Vergleich zwischen Messung und Simulation der HF-Eigenschaften einer 157 MHz IH-Struktur

Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik an der Goethe Universität Frankfurt am Main

vorgelegt von

Anja Seibel

Betreut von Prof. Dr. U. Ratzinger und PD Dr. H. Podlech

Frankfurt am Main, 02.12.2010

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Das FRANZ-Projekt **2**

2.1 Die einzelnen Komponenten. 4

2.1.1 Ionenquelle. 4

2.1.2 LEBT-Sektion. 4

2.1.3 Linac-Sektion. 5

2.1.4 Bunch-Kompressor 6

2.1.5 Detektoren. 6

3. Driftröhrenbeschleuniger **7**

3.1 Wideroe-Struktur. 8

3.2 Alvarez-Struktur. 8

3.3 IH-Struktur. 9

3.4 Funktionsweise eines Re-Bunchers. 16

4. HF-Parameter **19**

4.1 Gespeicherte Energie W. 19

4.2 Oberflächenwiderstand R_s 19

4.3 Verlustleistung P_c 20

4.4 Güte Q. 21

4.5 Beschleunigungsspannung U. 25

4.6 Shuntimpedanz Z_0 26

4.7 R/Q Faktor. 27

5. Störkörpermessmethode **28**

6. 157 MHz IH-Struktur **31**

6.1 Aufbau. 31

6.2 Einzelteile. 33

6.3 Versuchsaufbau für Störkörpermessung. 37

7. Simulation **38**

8. Messergebnisse **40**

9. Zusammenfassung **51**

Danksagung **55**

Literaturverzeichnis **57**

Anhang **59**

1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird eine 157 MHz IH-Struktur vermessen und mit den simulierten Werten verglichen. Dabei liegt die Motivation dieser Untersuchungen in der anschließenden Umsetzung in der Beschleunigeranlage des FRANZ-Projektes. FRANZ steht für **FRA**nkfurter-**N**eutronen-Quelle am Stern-Gerlach-**Z**entrum. Die dort geplanten Experimente sollen Aufschluss über bestehende Fragen im Bereich der Beschleunigerphysik, der Astrophysik und der Materialkundeforschung klären. Dabei werden beschleunigte Protonen, die von einer Ionenquelle bereitgestellt werden, auf ein Lithium-Target fokussiert. Dort entstehen niederenergetische Neutronen, die dann für die geplanten Experimente zur Verfügung stehen. Die Protonen werden auf eine Energie von 2 MeV beschleunigt. Beim FRANZ-Projekt ist die Kopplung eines 4-Rod-RFQ-Beschleunigers und einer IH-Struktur vorgesehen, um einen Hochfrequenzsender einzusparen [1]. Die FRANZ-IH-Struktur wird anders aufgebaut sein, als sie in dieser Arbeit untersucht wird.
In der vorliegenden Arbeit geht es darum, die Shuntimpedanzwerte zwischen Simulation und Messung für einen leistungstauglichen Resonator zu vergleichen.

Die Gliederung der Arbeit sieht wie folgt aus: Zunächst werden das FRANZ-Projekt beschrieben und die einzelnen Komponenten näher erläutert. Anschließend werden die wichtigsten Driftröhrenstrukturen erklärt und in diesem Zuge wird auch die IH-Struktur vorgestellt und beschrieben. Danach werden einige relevante Hochfrequenzparameter erläutert und auf die angewendete Störkörpermessmethode eingegangen. Daraufhin folgen die Entwicklung der Struktur in der Simulation und die sich daraus ergebenden Messergebnisse, die dann im anschließenden Teil mit den Messwerten der realen IH-Struktur verglichen werden.

