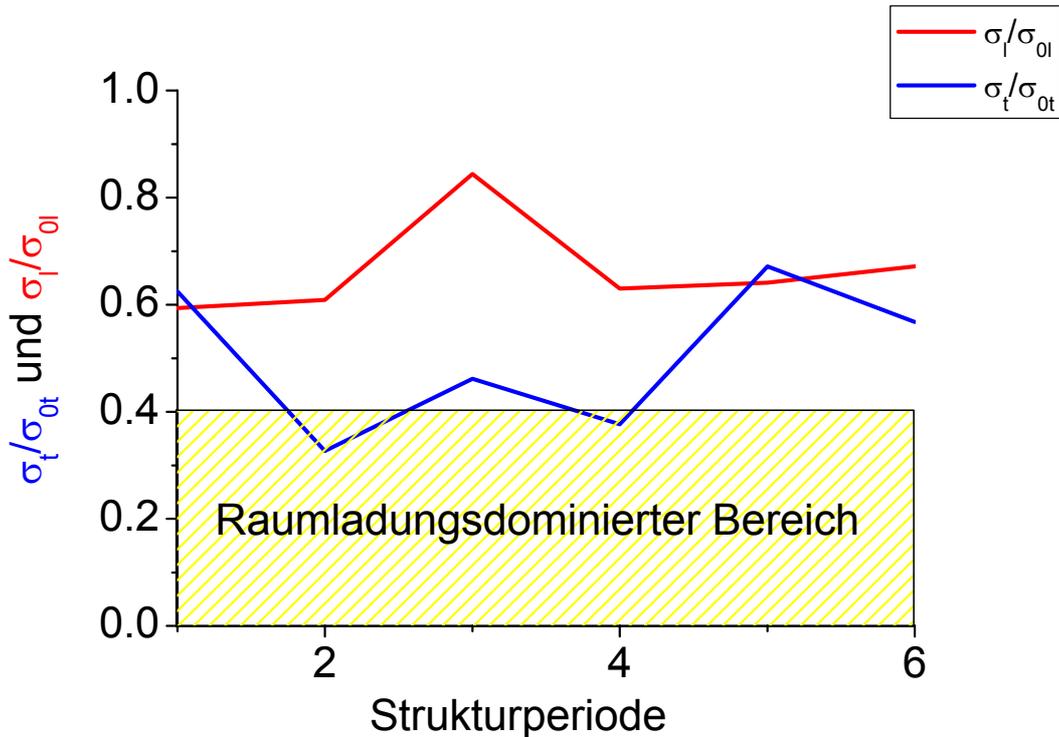


Abbildung 7.6: Die transversale und longitudinale Fokussierunterdrückung pro Strukturperiode entlang des IH-DTL. Der raumladungsdominierte Bereich ist gelb markiert

Die Abbildung 7.6 schließlich verdeutlicht die Fokussierunterdrückung entlang der IH+CH-Kombination, die direkt die Raumladungseinflüsse wiedergibt. Am Eingang ist die transversale Fokussierunterdrückung mit 0.62 noch unkritisch, aber schon in der zweiten Linse (erste externe Linse) erhöht sie sich allerdings auf den größten Wert mit 0.32 und ist damit innerhalb des raumladungsdominierten Bereichs. Dieser kritische Bereich wird aber sehr schnell wieder verlassen und schon in der dritten Linse ist die transversale Fokussierunterdrückung mit einem Wert von 0.46 wieder unbedenklich. In der vierten Linse macht sich aber die Raumladung wieder so stark bemerkbar, dass die Fokussierunterdrückung auf einen kritischen Wert von 0.37 ansteigt. Im Hochenergieteil des DTL in Linse 5 und 6 beruhigt sich die Situation wieder und die Raumladungskräfte sind unbedenklich geworden bei Werten von 0.67 und 0.56. Das Verhalten der longitudinalen Fokussierunterdrückung ist genau gegensätzlich. Sie bleibt im gesamten IH+CH-DTL im unkritischen Bereich. Global fällt sie von 0.59 auf 0.67. Nur in der dritten Linse des dritten Moduls (zweites supraleitende CH Modul) fällt sie aufgrund der hohen longitudinalen Fokussierung überproportional ab (0.84). Schlussfolgernd lässt sich feststellen, dass, bis auf die zweite Linse und vierte Linse, der IH+CH-DTL emittanzdominiert ausgelegt werden konnte. Betrachtet man noch den arithmetischen Mittelwert der transversalen Fokussierunterdrückung von 0.50 und der longitudinalen von 0.66, dann erkennt man, dass im allgemeinen die Raumladung eine eher geringe Rolle spielt und diese aber in der transversalen Ebene grundsätzlich größer ist als in der longitudinalen (analog zum IH-DTL).

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

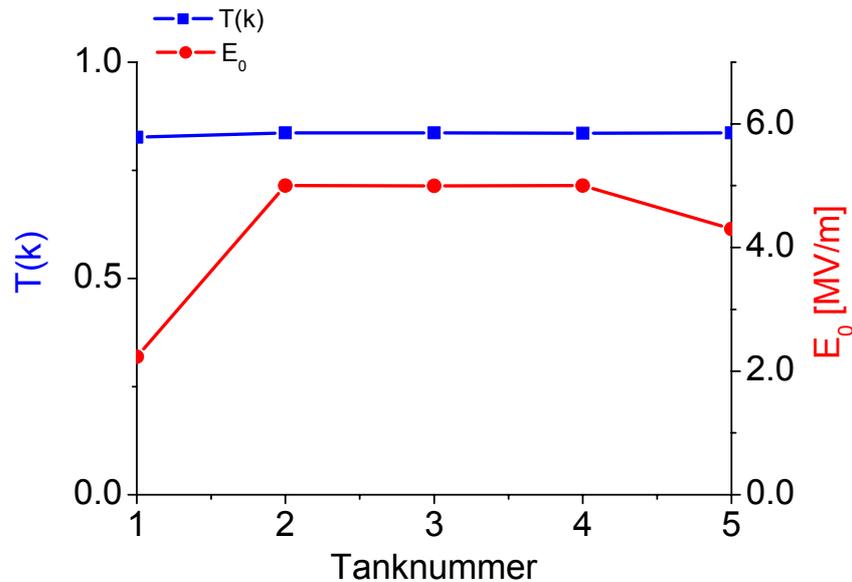


Abbildung 7.7: : Der mittlere Laufzeitfaktor $T(k)$ und Beschleunigungsfeldstärke E_0 des IH+CH-DTL als Funktion der Tanknummer.

Die Abbildung 7.7 gibt die mittleren Laufzeitfaktoren und die Beschleunigungsfeldstärke pro Tank entlang des IH+CH-DTL wieder. Die mittleren Laufzeitfaktoren sind im ganzen DTL annähernd konstant gehalten, weil in jeder CH-Kavität der Aperturradius gemäß Formel 7.1 proportional zu der Strahlenergie anwächst. Auch der Beschleunigungsgradient ist im supraleitenden Teil annähernd konstant, um die elektrischen und magnetischen Spitzenfelder nicht zu groß werden zu lassen. Die Verringerung auf 4.3 MV/m im letzten Tank wurde durch die Endenergie des Beschleunigers bestimmt.

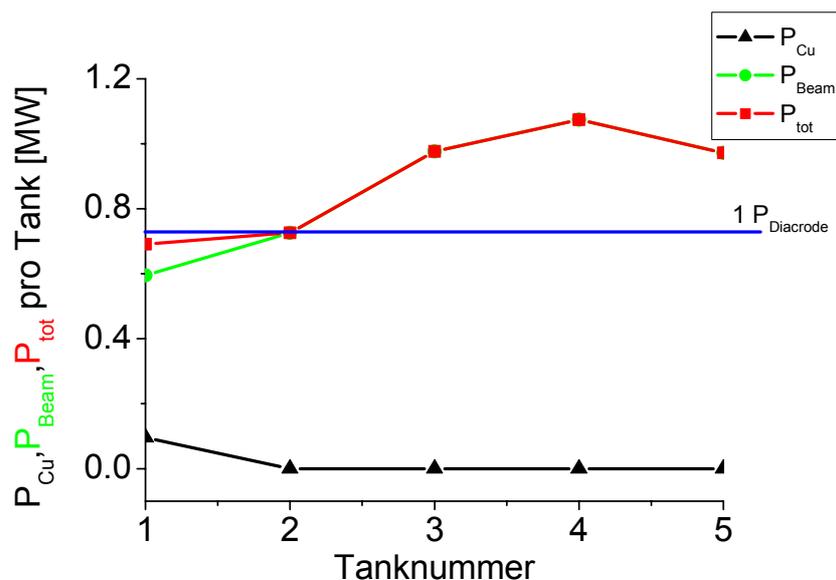


Abbildung 7.8: Die Strukturverlustleistung P_{Cu} , die Strahlleistung P_{beam} und die totale HF-Verlustleistung P_{tot} pro Tank des IH+CH-DTL. Die HF-Leistung einer Diacrode ist die blaue Linie.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Zum Abschluss dieses Abschnitts zeigt die Abbildung 7.8 den totalen HF-, Struktur- und Strahlleistungsbedarf pro Tank. Der normalleitende erste Tank und der erste supraleitende können jeweils mit einer 175 MHz Diacode versorgt werden. Von Tank 3 bis 5 sind wegen der starken Strahlaufladung jeweils zwei Sender pro Kavität notwendig (Vergleiche auch Abbildung 7.3), wobei lediglich im vierten Tank die maximale HF-Leistung von 1 MW erreicht wird. Der normalleitende IH-Tank verliert 95.9 kW in der Struktur, bei den nachfolgenden supraleitenden CH Kavitäten reduziert sich die mittlere Strukturverlustleistung auf 14.5 W pro Resonator. Dies macht den enormen Vorteil der Supraleitung deutlich. Folglich geht ab Tank 2 fast die gesamte benötigte HF-Leistung in die Beschleunigung des Ionenstrahls, was einer größtmöglichen Effizienz entspricht.

7.4 Die Strahlanpassung

7.4.1 Die Strahlanpassung zwischen RFQ und IH+CH-DTL

Die Anpassung der RFQ-Ausgangsverteilung nach Abbildung 4.2 bzw. 4.3 an den supraleitenden IH+CH-DTL aus Abschnitt 7.3 wurde durch eine kompakte Transportstrecke bewerkstelligt, die zwischen dem RFQ und den IH+CH-DTL eingebracht wird. Die Begründung ist dieselbe wie beim Alvarez-DTL.

7.4.2 Der MEBT-Entwurf

Die Strahltransportstrecke für die Anpassung der RFQ-Ausgangsverteilung an den IH+CH-DTL für IFMIF aus Tabelle 7.2 wurde nach folgenden Kriterien ausgelegt und diese unterscheiden sich zum Teil erheblich von denen des Kapitels 5.4.2 aus folgenden Gründen [Rat98]: 1.) der IH+CH-DTL hat in Verbindung mit der KONUS-Dynamik a priori aperiodische Fokussiergitteranordnungen; 2.) die Nullstromphasenvorschübe des IH+CH-DTL pro Strukturperiode sind teilweise 3 bis vier mal so hoch wie die des RFQ; 3.) die spezielle FDF-o-DFD-Triplettfokussierung ist nicht mehr vergleichbar mit der konventionellen AG-Fokussierung der negativen Sollphasenstrukturen und 4.) die 0°-Abschnitte der KONUS-Sektionen innerhalb des IH+CH-DTL erfordern eine ganz spezielle longitudinale Strahlanpassung, die von den herkömmlichen Entwurfstrategien nicht berücksichtigt wird. Diese Tatsachen führten zu den folgenden Designkriterien des MEBT für den IH+CH-DTL [Rat98]:

- Sie muss sehr kompakt sein, um das Emittanzwachstum so klein wie möglich zu halten bei ausreichend kurzen Bunchlängen.
- Größtmögliche Apertur der Linsen, damit keine Teilchenverluste auftreten können und eine zu große Ausleuchtung der Linsen vermieden wird (Vermeidung von Aberrationen).
- Die maximal Oberflächenfeldstärke der externen magnetischen Quadrupole darf $B_{\max} \leq 1.3$ T nicht überschreiten.
- Die elektrische Feldstärke des 4-Spalt-IH-Bunchers muss kleiner als 1 mal die Spitzenfeldstärke nach dem Kilpatrickkriterium sein (Minimierung der Hochfrequenzüberschlagswahrscheinlichkeit).
- Die Fokussieranordnung des Doubletts wurde so gewählt, dass der in einer Richtung stark divergente Ausgangsstrahl des RFQ nach dem Doublett in beiden transversalen Phasenräumen jeweils divergent und mit gleichem Strahlradius vorliegt.
- Am Ende der Transportstrecke wurde eine Triplettlinse verwendet, um den Strahl transversal an die Triplettfokussierung des IH+CH-DTL anzupassen.
- Die komplette Transportstrecke muss in allen Ebenen eine Strahlanpassung durchführen können, sowohl in der transversalen als auch longitudinalen Ebene.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

ne, um die Strahlakzeptanzen des DTL in allen Phasenräumen gut auszu-leuchten. Dies ist bei hohen Raumladungskräften besonders wichtig.

- Die Abstände zwischen den benachbarten Quadrupolen wurden so gewählt, dass dieser immer größer ist als deren Aperturdurchmesser um Randfeldef-fekte der Linsen ohne zusätzliche Abschirmung zu vermeiden.
- Die Zellenlängen des $\lambda/4$ 4-Spalt IH-Bunchers wurde von der Ausgangsener-gie des RFQ bestimmt gemäß der Beziehung $l_{cell} = \frac{\beta_f \lambda}{2}$.
- Die Driftstrecke des Doublets zum RFQ wurde so klein gewählt, dass ein di-rektes Einbringen in die RFQ Tankendwand vorgesehen ist. Der Abstand des Triplets zum ersten Modul des IH+CH-DTL wurde ebenfalls soweit minimiert, das ein direktes Anflanschen an die Außenwand des Beschleunigers möglich ist.
- Mit dem Viel-Teilchen-Simulationsprogramm LORASR wurde schließlich die Feinabstimmung aller Quadrupolfeldstärken und Spaltspannungen des Sys-tems MEBT plus IH+CH-DTL durchgeführt und aufgrund von teilchendynami-schen Untersuchungen optimiert.

Die obigen Designkriterien führten zu einem MEBT der aus insgesamt fünf Quadru-polen besteht (1 Doublett und 1 Triplet), die den Strahl transversal anpassen und einem 4-Spalt 175 MHz $\frac{\lambda}{4}$ -Rebuncher, mit einer Sollphase von -90° , der die longitu-dinale Anpassung leistet. Die Summe der Längen der einzelnen Komponenten ergibt eine Gesamtlänge des MEBT von 0.69 m. Die Polungsfolge der Quadrupole ergab sich aus der Polarität des letzten Quadrupols des RFQ und des ersten des IH+CH-DTL. Als Aperturradius wurde aus teilchendynamischen Gründen 2.0 cm in den Lin-sen und 1.5 cm im Rebuncher gewählt. Die Abbildung 7.9 illustriert das Schema ei-ner Strahltransportstrecke für die Anpassung des RFQ an den supraleitenden IH+CH-DTL für IFMIF.

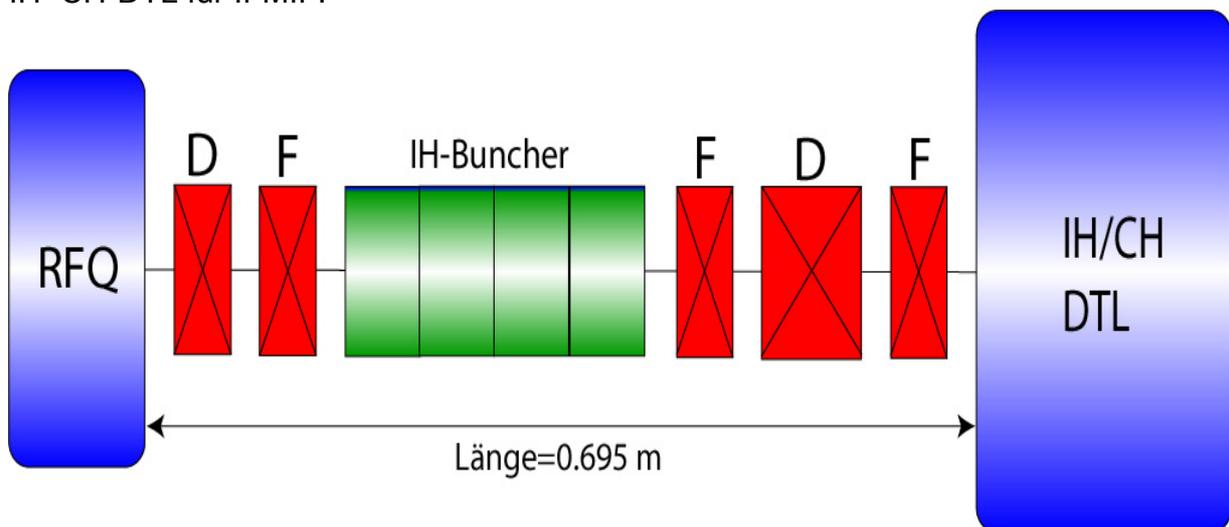


Abbildung 7.9: Schema der Transportstrecke zur Anpassung des RFQ an den IH+CH-DTL. Rot sind die fünf magnetischen Quadrupole und grün ist der IH-Rebuncher. Die Polung der Quadrupole ist ebenfalls angedeutet.

Die Abbildung 7.10 zeigt die Transportstrecke gerechnet mit TRACE3D und die Ta-belle 7.3 fasst die wichtigsten MEBT-Parameter noch einmal zusammen.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

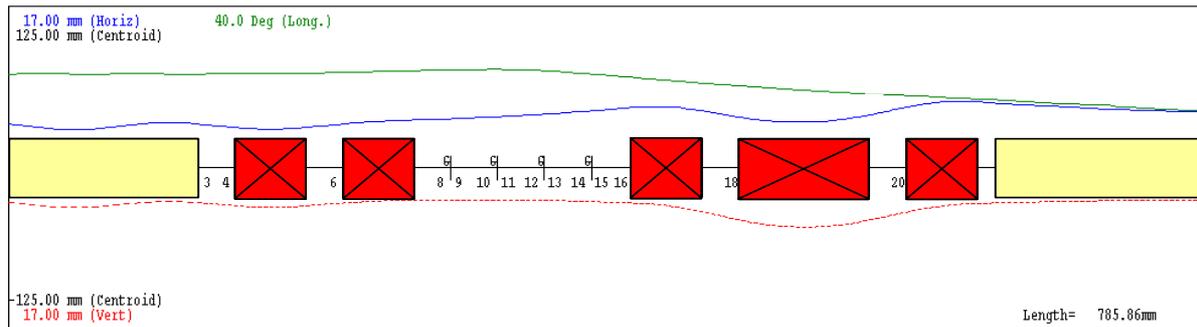


Abbildung 7.10: Strahlanpassungsstrecke zwischen RFQ und IH+CH-DTL berechnet mit TRACE3D. Die Quadrupole sind rot eingezeichnet und letzte Fokussierperiode des RFQ und die erste des IH+CH-DTL ebenfalls (gelb links und rechts).

Der Wert für den totalen HF-Leistungsbedarf des Rebunchers ist mit 30 % Regel- und Betriebsverlusten des HF-Senders berechnet. Die maximale magnetische Oberflächenfeldstärke der Quadrupole konnte unterhalb der geforderten 1.3 T gehalten werden. Die Spitzenfeldstärke des elektrischen Feldes des Rebunchers ist mit 0.31 mal der Grenzfeldstärke weit unter der geforderten Grenze und mit einem totalen Leistungsbedarf von ≈ 6.0 kW stellt er aufgrund seiner hohen Shuntimpedanz keine erhöhten Anforderungen an die Senderleistung. Die Längen der einzelnen Elemente sind Standard und sind ebenfalls kein Problem.

Tabelle 7.3: Elemente und Werte des MEBT für die Anpassung des RFQ an den supraleitenden IH+CH-DTL.

Element	Länge _{eff} [cm]	Apertur [cm]	G [kG/cm]	B [T]	U _B [MV]	P _{tot} [MW]
Drift	2.6	2.0				
D-Quad	4.7	2.0	-6.24	1.24		
Drift	2.4	2.0				
F-Quad	4.7	2.0	2.24	0.44		
Drift	2.4	2.0				
$\lambda/4$ Buncher (4-Spalt)	24.96	1.5			0.135 (≈ 0.31 Kp)	0.00584 (+30%)
Drift	2.6	2.0				
F-Quad	4.7	2.0	6.48	1.29		
Drift	2.4	2.0				
D-Quad	8.6	2.0	-6.24	1.24		
Drift	2.4	2.0				
F-Quad	4.7	2.0	6.48	1.29		
Drift	2.4	2.0				
Gesamtlänge	69.56					

7.5 Die Strahldynamik

Die Viel-Teilchen-Simulationen wurden im ersten Schritt mit einer angepassten 6D-Homogene-Eingangverteilung mit einer normierten RMS-Eingangsemittanz von 0.034 [cm \times mrاد] in der transversalen Ebene und 0.063 [cm \times mrاد] in der longitudinalen bei 5 MeV Eingangsenergie durchgeführt. Die Eingangsemittanzen entsprechen somit denen der vorher dargestellten Driftröhrenbeschleuniger, um die Vergleichsmöglichkeiten zu erhalten. Die Anpassung des Strahls an den IH+CH-DTL wurde anhand von Teilchendynamik-Rechnungen mit Raumladung durchgeführt. Für die nachfolgenden Rechnungen mit LORASR wurden jeweils 10,000 Makroteilchen ver-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

wendet (entspricht einem maximalem Fehler in der Stromverlustrate von $\approx 1.1 \mu A/m$). Neben der Teilchenzahl wurden die Maschen- und Schrittweite der 3D-Raumladungsroutine optimiert und der Geometrie der IH+CH-Struktur angepasst.

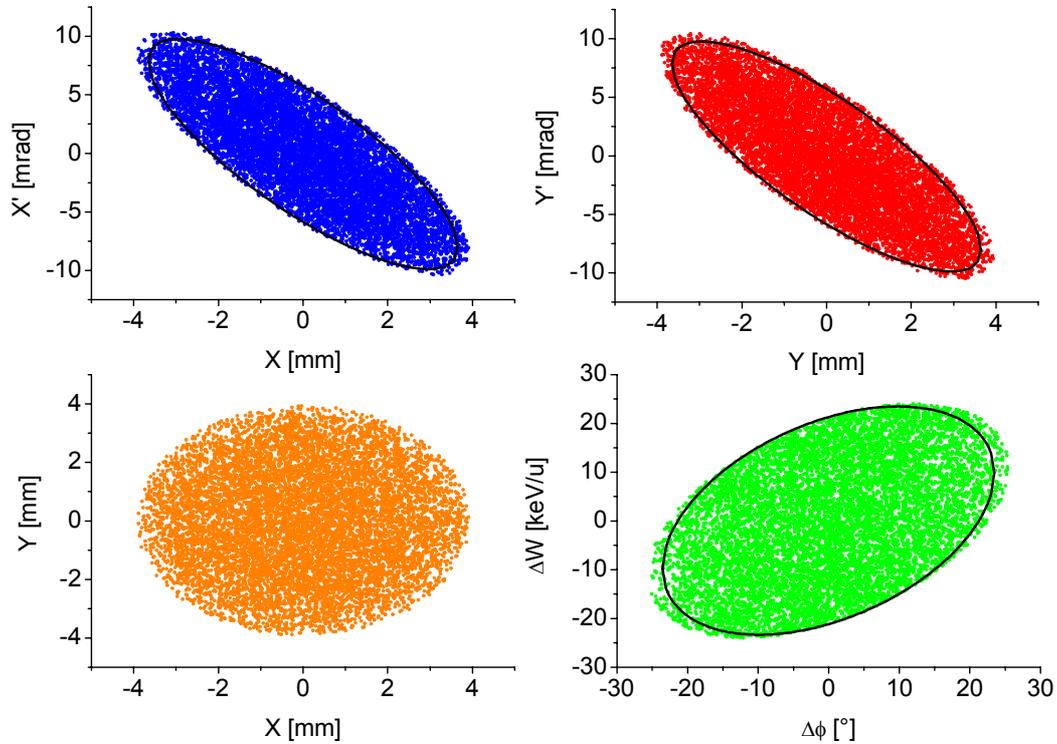


Abbildung 7.11: Angepasste 6D-Homogene-Eingangsverteilung des IH+CH-DTL bei 5 MeV. Die 95 %-Ellipsen sind ebenfalls dargestellt.

Die Abbildung 7.11 zeigt die Eingangsverteilung des IFMIF IH+CH-Beschleunigers bei 5 MeV. Der Strahl ist in beiden transversalen Ebenen konvergent, symmetrisch und kompakt. Er hat eine Breite von ± 0.4 cm in der X- und Y-Richtung. Die Divergenzbreite beträgt ± 10.0 mrad in X' und Y' . Longitudinal ist er ebenfalls konvergent und weist er eine Phasenlänge von $\pm 25^\circ$ bei einer Energieunschärfe von ± 25 keV/u auf. Die Abbildung 7.12 zeigt die transversalen 100 %-Enveloppen entlang der IH+CH-DTL. Es gehen keine Teilchen verloren, der Strahlradius bleibt annähernd konstant bei einem minimalen Aperturfaktor von 1.38 (in Linse 1 im normalleitenden Abschnitt).

Abbildung 7.13 und 7.14 veranschaulicht das 100 % Energie- und Phasenprofil in Bezug auf das Strahlzentrum entlang des IH+CH-DTL. Aus Abbildung 7.13 erkennt man, dass das Strahlzentrum am Eingang jeder 0° -Sektion eine um ca. 3 % höhere Energie aufweist, die sich nach einigen HF-Perioden innerhalb des 0° -Abschnittes langsam um knapp 1 % reduziert. In den Rebuncher-Sektionen (negativer Sollphasenabschnitt) ist das Strahlzentrum jeweils auf Sollenergie. Ferner nimmt die Energiebreite mit zunehmender Teilchenenergie leicht zu.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

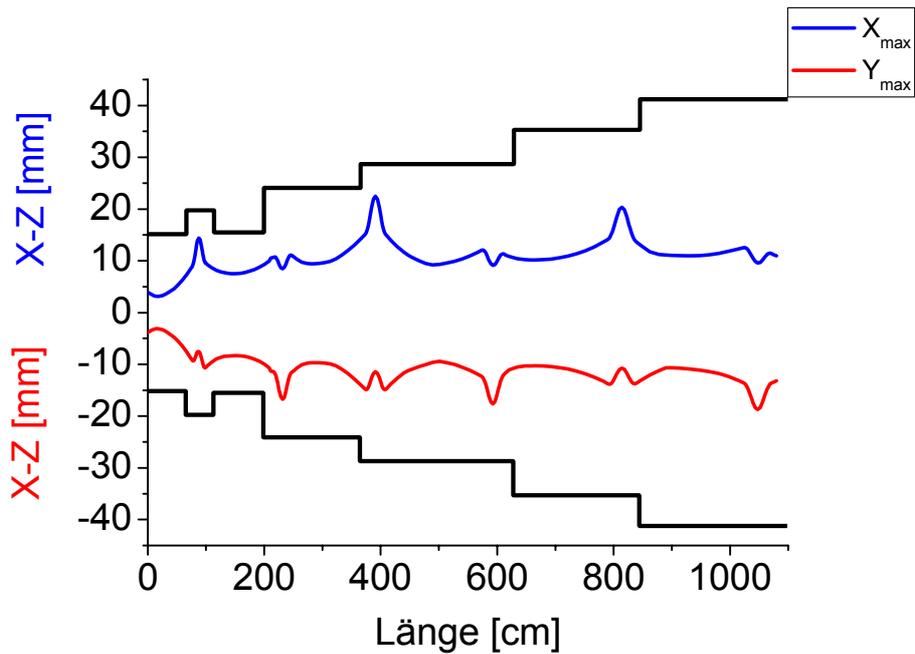


Abbildung 7.12: Angepasste transversale 100 %-Enveloppen in der X-Z- und Y-Z-Ebene entlang des IH+CH-DTL. Die schwarze Linie entspricht der Apertur.

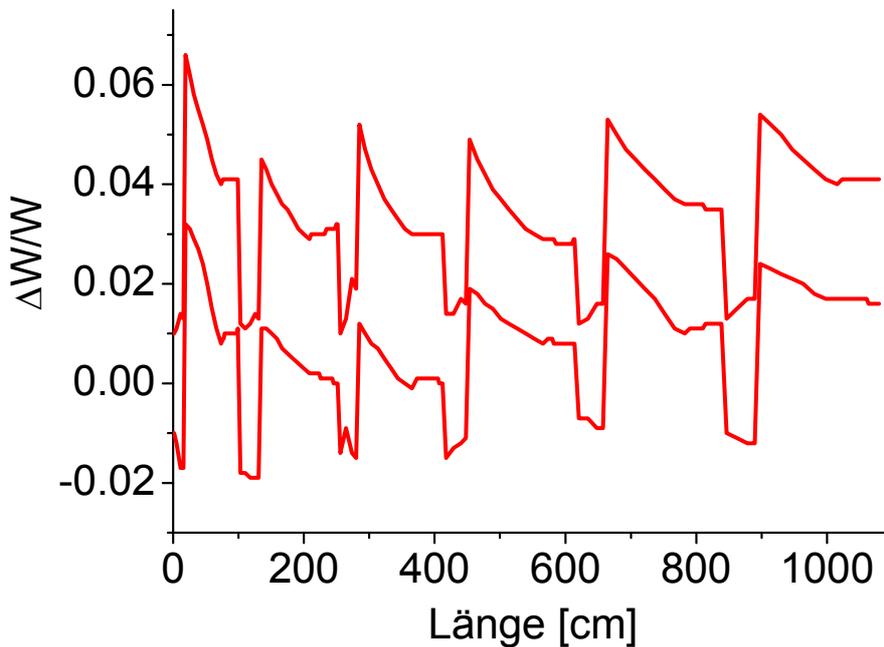


Abbildung 7.13: Angepasstes 100 %-Energieprofil im Hinblick auf das Strahlzentrum entlang des IH+CH-DTL.

Das Phasenprofil der 100 % Enveloppe aus Abbildung 7.14 zeigt, dass im Rebuncher das Strahlzentrum jeweils auf Sollphase ist. In der nachfolgenden 0° -Sektion wandert es stetig pro HF-Periode in Richtung negativer Bunchzentrumsphase, wobei die -25° nicht überschritten wird. Konsistent zur Energieunschärfe nach Abbildung 7.14 nimmt die Phasenbreite des Strahls ab. Aus den beiden Abbildungen wird deutlich, dass auch longitudinal keine Teilchen verloren gehen.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

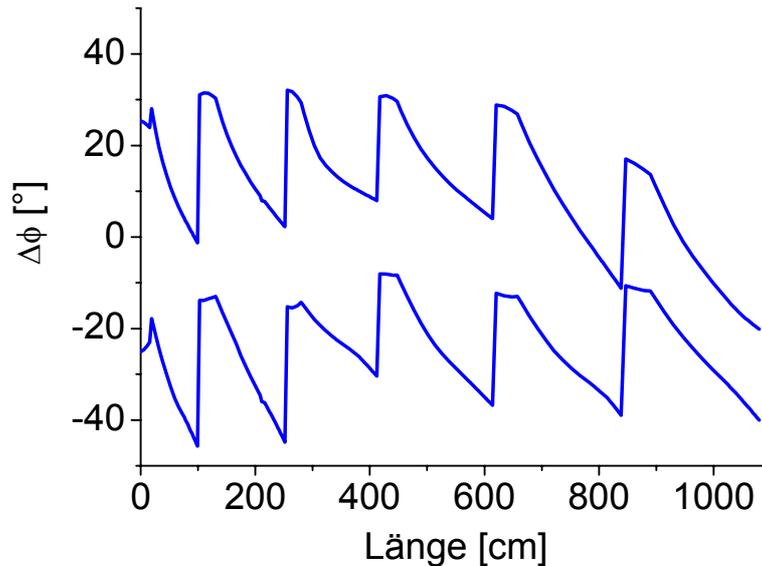


Abbildung 7.14: Angepasstes 100 %-Phasenprofil im Hinblick auf das Strahlzentrum entlang des IH+CH-DTL.

Die Strahlqualität der IH+CH-Struktur verdeutlicht Abbildung 7.15. Der Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des DTL zeigt, dass transversal und longitudinal fast ausschließlich im Strahlanpassungsbereich (Niedrigenergieabschnitt) innerhalb der ersten 3.6 m verstärktes Emittanzwachstum zu beobachten ist. Nachdem sich der Strahl vollständig an die Struktur angepasst hat und aufgrund der Energiezunahme die Raumladungs- und HF-Defokussierkräfte schwächer geworden sind, bleibt die Strahlqualität bis zum Hochenergieende annähernd konstant und stabil.

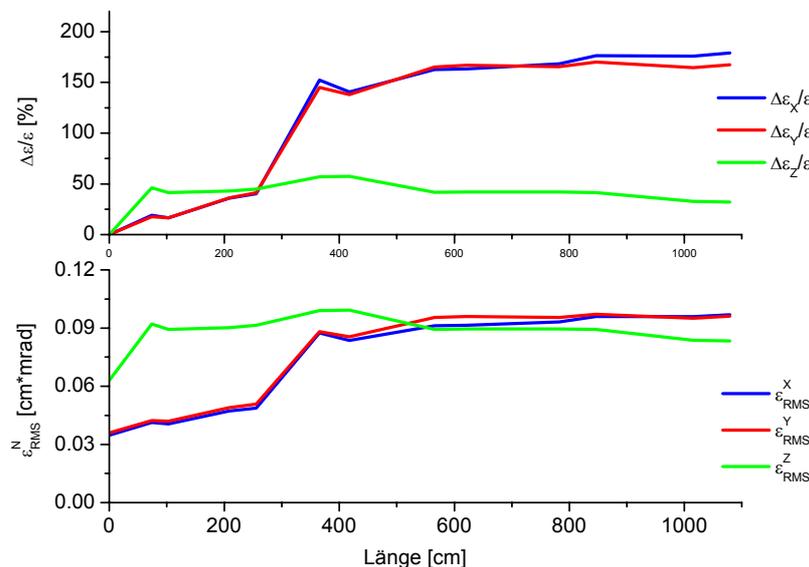


Abbildung 7.15: Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (untere Grafik) und relatives RMS-Emittanzwachstum in % (obere Grafik) entlang des IH+CH-DTL.

Die obere Grafik der Abbildung 7.15 gibt das relative RMS-Emittanzwachstum in Prozent wieder. In den ersten 3.6 m wächst die transversale RMS-Emittanz um 148 % an und in den verbleibenden 7.2 m erhöht sie sich nur noch um 25 % auf einen Endwert von 173 % im Mittel. Dieses signifikant erhöhte absolute transversale Emit-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

tanzwachstum im Vergleich zum IH-DTL kommt hauptsächlich von den immer länger werdenden Quadrupoltriplettlinsen bei größer werdendem Aperturradius zustande. Die Linsenlänge steigt von 47 cm (10 MeV) auf 64 cm (40 MeV). Dies hat zur Folge, dass die Raumladungskräfte innerhalb der Linsen länger wirken können. Diese Art des Emittanzwachstums ist im Regelfall unkritisch und führt nicht zu einer erhöhten Halobildung. Vergleichsrechnungen mit verkürzten Linsen bestätigten diese Aussage. Longitudinal ist die Strahlqualität entspannter. Innerhalb des ersten Meters steigt die RMS-Emittanz um 46 % (longitudinale Strahlanpassung) und fällt dann bis zum DTL-Ende auf einen Endwert von 32 %. Die Strahlqualität entspricht somit den Raumladungseinflüssen innerhalb des IH+CH-DTL nach Abbildung 7.5 - 7.6, die vor allen Dingen in den ersten 3 Strukturperioden besonders ausgeprägt waren und somit eine Quelle für das erhöhte Emittanzwachstum darstellen könnten.

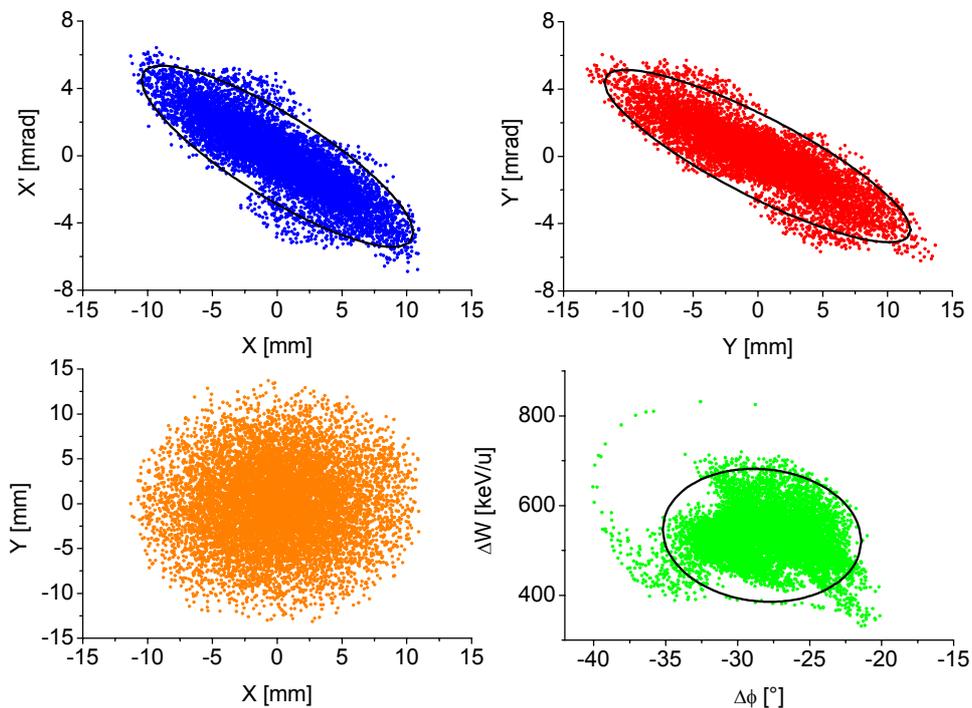


Abbildung 7.16: Ausgangsverteilung des IH+CH-DTL bei 40.6 MeV und angepasster Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Die Abbildung 7.16 schließlich zeigt die Ausgangsverteilung des IH+CH-DTL bei 40.6 MeV und angepasstem Eingangsstrahl. Der Strahl ist durch nichtlineare Raumladungs- und Fokussiereffekte, vor allen Dingen im longitudinalen Phasenraum durch die KONUS-Dynamik, leicht ausgefranst worden. Er ist transversal kompakt und symmetrisch und die Strahlkernbereiche sind homogen mit quasi-elliptischer Form aber mit einem leichten Halo. In der X-X'-Ebene und Y-Y'-Ebene ist der Strahl jeweils konvergent (Abschlussquadrupoltriplett unmittelbar nach dem 5 Resonator). Longitudinal ist der Strahl filamentiert, aber mit kompaktem Kern und im Fokus. Transversal hat er eine geometrische Breite von ± 11 mm in X bei einem Divergenzwinkel von ± 6 mrad in X'. In Y hat er eine Breite von ± 13 mm bei einem Divergenzwinkel von ± 6 mrad in Y'. Im realen Anschauungsraum der X-Y-Ebene erkennt man den annähernd runden Strahlkern mit einem dünnen Strahlkranz und einer Breite von ± 13 mm. Longitudinal weist er eine Phasenlänge von 13° bei einer Energienunschärfe von 300 keV/u bei 20.3 MeV/u Sollenergie. Die normierten RMS-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Ausgangsemittanzen betragen 0.096 [cm×mrad] transversal und 0.083 [cm×mrad] longitudinal. Zum Abschluss dieses Abschnitts fasst die Tabelle 7.4 die wichtigsten Strahlparameter des IH+CH-DTL zusammen.

Tabelle 7.4: Strahlparameter des IH+CH-DTL bei angepasster Eingangsverteilung.

Strahlparameter	Werte	Einheiten
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{trans}}^n$	0.034 / 0.096	cm×mrad
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{long}}^n$	0.063 / 0.083	cm×mrad
Trans. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{trans}}/\varepsilon_{\text{trans}}$	173.18	%
Long. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{long}}/\varepsilon_{\text{long}}$	32.13	%
Minimaler Aperturfaktor c_{ap}	1.36	
Transmission Tr	100	%
Strahlstrom I_{rf}	125	mA
Anzahl der Makroteilchen n	10,000	
Eingangsverteilung	6D-Homogen	angepasst

7.5.1 Der fehlangepasste Strahl

Um das Strahlverhalten und die Empfindlichkeit des IH+CH-DTL bei Auftreten einer starken Strahlfehlangepassung zu untersuchen, wurde eine 6D-Homogene Eingangsverteilung mit gleichzeitig jeweils 20 % vergrößerten Strahlflächen in allen Ebenen des Phasenraums eingeschossen, d.h. $\varepsilon_X^{\text{RMS}} = +20\%$, $\varepsilon_Y^{\text{RMS}} = +20\%$ und $\varepsilon_Z^{\text{RMS}} = +20\%$ bei unveränderten, angepassten Ellipsenparametern [Par99] [IFM02]. Die Abbildung 7.17 zeigt die transversalen und longitudinalen 100 %-Enveloppen, Abbildung 7.18 den Verlauf und das Wachstum der normierten RMS-Emittanzen entlang des IH+CH-DTL bei fehlangepasster Eingangsverteilung.

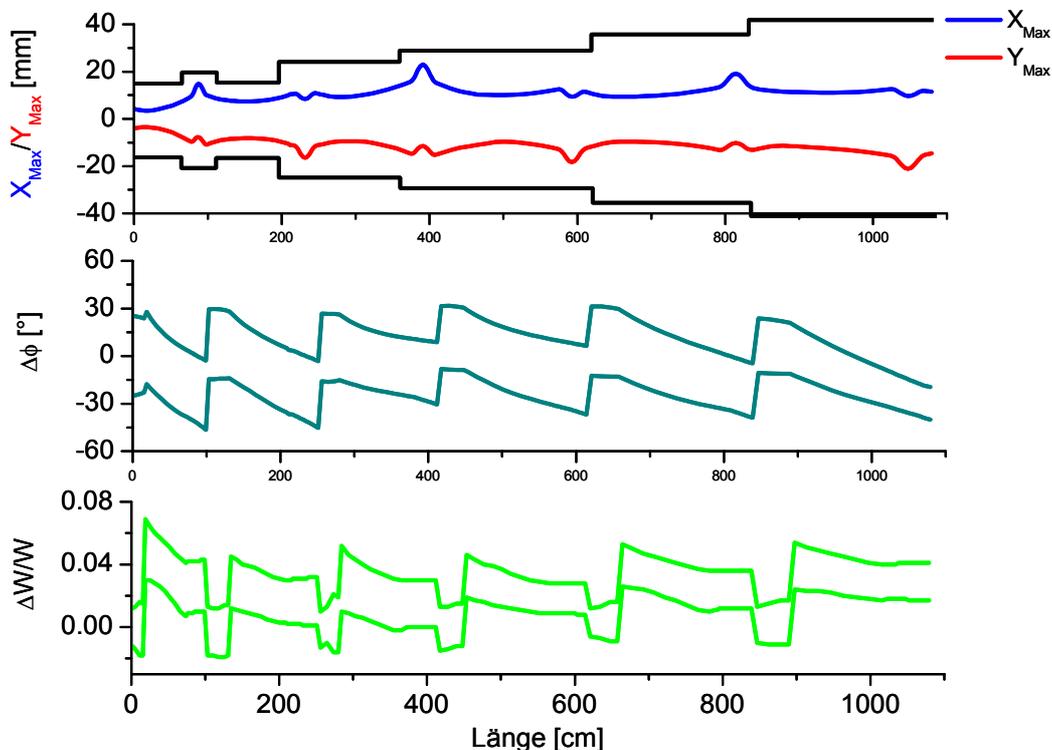


Abbildung 7.17: 100 % transversale (obere Grafik) und longitudinale (mittlere und untere Grafik) Enveloppen entlang des IH+CH-DTL bei fehlangepasstem Eingangsstrahl.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

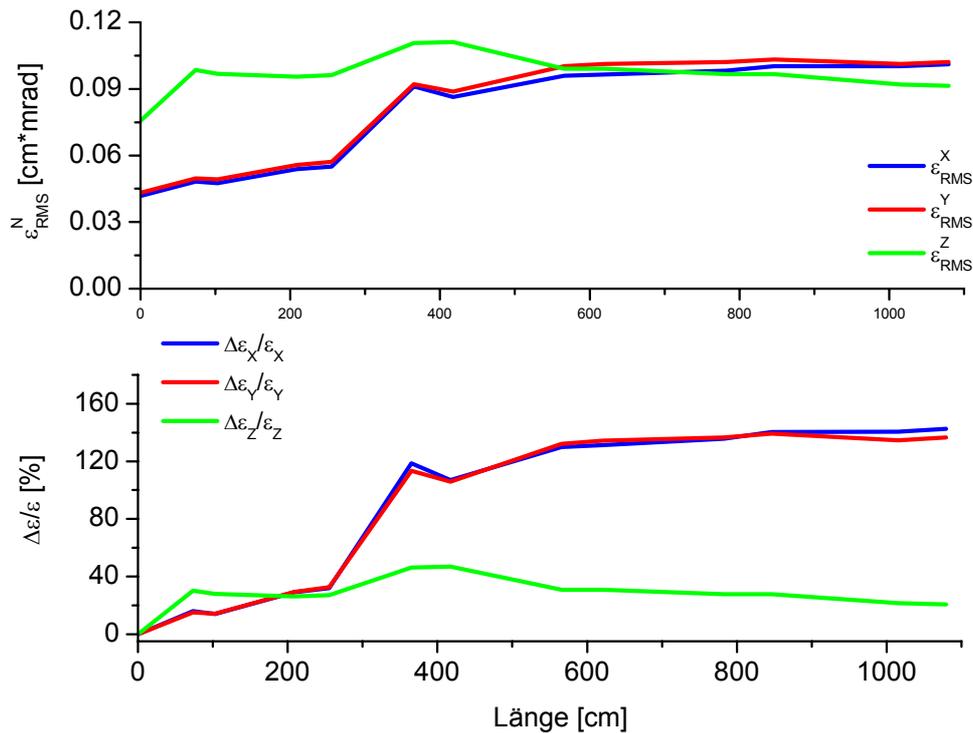


Abbildung 7.18: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum (obere Grafik) und Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (untere Grafik) entlang des IH+CH-DTL bei fehlangepasstem Eingangsstrahl.

Die 100 % Strahlprofile nach Abbildung 7.17 zeigen in allen Ebenen keine auffälligen Veränderungen oder chaotisches Verhalten entlang des Beschleunigers. Kein Teilchen geht verloren und die Strahldimensionen in den Phasenräumen bleiben konstant und stabil. Auch die Strahlqualität nach Abbildung 7.18 wird durch den fehlangepassten Eingangsstrahl kaum beeinflusst. Der globale Verlauf der Emittanzen bleibt im Vergleich zu Abbildung 7.15 unverändert. Nur das Emittanzwachstum hat sich aufgrund der vergrößerten Eingangsstrahlfläche in allen Ebenen um knapp 20 % reduziert. Die Abbildung 7.19 zeigt zum Abschluss dieses Abschnitts die Ausgangsverteilung des IH+CH-DTL bei 40.6 MeV und fehlangepasster Eingangsverteilung. Im Vergleich zur Ausgangsverteilung für den angepassten Fall von Abbildung 7.16 erkennt man abermals keine auffälligen Veränderungen. Sie stimmen weitestgehend überein. Nur die Strahldivergenzen haben sich in X' und Y' um ± 1 mrad vergrößert. Im realen Raum der X-Y-Ebene ist der Strahlhalo, bei unveränderten Strahldimensionen etwas dünner geworden (im Einklang mit der verbesserten Strahlqualität). Im longitudinalen Phasenraum sind lediglich einzelne Teilchen etwas weiter vom Strahlkern entfernt worden (zusätzliche freie Energie aufgrund von vermehrten Kern-Rand-Wechselwirkungen), die Phasenraumverteilung an sich hat sich nicht kritisch verändert [Wan98] [Hof99] [Lag96].

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

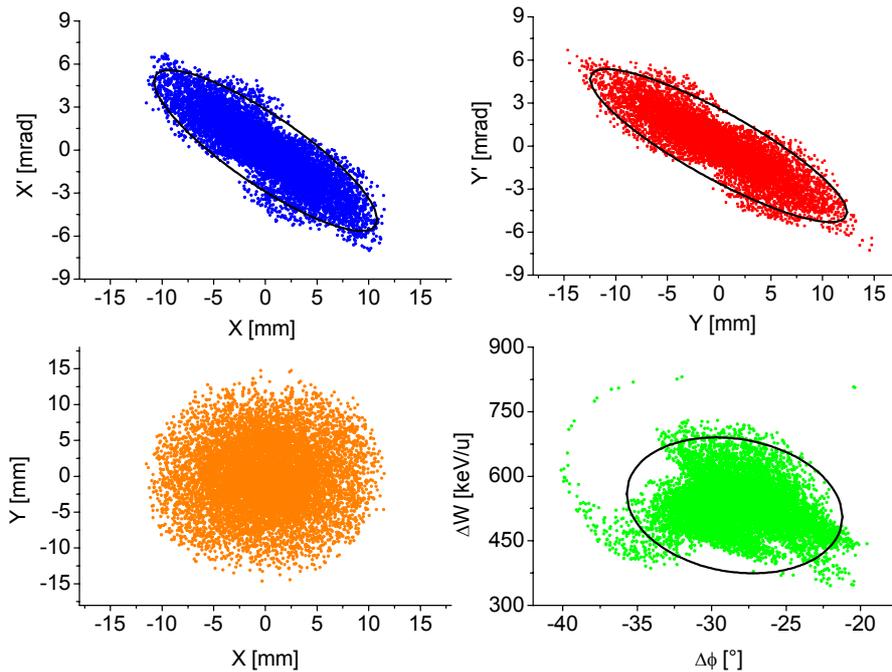


Abbildung 7.19: Ausgangsverteilung des IH+CH-DTL bei 40.6 MeV und fehlangepasster Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

7.5.2 Die Fehlertoleranzen

Neben den Strahlfehlangepassungseigenschaften eines DTL sind die mechanischen und die HF-Toleranzen ebenso von Bedeutung. Im nachfolgenden wollen wir für den IH+CH-DTL eine erste Toleranzanalyse durchführen. Für den hier zu behandelten DTL-Typ unterscheidet sich die Fehlerstudie zu der des Alvarez-DTL aus Abschnitt 5.5.2 in folgenden Punkten [Rat98]:

1. Die Quadrupolfehlstellungen werden nicht für jeden einzelnen Quadrupol getrennt durchgeführt, sondern jeweils für das ganze Triplet. Diese Vorgehensweise ist gerechtfertigt, weil die Quadrupoltripletts als Einheit aufgebaut sind und damit nicht einzeln dejustiert werden können.
2. Die Verdrehungen der Quadrupoltripletts können nur in den beiden transversalen Richtungen X und Y berücksichtigt werden. Kippwinkel in longitudinaler Richtung können nicht betrachtet werden (treten bei diesem Konzept auch nicht auf).
3. Das Programm LORASR kann momentan noch keine höheren Multipol- und Randfeldeffekte berechnen und deshalb kann die Sensitivität des Beschleunigers auf diese Art von Fehler hin nicht überprüft werden.

Alle anderen Größen und die Absolutwerte der Toleranzintervalle werden von Abschnitt 5.5.2 übernommen, respektive $\delta G = \pm 1 \%$, $\delta x, \delta y = \pm 0.1 \text{ mm}$, $\delta\theta_x, \delta\theta_y = \pm 1^\circ$, $\delta A = \pm 1 \%$ und $\delta\phi = \pm 1^\circ$. Die Kriterien für die Fehlerstudie waren, dass trotz der statistischen Abweichungen der Designparameter vom Idealwert der Strahl die Linse nicht mehr als bis zu 80 % ausleuchten darf, d.h. der transversale Aperturfaktor darf nicht kleiner werden als $c_{ap} \geq 1.2$. Ferner durften keine Teilchen verloren gehen, um eine Neutronenproduktion innerhalb des DTL zu vermeiden. Diese Untersuchungen stellen ebenfalls keine detaillierte Toleranzstudie dar. Hier werden lediglich exemplarisch folgende drei wirklichkeitsnahe Szenarien betrachtet:

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

- HF-Fehler des Senders und zwar $\pm 1^\circ$ in der Phase und $\pm 1\%$ in der Amplitude.
- Quadrupolfehlstellungen der Triplets, jeweils ± 0.1 mm Versetzung in X- bzw. Y-Richtung und gleichzeitig Verdrehungen um $\pm 1^\circ$ in X und Y.
- Quadrupolgradientenfehler von $\pm 1\%$ in allen Linsen.
- eine Kombination aller oben aufgezählten Fehler um die Stabilität des IH+CH-DTL Entwurfs unter möglichst realistischen Betriebsbedingungen zu testen.

Der Fall d.) ist der wichtigste und wird ausführlich geschildert werden. Die nachfolgenden Simulationen stellen jeweils einen fehlerbehafteten Entwurf des DTL dar. Um die Ergebnisse exakt reproduzierbar zu machen muss der Zufallszahlengenerator auf einen Startwert (seed) gesetzt werden, was in den nachfolgenden Simulationen nicht gemacht wurde, d.h. jede Rechnung bedeutet ein neues, fehlerbehaftetes Design des DTL aus Tabelle 7.2. Die Abbildung 7.20 zeigt die Ergebnisse der Simulationen für die Fälle a.) bis c.) in einem Diagramm. Trotz der statistischen Fehler bleibt in allen drei Fällen der Strahlradius stabil und es gehen weder transversal noch longitudinal Teilchen verloren. Auch die Aperturfaktoren der drei Simulationen werden nie kleiner als 1.2 und bleiben somit unkritisch. Insofern sind die Fälle a.) bis c.) für sich betrachtet unbedenklich und haben kaum Einfluss auf die Strahldynamik.

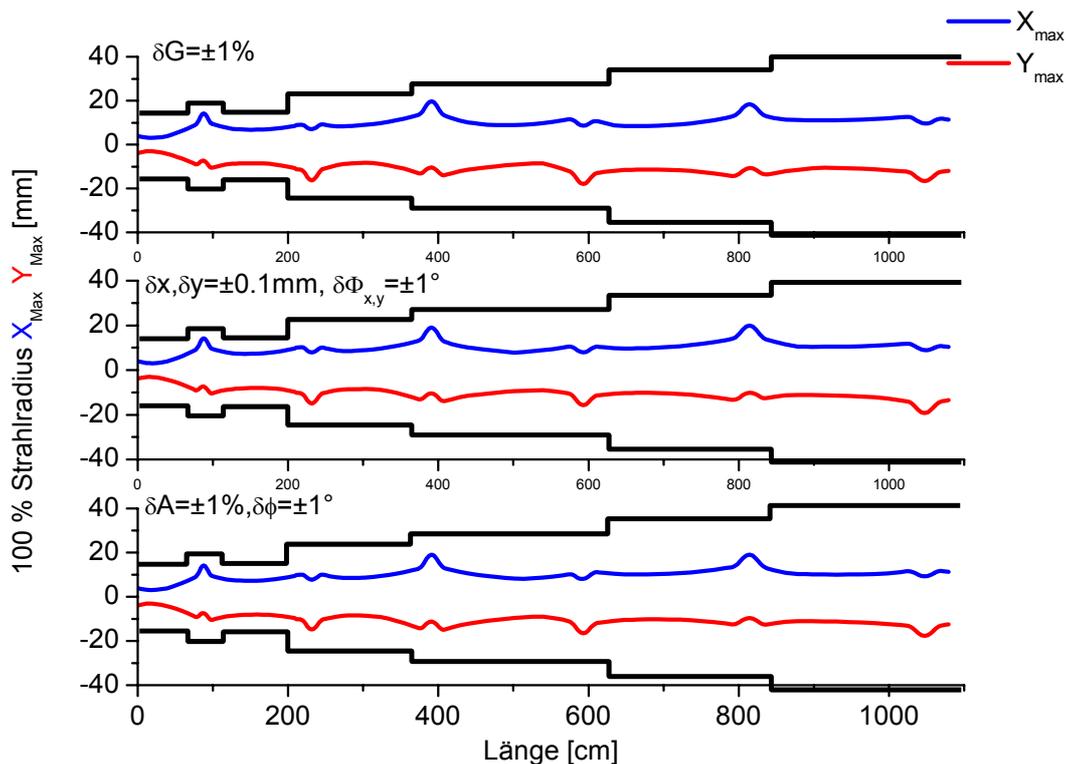


Abbildung 7.20: Transversale 100 % Envelopen entlang des IH+CH-DTL mit a.) HF Fehler pro Zelle (untere Grafik), b.) Fehlstellung und Verdrehung des gesamten Triplets (mittlere Grafik) und c.) Gradientenfehler aller Linsen (obere Grafik). Die Aperturen sind ebenfalls eingezeichnet.

Der bedeutendere Fall d.) ist detailliert in den Abbildungen 7.21 bis 7.24 zu sehen. Die Abbildung 7.21 zeigt die 100 % transversalen und longitudinalen Envelopen entlang des IH+CH-DTL, die Abbildung 7.22 die normierten RMS-Emittanzen und deren Wachstum in Prozent und die Abbildung 7.23 die Ausgangsverteilung des DTL bei 40.6 MeV.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

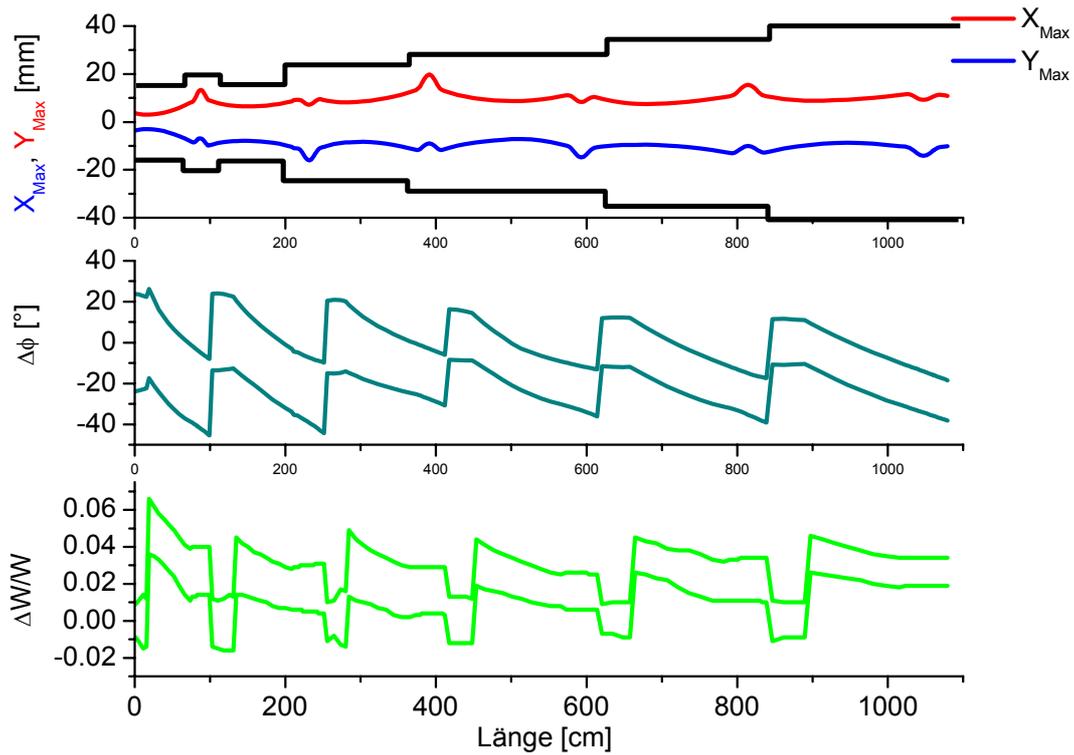


Abbildung 7.21: 100 % transversales (obere Grafik mit Apertur) und longitudinales (mittlere und untere Grafik) Strahlprofil entlang des IH+CH-DTL für Fall d.).

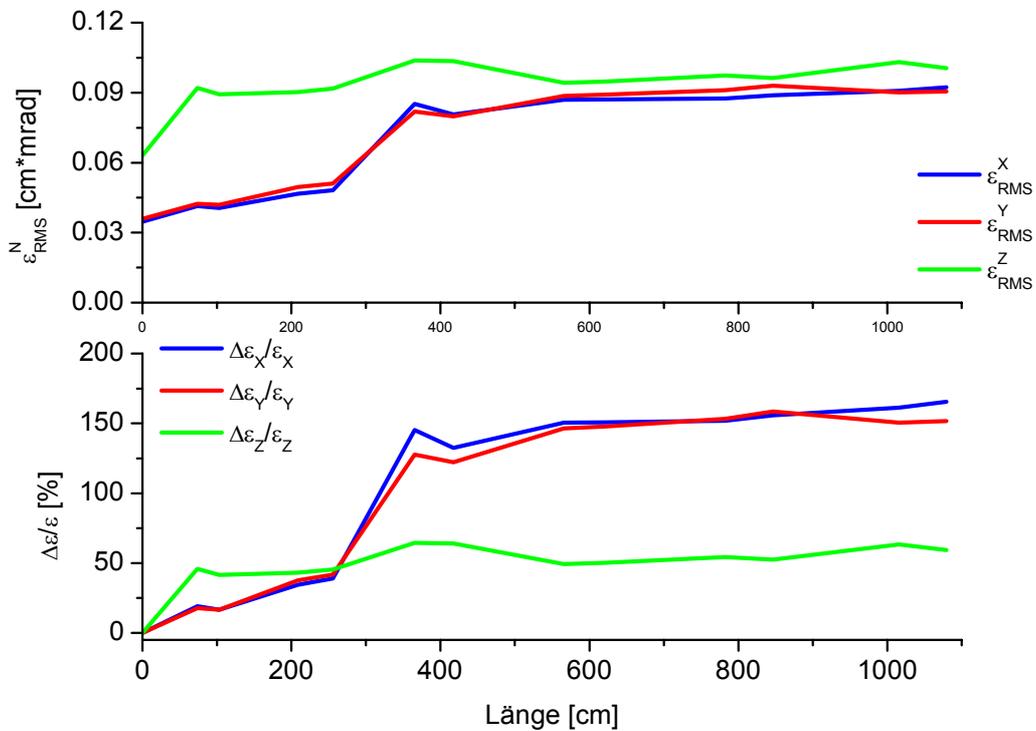


Abbildung 7.22: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum (untere Grafik) und Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (obere Grafik) entlang des IH+CH-DTL für Fall d.).