2. Das FRANZ-Projekt

Die **Fra**nkfurter-**N**eutronen-Quelle am Stern-Gerlach-**Z**entrum an der Goethe Universität Frankfurt soll bestehende Fragen im Bereich der Beschleunigerphysik, der Astrophysik und der Materialforschung klären [1]. Dazu werden Protonen auf eine Energie von 2 MeV beschleunigt und auf ein Lithium-Target fokussiert. Dabei entstehen niederenergetische Neutronen, die dann für die geplanten Experimente zur Verfügung stehen. Zur Beschleunigung sieht das FRANZ-Projekt eine 4-Rod-RFQ-IH-DTL Kombination vor. Der Protonenstrahl wird zu 1 ns Pulsen mittels Bunchkompressor komprimiert, um entsprechend kurze Neutronenpulse am Target zu erzeugen. Die Pulswiederholungsfrequenz der Pulse beträgt dabei bis zu 250 kHz [2].

FRANZ ist nicht nur ein Neutronengenerator, sondern auch ein Prüfstand für neue Beschleuniger und Diagnosekonzepte für intensive Ionenstrahlen [2].

Die Beschleunigeranlage FRANZ besteht aus einer Ionenquelle, die auf 150 kV Potential liegt, einer anschließenden Beschleunigungsstrecke, und zwei abschließenden Experimentierstationen. Zunächst war für die Beschleunigerstrecke eine 4-Rod-RFQ- und eine CH-Struktur vorgesehen (siehe Abbildung 2.1), die nicht miteinander gekoppelt waren. Die Hochfrequenz wurde über einen Generator in jede Struktur einzeln eingespeist. Neuere Konzepte, die nun auch verwirklicht werden sollen, sehen eine Kopplung einer 4-Rod-RFQ- und einer IH-Struktur vor (siehe Abbildung 2.2), sodass nur noch ein Generator die Hochfrequenz in den 4-Rod-RFQ einspeist. Somit ist eine effizientere Teilchenstrahlbeschleunigung möglich. Eine Herausforderung ist allerdings eine einstellbare Kopplung zwischen 4-Rod-RFQ- und IH-Struktur.

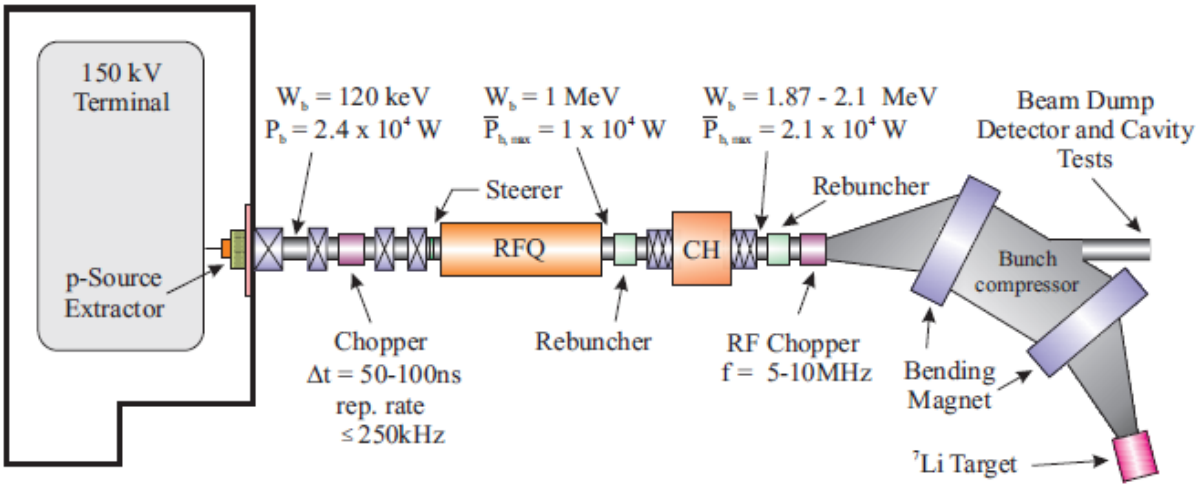


Abbildung 2.1: *Beschleunigerstrecke mit nichtgekoppelter 4-Rod-RFQ- und CH-Struktur* [1].