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

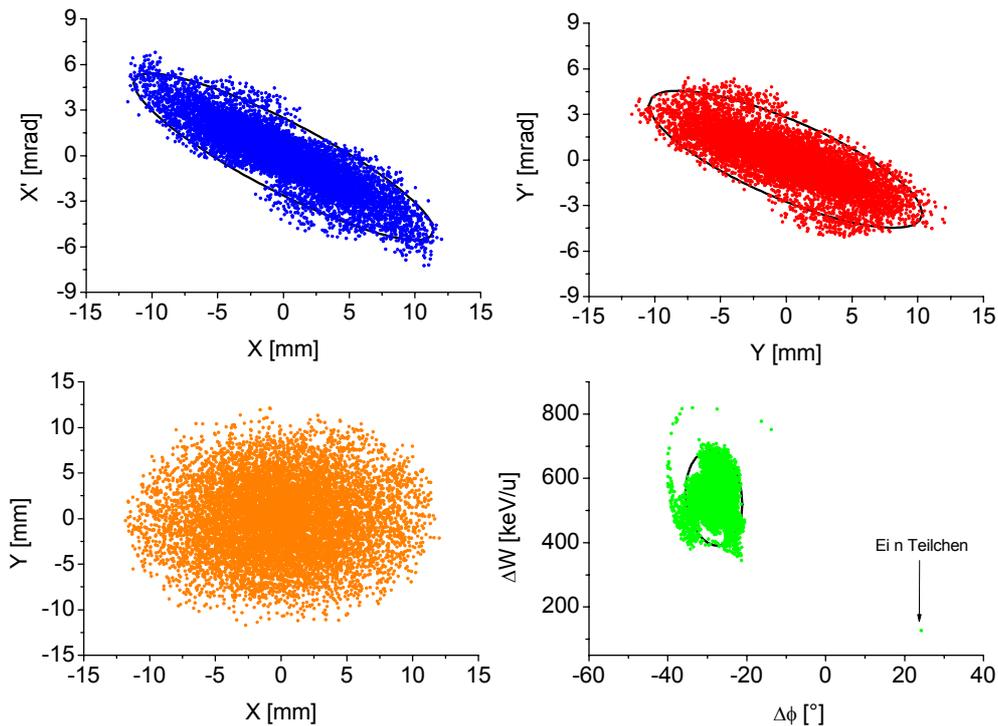


Abbildung 7.23: Ausgangsverteilung des IH+CH-DTL bei 40.6 MeV für den Fall d.). Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Alle drei Abbildungen verdeutlichen, dass der IH+CH-DTL bei simultaner Berücksichtigung aller mechanischen und HF-Toleranzen der Fälle a.) bis c.) einen stabilen, nichtchaotischen Strahl ohne Teilchenverluste liefert. Die 100 %-Strahlprofile sind in allen vier Phasenräumen kompakt und stetig. Die Apertur ausleuchtung wird im ganzen DTL nicht größer als 82 %. Das RMS-Emittanzwachstum bleibt moderat und die Ausgangsverteilung zeigt keine auffällige zusätzliche Filamentierung und Halobildung aufgrund von nichtlinearen Raumladungs- und Fokussiereffekten. Nur im longitudinalen Phasenraum ist ein Makroteilchen aufgrund von nichtlinearen Effekten signifikant aus der Separatrix herausgelaufen und hat nach dem letzten Triplet eine Phase von +22 ° angenommen (siehe Grafik 7.23 unten rechts). Die Tabelle 7.5 fasst die überprüften Toleranzwerte zusammen.

Tabelle 7.5: Überprüfte Toleranzwerte des IH+CH-DTL.

Betriebsfehler	Toleranzintervall
Quadrupoltriplettversetzung $\delta X, \delta Y$	± 0.1 mm
Transversale Quadrupoltriplettverdrehung $\delta \theta_{X,Y}$	± 1 °
Quadrupolgradientenfehler δG	± 1 %
HF-Phasenschwankung $\delta \phi$	± 1 °
HF-Amplitudenschwankung δA	± 1 %

7.5.3 Der supraleitende IH+CH-DTL in Verbindung mit dem MEBT

In diesem Abschnitt werden die Transportstrecke von Abschnitt 7.4.1 Tabelle 7.3 und der IH+CH-DTL von Tabelle 7.2 als ganzes simuliert. Dazu wird die Ausgangsverteilung des RFQ aus Kapitel 4 als Eingangsverteilung des Systems MEBT plus IH+CH-DTL verwendet, um die Robustheit des Beschleunigers gegenüber Teilchenverlusten bei nichtidealen Eingangsverteilungen zu testen. Die nachfolgenden Berechnungen

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

entsprechen einer Simulation des kompletten IFMIF-Beschleunigers von 0.1 MeV bis 40.6 MeV. Aus programmtechnischen Gründen wurden für die nachfolgenden Rechnungen nur 2,000 Makroteilchen verwendet. Die Eingangsverteilung entspricht der Abbildung 5.29. Die Abbildung 7.24 zeigt die 100 % transversalen und longitudinalen Strahlradien entlang der MEBT und des IH+CH-DTL.

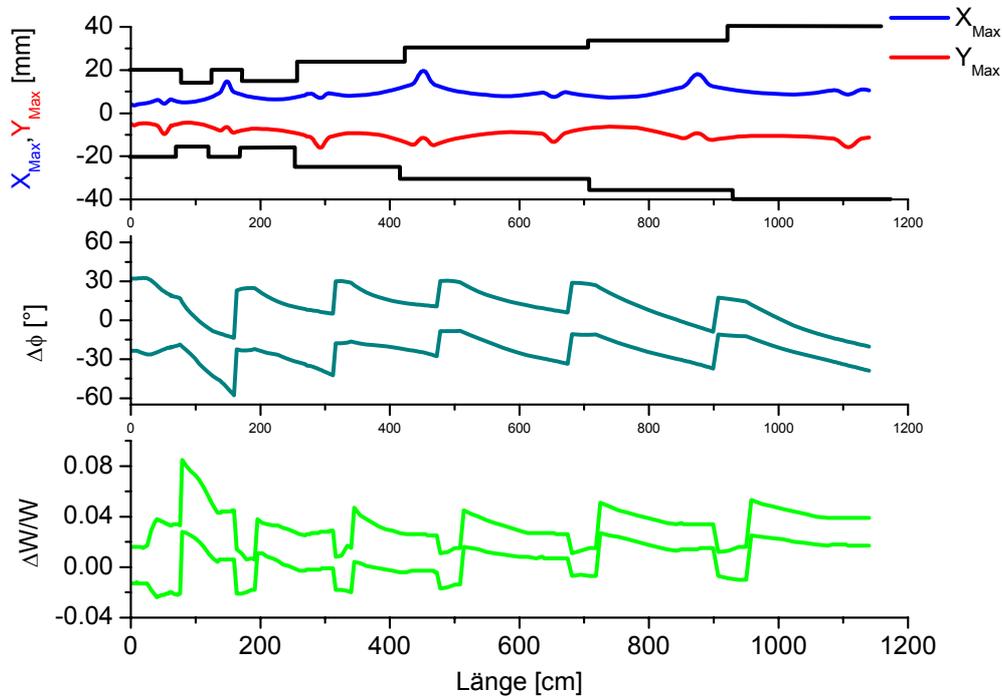


Abbildung 7.24: 100 % transversales (obere Grafik mit Apertur) und longitudinales (mittlere und untere Grafik) Strahlprofil entlang des MEBT und IH+CH-DTL bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung.

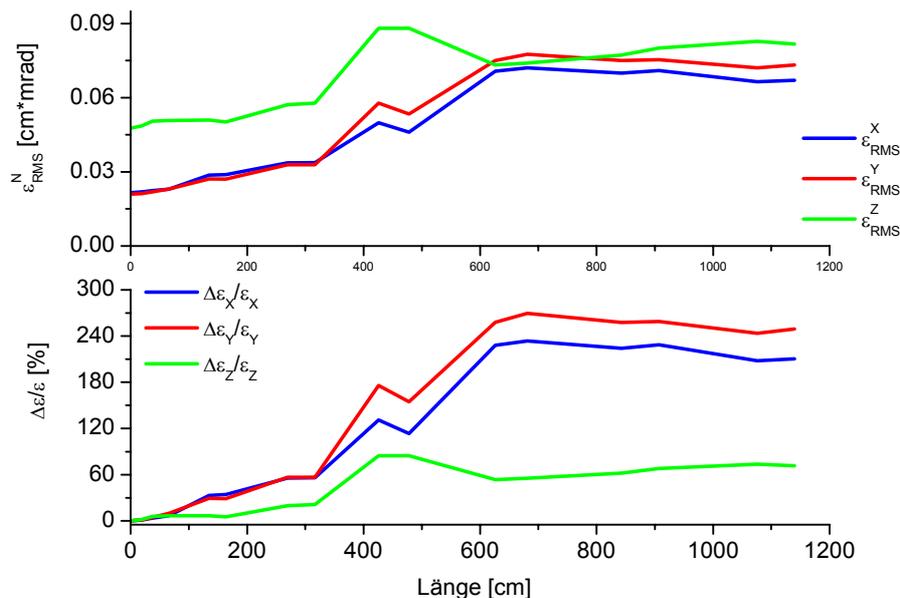


Abbildung 7.25: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum (untere Grafik) und Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (obere Grafik) entlang des MEBT und IH+CH-DTL bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Die 100 % transversalen und longitudinalen Strahlradien aus Abbildung 7.24 zeigen, dass die Strahltransportstrecke aus Tabelle 7.3 die RFQ-Ausgangsverteilung gut an den IH+CH-DTL anpasst. Sowohl die vollen transversalen als auch die longitudinalen Strahlradien bleiben im ganzen DTL kompakt und in ihrer Form unverändert. Man erkennt keine signifikanten Unterschiede zu dem idealen Fall von Abschnitt 7.5.1. Der maximale Aperturausleuchtung im gesamten DTL beträgt nie mehr als 80 % und es gehen keine Teilchen verloren. Auch das globale Verhalten der normierten RMS-Emittanzen des Systems MEBT und IH+CH-DTL aus Abbildung 7.25 weist keine Instabilitäten oder abnorme Verläufe auf. In dem MEBT-Abschnitt, die ersten ca 70 cm, erkennt man ein leichtes, lineares Anwachsen der Emittanz um knapp 9 % und in den nachfolgend 5 m des DTL findet aufgrund von Strahlanpassungsprozessen das hauptsächliche transversale und longitudinale Emittanzwachstum statt. Danach hat sich der Strahl vollkommen der Struktur angepasst und die RMS-Emittanzen bleiben kurzzeitig auf ihrem Maximum und verringern sich bis zum Ende des DTL im Mittel um knapp 10 %. Die Absolutwerte der Emittanzen und deren Wachstum sind allerdings im Vergleich zum nominellen Fall erheblich vergrößert (ca. + 50 %), weil die RFQ-Ausgangsemittanzen um fast die Hälfte kleiner sind als im angepassten Fall. Dieses Ergebnis entspricht dem Fall des Alvarez-DTL (Vergleiche dazu auch Abschnitt 5.5.3).

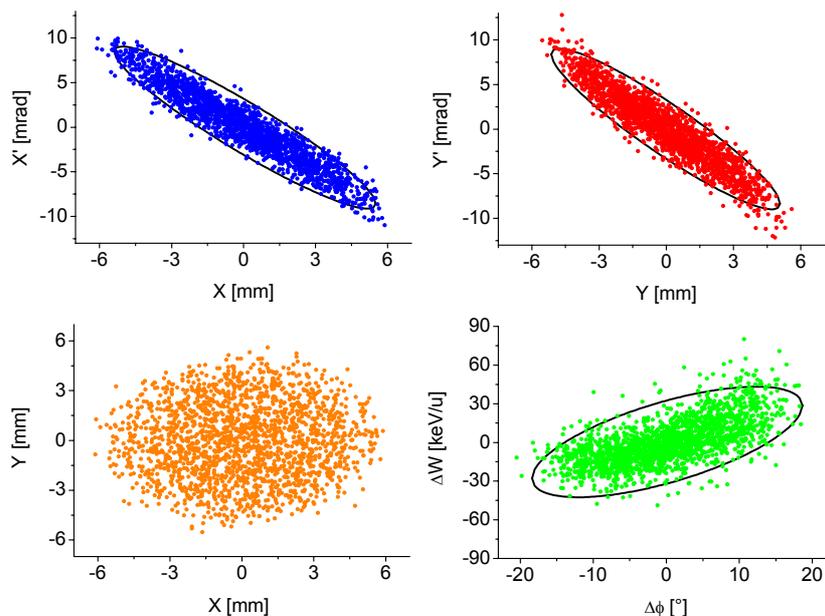


Abbildung 7.26: Ausgangsverteilung des MEBT bzw. Eingangsverteilung des IH+CH-DTL bei 5 MeV und bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Die Abbildung 7.26 gibt die Ausgangsverteilung des MEBT bzw. die Eingangverteilung des IH+CH-DTL bei 5 MeV Strahlenergie wieder. Die Strahltransportstrecke hat den Strahl in beiden transversalen Richtungen fokussiert und der Strahl ist symmetrisch und kompakt. Es ist kein Halo erkennbar und die Strahlkoordinaten sind ± 6 mm in X und Y bei Divergenzwinkeln von ± 10 mrad in X' und Y'. In der X-Y Ebene des Strahlrohrs ist er rund und ohne Ausfransungen. Im longitudinalen Phasenraum hat der 4-Spalt IH-Rebuncher den Strahl fokussiert bei einer Phasenbreite von $\pm 20^\circ$ und einer Energieunschärfe von ± 60 keV/u bei 2.5 MeV/u Sollenergie. Die normierten RMS-Emittanzen betragen an dieser Stelle 0.023 [cm×mrad] transversal und 0.050

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

[cm×mrad] longitudinal und sind damit immer noch um mehr als 40 % kleiner als im Referenzfall. Zum Schluss dieses Abschnitts zeigt die Abbildung 7.27 die Ausgangsverteilung des MEBT plus IH+CH-DTL bei 40.6 MeV. Der Ionenstrahl ist symmetrisch, kompakt und nichtchaotisch. Aufgrund von nichtlinearen Fokussier- und Raumladungseffekten ist er leicht filamentiert worden und weist einen dünnen Halo auf. In der X-X'-Ebene ist er konvergent und hat eine geometrische Breite von ± 10 mm bei einer Divergenz von ± 6 mrad. In der Y-Y'-Ebene ist er ebenfalls konvergent und hat eine Breite von ± 11 mm bei einer Divergenz von ± 7 mrad. In der X-Y-Ebene ist der Strahl rund mit einem leichten, homogen verteilten Strahlkranz. Das Bucket im longitudinalen Phasenraum ist kompakt, stärker filamentiert und divergent. Es hat eine Phasenbreite 14° und eine Energieunschärfe von 300 keV/u bei 20.3 MeV/u Sollenergie. Die RMS-Ausgangsemittanzen betragen 0.07 [cm×mrad] transversal und 0.081 [cm×mrad] longitudinal.

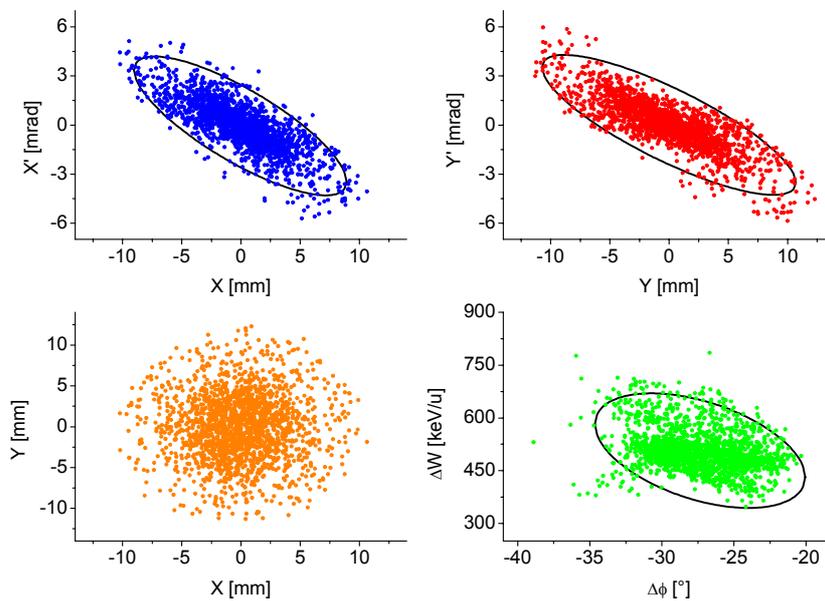


Abbildung 7.27: Ausgangsverteilung des MEBT plus IH+CH-DTL bei 40.6 MeV und bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Die Tabelle 7.6 fasst nochmals in übersichtlicher Form die wichtigsten Strahlparameter des Systems MEBT plus IH+CH-DTL bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung zusammen.

Tabelle 7.6: Strahlparameter der Transportstrecke und des IH+CH-DTL bei Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung.

Strahlparameter	MEBT	IH+CH-DTL	Einheiten
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{trans}}^n$	0.021 / 0.023	0.023 / 0.070	cm×mrad
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{long}}^n$	0.048 / 0.050	0.050 / 0.081	cm×mrad
Tra. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{trans}}/\varepsilon_{\text{trans}}$	9.52	204.34	%
Lon. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{long}}/\varepsilon_{\text{long}}$	4.16	62.0	%
Minimaler Aperturfaktor c_{ap}	1.8	1.20	
Transmission Tr	100	100	%
Eingangsstrom I_{rf}	125.5	125.5	mA
Eingangsverteilung	RFQ-Ausgangsverteilung		

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

7.5.4. Der MEBT und IH+CH-DTL in Verbindung mit kombinierten Fehlern.

Als letzter Punkt unserer teilchendynamischen Untersuchungen des supraleitenden IH+CH-DTL wird das System MEBT und IH+CH-DTL mit der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung und der gleichzeitigen Berücksichtigung der HF- und mechanischen Toleranzen (Fall d.) des Abschnitts 7.5.2) betrachtet. Dies ist das realistischste und gleichzeitig auch anspruchsvollste Szenario, weil einerseits die "nichtgewürfelte" Eingangsverteilung im allgemeinen zu Strahlfehlanspassungsreaktionen innerhalb der Struktur führen kann und andererseits die HF- und mechanischen Fehler diese noch positiv verstärken können [Uri00] [Ber01]. Im Resonanzfall der beiden quasiperiodischen Störungen kann es zu einem chaotischen, instabilen Verhalten des Strahls kommen und damit zu Teilchenverlusten. Um die Robustheit des DTL beim simultanen Auftreten dieser beiden Störfaktoren zu testen, wurden in die nachfolgenden Rechnungen beide gleichzeitig berücksichtigt. Die Abbildung 7.28 zeigt die 100 % transversalen und longitudinalen Enveloppen entlang des MEBT und IH+CH-DTL und Abbildung 7.29 die Ausgangsverteilung des DTL bei 40.6 MeV Endenergie.

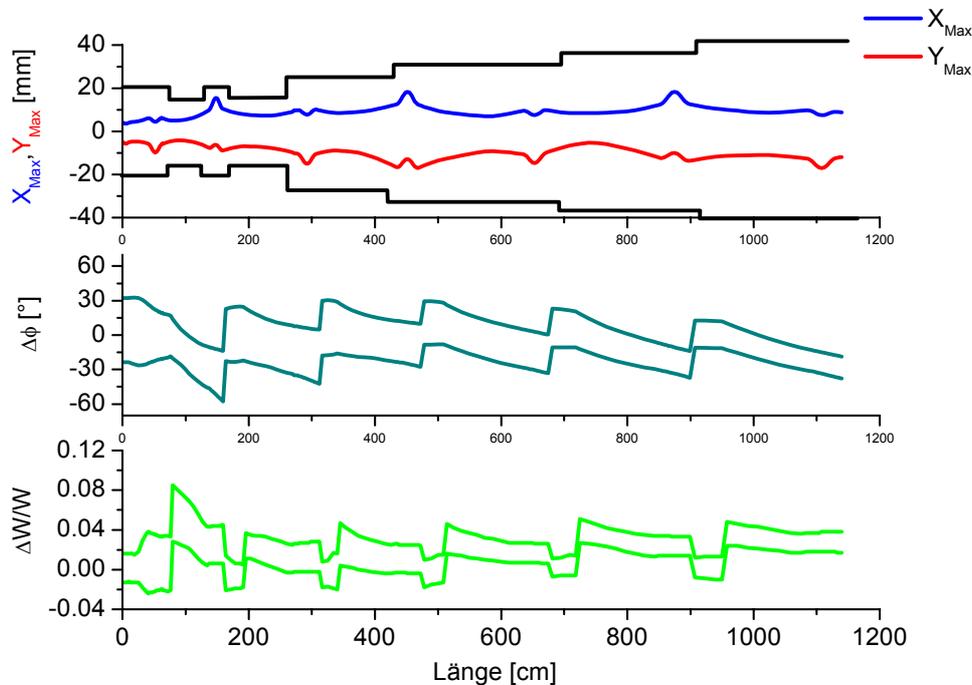


Abbildung 7.28: 100 % transversales (obere Grafik mit Apertur) und longitudinales (mittlere und untere Grafik) Strahlprofil entlang des MEBT und IH+CH-DTL bei simultaner Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung und kombinierten Fehlern.

Selbst dieses anspruchsvolle Szenario bestätigt die Stabilität des IH+CH-DTL Entwurfs. Die vollen Strahlradien nach Abbildung 7.28 bleiben in allen Phasenraumebenen weiterhin kompakt, nichtchaotisch und stetig. Es gehen weder transversal noch longitudinal Teilchen verloren. Die maximale Aperturausleuchtung mit 82 % ist im Hinblick auf Aberrationen und potentiellen Teilchenverlusten unkritisch. Auch die Ausgangsverteilung des DTL bei 40.6 MeV (Vergleiche Abbildung 7.29) zeigt keine starke zusätzliche Filamentierung und Haloformierung in den Phasenräumen. Man erkennt lediglich eine verstärkte Asymmetrie in der horizontalen und vertikalen Ebene aufgrund von vermehrten nichtlinearen Fokussier- und Raumladungseffekten. Die Strahlbreite in der in der Y-Y'-Ebene ist auf ± 12 mm angewachsen bei einer Diver-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

genz von ± 5 mrad. In der X-X'-Ebene hingegen hat der Strahl eine Breite von ± 8 mm bei einer Divergenz von ± 6 mrad. Im realen Anschauungsraum der X-Y-Ebene und im longitudinalen Phasenraum sind keine drastischen Veränderungen zu der Abbildung 7.27 des idealen Falls erkennbar.

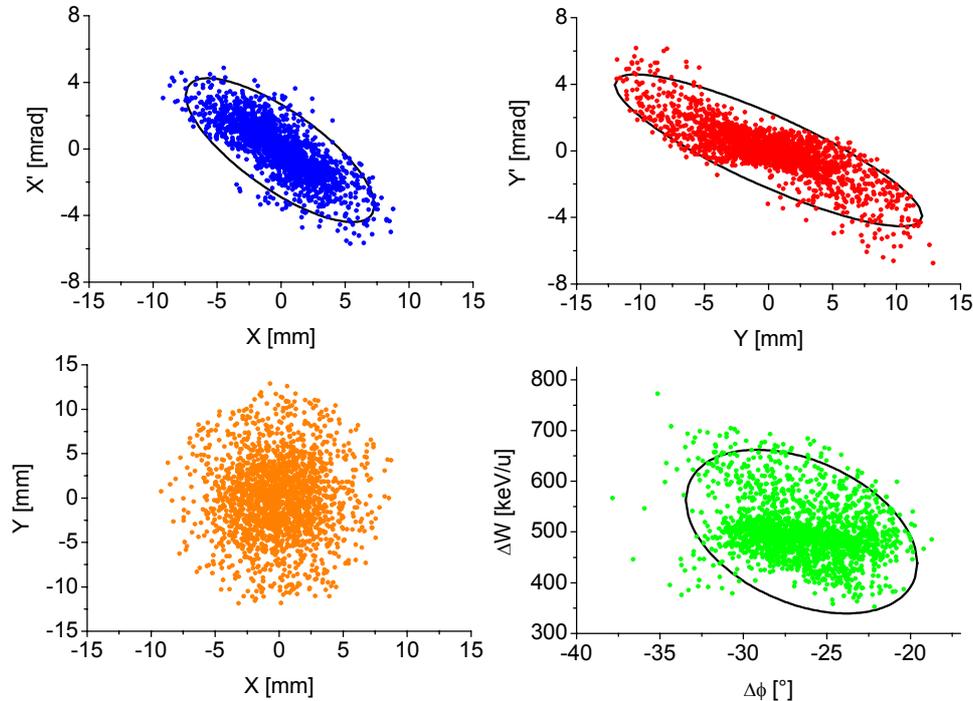


Abbildung 7.29: Ausgangsverteilung des MEBT plus IH+CH-DTL bei 40.6 MeV und bei simultaner Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung und kombinierten Fehlern. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet

7.5 Der HF-Entwurf der supraleitenden CH-Kavitäten mit MicroWave Studio®

Im Unterkapitel 7.2 wurde eine Methode zur teilchendynamischen Auslegung von supraleitenden CH-Kavitäten für die Rechnungen mit dem Viel-Teilchen-Programm LORASR vorgestellt und beschrieben [Rat98]. Diese Methode hatte aber den Nachteil, dass mit ihr keine elektrischen und magnetischen Oberflächenfelder berechnet werden konnten. Deren Kenntnis ist aber entscheidend für die Machbarkeit und Fertigung der Resonatoren aus hochreinem, elektrochemisch vorbehandeltem, Elektronenstrahl geschweißtem, massivem Niob (RRR-Wert ≥ 250). Aus diesem Grunde wurden die beiden Kavitäten nach den Strukturparametern von Tabelle 7.1 mit dem Programm MicroWave Studio® generiert und deren Zellgeometrie anhand von numerischen Rechnungen optimiert. Die Kriterien für den Optimierungsprozess waren:

- Die maximale magnetische Oberflächenfeldstärke B_{peak} der Kavitäten darf nicht mehr als 80 mT betragen, um noch eine genügend große Reserve zur absoluten Grenzfeldstärke der BCS-Theorie des Niob von $B_c \approx 198$ mT zu haben. Denn oberhalb von B_c bricht der supraleitende Zustand des Niob zusammen, weil die Oberflächenstromdichten zu groß werden und die Cooper-Paare aufbrechen. Daher sollte innerhalb der Kavität immer die Ungleichung

$$B_{peak} < \frac{B_c}{2}.$$

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

- Die maximale elektrische Oberflächenfeldstärke E_{peak} der nichtelliptischen CH-Kavitäten darf 30 MV/m nicht überschreiten. Denn diese kann zu erhöhten Feldemissionen an der Oberfläche der Kavität führen (Entstehungsgründe: Materialunreinheiten, raue Oberflächen, Absorbate und lokal erhöhte elektrische Felder) und aufgrund der Hochfrequenz gleichzeitig so starke elektromagnetische Kräfte in der Kavität induzieren, dass diese mechanisch verformt wird. Die Deformationen der Resonatorwände führen dann zu Resonanzfrequenzverschiebungen ("Lorentz-Force Detuning"). Bei einer elektrischen Spitzenfeldstärke von $E_{peak} \leq 30$ MV/m und Dauerstrichbetrieb ist eine Frequenzverstimmung dieser Art nicht zu erwarten [Pad98].
- Erhöhung der Driftröhrendicke der ersten und letzten drei Driftröhren, um die Feldverteilung und -flachheit der H_{210} -Mode der CH-Struktur zu verbessern.
- Leichte Verlängerung der halben Driftröhren in den Tankendplatten, um gleichfalls die Feldflachheit zu erhöhen.
- Um die mechanischen Vibrationen ("Microphonics") der supraleitenden Kavitäten aufgrund ihrer extrem hohen Güte ($Q \geq 1.0 \times 10^8$) zu minimieren, ist ein Regelbetrieb bei einer Temperatur von 1.8 K denkbar (Nutzung der besonderen Eigenschaften von superfluidem Helium) [Pad98].
- Bei den numerischen Rechnungen mit MicroWave Studio® wurde die Maschenweite und Maschenzahl auf die jeweilige Geometrie der Kavität hin optimiert. Es wurde pro Tank mit einem $\langle \beta_{av} \rangle = \text{const.}$ gerechnet.

Die Tabelle 7.7 fasst die wichtigsten Ergebnisse der mit MicroWave Studio® optimierten supraleitenden 175 MHz CH-Resonatoren für den IFMIF IH+CH-DTL zusammen.

Tabelle 7.7: Strukturparameter des ersten und letzten supraleitenden CH-Resonators des IH+CH-DTL für IFMIF gerechnet mit MicroWave Studio®.

Strukturparameter	CH-Modul 1	CH-Modul 4	Einheiten
Mittleres Beta $\langle \beta_{av} \rangle$:	0.1	0.2	
Resonanzfrequenz f_{rf} :	174.791	175.32	MHz
Beschleunigungsgradient E_{acc} (=E ₀) :	5.00	4.30	MV/m
Elektrisches Spitzenfeld E_{peak} :	20.07	16.13	MV/m
Magnetisches Spitzenfeld B_{peak} :	38.67	36.39	mT
Shuntimpedanz Z_0 :	18.21	118.13	MΩ/m
Güte bei 4 K Q :	0.33×10^9	0.37×10^9	
Resonatorlänge l_T :	1.20	2.30	m
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$:	5.0	8.0	cm
Tankdurchmesser \varnothing_T :	52.96	67.3	cm
Spaltanzahl n_{gap} :	12	12	
E_{peak}/E_{acc} :	4.01	3.75	
B_{peak}/E_{acc} :	7.73	8.46	mT/MV/m

Der erste Schritt des Optimierungsprozesses war, zuerst nur zwei Beschleunigungspalte zu berechnen. Ausgehend von einem normalleitenden Entwurf der Driftröhren wurde anschließend die Form der Stützen und die der Endzelle im Hinblick auf die supraleitende Auslegung modifiziert. Besondere Beachtung fanden die maximalen magnetischen Oberflächenströme, die so weit wie möglich unter der kritischen Grenzfeldstärke von 198 mT für Niob zu halten waren. Durch die Vergrößerung der

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

Stützenquerschnittsfläche konnte das magnetische Oberflächenfeld beträchtlich reduziert werden und nahm maximale Werte von 39 mT (Kavität 1) und 37 mT (Kavität 4) im aktuellen Design an. Dieser Optimierungsprozess führte zu einer Erhöhung der Kapazität der supraleitenden Kavität. Das maximale elektrische Feld (21 MV/m für Kavität 1 und 17 MV/m für Kavität 4) wurde an den Driftröhrenenden gefunden. Abschließend wurde die gesamte Kavität berechnet, um den Einfluss auf die Feldverteilung zu studieren. Um die Spannungsverteilung an den Endzellen etwas glatter zu halten, wurden zwei halbe Driftröhren in die Tankendwände implementiert. Zusätzlich wurden dickere Endstützen verwendet und die ersten und letzten Driftröhren verdickt [Eic00]. Die Abbildungen 7.30 und 7.31 zeigen die Auslegung des ersten und letzten Moduls des supraleitenden Teils des IFMIF-IH+CH-DTL in verschiedenen Ansichten.

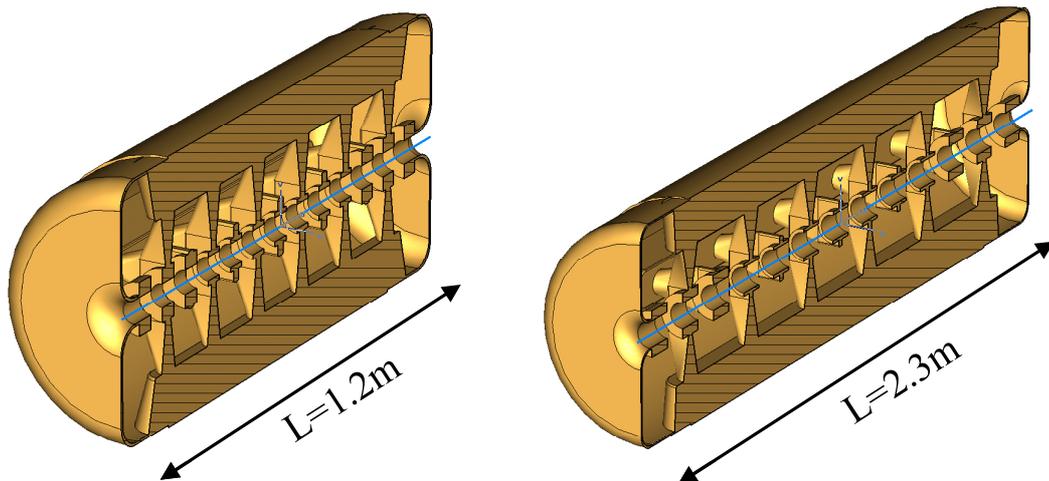


Abbildung 7.30: Längsschnitt des ersten ($\langle \beta_{av} \rangle = 0.1$, 12 Spalte, linke Grafik) und letzten ($\langle \beta_{av} \rangle = 0.2$, 12 Spalte, rechte Grafik) supraleitenden 175 MHz CH-Moduls für den IFMIF IH+CH-DTL.

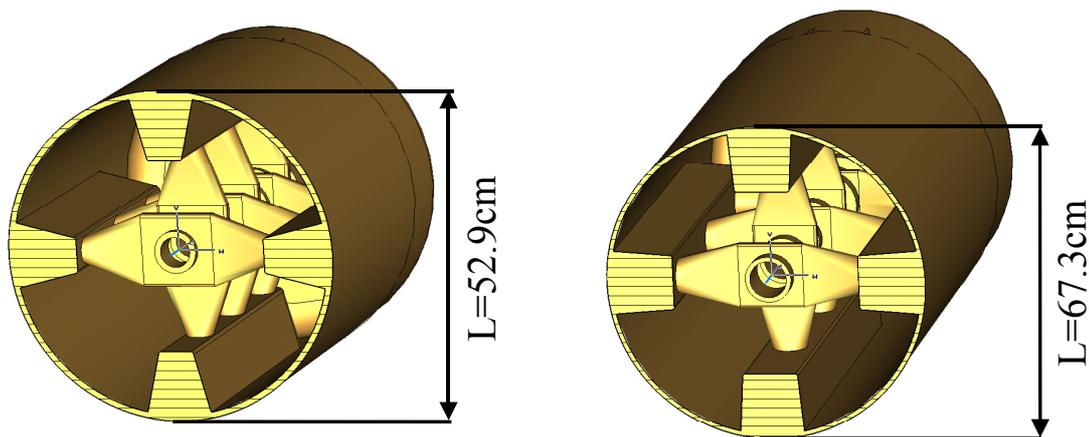


Abbildung 7.31: Mittelquerschnitt des ersten ($\langle \beta_{av} \rangle = 0.1$, 12 Spalte, linke Grafik) und letzten ($\langle \beta_{av} \rangle = 0.2$, 12 Spalte, rechte Grafik) supraleitenden 175 MHz CH-Moduls für den IFMIF IH+CH-DTL.

Die Abbildung 7.32 zeigt zum Abschluss dieses Unterkapitels die mit MicroWave Studio® berechnete, unnormierte longitudinale elektrische Feldstärkeverteilung der beiden CH-Module der Abbildungen 7.30 und 7.31.

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

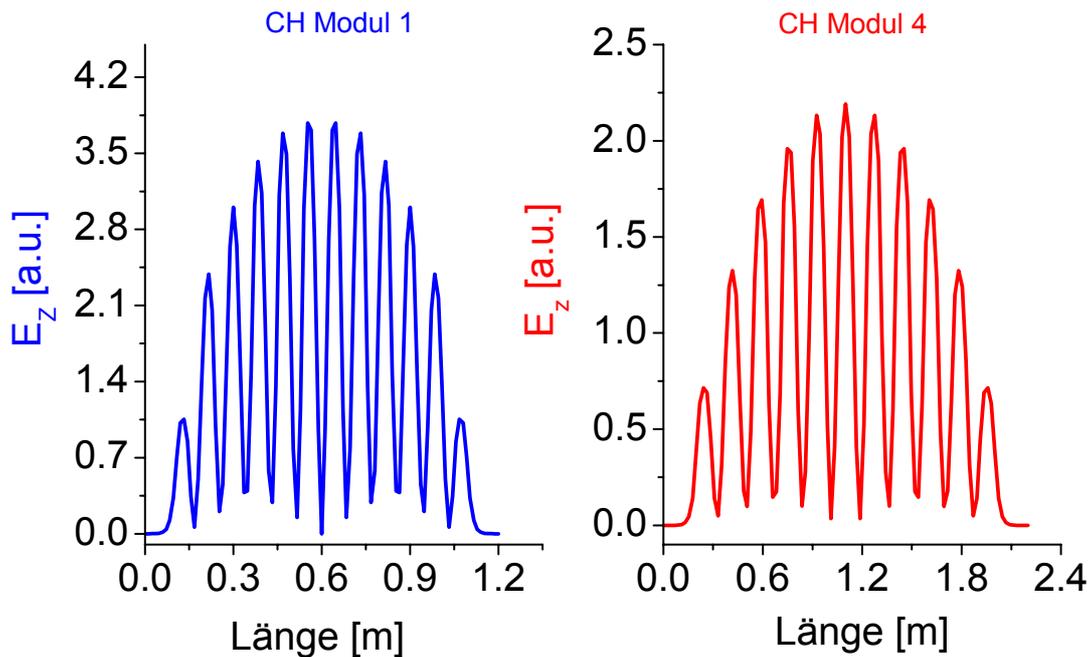


Abbildung 7.32: Unnormierte elektrische Feldstärkeverteilung in longitudinaler Richtung der CH-Kavität 1 bei $\beta=0.1$ (linke Grafik) und CH-Kavität 4 bei $\beta=0.2$ (rechte Grafik) berechnet mit MicroWave Studio®. Die Feldglättung wird über eine Variation Spaltlänge/Periodenlänge erreicht, welche bei diesen Rechnungen noch nicht enthalten ist.

7.6 Schlussfolgerung

Ein Entwurf für eine Kombination aus einem normalleitenden IH-DTL und einer Kette von supraleitenden CH-Resonatoren mit Zwischentankfokussierung als Alternative zum Alvarez-DTL Design wurde gefunden. Er erfüllt alle Anforderungen für einen IFMIF Hochstrom-DTL. Der supraleitende CH-DTL Abschnitt besteht durch seine sehr hohe HF- und Beschleunigungseffizienz und aufgrund der speziellen Zellengeometrie auch durch seine mechanische und thermische Robustheit. Der DTL hat eine Gesamtlänge von nur ≈ 11 m und die benötigte Kryostatlänge beträgt ≈ 8.2 m. Der geschätzte Gesamtleistungsbedarf dieser Designstudie ist ≈ 4.5 MW bei 4.37 MW Strahlleistung, was einer HF-Effizienz von 0.971 oder $\approx 97\%$ entspricht, was nochmals die außerordentlich geringe HF-Verlustleistung der supraleitenden CH-Module demonstriert. Zusätzlich reduzieren die großen Aperturradien das Risiko von Teilchenverlusten im supraleitenden Bereich. Viel-Teilchen-Simulationen mit fehlangepasster Eingangsverteilung, statistischen HF- und Quadrupolgradientenfehlern und Quadrupoltriplettfehlstellungen und -verdrehungen zeigten eine geringe Empfindlichkeit des Strahlverhaltens gegenüber diesen Toleranzwerten. Selbst die Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung in Verbindung mit einem kompakten MEFT und der gleichzeitigen Berücksichtigung der statistischen Fehler führten zu keinerlei Teilchenverlusten. Insofern zeigten alle Teilchendynamikrechnungen die Fähigkeit der IH+CH-Struktur Hochstrom- und Hochintensitätsionenstrahlen ohne Teilchenverluste stabil zu fokussieren und zu beschleunigen. Des Weiteren wurde ein Resonatorentwurf des ersten und letzten CH-Moduls mit dem Programm MicroWave Studio® durchgeführt, um die maximalen Oberflächenfeldstärken zu berechnen und die HF-Eigenschaften der CH-Struktur zu überprüfen. Mit einem magnetischen Spitzenfeld von ≈ 39 mT (Modul 1) bzw. ≈ 37 mT (Modul 4), einem maximalen elektrischen Ober-

7. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für IFMIF

flächenfeld von ≈ 21 MV/m (Modul 1) und ≈ 17 MV/m (Modul 4) und einem E_{peak} / E_{acc} -Verhältnis von ≈ 4.1 (Modul 1) und ≈ 3.8 (Modul 4) konnte der Entwurf hinreichend weit unterhalb der Grenzwerte für supraleitendes Niob gehalten werden. Nach diesen Untersuchungen stellt die supraleitende IH+CH-DTL-Kombination eine echte Alternative zu dem Referenzdriftröhrenbeschleuniger vom Alvarez-Typ aus Kapitel 5 dar, wobei die technische Umsetzung noch zu zeigen ist [Eic00] [Sau02c]. Die Messungen an einer supraleitenden 350 MHz, $\beta=0.1$ Prototypkavität am IAP werden Aufschluss über die wesentlichen Parameter dieser Struktur geben. Dazu wird am IAP der Universität Frankfurt ein Kryolabor (mit Reinraum "Klasse 100", Kryostat, magnetische Abschirmung, Hochdruck-Reinigung ("HPR")) aufgebaut, in dem dann alle Messungen durchgeführt werden können, um die noch offenen Fragen beantworten zu können [Sau02c] [Eic01].

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Das Schlusskapitel dieser Arbeit beschreibt einen ersten teilchendynamischen Entwurf für den mittleren Energiebereich eines ADS/XADS (**A**ccelerator **D**riven **S**ystem/**E**xperimental **A**ccelerator **D**riven **S**ystem) Linearbeschleunigers [ADS]. Die supraleitende CH-Struktur könnte neben den bereits erwähnten Spoke-, Spiral- und Reentrantkavitäten ein vielversprechender Kandidat für diesen Beschleunigerabschnitt sein [Sau02c] [Eic00] [Eic01]. Detaillierte Voruntersuchungen und umfangreiche Viel-Teilchen-Simulationen von supraleitenden CH-Kavitäten zeigten die prinzipielle Fähigkeit dieser Resonatorenart, leichte bis schwere Ionenstrahlen, niedriger bis hoher Intensität zu beschleunigen und zu fokussieren (Vergleiche dazu auch Kapitel 7) [Sau02c] [Eic01]. Hier werden ein rein supraleitender CH-Entwurf des Mittelenergieabschnitts eines ADS/XADS-DTL und die korrespondierenden Teilchendynamikrechnungen, durchgeführt mit dem KONUS-Dynamik-Programm LORASR, vorgestellt [Rat98] [Rat00]. Neben Strahlfehlplanungsrechnungen wird auch eine erste Toleranzstudie gemacht, um die Empfindlichkeit der CH-Beschleunigers auf Standardbetriebsfehler hin zu prüfen [Uri00] [ADS]. Anschließend wird ein Resonatorenentwurf des zweiten und sechsten (bei 350 MHz) und des siebten (des ersten bei 700 MHz) supraleitenden CH-Moduls des zuvor mit LORASR generierten CH-DTL mit MicroWave Studio® gerechnet und die Ergebnisse diskutiert [Rat 98] [MWS] [Eic01].

8.1 Die Entwurfsstrategie und Wahl der Parameter

Das ADS/XADS Beschleunigerprogramm hat zum Ziel einen konzeptionellen Entwurf und den Bau von Prototypkomponenten für einen 24 MW (600 MeV, 40 mA in zweiter Stufe) Dauerstrich-Protonenlinearbeschleuniger (oder > 50 % Tastverhältnis) zu erproben. Dies soll dann die Grundlage für einen industriell genutzten Transmutator mit einer thermischen Leistung von 1,500 MW bilden. Durch die Verwendung von Kernumwandlungstechnologien sollen gefährliche und andere radioaktive Materialien, wie Plutonium, Aktiniden und andere langlebige Spaltprodukte vom übrigen radioaktiven Abfall eines Kernkraftwerkes getrennt werden und anschließend in einem unterkritischen Kernreaktor in kurzlebige Elemente umgewandelt werden. Die direkte Ankopplung des Beschleunigers an den Reaktor führt zu sehr stringenten Anforderungen des Beschleunigers hinsichtlich Zuverlässigkeit und Anlagenverfügbarkeit. Diese zwei entscheidenden Punkte bilden die Grundlage für die Beschleunigerauslegung, welche zu einer konservativen Wahl aller Beschleunigerkomponenten im Hinblick auf die Verwendung von Standardfertigungstechnologien und einer angemessenen Anzahl von Redundanzen im Gesamtsystem führt. Damit sollen die Toleranzen des Beschleunigers bei einem eventuellen Ausfall einer oder mehrere Beschleunigerkomponenten vergrößert werden. In der ersten Entwurfsphase besteht der Beschleuniger aus einer 100 keV Protonenquelle, die einen 10 mA Protonenstrahl im Dauerstrichbetrieb zur Verfügung stellen soll, gefolgt von einem 350 MHz RFQ, der den Strahl auf eine Energie von 5 MeV bringt. Ein supraleitender Mittelenergie-Linearbeschleuniger (vom Mehrzeller- oder Einzellertyp) beschleunigt den Strahl auf 100 MeV. Der Hochenergieabschnitt des Beschleunigers, bestehend aus elliptischen Mehrzellen-Kavitäten, die bei einer Frequenz von 700 MHz arbeiten, hebt den Strahl auf seine nominelle Endenergie von 600 MeV [ADS]. Die gesamte Projekt und die geforderten Strahlparameter des Linearbeschleunigers, die hauptsächlich vom Reaktor bestimmt werden, sind in Abschnitt 1.2 aufgelistet und können dort nachgelesen werden. Im

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Nachfolgenden wird die Entwurfsstrategie näher beschrieben, die sich nur unwesentlich von der des supraleitenden IFMIF CH-DTL unterscheidet. Deswegen beschränken wir uns hier auf eine knappe, stichwortartige Skizzierung des Designkonzepts. Für den supraleitenden ADS/XADS-CH-DTL wurden folgende Entwurfsparameter verwendet [Rat98] [ADS] [Eic00]:

- Für diesen Entwurf wurde ein nomineller Strahlstrom von 40 mA angenommen, um alle geplanten Ausbaupläne der ADS/XADS-Beschleunigeranlage erfüllen zu können.
- Es wurde innerhalb des CH-DTL ein Frequenzsprung von 350 MHz auf 700 MHz vollzogen aus folgenden Gründen: 1.) er verbessert die Beschleunigungseffizienz im Hochenergie teil 2.) er reduziert die Strukturquerschnitte und -längen der Kavitäten bei hohen Beta-Werten 3.) er minimiert die Oberflächen der supraleitenden Resonatoren, was wiederum die Wahrscheinlichkeit für Feldemissionen reduziert 4.) er passt den Strahl der Dynamik des Hochenergie-Linearbeschleunigers von ADS/XADS an.
- Die Sprungenergie wurde bei ≈ 56 MeV, d.h. bei $\beta = 0.34$, gewählt, um 1.) nach der Halbierung der Zellenlänge von 14 cm auf 7.1 cm noch einen Aperturdurchmesser der Driftröhren von mindestens 3 cm zu haben und 2.) die Bunchlänge des Ionenstrahls ist $l_{bunch} \propto \beta\lambda$, so dass sie nach der Frequenzverdoppelung noch hinreichend groß ist, um den verdoppelten Spitzenstrom von 80 mA aufnehmen zu können, ohne dass die Teilchen aus der Separatrix herauslaufen.
- Die abgeschirmten externen Quadrupoltripletts im Zwischentankbereich der CH-Struktur sind supraleitend auf einer Temperatur von 4.1 K oder 1.8 K, um den Bau zu vereinfachen.
- Trotz der supraleitenden magnetischen Quadrupoltripletts ist die maximale Oberflächenfeldstärke der Spulen auf 1.3 T begrenzt (Supraleitende Spulen mit Windungen aus Niob aber mit Eisenjoch) mit kleinster Länge und maximalem linearem Feld, um die KONUS-Dynamik optimal zu unterstützen. (Begründung siehe Kapitel 7.1)
- Es wurde für alle Quadrupoltriplettlinen dieselbe Geometrie gewählt, um die Fertigungskosten zu minimieren (gleicher Aperturradius und gleiche Baulänge).
- Vor und nach den externen Triplettslinsen wurden jeweils bis zu 18 cm Abstand zwischen Kavität und Eingang der Linse eingeplant, um magnetische Abschirmungen und Endwände des Kryostaten zu berücksichtigen.
- Aufgrund der extrem kleinen Zellen- und damit Tanklänge der ersten beiden Resonatoren (CH-1: 12 Beschleunigungsspalte mit einer Gesamtlänge ca. 61 cm, CH-2: 14 Beschleunigungsspalte mit einer Gesamtlänge ca. 79 cm) wurden beide in eine Kavität umgewandelt (Modul 1), die von einer internen Linse auf gemeinsamen HF-Potential voneinander separiert werden. Dies erhöht die Effizienz der Module und verbessert die Spaltspannungsverteilung.
- Alle anderen supraleitenden CH-Kavitäten (Module 2 –10) sind ohne interne Linse. Die Linsen befinden sich alle im Zwischentankbereich der Kavitäten (totale Entkopplung von transversaler und longitudinaler Fokussierung).
- Der innere Durchmesser der Driftröhren wurde den Längen der Driftröhren angepasst. Es musste immer die Bedingung $l_{dt} \geq \varnothing_{dt,i}$ erfüllt sein. (Vermeidung eines Felddurchgriffs).

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

- Der innere Aperturdurchmesser der Driftröhren wurde im ersten und siebten Modul anhand der Ungleichung $\varnothing_{dt,i} < l_{dt} < \frac{\langle \beta_{av} \rangle \lambda}{4} < 4.0$ cm festgelegt, was zu einem Aperturradius von maximal 1.5 cm führte. Alle anderen Module konnten mit einem konstanten Aperturdurchmesser von 4 cm entworfen werden.
- Die Feldstärkegradienten der Linsen wurden neben dem maximal erlaubten Wert von 1.3 T nach rein teilchendynamischen Gesichtspunkten gewählt (KONUS-Dynamik).
- Die Apertur der Quadrupoltripletts, wie auch der Driftröhren, wurde aus teilchendynamischen Gründen auf 2 cm festgelegt, um extreme Aberrationen der Linsen aufgrund einer zu großen Aperturausleuchtung zu minimieren und Teilchenverluste zu vermeiden. Der Aperturfaktor sollte im gesamten DTL größer oder gleich 2.0 sein.
- Die Anzahl der Rebuncher-Zellen jedes Resonators wurde nach rein teilchendynamischen Gesichtspunkten gewählt und konnte wegen der geringen Raumladungskräften entlang des gesamten CH-DTL konstant gehalten werden (Verbesserung der Beschleunigungseffizienz im Hochenergieeteil des Beschleunigers).
- Die Anzahl der Beschleunigungsspalte in den 0°-Sektionen des CH-DTL wurde einerseits nach teilchendynamischen Gegebenheiten bestimmt und andererseits von der maximal zulässigen totalen HF-Leistung von ≈ 0.5 MW bei 40 mA Strahlstrom pro Modul begrenzt. Dies soll die Verwendung von maximal einem HF-Sender pro Kavität garantieren. Bei Berücksichtigung des niedrigeren Referenzstrahlstroms von 30 mA reduziert sich die maximale HF-Leistung pro Modul auf ≤ 0.38 MW.
- Der maximale effektive Spaltspannung darf 1 MV nicht überschreiten, um Feldemission zu verhindern und die elektrische Spitzenfeldstärke nicht zu groß werden zu lassen.
- Der maximale Kilpatrickfaktor wurde < 1 gehalten, um die Wahrscheinlichkeit von HF-Überschlägen zu minimieren (Erhöhung der Zuverlässigkeit des Beschleunigers).
- Die Beschleunigungsfeldstärke von $E_0 \approx 5.0$ MV/m der supraleitenden 350 MHz Resonatoren und $E_0 \approx 6.0$ MV/m der 700 MHz Module (die Erhöhung bietet sich an, weil im 700 MHz Abschnitt sich die Spaltanzahl erhöht und damit die maximale Spaltspannung erniedrigt) war einerseits ein Kompromiss aus teilchendynamischen Erwägungen (nicht zu hohe longitudinale Fokussierung bei begrenzter maximaler magnetischer Feldstärke der Linsen) und andererseits eine Minimierung der zu erwartenden Oberflächenfeldstärken innerhalb der Kavitäten. Die Beschleunigerlänge sollte dabei so kurz wie möglich gehalten werden.
- Die Arbeitspunkte des CH-DTL sollten soweit wie möglich im emittanzdominierten Bereich sein (respektive $\frac{\sigma_t}{\sigma_{0t}} \geq 0.4$ und $\frac{\sigma_l}{\sigma_{0l}} \geq 0.4$), um nichtlineare Raumladungseffekte zu vermeiden.
- Die Transmission des CH-DTL sollte immer 100 % betragen, um einerseits einer Aktivierung des Beschleunigers vorzubeugen und andererseits die Produktion von Sekundärelektronen zu verhindern, die zu zusätzlichen Feldemissionen führen können.
- Die relative Überschussenergie eines jeden 0° Abschnitts wurde gemäß der Beziehung 6.2 und den dortigen Begründungen gewählt.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

- Die Anzahl der Spalte mit positiver Bunchphase $\phi_c \geq 0$ wurden auf ein minimales longitudinales Emittanzwachstum hin optimiert.
- Der Abschluss des CH-DTL bildet ein Quadrupoltriplett, um den Strahl in den nachfolgenden supraleitenden Linearbeschleuniger mit mehrzelligen elliptischen Kavitäten konvergent und mit kleinst möglichem Strahlradius zu injizieren.

8.2 Der teilchendynamische Kavitätenentwurf

Der teilchendynamische Entwurfsstrategie der supraleitenden CH-Kavitäten für den ADS/XADS-DTL entspricht der des Kapitels 7.2. Die Abbildungen 8.1 zeigt die Spaltspannungsverteilung des zweiten und sechsten CH-Moduls bei jeweils 350 MHz Resonanzfrequenz als Funktion der Spaltnummer, berechnet nach dem Ersatzschwingkreismodell [Rat98]. Die Abbildung 8.2 zeigt die Spannungsverteilung des siebten und 10 Moduls bei 700 MHz Resonanzfrequenz des ADS/XADS-Linearbeschleunigers. **Bemerkung:** Auf die detaillierten Darstellung des ersten supraleitenden CH-Moduls mit (noch) interner Linse wird vorerst verzichtet, da die Frage des Baus einer supraleitenden CH-Kavität mit integrierter Linse auf HF-Potential noch vollkommen offen ist und die Realisierungsmöglichkeit von den ersten experimentellen Ergebnissen des supraleitenden CH-Prototypen abhängt. Diese Frage hat für die Teilchendynamik allerdings keine große Relevanz, da bei Verwendung einer externen Linse nur eine etwas längere Driftstrecke vor und nach der ersten Linse in dem teilchendynamischen Entwurf eingeplant werden müsste [Rat98].

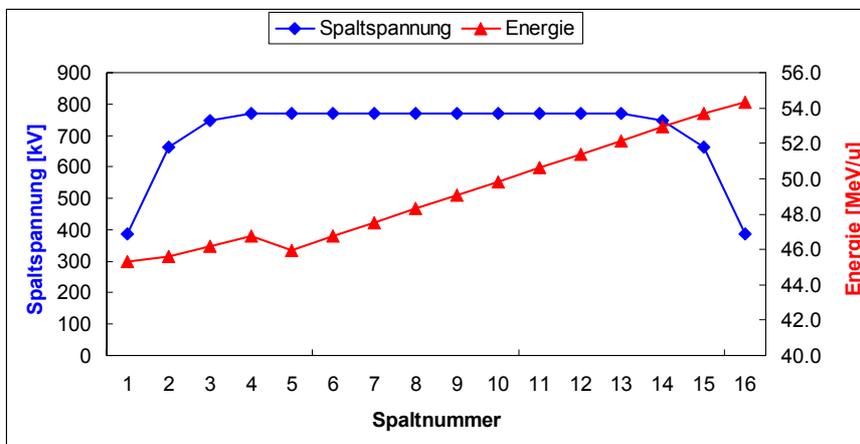
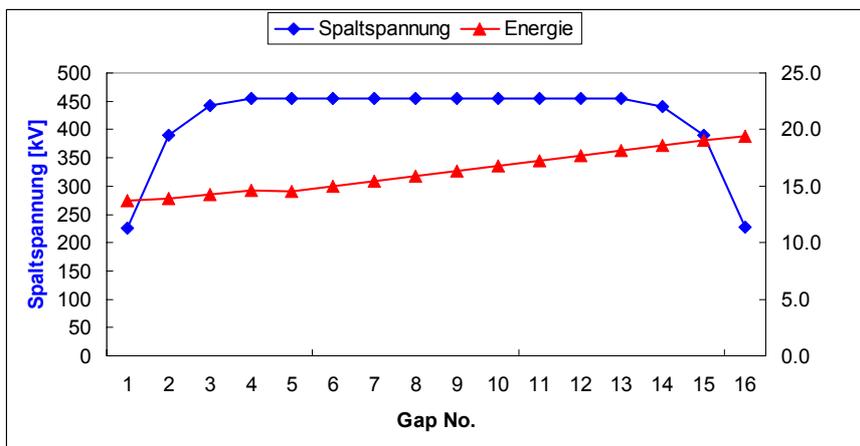


Abbildung 8.1: Spaltspannung und Sollenergie als Funktion der Spaltnummer des 2. Moduls (oberes Bild) und des 6. (unteres Bild) im 350 MHz-Abschnitt des CH-DTL für ADS/XADS.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

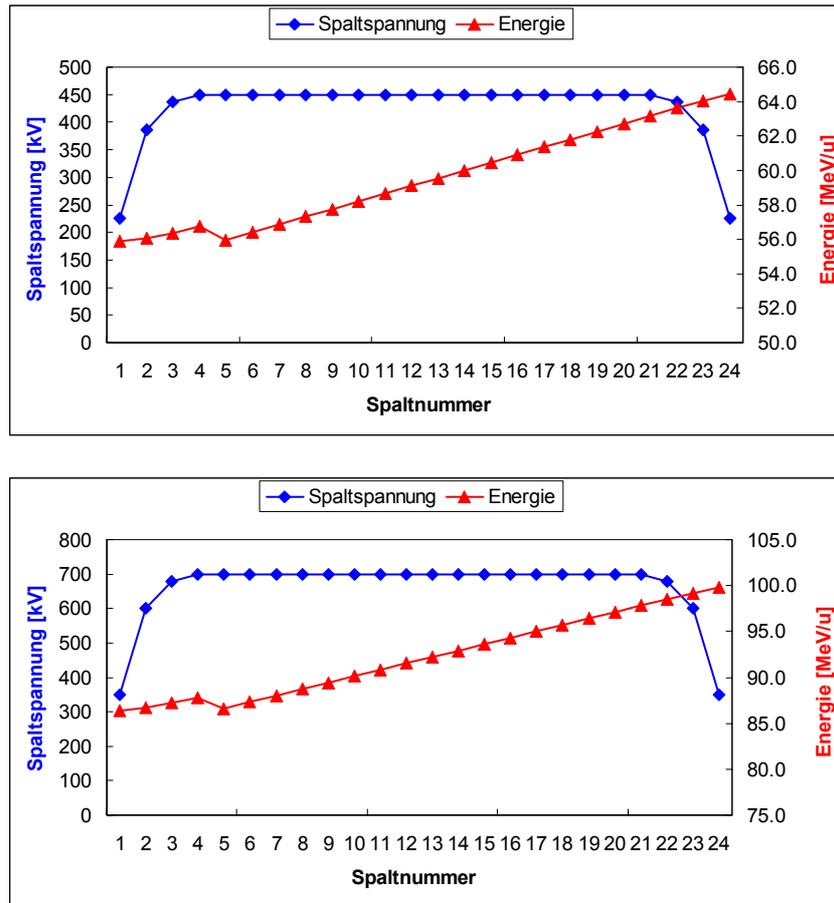


Abbildung 8.2: Spaltspannung und Sollenergie als Funktion der Spaltnummer des 7. Moduls (oberes Bild) und des 10. (unteres Bild) des 700 MHz-Abschnitts des CH-DTL für ADS/XADS.

Die Tabelle 8.1 fasst die nach dieser Methode errechneten Resonatorparameter der in den Abbildungen 8.1 - 8.2 dargestellten supraleitenden CH-Kavitäten des ADS/XADS-DTL nochmals zusammen.

Tabelle 8.1: Kavitätenparameter des 2. und 6. Moduls des CH-DTL für ADS/XADS bei 350 MHz.