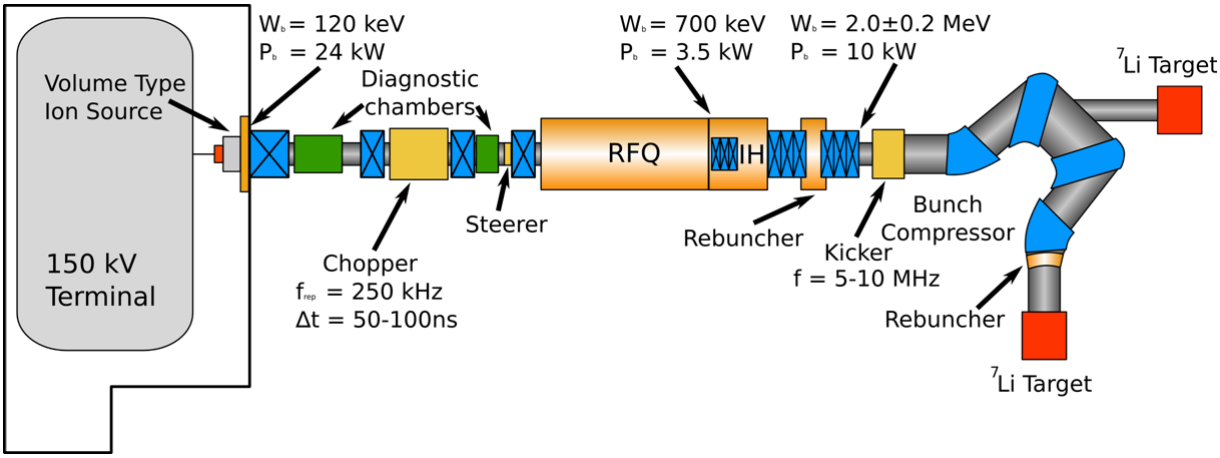


Abbildung 2.2: *Beschleunigerstrecke mit gekoppelter 4-Rod-RFQ-IH-Struktur und zwei abschließender Experimentieranlagen* [3].

2.1 Die einzelnen Komponenten

Die Beschleunigeranlage FRANZ besteht aus einer Ionenquelle, die auf 150 kV Potential liegt, einer anschließenden Beschleunigungsstrecke, die sich aus einer LEBT-Sektion, einer 4-Rod-RFQ-IH-Kopplung und einem Bunch-Kompressor zusammensetzt, und zwei abschließenden Experimentierstationen mit einem Lithium-Target ($^{7}Li(p,n)$).

2.1.1 Ionenquelle

Bei der Ionenquelle für FRANZ wird der Protonenstrahl aus einem Heizfaden (Filament), der sich in einem Gasentladungsplasma befindet, extrahiert. Die Quelle liefert einen 200 mA intensiven kontinuierlichen Protonenstrahl mit einer Energie von 120 keV. Der Protonenanteil beträgt nach Verlassen der Quelle im Ionenstrahl 90%. Verglichen mit anderen Ionenquellen ist die Plasmatemperatur und das Magnetfeld sehr klein, sodass der emittierte Strahl eine sehr kleine Emittanz hat. Dies bietet Möglichkeiten, die Ursachen des Emittanzwachstums entlang der Strahlachse zu erforschen [4].

2.1.2 LEBT-Sektion

Die LEBT-Sektion (**L**ow-**E**nergie-**B**eam-**T**ransport-Sektion) besteht aus vier Solenoiden und einem Chopper. Dieser Abschnitt dient zur Fokussierung, zum Transport und zur Anpassung des Protonenstrahls an die Akzeptanz des RFQ. Der Chopper (''Zerhacker''), der aus einem Kicker und einem Scheidewandmagneten besteht, befindet sich in der Mitte dieser Sektion und dient als Pulser, der den kontinuierlichen Strahl in Pulse mit einer Pulswiederholungsfrequenz von 250 kHz, in so genannte Macrobunche, teilt. Der resultierende Puls hat eine Länge von etwa 50-100 ns. [4]

2.1.3 Linac-Sektion

Nach der LEBT-Sektion wird der Strahl in die Linac-Sektion (**Lin**ear-**A**ccelerator-Sektion), bestehend aus einer 4-Rod-RFQ-IH-Struktur (RFQ= **R**adio **F**requency **Q**uadrupol; IH= **I**nterdigitale **H**-Mode-Struktur) injiziert und dort von einer Energie von 120 keV auf 2 MeV beschleunigt. Die gesamte 4-Rod-RFQ-IH-Struktur hat eine Länge von 2,35 m.

Die 4-Rod-RFQ-Struktur ist dabei 1,75 m lang und nach dem Durchgang des Strahls hat dieser eine Energie von rund 700 keV. Die sich anschließende IH-Struktur (siehe Abbildung 2.1.3.1) erstreckt sich über eine Länge von 60 cm, wonach der Strahl dann auf die angegebenen 2 MeV beschleunigt wird. Dabei beträgt die Frequenz in beiden Kavitäten 175 MHz.

Nach dem Durchlaufen der 4-Rod-RFQ-IH-Struktur entstehen aus den Gleichstrom-pulsen jeweils 9 Mikrobunche, mit einem Bunchabstand von etwa 5,7 ns. [2].

Ein Re-Buncher schließt die Linac-Sektion ab und sorgt für die nötige End-beschleunigung, wobei die finale Energie des Protonenstrahls variabel zwischen 1,8 und 2,2 MeV liegt.

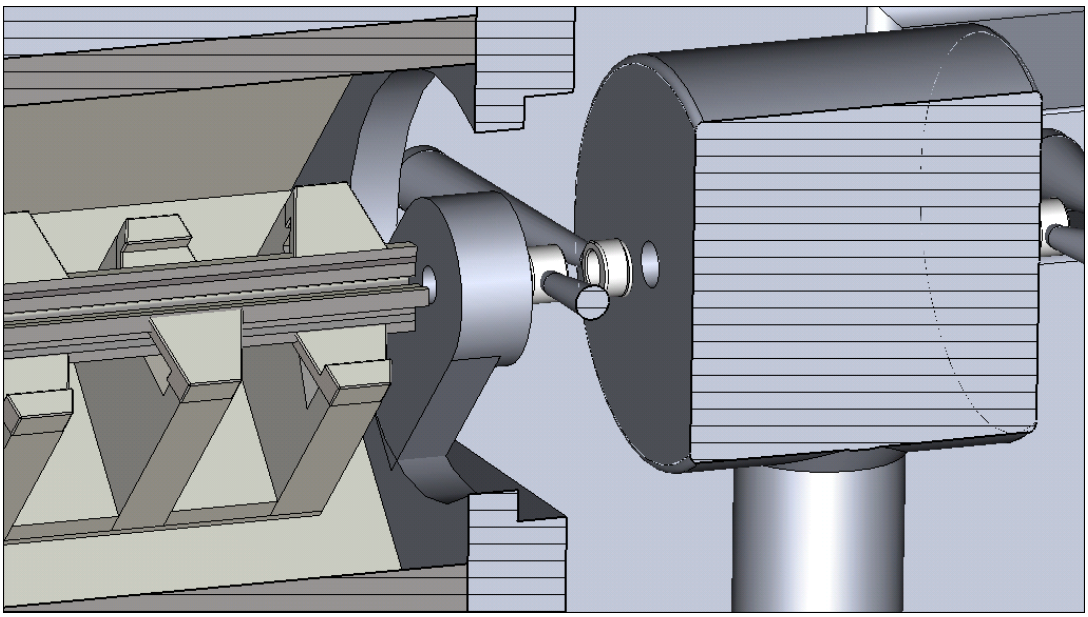


Abbildung 2.1.3.1: *Eine gekoppelte Beschleunigerstruktur bestehend aus einem 1,75 m langen 4-Rod-RFQ und einer anschließenden 60 cm langen IH-Driftröhrenkombination mit 8 Spalten zur Protonenbeschleunigung bis zu 2,03 MeV wie sie für FRANZ geplant ist* [5].

2.1.4 Bunch-Kompressor

Im Bunch-Kompressor werden 9 Mikrobunche aus der Mitte eines Makrobunches zu einem einzigen Bunch mit einer Pulslänge von 1 ns gebündelt. Die so entstandenen finalen Bunche haben dann eine Stromstärke bis zu 9,6 A. Ein 5 MHz Kicker lenkt dabei die 9 ankommenden Microbunche auf unterschiedlich lange Wege, sodass nach Durchlaufen des Kompressors alle 9 Bunche zu einem Bunch zusammengeführt werden [4].