	Modul 2	Modul 6
Resonanzfrequenz f_{rf} [MHz]	350.00	350.00
Mittleres Beta $\langle \beta_{av} \rangle$	0.186	0.313
Mittlere Zellenlänge $\langle n_{cell} \rangle$ [cm]	7.97	13.43
Tankdurchmesser \varnothing_T [cm]	32.37	34.81
Tanklänge l_T [cm]	125.8	213.4
Mittlere Spaltlänge $\langle l_{gap} \rangle$ [cm]	3.98	6.71
Äußerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,a}$ [cm]	5.6	5.6
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$ [cm]	4.0	4.0
Anzahl der Spalte n_{gap}	16	16
Anzahl der KONUS-Sektionen n_{Kon}	1	1
Anzahl interner Quadrupoltripletts $n_{tri,i}$	0	0
Maximale elektrische Feldstärke E_{peak} [MV/m]	12.66	12.76
Maximale Spaltspannung U_{max} [kV]	454.2	771.6
Beschleunigungsfeldstärke E_0 [MV/m]	5.00	5.00
Mittlerer Laufzeitfaktor $\langle T(k) \rangle$	0.828	0.872
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in} / W_{out} [MeV]	13.7 / 20.0	45.3 / 55.9

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Tabelle 8.2: Kavitätenparameter des 7. und 10. Moduls des CH-DTL für ADS/ XADS bei 700 MHz.

Tankparameter	Modul 7	Modul 10
Resonanzfrequenz f_{rf} [MHz]	700.00	700.00
Mittleres Beta $\langle\beta_{av}\rangle$	0.342	0.415
Mittlere Zellenlänge $\langle n_{cell}\rangle$ [cm]	7.32	8.89
Tankdurchmesser \varnothing_T [cm]	19.31	19.98
Tanklänge l_T [cm]	174.9	212.4
Mittlere Spaltlänge $\langle l_{gap}\rangle$ [cm]	3.66	4.44
Äußerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,a}$ [cm]	4.2	5.6
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$ [cm]	3.0	4.0
Anzahl der Spalte n_{gap}	24	24
Anzahl der KONUS-Sektionen n_{Kon}	1	1
Anzahl interner Quadrupoltripletts $n_{tri,i}$	0	0
Maximale elektrische Feldstärke E_{peak} [MV/m]	13.66	17.46
Maximale Spaltspannung U_{max} [kV]	450.0	698.6
Beschleunigungsfeldstärke E_0 [MV/m]	6.00	6.30
Mittlerer Laufzeitfaktor $\langle T(k)\rangle$	0.810	0.836
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in} / W_{out} [MeV]	55.9 / 66.3	86.4 / 100.0

In Abschnitt 8.5 wird ein dreidimensionales HF-Design der meisten dieser Module mit dem Programm MicroWave Studio® gemacht, um die zu erwartenden elektrischen und magnetischen Spitzenfelder und Shuntimpedanzen der supraleitenden CH-Kavitäten bei Sollbeschleunigungsgradient präzise berechnen zu können. Die Strukturparameter der anderen CH-Module können anhand dieser Werte skaliert werden.

8.3 Die Hauptcharakteristika

Die Abbildung 8.3 zeigt den schematischen Entwurf eines supraleitenden CH-Driftröhrenbeschleunigers für ADS/XADS generiert mit LORASR und den Kavitätenparametern von Abschnitt 8.2. eine Viel-Teilchen-Optimierung führte zu einem knapp 23 m langen CH-DTL, der einen 40 mA Protonenstrahl von 5 MeV bis 100 MeV beschleunigt und aus sechs supraleitenden CH-Modulen mit einer Resonanzfrequenz von 350 MHz besteht (blau gezeichnet) und vier weiteren supraleitenden CH-Modulen mit einer Betriebsfrequenz von 700 MHz (grün gezeichnet) [Sau02c]. Die Quadrupoltriplettlinen sind zwischen den Kavitäten angeordnet (rot). Nur im ersten Modul ist vorläufig eine Interimslösung mit einer internen Linse angenommen.

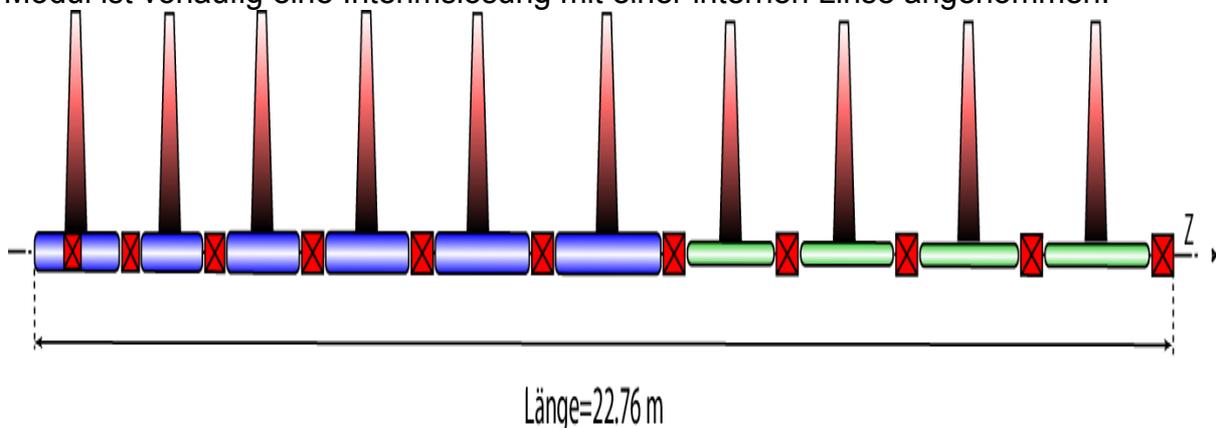


Abbildung 8.3: Schematischer Entwurf des supraleitenden CH-DTL. Die 350 MHz Module sind blau und die 700 MHz Module grün eingezeichnet, die externen Quadrupoltripletts rot und die HF-Einkoppler rot-schwarz. Die optische Achse ist die schwarz gestrichelte Linie

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Die Tabelle 8.3 fasst die wichtigsten Beschleunigerparameter des CH-DTL für ADS/XADS zusammen.

Tabelle 8.3: Die Beschleunigerparameter des CH-DTL generiert mit LORASR.

Beschleunigerparameter	Werte	Einheiten
Masse zu Landungsverhältnis A/q	1	
Designstrom I_{des}	40.0	mA
Frequenz f_{rf}	350.0 / 700.0	MHz
Fokussiergitter n_{lat}	FDF-DFD	
Anzahl der Tanks n_T	10	
Totaler HF-Leistungsbedarf (bei 40 mA) P_{tot}	3.94	MW
Max. Leistungsbedarf pro Tank (bei 40 mA) P_{tot}/T	0.535	MW
Mittlere Strukturverlustleistung pro Meter P_{cu}/l_{tot}	7.899	W/m
Eingangs- / Ausgangsenergie W_{in}/W_{out}	5.0 / 100.1	MeV
Effektiver Energiegewinn pro Meter $\Delta W/l_{tot}$	4.17	MeV/m
Anzahl der Zellen n_{cell}	202	
Beschleunigerlänge l_{tot}	22.76	m
Beschleunigungsfeldstärke E_0	5.00 - 6.30	MV/m
Effektive Beschleunigungsfeldstärke $E_0 T(k)$	4.09 - 5.26	MV/m
Sollphase ϕ_s	-35.0 / 0.0	Grad
Aperturradius r_{ap}	1.5 - 2.0	cm
Magnetischer Quadrupolgradient G	6.55 - 4.65	kG/cm
Magnetische Quadrupolfeldstärke B	1.31 - 0.93	T
Maximaler Kilpatrickfaktor b_K	0.71	

Die Abbildung 8.4 zeigt in einer Grafik die transversalen und longitudinalen Null- bzw. Stromphasenvorschübe (untere und mittlere Grafik) und die Fokussierunterdrückung (obere Grafik) pro Strukturperiode entlang des CH-DTL. Der transversale Nullstromphasenvorschub fällt annähernd linear mit der Strahlenergie von 119 ° in der ersten Linse (bei 5 MeV) auf 43 ° in der letzten, der elften Linse (bei 100 MeV). Der longitudinale Nullstromphasenvorschub steigt in den ersten drei Linsen des Niederenergiebereichs von 87 ° auf 129 ° an und fällt dann quasi linear mit der Ionenenergie auf 78 ° ab.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

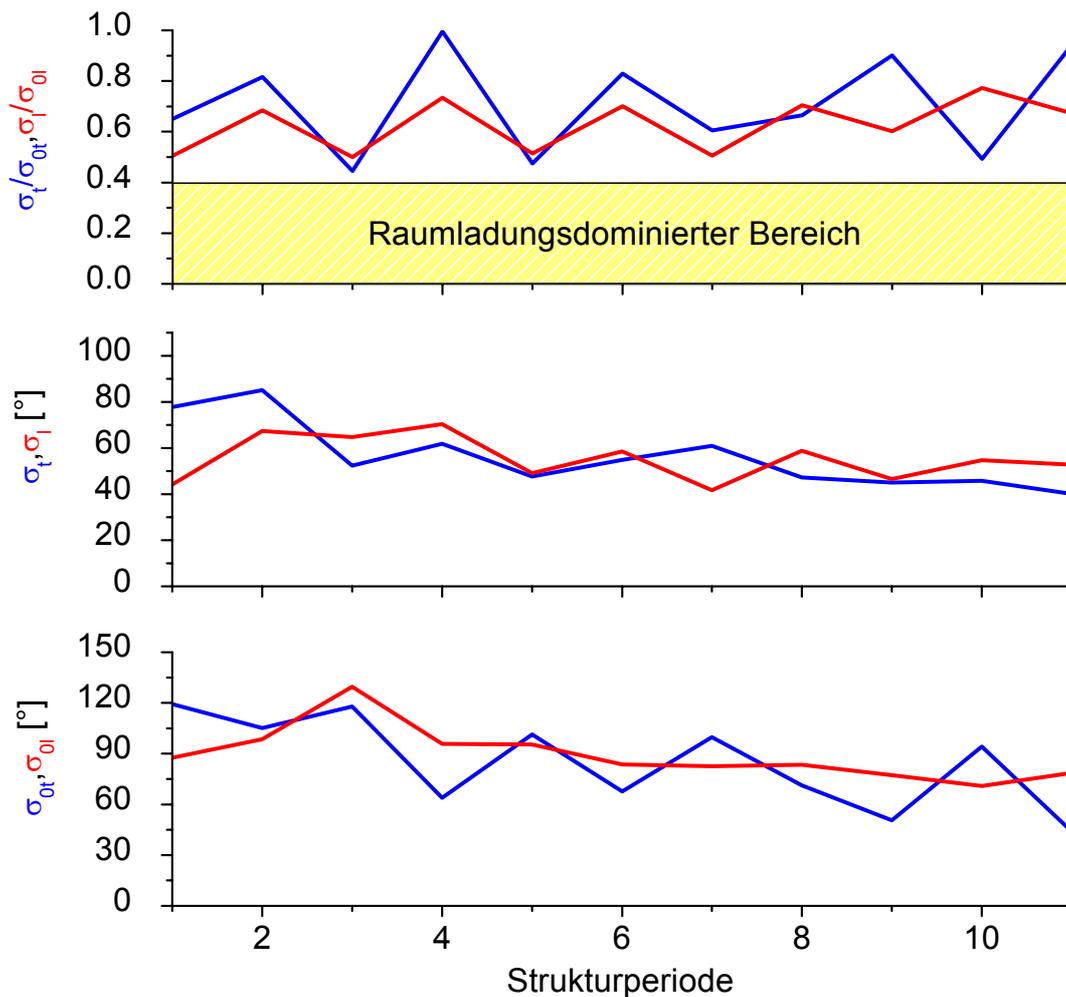


Abbildung 8.4: Die transversalen und longitudinalen Nullstrom- bzw. Stromphasenvorschübe (untere und mittlere Grafik) und die Fokussierunterdrückung (obere Grafik) pro Strukturperiode entlang des CH-DTL für ADS/XADS.

Die Stromphasenvorschübe pro Strukturperiode entlang des CH-DTL sind aufgrund der recht geringen Strahlintensität im Vergleich zum IFMIF-DTL weniger stark reduziert. Das globale Verhalten ist analog zur unteren Grafik von Abbildung 8.4. Transversal fällt er gleichfalls fast linear von 77° auf 40° ab. Longitudinal steigt er erst von 44° auf 70° , um dann auf den Endwert von 52° zu fallen.

Die obere Abbildung schließlich verdeutlicht die Fokussierunterdrückung entlang der CH-Struktur, die eine direkte Aussage über die Raumladungseinflüsse innerhalb der Struktur erlaubt. Die transversale Fokussierunterdrückung schwingt annähernd periodisch um den Mittelwert von 0,71 (mit fallender Tendenz), der damit weit im emittanzdominierten Bereich liegt. Kein Punkt unterschreitet die Raumladungsgrenze von 0,4. Das Verhalten der longitudinale Fokussierunterdrückung ist ähnlich. Sie schwingt mit kleinerer Amplitude um den Mittelwert von 0,62 (abermals mit fallender Tendenz), der damit gleichfalls in der unkritischen Region des Diagramms liegt. Des weiteren ist auch in dieser Ebene kein Arbeitspunkt innerhalb des Raumladungsbereichs. Somit lässt sich feststellen, dass der CH-DTL für ADS/XADS vollkommen emittanzdominiert ausgelegt werden konnte und das trotz des Frequenzsprungs, der den Bunchstrom nach der sechsten Fokussierperiode auf 80 mA erhöht.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

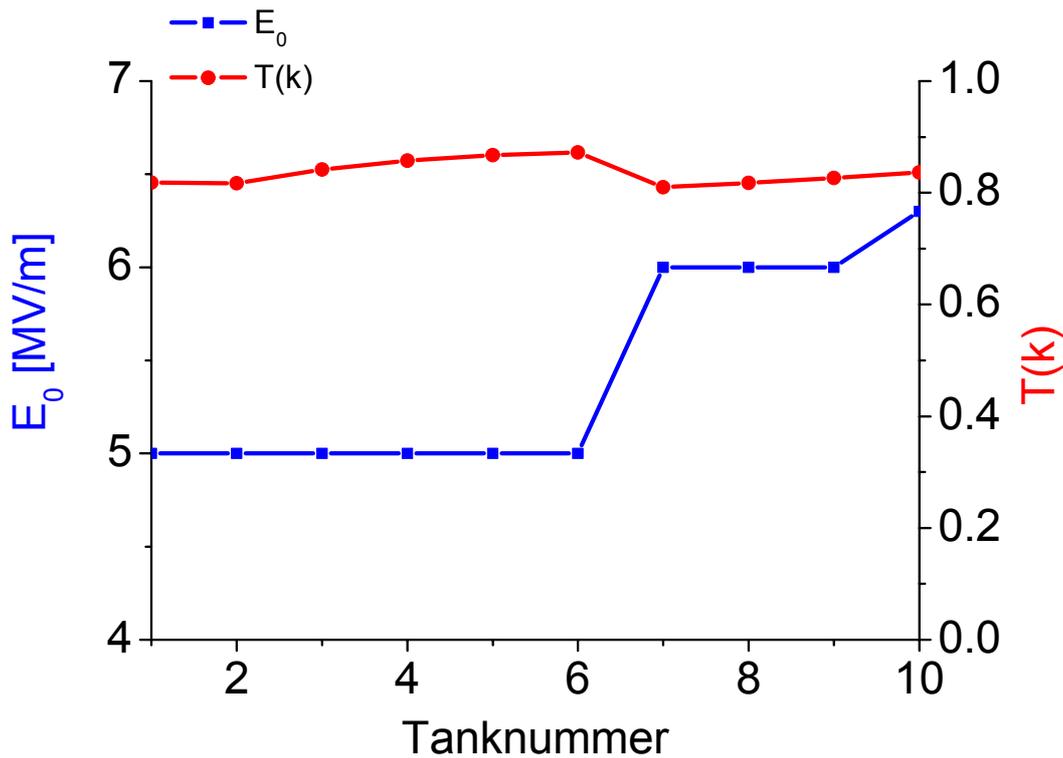


Abbildung 8.5: Die Beschleunigungsfeldstärke E_0 und der Laufzeitfaktor $T(k)$ pro Tank des CH-DTL.

Die Abbildung 8.5 gibt die mittleren Laufzeitfaktoren und die Beschleunigungsfeldstärke pro Tank entlang des CH-DTL wieder. Die mittleren Laufzeitfaktoren spiegeln die zwei verschiedenen Frequenzbereiche des DTL wieder. Im 350 MHz Abschnitt steigt der Laufzeitfaktor von 0.81 im ersten Tank linear auf 0.87 im sechsten Tank an (Erhöhung der Beschleunigungseffizienz aufgrund der kleiner werdenden Spaltabstände, bei konstanter Driftröhrenapertur). Unmittelbar nach dem Frequenzsprung im siebten Tank auf 700 MHz verringert sich der Laufzeitfaktor auf 0.81 (Verminderung des Verhältnisses Driftröhrenlänge zu Spatlänge) und steigt dann wieder auf 0.83 im zehnten Tank an. Der Beschleunigungsgradient ist ebenfalls zweigeteilt. Im 350 MHz Bereich wurde eine konstante Beschleunigungsfeldstärke von 5 MV/m eingehalten. Im 700 MHz Abschnitt konnte die Beschleunigungsfeldstärke aufgrund der erhöhten Spaltanzahl auf 6 MV/m angehoben werden, ohne die maximalen Spaltspannungen erheblich zu vergrößern. Im zehnten Tank wurde sie auf 6.3 MV/m erhöht um die geforderte Endenergie von 100 MeV zu erreichen, ohne eine zusätzliche Kavität einführen zu müssen.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

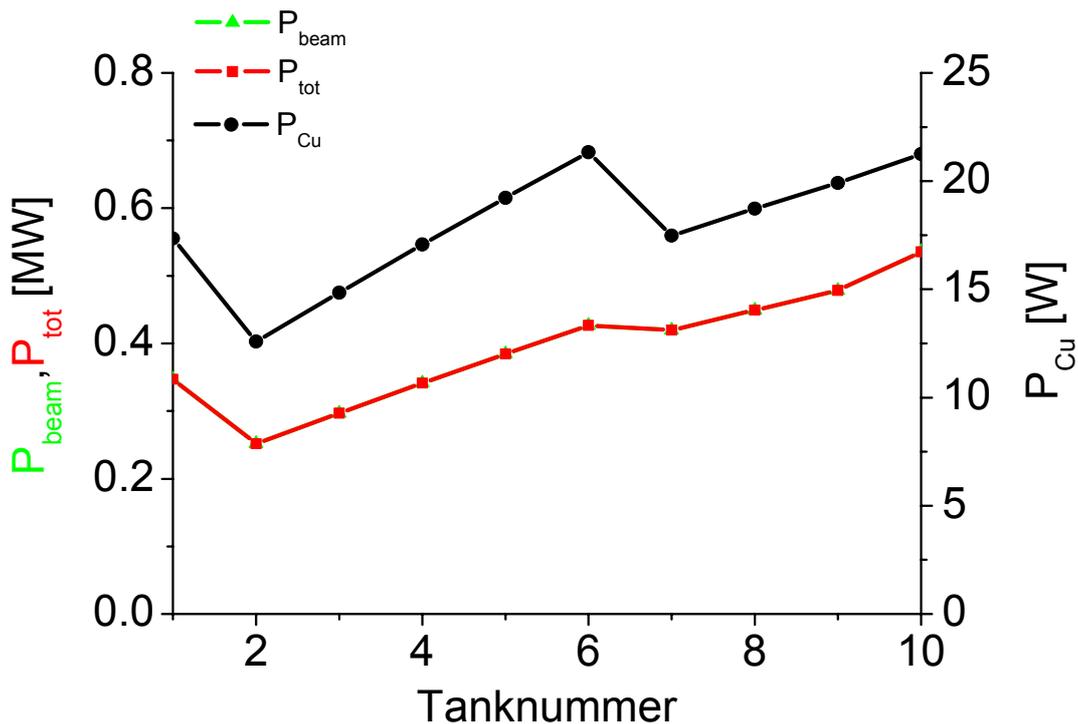


Abbildung 8.6: Die Strukturverlustleistung P_{Cu} , die Strahlleistung P_{beam} und die totale HF-Verlustleistung P_{tot} pro Tank des CH-DTL für 40 mA Strahlstrom.

Zum Abschluss dieses Abschnitts zeigt die Abbildung 8.6 den totalen HF-, Struktur- und Strahlleistungsbedarf pro Tank des CH-DTL. Für die Strukturverlustleistung wurde ein typischer Wert für supraleitenden Kavitäten von 10 W/m angenommen. Der maximale Wert ist 21.3 W in Tank 6 (längster Tank) und die Gesamtsumme beträgt 179.79 W. Der totale HF-Leistungsbedarf pro Tank wird infolgedessen hauptsächlich von der Strahlleistung bestimmt (der zusätzliche Leistungsbedarf des Kryostaten wird hier nicht betrachtet). Sie steigt stetig von 0.34 MW auf den Maximalwert von 0.52 MW bei 40 mA Strahlstrom an. Geht man zu dem nominellen Strahlstrom von 30 mA über reduziert sich die Strahlleistung um 25 % auf einen Maximalwert von 0.38 MW pro Tank.

8.4 Die Strahldynamik

Die Viel-Teilchen-Simulationen wurden im ersten Schritt mit einer angepassten 6D-Homogene-Eingangsverteilung mit einer normierten RMS-Eingangsemittanz von 0.030 [cm×mrad] in der transversalen Ebene und 0.565 [keV/u×nsec] in der longitudinalen bei 5 MeV Eingangsenergie durchgeführt (die Werte wurden vom TRASCO-Projekt abgeleitet [TRA]). Die Anpassung des Strahls an den CH-DTL wurde anhand von Teilchendynamik-Rechnungen mit Raumladung durchgeführt. Für die nachfolgenden Rechnungen mit LORASR wurden jeweils 10,000 Makroteilchen verwendet, was einem maximalen Fehler in der Stromverlustrate von $\approx 0.16 \mu A/m$ entspricht. Neben der Teilchenzahl wurden die Maschen- und Schrittweite der 3D-Raumladungsroutine optimiert und der Geometrie der CH-Struktur angepasst.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

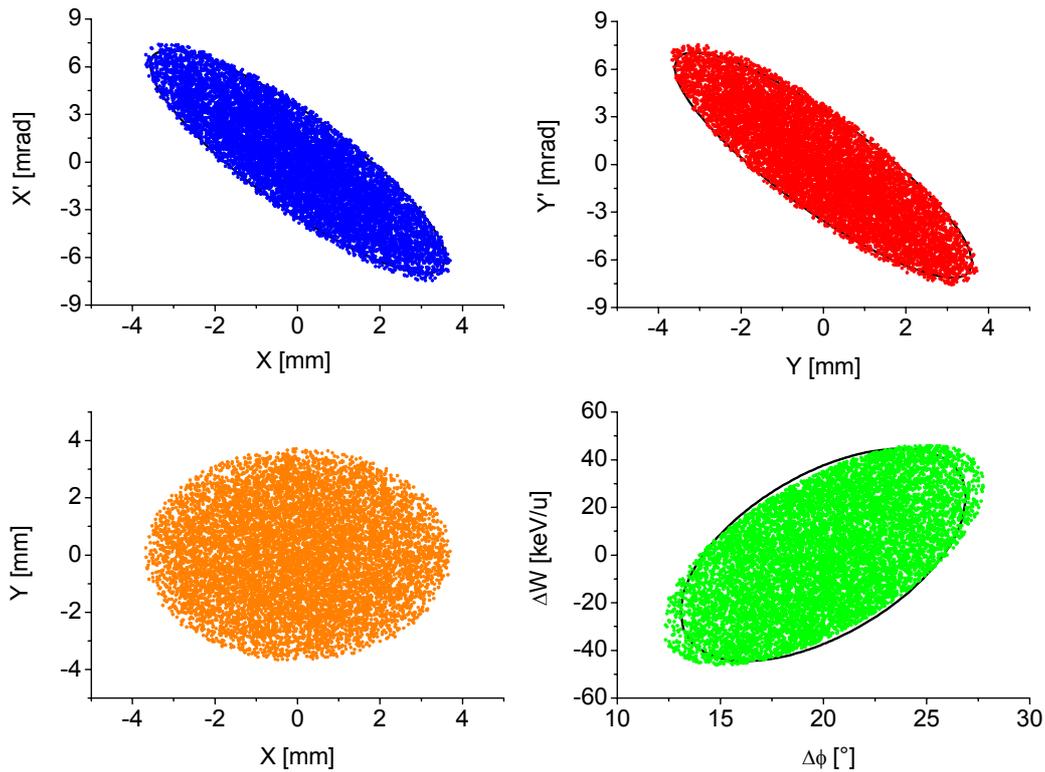


Abbildung 8.7: Angepasste 6D-Homogene-Eingangsverteilung des CH-DTL bei 5 MeV. Die 95 %-Ellipsen sind ebenfalls dargestellt.

Die Abbildung 8.7 zeigt die Eingangsverteilung des ADS/XADS CH-Beschleunigers bei 5 MeV. Der Strahl ist in beiden transversalen Ebenen konvergent, symmetrisch und kompakt. Er hat eine Breite von ± 0.4 cm in der X - und Y -Richtung. Die Divergenzbreite beträgt ± 8.0 mrad in X' und Y' . Longitudinal ist er ebenfalls konvergent und weist eine Phasenlänge von 15° bei einer Energieunschärfe von ± 40 keV/u bei 5 MeV/u Sollenergie auf. Die Abbildung 8.8 zeigt die transversalen und longitudinalen 100 %-Enveloppen entlang des CH-DTL. Sie spiegeln die KONUS-Dynamik wieder. Es gehen keine Teilchen verloren, der Strahlradius bleibt in allen Ebenen konstant und ohne Sprünge bei einem minimalen Aperturfaktor von 2.0 (in Linse 1 des ersten Tanks).

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

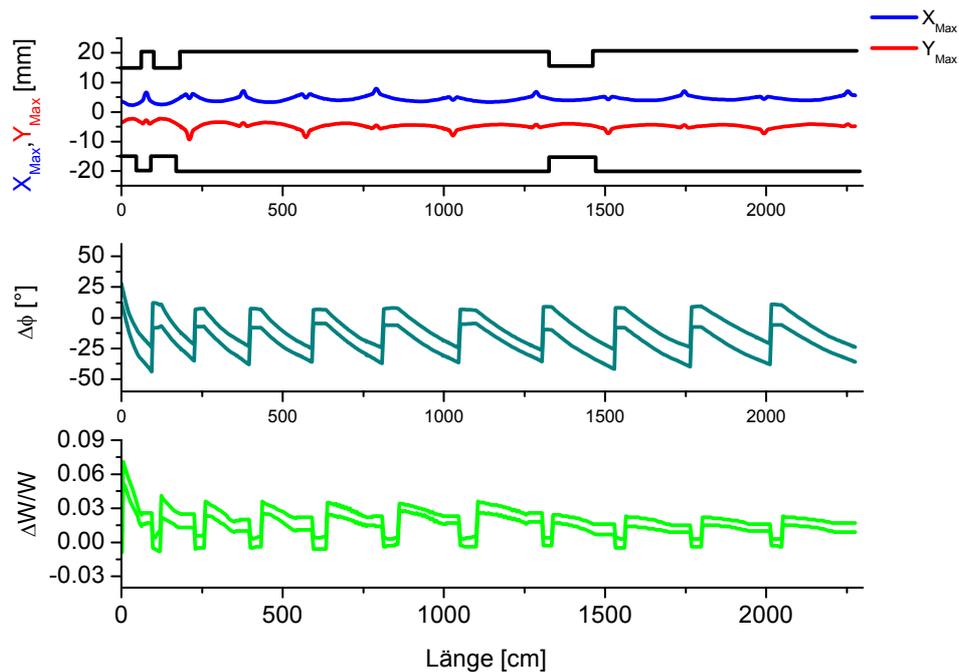


Abbildung 8.8: 100 % transversales (obere Grafik mit Apertur) und longitudinales (mittlere und untere Grafik) Strahlprofil entlang des CH-DTL bei angepasster Eingangsverteilung.

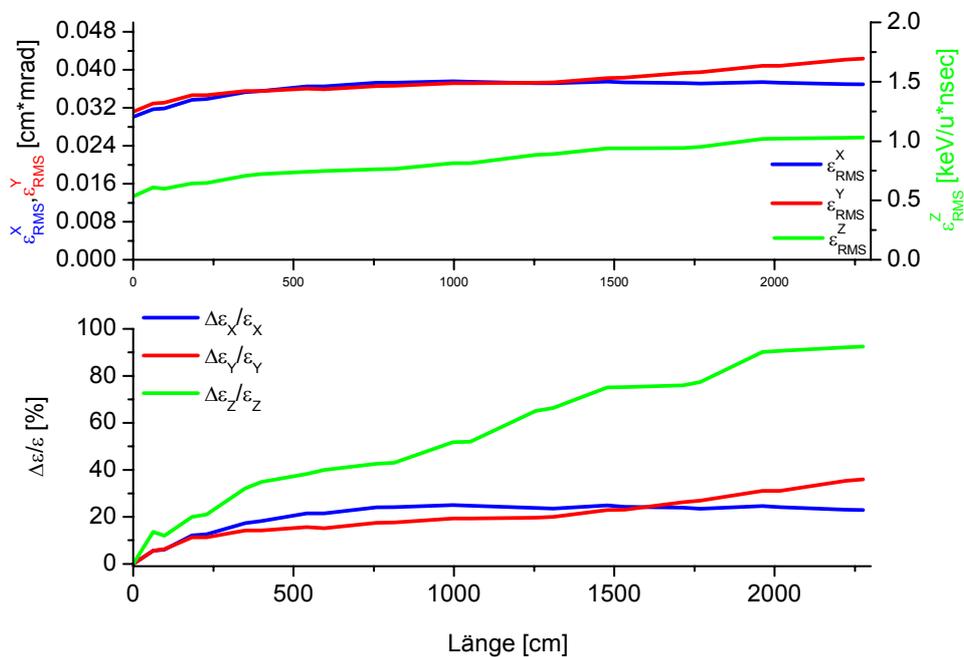


Abbildung 8.9: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum (untere Grafik) und Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (obere Grafik) entlang des CH-DTL bei angepasstem Eingangsstrahl.

Die Strahlqualität des CH-DTL verdeutlicht Abbildung 8.9. Der Verlauf der normierten RMS-Emittanzen entlang des DTL zeigt, dass transversal und longitudinal fast ausschließlich im Strahlanpassungsbereich (Niedrigenergieabschnitt) innerhalb der ersten 3.0 m verstärktes Emittanzwachstum zu beobachten ist. Nachdem sich der Strahl

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

vollständig an die Struktur angepasst hat und aufgrund der Energiezunahme die Raumladungs- und HF-Defokussierkräfte schwächer geworden sind, bleibt die Strahlqualität bis zum Hochenergieende annähernd konstant und stabil. Die obere Grafik der Abbildung 8.9 gibt das relative RMS-Emittanzwachstum in Prozent wieder. In den ersten 3.0 m wächst die transversale RMS-Emittanz um knapp 20 % an und bleibt in den restlichen 20 annähernd unverändert. Longitudinal ist die Strahlqualität etwas schlechter. Innerhalb der ersten drei Meter steigt die RMS-Emittanz um 32 % (longitudinale Strahlanpassung) und steigt dann bis zum DTL-Ausgang, etwas signifikanter im 700 MHz Abschnitt, (erhöhte Raumladung durch verdoppelten Spitzenstrom) auf einen Endwert von 90 %. Die Strahlqualität korrespondiert somit mit den Raumladungseinflüssen innerhalb des CH-DTL nach Abbildung 8.4, die auch eine höhere mittlere Fokussierunterdrückung in der longitudinalen Ebene aufzeigt.