2.1.5 Detektoren

Die Beschleunigeranlage FRANZ hat zwei Experimentierstationen, mit jeweils einem Lithium-Target [4]. Abhängig vom eingestellten Modus, wird je eine Experimentierstation vom Protonenstrahl angesteuert. Man unterscheidet dabei zwischen dem Kompressor- und dem Aktivierungs- Modus. Bei dem Kompressor-Modus (gepulster Betrieb) besteht der Detektor aus einem BaF_2-Kristall. Dabei wird der Protonenstrahl zu Pulsen von 1 ns mit Stromstärken bis zu 9,6 A und Pulswiederholungsfrequenzen von 250 kHz zusammengedrückt [2]. Im Kompressor-Modus durchlaufen die Pulse den Rebuncher und werden dadurch longitudinal fokussiert. Anschließend werden die Protonenpulse mit einer Stromstärke von bis zu 200 mA durch den Bunch-Kompressor auf das Lithium-Target gelenkt. Die am Lithium-Target herausgelösten Neutronen haben dabei eine Energie von 100 bis 500 keV [1]. Im Aktivierungs-Modus dient der Rebuncher zur Energievariation, die bis zu 200 keV betragen kann. Anschließend trifft der Protonenstrahl (cw) mit einer Stromstärke bis zu etwa 5 mA gerade (ohne durch den Bunch-Kompressor abgelenkt zu werden) auf ein Lithium-Target [6].

3. Driftröhrenbeschleuniger

Driftröhrenbeschleuniger bestehen, wie der Name schon sagt, aus einzelnen Driftröhren, die in einem Tank linear hintereinander angeordnet sind. In einen solchen Beschleunigertank wird dann eine HF-Leistung eingekoppelt. Die Einkopplung kann dabei sowohl induktiv als auch kapazitiv erfolgen. Bei der induktiven Kopplung wird mit einer Leiterschleife, die in den Beschleunigertank eingeführt wird, an das magnetische Wechselfeld des Tanks gekoppelt, indem es die eingebrachte Schleife durchdringt und aufgrund der zeitlichen Änderung des Flusses eine Spannung induziert. Bei der kapazitiven Kopplung wird mit einem Koaxialinnenleiter an das elektrische Feld des Beschleunigertanks gekoppelt. Die eingekoppelte HF-Leistung wird dann in Beschleunigungsspannung umgewandelt [7]. Die Beschleunigung bei Driftröhrenbeschleunigern erfolgt zwischen zwei Driftröhren, im so genannten Spalt oder Gap. Aufgrund der angelegten Wechselfelder im Tank, wird ein elektrisches Feld longitudinal in Strahlrichtung erzeugt, das die Teilchen bei ihrem Durchflug beschleunigt.

Da der Tank der Beschleunigerstrukturen meist eine zylindrische Form aufweist, werden die Schwingungsmoden an jene eines runden Hohlleiters angelehnt. Man unterscheidet hierbei zwischen transversal elektrischen $TE_{(m,n,l)}$- ($H_{(m,n,l)}$) Moden (magnetisches Feld zeigt in Strahlrichtung) und transversal magnetischen $TM_{(m,n,l)}$- ($E_{(m,n,l)}$) Moden (elektrisches Feld zeigt in Strahlrichtung). Die Indizes m, n und l bei den Moden geben dabei die Anzahl der Knotenpunkte der stehenden Feldhalbwellen an. Dabei bezieht sich jeder auf eine andere Koordinatenrichtung in Zylinderkoordinaten, da der Tank zylindersymmetrisch ist. m gibt die Anzahl der Knoten in azimtualer Richtung an, also den Modenindex φ in Zylinderkoordinaten. n gibt die Anzahl der Knoten in radialer Richtung an. Dies entspricht dem Modenindex r in Zylinderkoordinaten. l gibt die Anzahl der Stehhalbwellen in axialer Richtung z an. Das entspricht der Strahlrichtung [7].