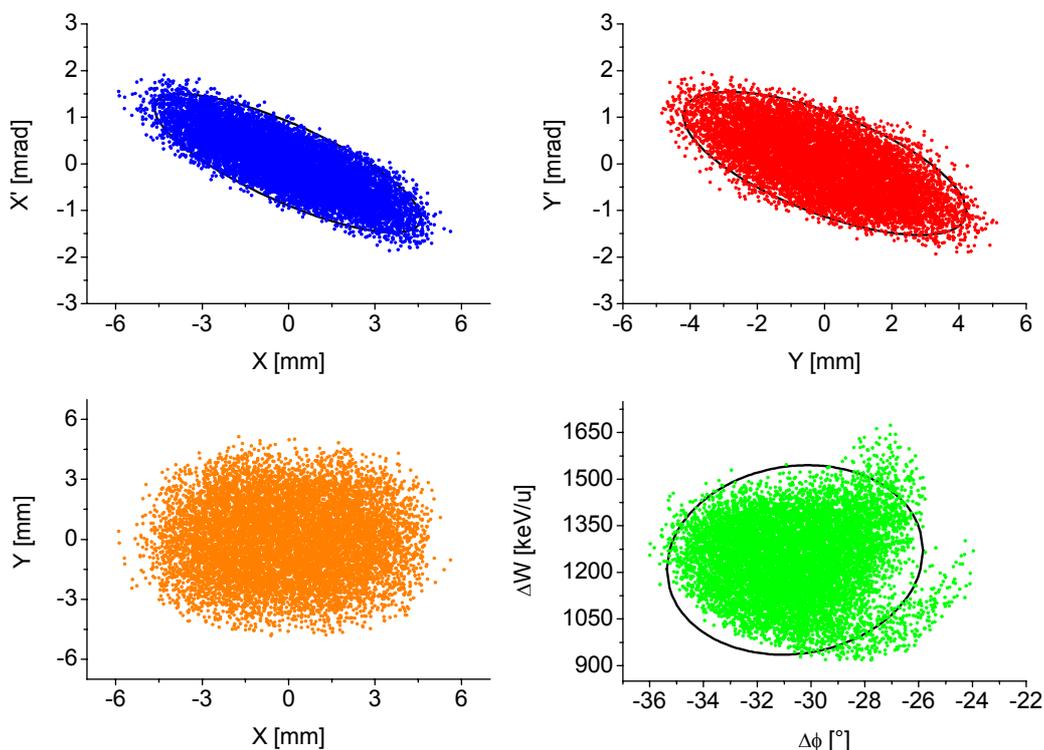


Abbildung 8.10: Ausgangsverteilung des CH-DTL bei 100.1 MeV und angepasster Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Die Abbildung 8.10 schließlich zeigt die Ausgangsverteilung des CH-DTL bei 100.1 MeV und angepasstem Eingangsstrahl. Der Strahl ist durch geringe nichtlineare Raumladungs- und Fokussiereffekte, vor allen Dingen im longitudinalen Phasenraum durch die KONUS-Dynamik, leicht ausgefranst worden [Rat98]. Er ist transversal kompakt und symmetrisch und die Strahlkernbereiche sind homogen mit quasi-elliptischer Form. In der $X-X'$ -Ebene und $Y-Y'$ -Ebene ist er jeweils konvergent. Longitudinal ist der Strahl filamentiert, aber mit kompaktem Kern und annähernd im Fokus. Transversal hat er eine geometrische Breite von ± 5 mm in X bei einem Divergenzwinkel von ± 2 mrad in X' . In Y hat er eine Breite von ± 5 mm bei einem Divergenzwinkel von ± 2 mrad in Y' . Im realen Anschauungsraum der $X-Y$ -Ebene erkennt man den runden, homogenen Strahlkern mit einem kaum sichtbaren Strahlkranz und einer Breite von ± 5 mm. Longitudinal weist er eine Phasenbreite von 9° bei einer Energienunschärfe von 600 keV/u bei 100.1 MeV/u Sollenergie auf. Die normierten

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

RMS-Ausgangsemittanzen betragen 0.039 [cm×mrad] transversal und 1.03 [keV/u×nsec] longitudinal. Zum Abschluss dieses Abschnitts fasst die Tabelle 8.4 die wichtigsten Strahlparameter des CH-DTL für ADS/XADS zusammen.

Tabelle 8.4: Strahlparameter des CH-DTL bei angepasster Eingangsverteilung.

Strahlparameter	Werte	Einheiten
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{trans}}^n$	0.030 / 0.039	cm×mrad
Eingang- / Ausgang RMS $\varepsilon_{\text{long}}^n$	0.535 / 1.030	keV/u×nsec
Trans. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{trans}}/\varepsilon_{\text{trans}}$	30.0	%
Long. Emittanzwachstum $\Delta\varepsilon_{\text{long}}/\varepsilon_{\text{long}}$	92.5	%
Minimaler Aperturfaktor c_{ap}	2.0	
Transmission Tr	100	%
Strahlstrom I_{rf}	40	mA
Anzahl der Makroteilchen n	10,000	
Eingangsverteilung	6D-Homogen	angepasst

8.4.1 Der fehlangepasste Eingangsstrahl

Um das Strahlverhalten und die Empfindlichkeit des supraleitenden CH-DTL bei Auftreten einer starken Strahlfehlانpassung zu untersuchen wurde eine 6D-Homogene Eingangsverteilung mit gleichzeitig jeweils 20 % vergrößerten Strahlflächen in allen Ebenen des Phasenraums eingeschossen, d.h. $\varepsilon_X^{\text{RMS}} = +20\%$, $\varepsilon_Y^{\text{RMS}} = +20\%$ und $\varepsilon_Z^{\text{RMS}} = +20\%$ bei unveränderten, angepassten Ellipsenparametern [Par99] [Dei98b] [Bon98]. Die Abbildung 8.11 zeigt die transversalen und longitudinalen 100 % Enveloppen, Abbildung 8.12 den Verlauf und das Wachstum der normierten RMS-Emittanzen entlang des CH-DTL bei fehlangepasster Eingangsverteilung.

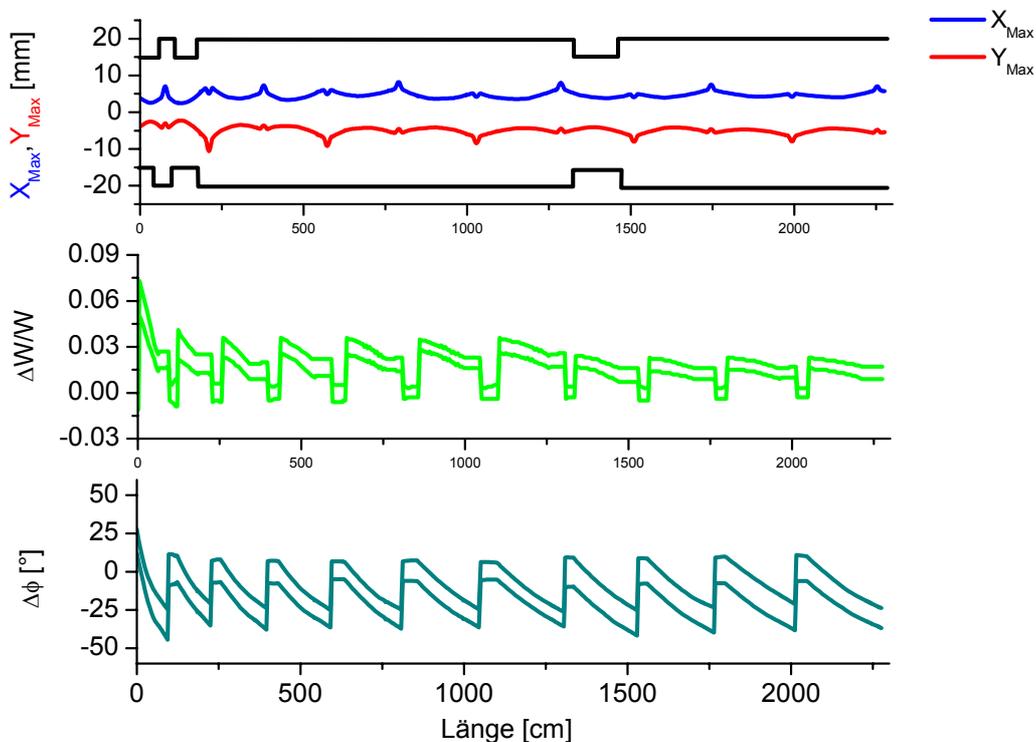


Abbildung 8.11: 100 % transversales (obere Grafik mit Apertur) und longitudinales (mittlere und untere Grafik) Strahlprofil entlang des CH-DTL bei fehlangepasster Eingangsverteilung.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Die 100 %-Strahlprofile nach Abbildung 8.11 zeigen in allen Ebenen keine auffälligen Veränderungen oder chaotisches Verhalten entlang des Beschleunigers. Kein Teilchen geht verloren und der Strahl bleibt in den Phasenräumen konstant, stabil und weich.

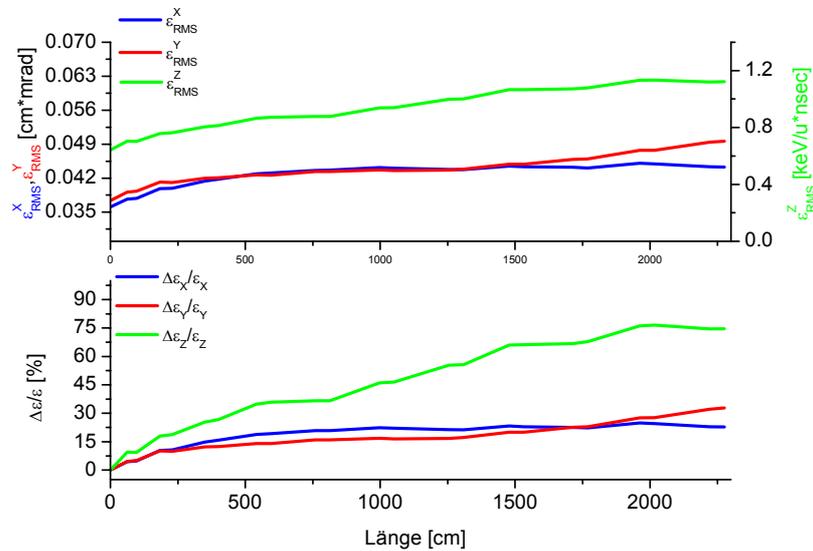


Abbildung 8.12: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum (untere Grafik) und Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (obere Grafik) entlang des CH-DTL bei fehlangepasstem Eingangsstrahl.

Die Strahlqualität nach Abbildung 8.12 wird ebenfalls durch den fehlangepassten Eingangsstrahl kaum gestört. Der Verlauf der Emittanzen bleibt im Vergleich zu Abbildung 8.9 unverändert. Lediglich die Wachstumsraten haben sich aufgrund der vergrößerten Strahlfläche in allen Ebenen um knapp 20 % verringert.

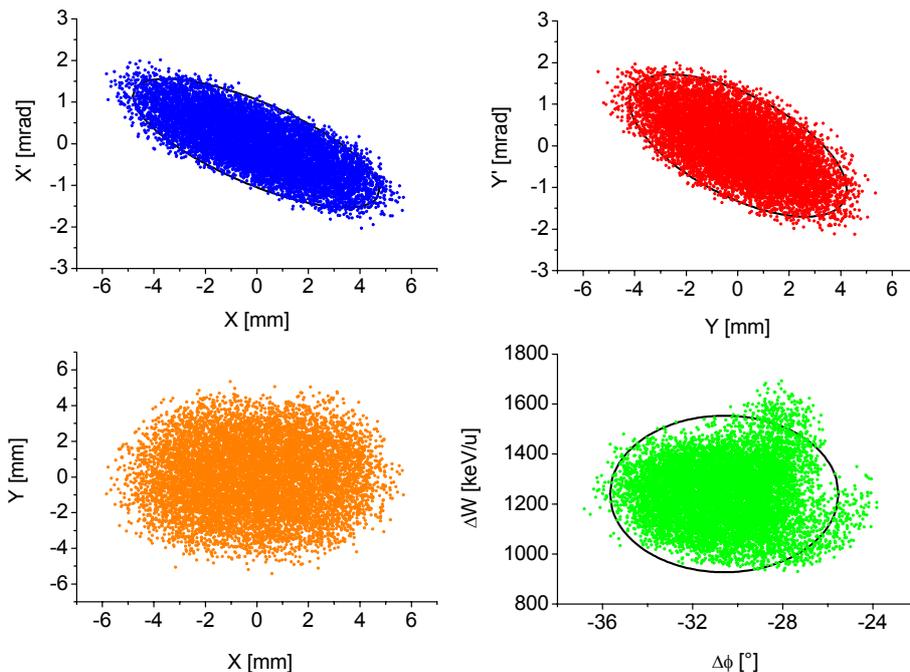


Abbildung 8.13: Ausgangsverteilung des CH-DTL bei 100.1 MeV und fehlangepasster Eingangsverteilung. Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Die Abbildung 8.13 zeigt die Ausgangsverteilung des CH-DTL bei 100.1 MeV und fehlangepasster Eingangsverteilung. Im Vergleich zur Ausgangsverteilung für den angepassten Fall von Abbildung 8.10 erkennt man abermals keine auffälligen Veränderungen. Sie stimmen weitestgehend überein. In der X-Y-Ebene ist der Strahlhalo, bei unveränderten Strahldimensionen sogar dünner geworden (im Einklang mit der verbesserten Strahlqualität). Die longitudinale Ausgangsverteilung hat sich analog zur ihrer Emittanz ebenfalls verbessert. Sie ist homogener geworden und die Filamentierungen des Buckets sind etwas zurückgegangen.

8.4.2 Die Fehlertoleranzen

Für den ADS/XADS-DTL sind die Anforderungen an Transmission und vor allen Dingen an die Strahlqualität unter Betriebsbedingungen besonders hoch, weil sich nach dem supraleitenden CH-DTL noch ein weiterer supraleitender Linearbeschleuniger mit elliptischen Kavitäten anschließt [ADS]. Aus diesem Grund wird hier eine erste Fehlertoleranzstudie durchgeführt. Das Vorgehen und die Kriterien entsprechen denen aus Kapitel 7.5.2. Es werden hier wieder die drei DTL-Standardszenarien betrachtet [Par99] [Uri00] [Sau02b]:

- a.) HF-Fehler des Senders pro Kavität und zwar $\pm 1^\circ$ in der Phase und $\pm 1\%$ in der Amplitude.
- b.) Quadrupolfehlstellungen der Triplets, jeweils ± 0.1 mm Versetzung in X- bzw. Y-Richtung und gleichzeitig Verdrehungen um $\pm 1^\circ$ in X und Y.
- c.) Quadrupolgradientenfehler von $\pm 1\%$ in allen Linsen.
- d.) eine Kombination aller oben aufgezählten Fehler.

Der Fall d.) wird ausführlich behandelt werden. Die nachfolgenden Simulationen stellen jeweils einen fehlerbehafteten Entwurf desselben DTL's dar. Die Abbildung 8.14 zeigt die Ergebnisse der Simulationen für die Fälle a.) bis c.) in einem Diagramm. Trotz der statistischen Fehler bleibt in allen drei Szenarien der Strahlradius stabil und es gehen weder transversal noch longitudinal Teilchen verloren. Auch die Aperturfaktoren der drei Simulationen werden nie kleiner als 2.0 und bleiben somit unkritisch. Insofern sind die Fälle a.) bis c.) für sich betrachtet unbedenklich und haben kaum Einfluss auf die Strahldynamik

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

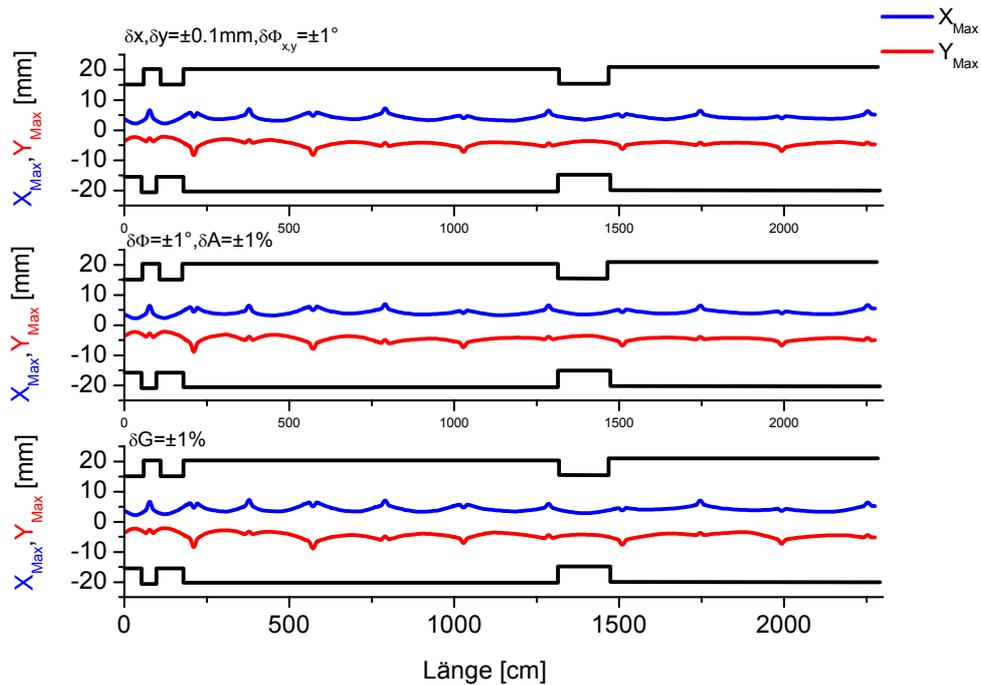


Abbildung 8.14: Transversale 100 %-Enveloppen entlang des CH-DTL mit a.) HF Fehler pro Zelle (mittlere Grafik), b.) Fehlstellung und Verdrehung des gesamten Triplets (obere Grafik) und c.) Gradientenfehler aller Linsen (untere Grafik). Die Aperturen sind ebenfalls eingezeichnet.

Die Strahldynamik bei Fall d.) ist detailliert in den drei Abbildungen 8.15 bis 8.17 zu sehen. Die Abbildung 8.15 zeigt die 100 % transversalen und longitudinalen Enveloppen entlang des CH-DTL, die Abbildung 8.16 die normierten RMS-Emittanzen und deren Wachstum in Prozent und die Abbildung 8.17 die Ausgangsverteilung des DTL bei 100.1 MeV.

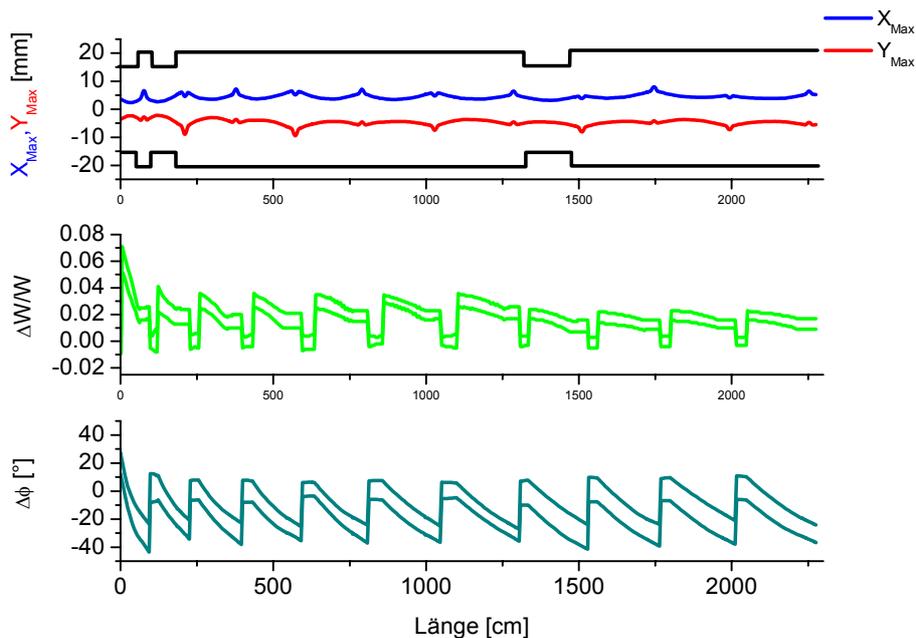


Abbildung 8.15: 100 % transversales (obere Grafik mit Apertur) und longitudinales (mittlere und untere Grafik) Strahlprofil entlang des CH-DTL für Fall d.).

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

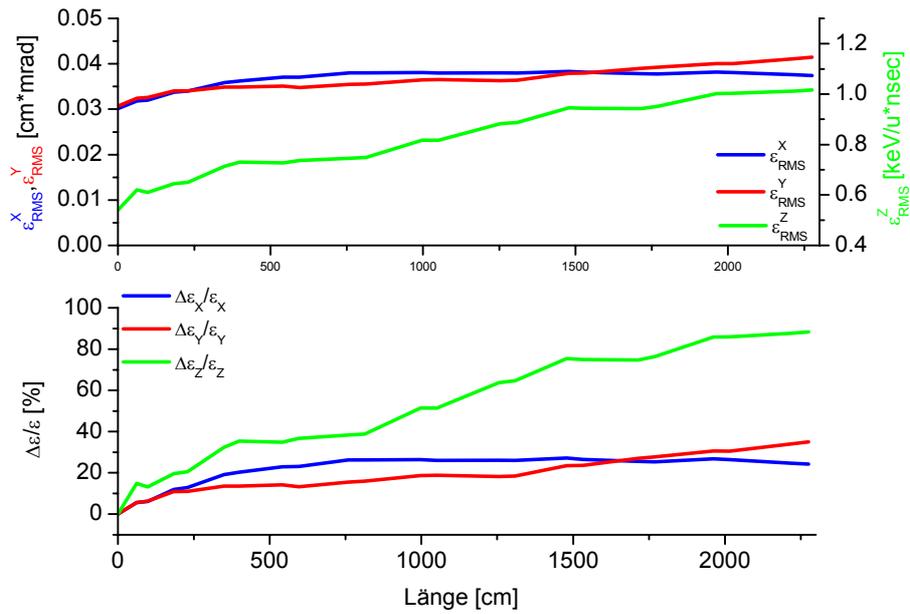


Abbildung 8.16: Relatives normiertes RMS-Emittanzwachstum (untere Grafik) und Verlauf der normierten RMS-Emittanzen (obere Grafik) entlang des CH-DTL für Fall d.).

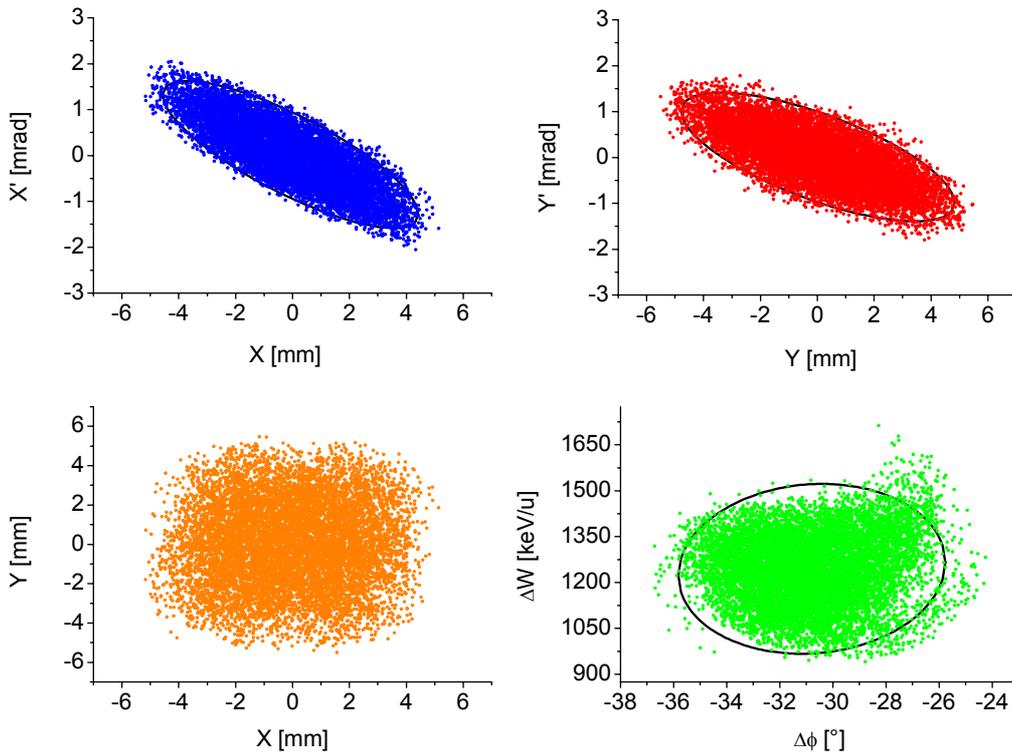


Abbildung 8.17: Ausgangsverteilung des CH-DTL bei 100.1 MeV für den Fall d.). Die 95 %-Ellipsen sind mit eingezeichnet.

Alle drei Abbildungen verdeutlichen, dass der CH-DTL nach Tabelle 8.3 bei simultaner Berücksichtigung der angenommenen mechanischen und HF-Toleranzen der Fälle a.) bis c.) einen stabilen, nichtchaotischen Strahl ohne Teilchenverluste liefert. Die 100 %-Strahlprofile sind in allen vier Phasenräumen kompakt und ohne Unstetig-

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

keiten. Die Aperturausleuchtung wird im ganzen DTL nicht größer als 51 %. Das RMS-Emittanzwachstum ist nur marginal erhöht und die Ausgangsverteilung zeigt keine auffällige zusätzliche Filamentierung und Halobildung aufgrund von nichtlinearen Raumladungs-, Fokussier- und Strahlfehlpassungseffekten. Die Tabelle 8.5 fasst die überprüften Toleranzwerte nochmals zusammen.

Tabelle 8.5: Überprüfte Toleranzwerte des CH-DTL für ADS/XADS.

Betriebsfehler	Toleranzintervall
Transversale Quadrupoltriplettversetzung $\delta X, \delta Y$	± 0.1 mm
Transversale Quadrupoltriplettverdrehung $\delta\Theta_{X,Y}$	± 1 °
Quadrupolgradientenfehler δG	± 1 %
HF-Phasenschwankung $\delta\phi$	± 1 °
HF-Amplitudenschwankung δA	± 1 %

8.5 Der HF-Entwurf der supraleitenden CH-Kavitäten mit MicroWave Studio®

Zum Schluss wurden drei der vier Kavitäten nach den Strukturparametern von Tabelle 8.1 und 8.2 mit dem Programm MicroWave Studio® generiert und deren Zellgeometrie anhand von numerischen Rechnungen optimiert [MWS] [Eic00]. Die Entwurfsgrundlage bildete der im Bau befindliche 350 MHz, 19-Zellen supraleitende CH-Prototyp mit einem $\langle\beta_{av}\rangle$ von 0.1, der Ende 2003 in Betrieb gehen soll [Sau02c].

Dessen Geometrie wurde für die ADS/XADS-Kavitäten übernommen. Die Optimierungsprozesse, die Kriterien und die Anpassungsschritte entsprechen denen aus Kapitel 7.6. Die Tabelle 8.6 fasst die vorläufigen Ergebnisse der zwei mit MicroWave Studio® simulierten supraleitenden 350 MHz Module (Modul zwei und sechs) des ADS/XADS DTL mit einem festen Beta von 0.1 (Modul 2) und 0.3 (Modul 6) zusammen.

Tabelle 8.6: Strukturparameter des zweiten und des sechsten 350 Moduls der supraleitenden CH-Resonatoren des DTL gerechnet mit MicroWave Studio®.

Strukturparameter	CH Modul 2	CH Modul 6	Einheiten
Mittleres Beta $\langle\beta_{av}\rangle$:	0.1	0.3	
Resonanzfrequenz f_{rf} :	349.7	350.41	MHz
Beschleunigungsgradient E_{acc} (=E ₀) :	5.00	5.00	MV/m
Elektrisches Spitzenfeld E_{peak} :	26.91	22.46	MV/m
Magnetisches Spitzenfeld B_{peak} :	50.9	46.35	mT
Shuntimpedanz Z_0 :	14.04	14.20	MΩ/m
Güte bei 4 K Q :	0.33×10^9	0.48×10^9	
Resonatorlänge l_T :	0.90	2.10	m
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$:	4.0	4.0	cm
Tankdurchmesser \varnothing_T :	27.80	37.6	cm
Spaltanzahl n_{gap} :	16	16	
E_{peak}/E_{acc} :	5.38	4.49	
B_{peak}/E_{acc} :	10.19	9.27	mT/MV/m

Die Abbildungen 8.18 und 8.19 zeigen die Ergebnisse der MicroWave Studio Rechnungen der zwei supraleitenden 350 MHz Module für ADS/XADS in verschiedenen

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

Perspektiven. Abbildung 8.20 gibt die unnormierten elektrischen Feldstärken der zwei supraleitenden CH-Resonatoren wieder.

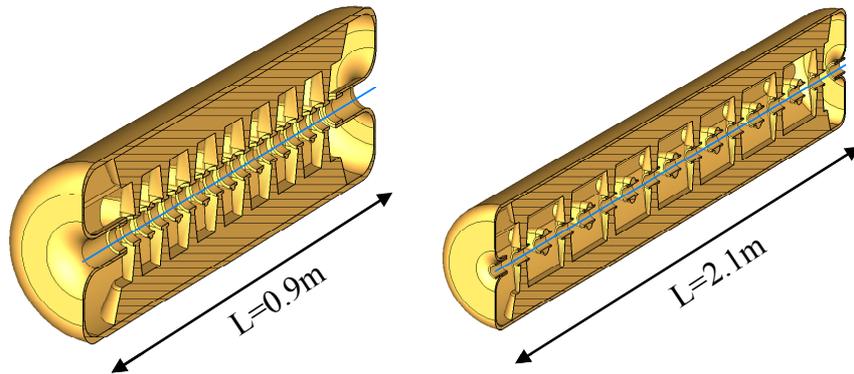


Abbildung 8.18: Längsschnitt des zweiten CH-Moduls ($\beta=0.1$, 16 Spalte, linke Grafik) und des sechsten CH-Moduls ($\beta=0.3$, 16 Spalte, rechte Grafik) bei 350 MHz des DTL.