Bei den Beschleunigerstrukturen unterteilt man prinzipiell in Wideroe- und Alvarez-Beschleuniger. Beide Strukturen zeichnen sich durch unterschiedliche Verhältnisse von Wellenlänge der HF und Spaltmittenabstände der Driftröhren aus [8].

Im Folgenden wird auf diese beiden Beschleunigerstrukturen näher eingegangen.

3.1 Wideroe-Struktur

Bei einer Wideroe-Beschleunigerstruktur [9] sind die Driftröhren mit einer wechselnden Hochfrequenzspannung verbunden, sodass aufeinander folgende Driftröhren entgegengesetzt aufgeladen sind. Dabei werden die Driftröhren auf der Strahlachse zentriert. Durchfliegende Teilchen können beschleunigt werden, wenn sie sich zum richtigen Zeitpunkt zwischen zwei Driftröhren befinden und das elektrische Feld gerade in Flugrichtung zeigt. Dabei wird das elektrische Feld umgeladen, wenn sich das Teilchen in der Driftröhre befindet. Sobald es die Driftröhre verlässt, zeigt das Feld wieder in Flugrichtung, sodass das Teilchen weiter beschleunigt werden kann. Damit eine optimale Beschleunigung stattfinden kann, müssen die Teilchengeschwindigkeit und der Spaltmittenabstand der Driftröhren genau aufeinander eingestellt sein. Ein Teilchen hat dann exakt eine halbe HF-Periode Zeit, um von einer Spaltmitte zur nächsten zu gelangen. Der Spaltmittenabstand beträgt deshalb $\frac{\beta\lambda}{2}$. Wobei $\beta = \frac{v}{c} =$ der relativistische Geschwindigkeit und $\lambda = \frac{c}{\nu} =$ der HF-Wellenlänge entspricht. Da nur jeder zweite Spalt beschleunigt, befindet sich auch immer nur in jedem zweiten Spalt ein Bunch [9].

3.2 Alvarez-Struktur

Ein Alvarez-Beschleuniger [10] kann im Vergleich zum Wideroe- Beschleuniger die notwendige HF-Leistung effizienter umsetzen. Dazu befinden sich die Driftröhren in einem leitenden Tank, in dem ein elektrisches Wechselfeld in Flugrichtung der zu beschleunigenden Teilchen angelegt wird. Das ganze Beschleunigersystem muss in einem bestimmten Schwingungsmodus betrieben werden, hier mit einem transversalen magnetischen Feld, also einer $TM_{(0,1,0)}$ - ($E_{(0,1,0)}$) Mode. Erfolgt im richtigen Zeitpunkt, sobald das Teilchen in die Driftröhre eindringt und wenn es diese wieder verlässt, eine Umpolung, kann das Teilchen beschleunigt werden. Anders als beim Wideroe-Beschleuniger ist hier das Teilchen im Innern der Driftröhre während einer ganzen

Halbwelle vom äußeren elektrischen Feld abgeschirmt. Dadurch bildet sich die Ladungsverteilung über die Driftröhren so aus, dass die Enden der Driftröhren entgegengesetzt aufgeladen sind. Somit zeigt das beschleunigende Feld in allen Spalten immer in die gleiche Richtung, sodass sich in jedem ein Bunch befinden kann. Da hier die Zeit, die das Teilchen von einem Spalt zum nächsten benötigt, eine ganze HF-Periode beträgt, ist der Spaltmittenabstand $\beta\lambda$ [10].

3.3 IH-Struktur

Die IH-Struktur [8], wobei IH für **I**nterdigitale **H**-Mode steht, ist eine so genannte H-Mode Beschleunigerstruktur. Interdigital bezieht sich dabei auf die Halterungen der Driftröhren und bedeutet, dass diese immer abwechselnd pro Driftröhre mit einer Seite der Tankwand verbunden sind. Besonderen Vorteil bieten diese Beschleunigertypen zur Beschleunigung schwerer Ionen im niederenergetischen Bereich, aufgrund der effizienten Umwandlung der eingekoppelten HF-Leistung in Beschleunigungsspannung. Eine IH-Struktur ist eine spezielle Form eines Driftröhrenbeschleunigers, die ähnlich der Wideroe-Struktur aufgebaut ist, mit einem Spaltmittenabstand von $\frac{\beta\lambda}{2}$. Bei der IH-Struktur wird ein elektrisches Wechselfeld an den leitenden Tankwänden angelegt, ähnlich wie beim Alvarez-Beschleuniger. In diesem Punkt unterscheidet sich die IH-Struktur vom Wideroe-Beschleuniger, bei dem die Driftröhren mit einer wechselnden HF-Spannung direkt verbunden wurden. Das Besondere der IH-Struktur ist, dass zur Beschleunigung ein Mode mit ursprünglich transversal elektrischer Feldrichtung genutzt wird. Hier besteht der Vorteil gegenüber anderen Beschleunigerstrukturen, zum Beispiel Alvarez-Beschleunigern, dass die Wandströme, also die elektrischen Felder, sehr viel kürzere Wege zurückzulegen haben, wodurch sich die HF-Verluste drastisch reduzieren. Besonderen Vorteil bietet diese Art der Beschleunigerstruktur aufgrund der kompakten Bauweise, sodass die Teilchen auf kürzestem Weg einen großen Energiegewinn erfahren.

Damit eine Beschleunigung der durchfliegenden Teilchen möglich ist, muss die IH-Struktur in einem bestimmten Schwingungsmodus betrieben werden. Da hier transversalelektrische Felder genutzt werden, handelt es sich im leeren IH-Resonator um eine $TE_{(1,1,1)}$- ($H_{(1,1,1)}$) Mode. Das heißt das elektrische Feld steht senkrecht auf der Strahlachse und das magnetische Feld erstreckt sich in Richtung der Strahlachse, also senkrecht zum elektrischen Feld.

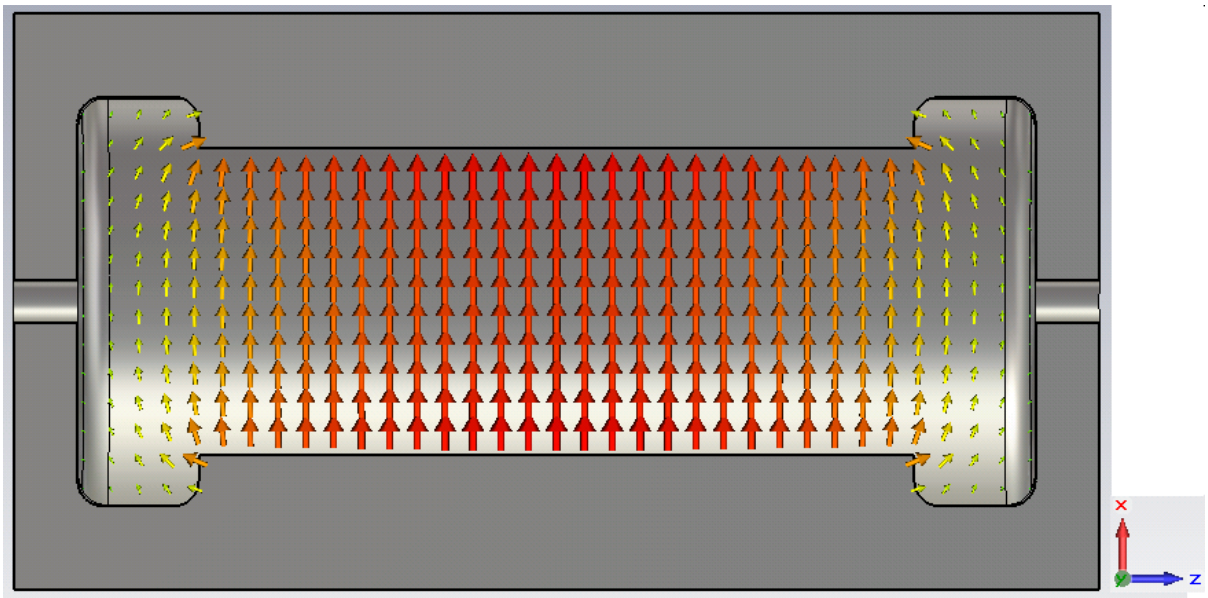


Abbildung 3.3.1: *Transversale elektrische Feldverteilung in der 157 MHz-IH-Struktur ohne Stützen und Driftröhren. Die Feldlinien sind in der Mitte des Tanks am stärksten, zum Rand hin fallen sie ab, dort befinden sich die Knotenpunkte der stehenden Halbwelle.*