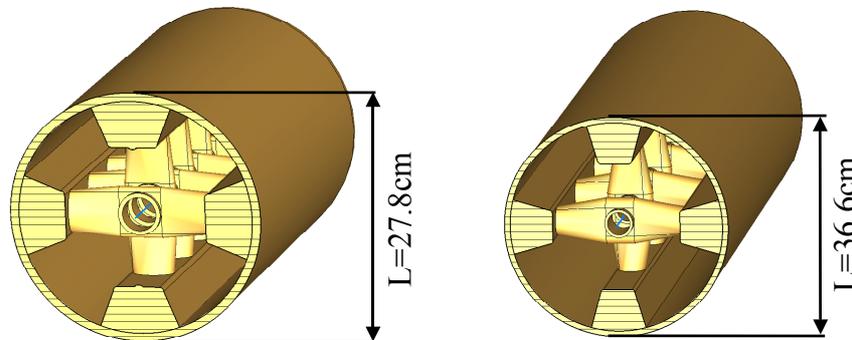


Abbildung 8.19: Querschnitt des zweiten CH-Moduls ($\beta=0.1$, 16 Spalte, linke Grafik) und des sechsten CH-Moduls ($\beta=0.3$, 16 Spalte, rechte Grafik) bei 350 MHz des DTL.

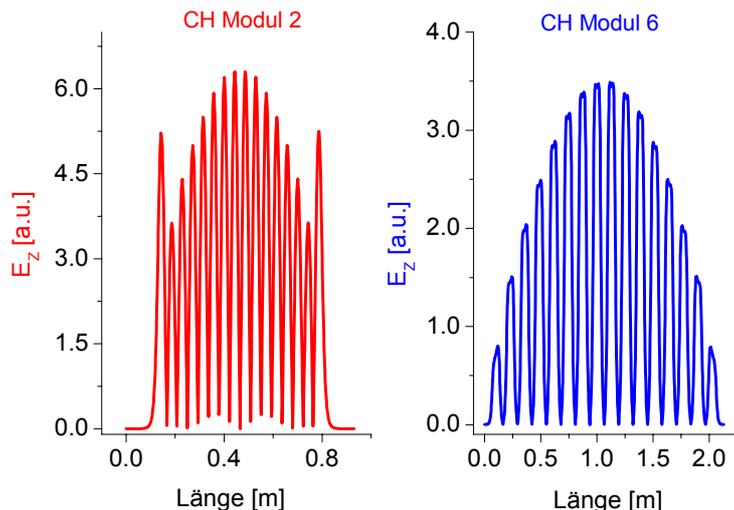


Abbildung 8.20: Unnormierte elektrische Feldstärkeverteilung in longitudinaler Richtung der 350 MHz CH-Kavität 2 bei $\beta=0.1$ (linke Grafik) und 350 MHz CH-Kavität 6 bei $\beta=0.3$ (rechte Grafik) des DTL berechnet mit MicroWave Studio®.

Die Abbildung 8.21 schließlich zeigt einen ersten, sehr vorläufigen Kavitätenentwurf des siebten Moduls des ADS/XADS-DTL, des ersten bei 700 MHz Resonanzfrequenz, simuliert mit MicroWave Studio®. Das magnetische und elektrische Spitzen-

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

feld dieser Studie ist jedoch mit ≈ 80 mT bzw. ≈ 33 MV/m unbefriedigend, so dass eine weitergehende Optimierung des Endzellenbereichs, der Stützen und der Rippen des Resonators notwendig ist. Die Tabelle 8.7 listet die Geometrie der Kavität auf, um einen besseren Eindruck von der Größe dieser Kavität zu bekommen.

Tabelle 8.7: Strukturparameter des siebten Moduls des DTL bei 700 MHz gerechnet mit MicroWave Studio®.

Strukturparameter	CH Modul 7	Einheiten
Mittleres Beta $\langle\beta_{av}\rangle$:	0.34	
Resonanzfrequenz f_{rf} :	699.68	MHz
Beschleunigungsgradient E_{acc} ($=E_0$) :	6.00	MV/m
Elektrisches Spitzenfeld E_{peak} :	32.14	MV/m
Magnetisches Spitzenfeld B_{peak} :	79.28	mT
Shuntimpedanz Z_0 :	9.13	M Ω /m
Güte bei 4 K Q :	0.43×10^9	
Resonatorlänge l_T :	1.95	m
Innerer Driftröhrendurchmesser $\varnothing_{dt,i}$:	3.0	cm
Tankdurchmesser \varnothing_T :	19.4	cm
Spaltanzahl n_{gap} :	24	
E_{peak}/E_{acc} :	5.35	
B_{peak}/E_{acc} :	13.21	mT/MV/m

Die Resultate sind bereits vielversprechend, so dass die prinzipielle Machbarkeit und Produktion trotz der kleinen Tankabmessungen möglich sein dürfte. Sollten jedoch die weiteren Optimierungsbemühungen der Zellgeometrie der 700 MHz CH-Kavität nicht zum erhofften Ziel führen, müsste als nächste Maßnahme der Beschleunigungsgradient von 6.0 MV/m auf 5 MV/m gesenkt werden. Bei dieser Beschleunigungsfeldstärke sind die MicroWave Studio® Ergebnisse des CH-Resonators aus Tabelle 8.7 im unterkritischen Bereich (respektive $B_{peak} = 65$ mT, $E_{peak} = 27.0$ MV/m @ $E_{acc} = 5$ MV/m).

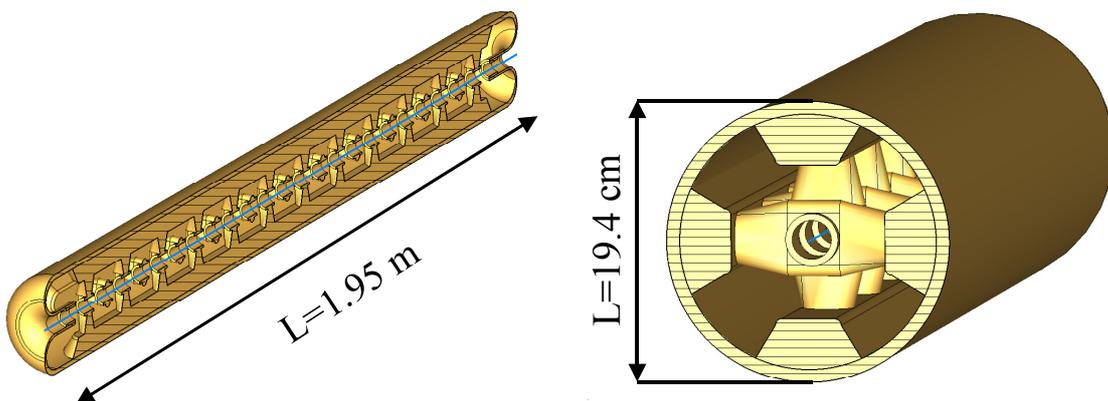


Abbildung 8.21: Längsschnitt (linke Grafik) und Querschnitt einer ersten Studie des siebten CH-Moduls ($\beta = 0.34$, 24 Spalte) bei 700 MHz des DTL für ADS/XADS.

8.6 Schlussfolgerung

Es wurde ein Entwurf, bestehend aus einer Kette von zehn supraleitenden CH Resonatoren mit Zwischentankfokussierung gefunden. Des weiteren wurde nach dem 6-

8. Der Entwurf eines supraleitenden CH-DTL für ADS/XADS

ten CH-Modul eine Frequenzverdoppelung auf 700 MHz bei einer Sprungenergie von ≈ 56 MeV durchgeführt. Dieser Entwurf erfüllt die Anforderungen eines Hochintensitätsdriftröhrenbeschleunigers mit geringsten Teilchenverlusten im mittleren Energiebereich des ADS/XADS-Projekts. Die supraleitenden Viel-Zellen CH-Resonatoren bieten in diesem Frequenz- und Energiebereich eine sehr hohe Leistungs- und Beschleunigungseffizienz und aufgrund ihrer speziellen Zellgeometrie eine hohe mechanische und thermische Robustheit, die für die supraleitende Auslegung besonders entscheidend ist [Eic00] [Rat98]. Der DTL hat eine Gesamtlänge von nur ≈ 23 m, bei einem totalen Energiehub von 95 MeV und einem nominellen Strahlstrom von 40 mA. Die benötigte totale HF-Leistung beträgt lediglich 3.94 MW bei einem Strahlstrom von 40 mA, was einer Strahlleistung von 3.8 MW entspricht. Die HF-Effizienz beträgt somit $\approx 97\%$. Die Kürze der Kavitäten und die geringe Anzahl ist im Vergleich zu den supraleitenden 1-Zeller (Reentrant-Typ), 2-Zeller oder 3-Zeller (Spoke-Typ) ein enormer Vorteil und reduziert die Bau-, Grundstücks-, Betriebs- und HF-Senderkosten erheblich. Die Viel-Teilchen-Simulationen zeigten sowohl im angepassten als auch fehlangepassten Fall ein weiches, nichtchaotisches Strahlverhalten mit geringem Emittanzwachstum und ohne Teilchenverluste. Selbst bei Berücksichtigung von statistisch verteilten HF- und Quadrupoltriplettfehlern wies die Designstudie kein abnormes Strahlverhalten oder Teilchenverluste auf. Zusätzlich erhöht ein Aperturfaktor von ≥ 2.0 , der sich auch bei Standardfehlern nicht wesentlich reduzierte, die Instandhaltung, Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit der Anlage. Jedoch Rechnungen, die einen Totalausfall eines Quadrupols oder einer kompletten CH-Kavität im Niedrig- und/oder Hochenergie-Abschnitt des DTL simulierten, zeigten einen drastischeren Einfluss auf die Teilchendynamik. Selbst bei dem kleinstmöglichen Strahlstrom von 10 mA (erste Stufe des Projekts) kam es zu massiven Teilchenverlusten. Insofern ist ein Strahlbetrieb bei einem Ausfall einer Beschleunigerkomponente des CH-DTL in der jetzigen Auslegung nicht möglich. Da aber die Ausfallrate des unterkritischen Reaktors mit maximal 5 Strahlausfällen pro Jahr, die länger als 1 Sekunde andauern, generell sehr kritisch ist, ist im Referenzentwurf des Beschleunigers der Injektor-Teil bis ≈ 50 MeV mittlerweile doppelt ausgelegt worden [ADS]. Dies hat den Vorteil, dass bei einem Ausfall eines Beschleunigers der Ersatzbeschleuniger sofort dazugeschaltet werden kann. Insofern wäre Nachteil der CH-Struktur nicht mehr so gravierend, wenn sich die doppelte Auslegung des Niedrig- und Mittelenergieabschnitts durchsetzen sollte. Neben intensiven Strahldynamiksimulationen wurde eine vorläufige Resonatorauslegung des zweiten und sechsten supraleitenden 350 MHz CH-Moduls des DTL mit MicroWave Studio® vorgenommen, um die elektrischen und magnetischen Spitzenfelder und die HF-Eigenschaften zu überprüfen. Mit einem maximalen magnetischen Oberflächenfeld von ≈ 51 mT (Modul 2) und ≈ 47 mT (Modul 6), einem maximalen elektrischen Oberflächenfeldgradienten von ≈ 27 MV/m (Modul 2) bzw. ≈ 23 MV/m (Modul 6) und einem maximalen $E_{\text{peak}}/E_{\text{acc}}$ -Verhältnis von 5.38 (Modul 2) und 4.49 (Modul 6) konnte der Entwurf hinreichend weit unterhalb der Grenzwerte für massives, hochreines Niob gehalten werden. Zusätzlich wurde ein vorläufiger Kavitätenentwurf des ersten CH-Moduls bei 700 MHz mit MicroWave Studio® durchgeführt, um konkrete Abschätzungen über die zu erwartenden HF- und supraleitenden Eigenschaften eines CH-Resonators bei besonders kleinen Tankdimensionen machen zu können. Das elektrische Spitzenfeld von ≈ 33 MV/m und vor allem die magnetische Oberflächenfeldstärke von ≈ 80 mT sind allerdings noch nicht vollkommen befriedigend, so dass entweder weitergehende Veränderungen der Zellgeometrie notwendig sind oder eine Reduzierung des Beschleunigungsgradienten im 700 MHz-Abschnitt von 6 MV/m auf 5 MV/m in Betracht gezogen werden muss.

9. Zusammenfassung

Es wurde für Protonen- und Deuteronenbeschleuniger unter Extrembedingungen (hoher Ionenstrom, Dauerstrichbetrieb, Niedrigenergieabschnitt) ein Vergleich zwischen der konventionellen RFQ-Alvarez-DTL-Kombination und einer erstmals am IAP für diese Zwecke entwickelten RFQ-H-DTL-Kombination durchgeführt. Insbesondere die Auslegung der Teilchendynamik von HF-Driftröhrenlinearbeschleunigern und RFQ's für leichte Ionen unter Miteinbeziehung der Raumladung und der Forderung nach Dauerstrichbetrieb sind Thema der vorliegenden Arbeit. Die vorgestellten Beschleuniger müssen extrem hohen Anforderungen an Transmission (Stromverlustrate $\ll 3 \mu\text{A/m}$ nach dem RFQ), Stabilität (stetige Strahldynamik bei Strahlfehlanpassung und Berücksichtigung von mechanischen und optischen Toleranzen), Anlagensicherheit ("Hands-on-Kriterium") und -zuverlässigkeit (Anlagenverfügbarkeit $> 80\%$) bei hoher HF-Effizienz (optimierte Shuntimpedanzen, Laufzeitfaktoren und Oberflächenstromdichten) genügen. Es wurden exemplarisch im Rahmen von zwei aktuellen Hochstromprojekten mit Dauerstrichbetrieb teilchendynamische DTL-Entwürfe für den mittleren Energiebereich ($0.1 \leq \beta \leq 0.34$) durchgeführt: einmal für das ADS/XADS Projekt (Hier: 40 mA, 350/700 MHz, 24 MW, Protonen, CW) und als extremes Beispiel das IFMIF Projekt (125 mA, 175 MHz, 5 MW, Deuteronen, CW) [ADS] [IFM02]. Da IFMIF hinsichtlich Transmissionseffizienz und Strahlstrom in Verbindung mit einem 100 %-Tastverhältnis wohl einzigartig ist, mussten besonders intensive Anstrengungen für den Test der Robustheit des teilchendynamische Entwurfs der DTL-Strukturen unternommen werden. Hierzu wurde der gesamte Injektorpart vom Eingang des Referenz Four-Vane-RFQ bei 0.1 MeV bis zum Ausgang des DTL bei 40 MeV als ganzes simuliert, unter Einbeziehung von optischen, HF- und mechanischen Toleranzen. Diese Rechnungen machten deutlich, dass die Einbringung einer kompakten Strahltransportstrecke (MEBT) zwischen RFQ und DTL notwendig ist, um den Strahl transversal und longitudinal ohne Teilchenverluste an den nachfolgenden DTL anzupassen. Man gewinnt dadurch auch zusätzliche Möglichkeiten für Strahljustierung und -diagnose. Infolgedessen gehört ein MEBT mittlerweile zum Referenz-Design, welches einen 175 MHz Four-Vane-RFQ als Vorbeschleuniger vorsieht und nach dem MEBT einen 175 MHz Alvarez-DTL mit FoDo-Fokussierschema [IFM02]. Neben dem Referenz-Four-Vane-RFQ verfolgt das Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität auch noch eine Four-Rod-RFQ-Option des Injektorteils, was die Bau- und Betriebskosten der Gesamtanlage nochmals erheblich reduzieren könnte [IFM02].

Im ersten Schritt dieser Arbeit wurde ein Entwurf eines DTL vom Alvarez-Typ für das IFMIF-Projekt untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass ein konventioneller, modular aufgebauter (insgesamt 9 Module), 32 m langer 175 MHz Alvarez-DTL mit FoDo-Fokussierstruktur und einem totalen HF-Leistungsbedarf von 5.94 MW bei einer Strahlleistung von 4.37 MW (was einer HF-Effizienz von $\approx 73\%$ entspricht bei einem Sender mit 1 MW Spitzenleistung pro Kavität) allen Anforderungen des IFMIF Projekts genügt. Es war möglich, den Entwurf vollständig außerhalb von Resonanz- und Instabilitätsbereichen zu halten und alle Arbeitspunkte emittanzdominiert auszulegen und gleichzeitig spezielle bau- und betriebstechnische Anforderungen einzuhalten. Die Viel-Teilchen-Simulationen, durchgeführt mit jeweils 50,000 Makroteilchen, was einer gesicherten maximalen Stromverlustrate von $\approx 78 \text{ nA/m}$ entspricht, bestätigten, dass sowohl im angepassten als auch im fehlangepassten ($\Delta\varepsilon_{x,y,z} = \pm 20\%$) Fall und bei Berücksichtigung von Standardbetriebstoleranzen (HF-Fehler von $\pm 1\%$ bzw. $\pm 1^\circ$, Quadrupolgradientenfehler von $\pm 1\%$, Quadrupolversetzungen von $\pm 0.1 \text{ mm}$

9. Zusammenfassung

in der X-Y- Ebene und Quadrupolverdrehungen von $\pm 1^\circ$ in allen drei Raumrichtungen X,Y und Z) einschließlich der Verwendung einer nicht idealen RFQ-Ausgangsverteilung als Eingangsverteilung in Verbindung mit einem MEBT (vier Quadrupole und zwei $1/4$ Spalt $\lambda/4$ -Rebuncher) das Strahlverhalten immer stabil, stetig und unkritisch blieb. Es gab keine Teilchenverluste und die Aperturausleuchtung des Alvarez-DTL betrug nie mehr als 72 %. Obwohl die Teilchendynamik keine grundsätzlichen Probleme aufzeigte, bleibt der Bau und zuverlässige Betrieb eines Alvarez Hochstrom-CW-Driftröhrenbeschleunigers weiterhin eine offene Frage wegen folgender Problemkreise [Par99] [Wan98] [Rat98]:

- Die hohe Sensitivität der Driftröhrenposition bei hoher thermischer Belastung.
- Die geringe Spannungsfestigkeit der Kavitäten.
- Das Problem des Schutzes der Driftröhren gegen lokales Ausschmelzen und Absputtern usw.
- Die unbequeme Justier- und Wartungsfähigkeit der magnetischen Quadrupole.
- Die offene Frage, wie und ob man Strahldiagnoseelemente zwischen den einzelnen Alvarez-Modulen unterbringen kann.
- Die hohe Anzahl der magnetischen Quadrupole kann zu einer erhöhten Ausfallrate führen.
- Die Gewährleistung einer effizienten Kühlung.
- Die vielen Fokussierperioden können bei kleinsten Abbildungsfehlern der Linsen sehr schnell zu parametrischen und Strukturresonanzen führen.

Alternativ dazu wurde erstmals ein Entwurf eines normal leitenden IH-DTL für das IFMIF Projekt vorgenommen, um die gute HF-Effizienz (hohe Shuntimpedanzen), Wartungs- und Justiermöglichkeit (vollständige Entkopplung von Beschleunigungs- und Fokussierabschnitt) dieser bewährten Beschleunigerart auszunutzen [Rat98]. Die Simulationen führten zu einem normal leitenden, modularen (insgesamt 10 Module), 23.2 m langen CW 175 MHz IH-DTL mit FDF-o-DFD-Fokussiergitteranordnung und einem Gesamtleistungsbedarf von 5.33 MW bei einer Strahlleistung von 4.37 MW (HF-Effizienz von $\approx 81\%$ bei einem HF-Sender mit 1 MW Spitzenleistung pro Kavität). Das Design ist emittanzdominiert und erfüllt alle betriebstechnischen Anforderungen von IFMIF. Daneben wurden umfangreiche numerische Rechnungen mit 10,000 Makroteilchen, entsprechend einem maximalem Fehler der Stromverlustrate von $\approx 0.5 \mu A/m$, durchgeführt. Es wurde die Robustheit und Stabilität der IH-Struktur auf Strahlfehlerrückführung, statistisch verteilte HF- und mechanische Fehler und Verwendung der RFQ-Ausgangsemittanz als Eingangsverteilung des DTL getestet. Die Rechnungen zeigten, dass ein Standard-IH-DTL in Verbindung mit der KONUS-Dynamik zwar prinzipiell für hochintensive Ionenstrahlenanwendungen geeignet ist, aber durch die notwendigen großen Aperturradien in der HF-Bilanz (vor allen Dingen im Energiebereich von $\beta \geq 0.15$), gegenüber dem Alvarez-DTL nur noch geringe Vorteile aufweist. Ferner zeigte sich, dass aufgrund der komplexen Teilchendynamik der Abstand Ionenstrahl-Wand und die mechanischen und optischen Toleranzen bei hoher Raumladung noch recht kritisch sind (Linsenausleuchtung $> 90\%$ bei Linsen- und HF-Fehler von $< 0.5\%$, $< 0.5^\circ$ und < 0.05 mm), so dass eine intensive Weiterverfolgung dieser Driftröhrenbeschleunigerart für das IFMIF-Projekt vorerst nicht geplant ist. Jedoch könnte eventuell ein verfeinertes Design diese Probleme reduzieren.

Größeres Einsparpotenzial hinsichtlich HF-Verlustleistung, Baulänge und Zuverlässigkeit bietet vor allem die Supraleitung. Sie erfuhr in der jüngsten Vergangenheit einen enormen Aufschwung und avancierte insbesondere im Hochenergiebereich ($\beta \geq 0.4$) von Beschleunigeranlagen zum Referenzentwurf [Pad98] [Lap99]. Sie vereint

9. Zusammenfassung

in sich folgende Vorteile, die gerade auch für Hochintensitätsprojekte mit hohem Tastverhältnis von Bedeutung sind [Pad98] [Wan98]:

- Es können große Aperturen verwendet werden, ohne die HF-Bilanz drastisch zu verschlechtern (Verringerung von Teilchenverlusten und Erhöhung des Aperturfaktors)
- Es können höchste Beschleunigungsgradienten verwendet werden, die wenige Beschleunigerkomponenten und geringe Baulänge garantieren.
- Der modulare Aufbau erleichtert den Zugang zu den einzelnen Quadrupolen und verbessert die Justier- bzw. Wartungsmöglichkeiten des Beschleunigers.
- Das schwierige Problem, eine effiziente Kühlung von normalleitenden HF-Strukturen mit hohem Tastverhältnis zu gewährleisten, entfällt.

Um diese Vorteile auch für IFMIF nutzbar zu machen, wurde erstmals eine supraleitende Auslegung des DTL-Abschnitts mit dem neuartigen CH-Typ-Resonator versucht. Das Resultat war, dass eine Kombination aus einer Sektion eines normal leitenden 175 MHz IH-DTL, welche hier als Vorbeschleuniger und Strahlanpassungssektion dient, und einer Kette von vier supraleitenden 175 MHz CH-Resonatoren mit Zwischentankfokussierung alle Anforderungen für einen IFMIF Hochstrom-DTL erfüllen kann. Der supraleitende CH-DTL-Abschnitt besticht durch seine sehr hohe HF- und Beschleunigungseffizienz ($P_{Cu} \approx 10$ W/m und $E_0 = 5$ MV/m) und aufgrund der speziellen Zellengeometrie auch durch seine mechanische und thermische Robustheit. Der DTL hat eine Gesamtlänge von nur ≈ 11 m, wobei der Kryostat eine Länge von ≈ 8.2 m aufweist. Der geschätzte Gesamtleistungsbedarf entsprechend dieser Designstudie ist ≈ 4.5 MW bei einer Strahlleistung von 4.37 MW, was einer HF-Effizienz von ≈ 97 % entspricht. Zusätzlich reduzieren die linear mit der Teilchenenergie ansteigenden Aperturradien der Quadrupoltriplettlinen und Driftröhren (a steigt von 2.5 cm auf 4.0 cm) das Risiko von Teilchenverlusten im supraleitenden Bereich. Die umfangreichen Viel-Teilchen-Simulationen mit 10,000 Makroteilchen (entspricht einem maximalen Fehler der Stromverlustrate von 1.1μ A/m) zeigten bei fehlangepasster Eingangsverteilung ($\Delta \varepsilon_{x,y,z} = \pm 20$ %), statistisch verteilten HF- und Quadrupolgradientenfehlern ($\delta A = \pm 1$ %, $\delta \phi = \pm 1^\circ$ und $\delta G = \pm 1$ %) und Quadrupoltriplettfehlstellungen bzw. -verdrehungen ($\delta X, \delta Y = \pm 0.1$ mm und $\delta \theta_{x,y} = \pm 1^\circ$) eine geringe Empfindlichkeit der Strahldynamik gegenüber diesen Toleranzintervallen. Auch die Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung in Verbindung mit einem kompakten MEBT (ein Quadrupoldoublett, ein IH 4 Spalt $\lambda/4$ -Rebuncher und ein Quadrupoltriplett) und der gleichzeitigen Berücksichtigung der Fehlertoleranzen führten zu keinerlei Teilchenverlusten oder unzeitigem Stahlverhalten. Sie bestätigten somit die grundsätzliche Eignung einer IH+CH-Struktur, Ionenstrahlen mit hoher Intensität ohne Teilchenverluste stabil zu fokussieren und zu beschleunigen. Des Weiteren wurde ein vorläufiger Resonatorentwurf des ersten und letzten 175 MHz CH-Moduls mit dem Programm MicroWave Studio® durchgeführt, um die maximalen Oberflächenfeldstärken zu berechnen und die HF-Eigenschaften der CH-Struktur zu überprüfen. Mit einem magnetischen Spitzenfeld von ≈ 39 mT (Modul 1) bzw. ≈ 37 mT (Modul 4), einem maximalen elektrischen Oberflächenfeld von ≈ 21 MV/m (Modul 1) und ≈ 17 MV/m (Modul 4) und einem E_{peak} / E_{acc} -Verhältnis von ≈ 4.1 (Modul 1) und ≈ 3.8 (Modul 4) konnte der Entwurf hinreichend weit unterhalb der Grenzwerte für supraleitendes Niob gehalten werden [Pad98]. Alle physikalischen und technischen Aspekte einer vielzelligen supraleitenden CH-Struktur werden im Rahmen der laufend Prototypentwicklung am IAP detailliert angegangen. Dieser 350 MHz, $\beta = 0.1$ Prototyp befindet sich im Bau und in 2004 sollen die Messungen beginnen. Die Abbildung 9.1 zeigt

9. Zusammenfassung

eine schematische Darstellung mit Längen- und Energieangaben der einzelnen Linearbeschleunigersektionen von IFMIF für die drei behandelten Beschleunigerentwürfe mit den Ergebnissen der Kapitel 4 – 7 dieser Arbeit.

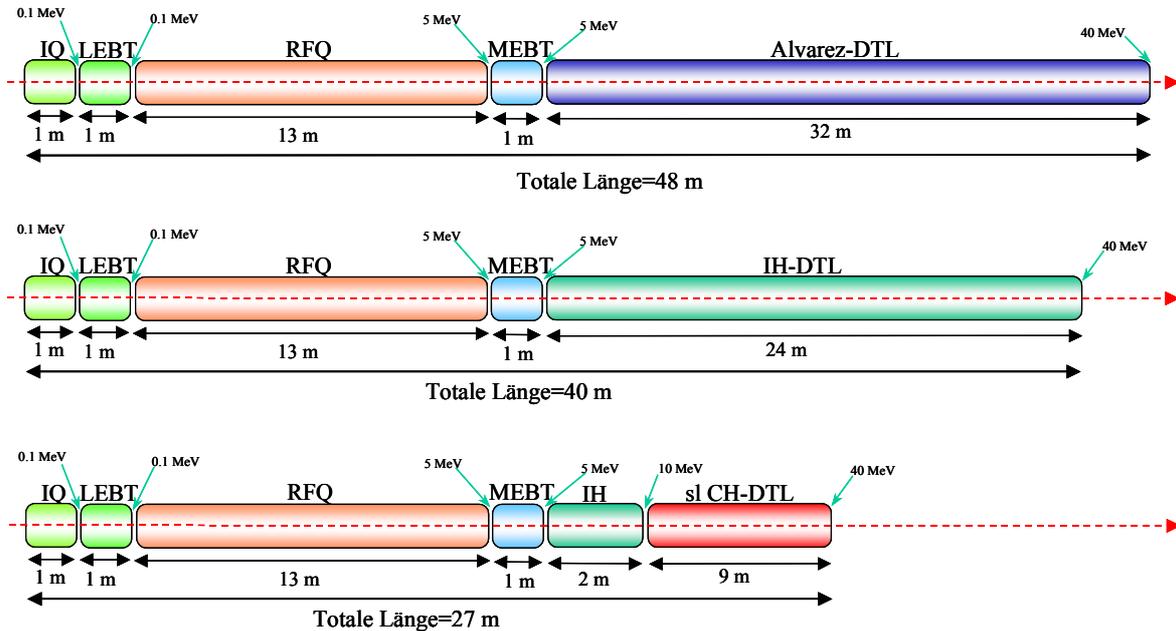


Abbildung 9.1: Schemazeichnung mit Längen- und Energieangaben der einzelnen IFMIF-Beschleunigerentwürfe aus den Kapiteln 4 – 7 dieser Arbeit.

Die Designkriterien für IFMIF gelten uneingeschränkt auch für das ADS/XADS Projekt und infolgedessen wurde ebenfalls erstmals eine Auslegung des Mittelenergieabschnitts des ADS/XADS-Beschleunigers, der unmittelbar nach dem 350 MHz RFQ bei 5 MeV anfängt und bis ≈ 100 MeV reicht, mit der neuen supraleitende CH-Struktur unternommen. Der Hochenergiebereich von 100 MeV bis 600 MeV wird im Referenzentwurf mit den bereits bewährten supraleitenden elliptischen Kavitäten mit einer Resonanzfrequenz von 700 MHz abgedeckt [ADS]. Die umfangreichen Untersuchungen ergaben, dass eine Kette von zehn supraleitenden CH-Resonatoren mit Zwischentankfokussierung (Ausnahme das Modul 1) für diese Anwendung bestens geeignet ist. Des weiteren ergab sich, dass ein Frequenzsprung auf 700 MHz nach dem 6-ten CH-Modul bei einer Energie von ≈ 56 MeV die Beschleunigungs- und HF-Effizienz erhöht (kleinere Dimensionen der Kavitäten bei erhöhter Beschleunigungsspaltanzahl). Außerdem wird dadurch der Strahl ideal an den Hochenergieabschnitt angepasst.

Dieser Entwurf erfüllt alle Anforderungen eines Hochintensitätsdriftröhrenbeschleunigers für das ADS/XADS Projekt. Die supraleitenden Viel-Zellen CH-Resonatoren bieten in diesem Frequenz- und Energiebereich (350 MHz – 700 MHz bei einem β von 0.1 - 0.34) eine sehr hohe Leistungs- und Beschleunigungseffizienz ($E_0 = 5$ MV/m bei 350 MHz und $E_0 = 6$ MV/m bei 700 MHz) und eine hohe mechanische und thermische Robustheit. Der DTL hat eine Gesamtlänge von nur ≈ 23 m bei einem totalen Energiehub von 95 MeV und einem nominellen Strahlstrom von 40 mA. Die benötigte totale HF-Leistung beträgt lediglich 3.94 MW @ 40 mA. Vergleicht man diesen Wert mit der Strahlleistung von 3.8 MW, dann erkennt man ebenfalls die enorme HF-Effizienz von ≈ 96 %. Die geringe Anzahl der Kavitäten (10 Stück insgesamt) ist im Vergleich zu den supraleitenden 1-Zeller (Reentrant-Typ), 2-Zeller oder 3-Zeller (Spoke-Typ) ein großer Vorteil und reduziert die Bau-, Betriebs-, HF-Sender- und Reglerkosten erheblich [Pad98]. Die umfangreichen Viel-Teilchen-Simulationen mit

9. Zusammenfassung

jeweils 10,000 Makroteilchen durchgeführt, (entspricht einer gesicherten maximalen Stromverlustrate von $\approx 0.16 \mu A/m$) zeigten sowohl im angepassten als auch fehlangepassten ($\Delta\varepsilon_{x,y,z} = \pm 20 \%$) Fall, ein stetiges, nichtchaotisches Strahlverhalten mit geringem Emittanzwachstum ohne Teilchenverluste. Selbst bei Berücksichtigung von statistisch verteilten HF- und Quadrupoltriplettfehlern ($\delta A = \pm 1 \%$, $\delta\phi = \pm 1^\circ$, $\delta G = \pm 1 \%$, $\delta X, \delta Y = \pm 0.1 \text{ mm}$ und $\delta\theta_{x,y} = \pm 1^\circ$) wies die Designstudie kein gestörtes Strahlverhalten oder Teilchenverluste auf. Zusätzlich erhöht ein Aperturfaktor von ≥ 2.0 im ganzen Beschleuniger, der sich auch bei Miteinbeziehung der Standardfehlern nicht merkbar verkleinerte, die Instandhaltung, Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit der Anlage. Der unterkritische Reaktor von ADS/XADS erlaubt nicht mehr als 5 Strahlausfälle pro Jahr, die länger als 1 Sekunde andauern, so dass auch bei Totalausfall einer Beschleunigerkomponente (Linse oder Kavität) ein Strahlbetrieb möglich sein sollte [ADS]. Aufgrund dessen wurden numerische Rechnungen, die einen Totalausfall eines Quadrupols (nicht eines ganzen Triplets) oder einer kompletten CH-Kavität im Niedrig- und/oder Hochenergie-Abschnitt des DTL simulierten, durchgeführt. Sie zeigten einen drastischeren Einfluss auf die Teilchendynamik. Selbst bei dem kleinstmöglichen Strahlstrom von 10 mA (erste Stufe des Projekts) kam es zu massiven Teilchenverlusten ($> 80 \%$). Insofern ist ein Strahlbetrieb bei einem Ausfall einer Beschleunigerkomponente des CH-DTL in der jetzigen Auslegung nicht möglich. Da aber in der aktuellen Referenzbeschleunigerauslegung der Injektor-Teil bis zu einer Energie von $\approx 50 \text{ MeV}$ doppelt ausgelegt ist, sollte dieser Nachteil kompensiert sein (bei Ausfall eines Beschleunigers kann sofort der Ersatzbeschleuniger dazu geschaltet werden) [ADS]. Neben den intensiven Strahldynamiksimulationen wurde eine vorläufige Kavitätenauslegung des zweiten und sechsten supraleitenden 350 MHz CH-Moduls des DTL mit MicroWave Studio® vorgenommen. Mit einem maximalen magnetischen Oberflächenfeld von $\approx 51 \text{ mT}$ (Modul 2) und $\approx 47 \text{ mT}$ (Modul 6), einem maximalen elektrischen Oberflächenfeldstärke von $\approx 27 \text{ MV/m}$ (Modul 2) bzw. $\approx 23 \text{ MV/m}$ (Modul 6) und einem maximalen E_{peak} / E_{acc} -Verhältnis von ≈ 5.4 (Modul 2) und ≈ 4.5 (Modul 6) konnte der Entwurf hinreichend weit unterhalb der Grenzwerte für massives, hochreines Niob gehalten werden. Der Bau eines 350 MHz 1:1 Prototypen ist bereits in Auftrag gegeben. Zusätzlich wurde ein sehr vorläufiger Kavitätenentwurf des ersten CH-Moduls bei 700 MHz mit MicroWave Studio® durchgeführt, um konkrete Abschätzungen über die zu erwartenden HF- und supraleitenden Eigenschaften eines CH-Resonators bei besonders kleinen Tankdimensionen machen zu können. Das elektrische Spitzenfeld von $\approx 33 \text{ MV/m}$ und vor allem die magnetische Oberflächenfeldstärke von $\approx 80 \text{ mT}$ sind allerdings noch kritisch. Sollten weitergehende Veränderungen der Zellgeometrie nicht zu einer Reduzierung der Spitzenfelder führen, ist eine Verringerung des Beschleunigungsgradienten im 700 MHz-Abschnitt von 6 MV/m auf 5 MV/m möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neue Driftröhrenlinearbeschleunigerstrukturen vorgestellt (normal leitender IH-DTL, supraleitender CH-DTL), die für bis zu 10 MW Strahlleistung, 125 mA Strahlstrom und höchsten Tastverhältnissen geeignet sind. Ferner konnte durch geschickte Wahl der Strukturparameter und Arbeitspunkte eine gute Teilchendynamik mit einem moderaten Emittanzwachstum erzielt werden: Strahltransport und -beschleunigung ohne Teilchenverluste, starke transversale und longitudinale Fokussierung, große Aperturfaktoren und höchste HF-Effizienz sind gleichzeitig erreichbar. Somit stellen die neuen H-Moden Driftröhrenbeschleuniger vor allen Dingen in der supraleitenden Ausführung (CH-DTL) eine tragfähige Basis für alle weiteren geplanten oder bereits im Bau befindlichen Hochintensitätsbeschleunigeranlagen dar.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

Zuallererst danke ich Prof. Dr. H. Klein für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik. Als Doktorvater danke ich ihm für die Stellung des Themas dieser Arbeit und Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die finanzielle Unterstützung im Rahmen der Projekte und die vielen fachlichen Diskussionen, die den Inhalt dieser Arbeit mitgeprägt haben.

Ferner danke ich ausdrücklich Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger für seine nicht enden wollende Hilfsbereitschaft zu allen Fragen dieser Arbeit: Die vielen fachlichen Beiträge, Ansätze, Hilfen, Unterstützungen und Lösungsvorschläge für die Schwierigkeiten bei der optimierten teilchendynamischen Auslegung von normal leitenden und supraleitenden H-Moden Driftröhrenbeschleunigern betreffend.

Besonderen Dank gilt auch Dr. Horst Deitinghoff. Besondere Erwähnung verdient das wissenschaftliche Interesse an meiner Arbeit, die intensive Unterstützung und fortwährende Hilfsbereitschaft. Ferner die vielen hilfreichen Diskussionen und Ratschläge bei allen Problemen der Teilchendynamik in Radio-Frequenz-Quadrupolen und Driftröhrenlinearbeschleuniger.

Dem Arbeitsgruppenmitglied und ehemaligen Zimmergenossen Herrn Dipl. Phys. Rudolf Tiede danke ich für seine unermüdliche und schnelle Hilfe bei Unklarheiten mit dem Programm LORASR und bei tiefgehenden Fragen zur Theorie der H-Moden-Strukturen und KONUS-Dynamik. Ferner danke ich ihm für seine kritischen Anmerkungen und das Überprüfen von Ergebnissen dieser Arbeit.

Dem Arbeitsgruppenmitglied und jetzigen Zimmergenossen Herrn Dipl. Phys. Holger Liebermann danke ich für seine intensive und unkomplizierte Hilfe bei Unklarheiten mit dem Programm MicroWave Studio® und bei allen Fragen zur Theorie der elektrischen und magnetischen Felder in H-Moden-Kavitäten. Ferner danke ich ihm für sein helfende Hand bei allen Computer und Betriebssystem bedingten Problemen.

Dem neuen Leiter der LINAC-Arbeitsgruppe des IAP Dr. Holger Podlech danke ich für seine anspruchsvollen, intensiven und kritischen Gespräche und kompetente Beratung in allen Bereichen der Supraleitungs-, Kryotechnik- und Linearbeschleunigertheorie.

Allen Mitgliedern, Professoren und Kollegen des Instituts, die ich jetzt namentlich nicht genannt habe danke ich für die angenehme Atmosphäre innerhalb des Instituts. Ich danke dem Los Alamos National Laboratory (LANL) für die Nutzungsmöglichkeit der Programme PARMTEQM, SUPERFISH, PARMILA und TRACE3D ohne deren Hilfe ein wesentlicher Teil dieser Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Des weiteren möchte ich mich für die gute Kollaboration mit dem IFMIF-Team (insbesondere SACLAY) und mit dem ADS-Team (insbesondere ORSAY) bedanken.

Zuletzt danke ich Dr. R. A. Jameson für seine hochqualifizierte Beratung, Unterstützung und Hilfe alle Fragen des Hochstrom-RFQ-Design und der Simulation mit den Programmen LINACGEN und PTEQ betreffend.

Die Arbeit wurde im Rahmen von Drittmittelprojekten BMBF, EU, EURATOM und FZ-Karlsruhe durchgeführt.

Zuletzt möchte ich meinen Eltern für ihre moralische und finanzielle Unterstützung in den letzten Jahren danken, die mir überhaupt erst das Studium der Physik und die anschließende Promotion ermöglichte.

Literaturverzeichnis

- [ADS] "REQUIREMENTS FOR THE XADS ACCELERATOR & THE TECHNICAL ANSWERS", DAPNIA - 02 – 302, September 2002, Frankreich.
- [Alv46] L. Alvarez: "The design of a proton linear accelerator", in: *Phys. Rev.*, 70 (1946), p. 799-800.
- [Ang91] N. Angert et al., "Commissioning of the New Heavy Ion Injector at GSI", PAC 91, 6 - 9 Mai 1991, San Francisco, California, USA.
- [APT] "Accelerator Production of Tritium Conceptual Design Report", Los Alamos National Lab. report LA-UR-97-1329, 15 April 1997, and [Acc98].
- [ATW] "Accelerator-Driven Transmutation of Waste (ADTW): Technical Review at MIT", Los Alamos National Lab. technical report LA-UR-98-608 (1998).
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, 108, 1175 (1957).
- [Bart00] W. Barth et al., "COMMISSIONING OF IH-RFQ AND IH-DTL FOR THE GSI HIGH CURRENT LINAC", LINAC 2000, Monterey, California, USA.
- [Ber01] P.-E. Bernaudin et al., "Design Of The IPHI DTL", Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Pac 2001, Chicago, USA.
- [Bil99] J.H. Billen, L.M. Young, "POISSON SUPERFISH", Los Alamos National Laboratory report LA-UR-96-1834, Revision April 22, 1997, USA.
- [Bnd93] B.I. Bondarev et al, "Halo Production in Charge-Dominated Beams Single-Particle Interactions", Moscow Radiotechnical Institute report to Los Alamos National Lab., 15 September 1993.
- [Bnd94] B.I. Bondarev et al, "Emittance Growth and Halo Formation in Charge-Dominated Beams", in: *Proc. 1994 Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*, 25-29 July 1994, Las Vegas, Nevada, LA-UR-94-2753, Los Alamos National Lab.
- [Bon81] K. Bongardt, D. Sanitz: "Funnelling of Heavy Ion Beams", KFK 3203, Karlsruhe, Germany and UWFD-450 (1981).
- [Bon96] K. Bongardt et al, "Filamentation effects and image charges in high proton transfer lines", in: *Proc. of the 5th European Particle Acc. Conf., EPAC'96*, 10-14 June 1996, Sitges (Barcelona), Spain, p. 1224-1226.
- [Bon98] K. Bongardt, M. Pabst, A.P. Letchford: "Halo Formation by Mismatch for the High Intensity Bunched Beams", in: *Proc. of the 19th Int. Linac Conf., LINAC'98*, 23-28 August 1998, Chicago, IL, p. 824-826.
- [Bon98b] K. Bongardt, R.W. Müller: "Linac Power Efficiency", in: [Hof98], p.69-72.
- [Con91] M. Conte, W.W. McKay: "An Introduction to the Physics of Particle Accelerators", Singapore: Singapore World Scientific, 1991.
- [Cou58] E.D. Courant, H.S. Snyder: "Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron", in: *Annals of Physics* 3 (1958), p. 1-48.
- [Cra79] K.R. Crandall, R.H. Stokes, T.P. Wangler, Proc. of 1979 Linac Conference, Brookhaven National Lab. Rep. BNL-51134(1979), p.205-216.
- [Cra96] K.R. Crandall, J.H. Billen: "RFQ Design Codes", LA-UR-96-1836, Revised August 21, 1998, Los Alamos National Laboratory, USA.

Literaturverzeichnis

- [Cra97] K.R. Crandall, D.P. Rusthoi: "*Trace3D Documentation*", LA-UR-97-886, Revised May, 1997, Los Alamos National Laboratory, USA.
- [Des96] L. Deshan, "*Studies on Beam Dynamics of High-Intensity RFQ Accelerators*", Thesis for Doctor's Degree, January 1996, Universität Frankfurt, Deutschland.
- [Dei98a] H. Deitinghoff et al, "Effect of Statistical Errors on Particle Dynamics in a Heavy Ion DTL for HIDIF", in: *High Energy Density in Matter Produced by Heavy Ion Beams - Annual Report 1998*, GSI-99-04, Darmstadt, Germany, May 1999, p. 36.
- [Dei98b] H. Deitinghoff et al, "Effect of Mismatch on Particle Dynamics in a Heavy Ion DTL for HIDIF", *Annual Report 1998*, GSI-99-04, Darmstadt, Germany, May 1999, p. 38.
- [Dro02] M. Droba, "*Teilchendynamik in gefalteten Schwerionenbeschleunigern*", Dissertation 2002, TU Darmstadt, Deutschland.
- [Dup00] R. Duperrier, "Dynamique de faisceaux intenses dans les RFQs – Toutatis", Ph.D thesis n°6194, Université Paris-sud ORSAY, France, July 2000.
- [Eic00] R. Eichhorn, U. Ratzinger, "*Superconducting H-Mode Structures for Medium Energy Beams*", LINAC 2000, Monterey, USA, Vol. 2 Page 926.
- [Eic01] R. Eichhorn, "*RF structures for linear acceleration of radioactive beams*", PAC 2001, Chicago, USA.
- [EUR] J-L. Biarrotte et al. "*High Intensity Driver Accelerators For EURISOL*", Proc. EPAC 2002, Paris, France, June 2002.
- [Fer98] R. Ferdinand et al, "*Optimization of RFQ design*", EPAC 1998, 1106, Stockholm, Sweden.
- [Ger01] F. Gerigk et al. "*Beam Dynamics of Non-Equipartitioned Beams in Case of the SPL Project at CERN*", PAC 2001, Chicago, USA, June 2001.
- [Ger02] F. Gerigk et al. "*High Current Linac Design With Examples Of Resonances And Halo*", LINAC 2002, Gyeongju, Korea, August 2002.
- [Glu70] R.L. Gluckstern: "Oscillation Modes in Two-dimensional Beams", in: *Proc. of the 1970 Proton Linac Conf.*, Fermi National Acc. Lab., Batavia, IL, 1970, Vol. 2, p. 811-822.
- [Hof81] I. Hofmann, in: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28 (1981), p. 2399.
- [Hof82] I. Hofmann: *Lecture Notes on High-Current Beam Dynamics*, INS-NUMA-45, Univ. of Tokyo, Japan, December 1982.
- [Hof99] I. Hofmann et al. "*Coherent Coupling Criterion For Three-Dimensional Halo Formation*", in PAC 99 proceedings, March 1999, New York City, USA.
- [Hof02] I. Hofmann et al. "*Review of Beam Dynamics and Space Charge Resonances in High Intensity Linacs*", EPAC 02, June 2002, Paris, France.
- [IFM96] M. Martone (Ed.): *IFMIF, International Fusion Materials Irradiation Facility Conceptual Design Activity, Final Report*, ENEA Frascati report RT/ERG/FUS/96/11, Frascati, Italy, December 1996, and [Acc98].
- [IFM02] R. A. Jameson et al., "*IFMIF KEP Report*", December 2002.
- [IPH] J-M. Lagniel et al. , "*IPHI, THE SACLAY HIGH-INTENSITY PROTON INJECTOR PROJECT*", PAC 97, Vancouver, Canada.
- [ITE] The "ITER" Homepage, URL: <http://www.iter.org/>.
-

Literaturverzeichnis

- [Jam81] R. A. Jameson: "Beam intensity limitations in linear accelerators", *PAC'81, IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-28, No. 3, p. 2408.
- [Jam93] R. A. Jameson: "*Scaling and Optimization in High-Intensity Linear Accelerators*", LA-CP-91-272, Los Alamos National Laboratory Report 1991, USA.
- [Jam94] R. A. Jameson: "Self-consistent Beam Halo Studies & Halo Diagnostic Development in a Continuous Linear Focusing Channel", *AIP Proc. of 1994*, Maui, Hawaii, 3-9 November 1994, p. 530-560 and LA-UR-94-3753, Los Alamos National Lab.
- [Jam00] R. A. Jameson, "*Some Characteristics of the IFMIF RFQ KP1.7 Designs*", IFMIF Memorandum, May 2000, Frankfurt, Germany.
- [Jun83] P. Junior: "*Space-Charge Limits in Heavy-Ion RFQ Linacs*", in: *Part. Acc.*, 13 (1983), p. 231-247.
- [Kap59] I. M. Kapchinskij, V. V. Vladimirkij: "Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge", in: *Proc. of the Int. Conf. on High Energy Accelerators*, 14-19 September 1959, CERN, Geneva, Switzerland, p. 274-288.
- [Kap70] I. M. Kapchinskij, V. A. Teplyakov: "Linear Ion Accelerator with Spatially Homogeneous Strong Focusing", in: *Prib. i Tekhn. Eksp.*, 2 (1970), p. 12-20.
- [Kap85] I. M. Kapchinskij: *Theory of Resonance Linear Accelerators*, London: Harwood Academic Publisher, 1985.
- [Kes00] O. Kester et al., "*Test Measurements With The REX-ISOLDE Linac Structures*", Linac 2000, Monterey, California, 2000.
- [Kil53] W. D. Kilpatrick, UCRL-2321(1953).
- [Kla92] J. Klabunde, "*The High Charge State Injector for GSI*", Proc. of the 1992 Linac Conf. Ottawa, AECL-10728, Vol.1, p. 570.
- [Kle68] H. Klein: "*Die Beschleunigung Schwerer Ionen mit der Wendelstruktur*", Habilitationsschrift, Frankfurt am Main, 1968, Deutschland.
- [Kos96] D.G. Koshkarev et al, "Conceptual design of linac for power HIF driver", in: *Proc. of the 18th Int. Linac Conf., LINAC'96*, 26-30 August 1996, Geneva, Switzerland, p. 423-425.
- [Lag96] J.-M. Lagniel: "Halos and Chaos in Space-charge Dominated Beams", *EPAC'96*, 10-14 June 1996, Sitges (Barcelona), Spain, p. 163-167.
- [Lag98] J.-M. Lagniel, S. Nath: "On Energy Equipartition Induced by Space Charge in Bunched Beams", in: *Proc. of the 6th European Particle Acc. Conf., EPAC'98*, 22-26 June 1998, Stockholm, Sweden.
- [Lap71] P.M. Lapostolle, in: *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-18 (1971), p. 1101.
- [Lap87] P. Lapostolle, "*Introduction à la théorie des accélérateurs linéaires*", CERN 87-09, Geneva, July 1987.
- [Lap99] P. Lapostolle, M. Weiss: "*Formulae and Procedures useful for the Design of Linear Accelerators*", CERN draft, to be published.
- [Law88] J.D. Lawson, "*The Physics of Charged-Particle Beams*", Oxford: Clarendon Press, 1988.
- [LED] "The Low Energy Demonstration Accelerator", Los Alamos National Laboratory, in APT Report, December 1999, USA.
- [Mar68] M. Martini, D.J. Warner: "Numerical Calculations of Linear Accelerator Cavities", CERN 68-11, Geneva, Switzerland, March 1968.

Literaturverzeichnis

- [Mar71] M. Martini, M. Promé: "Computer Studies of Beam Dynamics in a Proton Linear Accelerator with Space Charge", in: *Part. Accel.*, 2 (1971), p. 289-299.
- [Mit78] K. Mittag: "*On Parameter Optimisation For a Linear Accelerator*", KFK-255, Karlsruhe, Germany, (1978).
- [MWS] MicroWave Studio 4.0, CST-Computer Simulation Technology, © 1998 – 2002, All rights reserved, USA.
- [Pab96] M. Pabst, K. Bongardt, A. Letchford: "*Critical Beam Dynamical Issues in Neutron Spallation Source*", ESS 96-38-L, Jülich, Germany, April 1996.
- [Pab97] M. Pabst, K. Bongardt: "*Analytical Approximation of the Three Mismatch Modes for Bunched Beams*", ESS 97-85-L, Jülich, Germany, August 1997.
- [Pab97a] M. Pabst, K. Bongardt, A. Letchford: "Core and Halo Particle Dynamics of High Intensity Proton Beams", in: *Proc. of 1997 Particle Acc. Conf., PAC'97*, 12-16 May 1997, Vancouver, B.C., Canada, p. 1846-1848.
- [Pab98] M. Pabst, K. Bongardt, A. Letchford: "Progress on intense proton beam dynamics and halo formation", in: *Proc. of the 6th European Particle Acc. Conf., EPAC'98*, 22-26 June 1998, Stockholm, Sweden, p. 146-150.
- [Pad98] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, "*RF Superconductivity for Accelerators*", Publisher: John Wiley & Sons, (March 1998), ISBN: 0471154326.
- [Par99] G. Parisi, Doktorarbeit: "*Investigations on Particle Dynamics in a High Intensity Heavy Ion Linac for Inertial Fusion*", Oktober 1999, Universität Frankfurt am Main, Deutschland.
- [Pic96] N. Pichoff, G. Haouat, P.Y. Beauvais: "Halo Formation from Beam Coulomb Scattering on Residual Gas", in: *Proc. of the 5th European Particle Acc. Conf., EPAC'96*, 10-14 June 1996, Sitges (Barcelona), Spain, p. 1209-1211.
- [Rat91] U. Ratzinger, "*The IH-Structure and its Capability to Accelerate High Current Beams*"; *Proc. of the IEEE Particle Accelerator Conf.*, San Francisco 1991, p. 567.
- [Rat94] U. Ratzinger, "*High Current IH Structures*", *Proc. of the 1994 EPAC Conf. London*, vol. 1, p. 264.
- [Rat98] U. Ratzinger, Habilitationsschrift: "*Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte Ionen*", vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität, Juli 1998, Frankfurt am Main, Deutschland.
- [Rat00] U. Ratzinger et al, "*LORASR – A Code for DTL Beam Dynamics Along KONUS Lattices*", ICAP 2000, Florenz, 4 –9 Juni 2000, Italien.
- [Rat01] U. Ratzinger, "*Commissioning of the new GSI high current linac and HIF related RF linac aspects*", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A* 464 (2001) 636-645.
- [RaTi97] U. Ratzinger, R. Tiede, "*Teilchendynamische Untersuchungen an einer 'Kombinierten Null Grad Struktur' KONUS mit Quadrupoltriplett-Fokussierung*", GSI-ALG 10077 SI.
- [Rei78] M. Reiser: "Periodic Focusing of Intense Beams", in: *Part. Acc.*, 8 (1978), p. 167-182.

Literaturverzeichnis

- [Rei81] M. Reiser: "Current limits in linear accelerators", in: *J. Appl. Phys.*, 52(2) (1981), p. 555-563.
- [Rei91] M. Reiser: "Free energy and emittance growth in nonstationary charged particle beams", in: *J. Appl. Phys.*, 70 (1991), p. 1919-1923.
- [Rei94] M. Reiser: "*Theory and Design of Charged Particle Beams*", New York: J. Wiley & Sons, 1994.
- [RIA] K. W. Shepard, "*THE RIA DRIVER LINAC*", Linac 2002, Gyeongju (Kyongju), Korea, August 2002.
- [Sac71] F.J. Sacherer: "RMS envelope equations with space charge", in: *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-18 (1971), p. 1105, and CERN/SI/Int.DL/70-12, Geneva, Switzerland, November 1970.
- [Sau00] **A.Sauer**, H.Deitinghoff, H.Klein, "*BEAM DYNAMICS STUDIES FOR A HIGH CURRENT ION INJECTOR*", LINAC 2000, Monterey, Kalifornien, August 2000.
- [Sau01] **A. Sauer**, R. Tiede, H. Deitinghoff, H. Klein, U. Ratzinger, "*PARTICLE DYNAMICS INVESTIGATIONS FOR A HIGH CURRENT D⁺ DTL*", PAC 2001, Chicago, USA, Juni 2001.
- [Sau02a] **A. Sauer**, R.Tiede, H. Deitinghoff, H. Klein, U. Ratzinger, R. Eichhorn, "*BEAM DYNAMICS DESIGN OF A SUPERCONDUCTING 175 MHZ CH-LINAC FOR IFMIF*", EPAC 2002, Paris, Frankreich, Juni 2002.
- [Sau02b] **A. Sauer**, R.Tiede, H. Deitinghoff, H. Klein, U. Ratzinger, "*INVESTIGATION OF A NORMAL CONDUCTING 175 MHZ LINAC DESIGN FOR IFMIF*", EPAC 2002, Paris, Frankreich, Juni 2002.
- [Sau02c] **A. Sauer**, H. Deitinghoff, H. Klein, H. Liebermann, H. Podlech, U. Ratzinger, R. Tiede, "*BEAM DYNAMICS LAYOUT OF H-TYPE DRIFT TUBE LINACS FOR INTENSE LIGHT ION BEAMS*", LINAC 2002, Gyeongju, Korea, August 2002.
- [Sch85] A.Schempp et al, "*Four-Rod- $\lambda/2$ - RFQ for Light Ion Acceleration*", Nucl, Instr. and Meth. B10/11 (1985), p. 831.
- [Sch98] A. Schempp: "*Design Issues of the Linac*", in: [Hof98], p. 11-17.
- [Schr97] D. Schrage et al., "*A 6.7-MeV CW RFQ LINAC*", PAC 97, Vancouver, Canada, May 97.
- [Schr94] S.O. Schriber, "*Survey of Proposed High Intensity Accelerators and their Applications*", Proc. of the 1994 EPAC Conf., London, p. 213.
- [Sto96] J.E. Stovall et al., in *Proc. of the 18th Int. Linac Conf., LINAC'96*, 26-30 August 1996, Geneva, Switzerland, p. 680-691, 710-712, and LA-UR-96-2968.
- [Str83] J. Struckmeier, M. Reiser: "*Theoretical Studies of Envelope Oscillations and Instabilities of Mismatched Intense Charged Particle Beams in Periodic Focusing Channels*", GSI-83-11, Darmstadt, Germany, April 1983.
- [Str84] J. Struckmeier, J. Klabunde, M. Reiser, "*On the Stability and Emittance Growth of Different Particle Phase-Space Distributions in a Long Magnetic Quadrupole Channel*", Particle Accelerators, 1984, Vol. 15, p. 47.
- [Sym4] Proceedings of *Space Charge in Linear Accelerators Workshop*, May 1978, LA-7265-C, Los Alamos Scientific Lab.

Literaturverzeichnis

- [Tak99] H. Takeda, J.H. Billen, "*PARMILA*", LA-UR-98-4478, Revised August 17, 1999, Los Alamos National Laboratory, USA.
- [TRA] The TRASCO_AC Group, "*Status Of The High Current Proton Accelerator For The TRASCO Program*", Internal Report INFN/TC-00/23, 21 December 2000.
- [Uri00] D. Uriot & al., "*Design of a ramped-gradient drift-tube linac*", CEA internal report DAPNIA/SEA/IPHI 2000/69, 12 December 2000, France.
- [Wan80] T.P. Wangler, "Space Charge Limits in Linear Accelerators", Los Alamos National Laboratory Report LA-8388 (1980).
- [Wan98] T.P. Wangler, "*Principles of RF Linear Accelerators*", New York: J. Wiley & Sons, 1994. Report LA-8388 (1980).
- [Wei84] T. Weis, H. Klein, A. Schempp, "*Linear Accelerators Excited in the TE_{111} -Mode*", Proc. of the 1984 LINAC Conf., GSI 84-11, p. 417.
- [Wid28] R. Wideröe, in: *Archiv für Elektrotechnik* 21 (1928), p. 387.
- [You97] L. M. Young, "*Simulations Of The LEDA RFQ 6.7-MeV Accelerator*", PAC 97, Vancouver, Canada, May 97.

Lebenslauf

Lebenslauf

Name: Andreas Christoph Sauer

geboren am: 23. Sep. '66 in Fulda (Hessen)

Eltern: Winfried Sauer, Offizier der Bundeswehr
Brunhilde Sauer geb. Mannel, Schneiderin

Staatsangehörigkeit: Deutsch

Schulbildung: Sep. '73 - Jun. '77 Grundschule in Stadtallendorf (Hessen)
Sep. '77 - Jun. '88 Besuch des Karl-Ernst Gymnasium in Amorbach (Bayern)
Jul. '88 Allgemeine Hochschulreife

Studium: Okt. '90 Beginn des Physikstudiums (Diplom) an der J. W. Goethe-Universität Frankfurt/Main
Feb. '93 Vordiplomprüfung
Sep. '95 Beginn der Diplomarbeit, **Thema:** "Untersuchungen zum Einfluss von Strahlanpassung und Strahltransport auf die Teilchendynamik am Beispiel des alten HERA-RFQ-Injektors"
Jun. '98 Diplom-Hauptprüfung

Wehrdienst: Aug. '88 - Jul. '90 Zeitsoldat bei der Artillerie, Standort Tauberbischofsheim (Baden-Württemberg)

wiss. Tätigkeiten: Jul. '91 - Jun. '93 Hilfwissenschaftler am Institut für Kernphysik der J. W. Goethe-Universität Frankfurt/Main
Jul. '93 - Jul. '96 Hilfwissenschaftler am Institut für Wirtschaftsmathematik der J. W. Goethe-Universität Frankfurt/Main
Sep. '96 - Jul. '98 Hilfwissenschaftler am Institut für Angewandte Physik der J. W. Goethe-Universität Frankfurt/Main

Promotion: Sep. '98 Beginn der Arbeiten zur vorliegenden Dissertation, **Thema:** "Untersuchungen zur Teilchendynamik in Hochstromlinearbeschleunigern für leichte Ionen"
Mär. '03 Offizielle Abgabe der Dissertation

Akademische Lehrer (Universität Frankfurt/Main):

R. Becker, H. Behr, K. Bethge, F. Constantinescu, H. Dinges, R. Dreizler, T. Elze, J. Engels, U. Gerhardt, W. Greiner, H. Haug, I. Hofmann, R. Jameson, R. Jelitto, W. Kegel, H. Klein, J. Kummer, B. Lüthi, W. Martienssen, J. Maruhn, E. Mohler, U. Ratzinger, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, D. Schuch, W. Schwarz, R. Stock, H. Stöcker, H. Ströbele, M. Wagner, J. Weidmann.