Das Maximum des elektrischen Feldes befindet sich in der Mitte des Tanks, es liegt somit keine gleichmäßige Verteilung vor. Bei dem vorliegenden Feld handelt es sich also um eine stehende Halbwelle, die sich im Resonator ausbildet. Dabei sitzen die Knotenpunkte dieser stehenden Halbwelle an den Tankenden, das heißt das Feld (sowohl das magnetische als auch das elektrische Feld) nimmt zu den Tankenden hin ab. Dies ist anhand der beiden Abbildungen 3.3.1 und 3.3.2 gut zu erkennen.

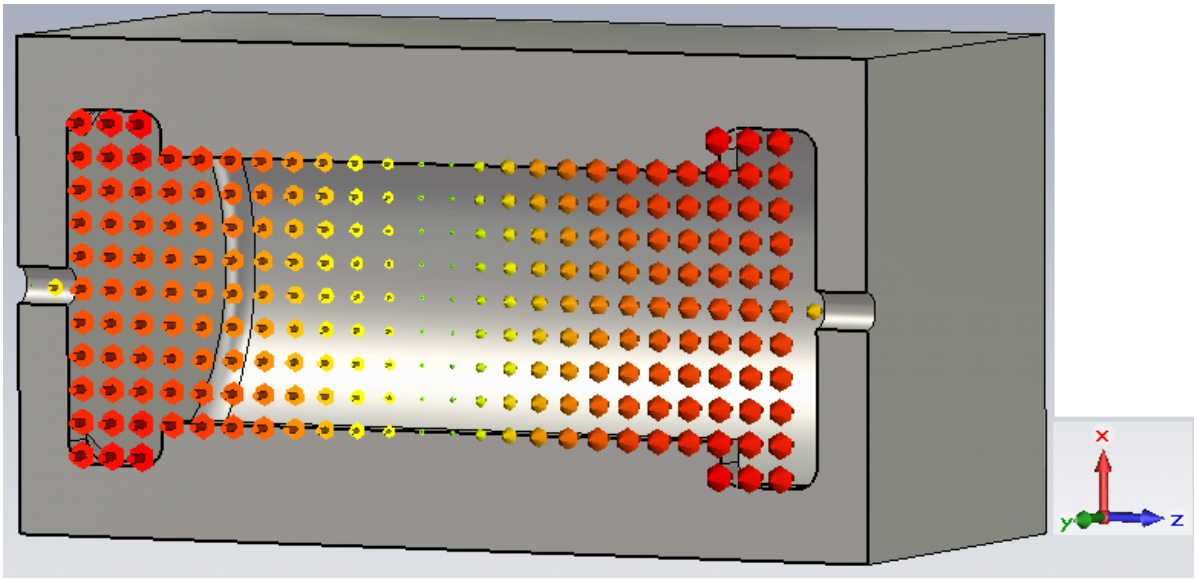


Abbildung 3.3.2: *Magnetfeldverteilung in der 157 MHz-IH-Struktur ohne Stützen und Driftröhren (Ansicht von oben). Dabei gehen die Magnetfeldlinien links in die Bildebene hinein, verlaufen an der hinteren Tankwand (hier nicht zu sehen) und kommen dann auf der rechten Seite wieder aus der Bildebene hervor. Diese laufen dann an der vorderen Tankwand entlang und schließen sich mit den links in die Bildebene laufenden Feldern zu einem Kreis.*

Da das elektrische Feld der leeren IH-Struktur senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht und somit nicht zur Beschleunigung der durchfliegenden Teilchen beitragen kann, erscheint der Schwingungsmodus der $TE_{(1,1,1)}$-Mode, in dem der Tank betrieben wird, zunächst für beschleunigende Zwecke nicht brauchbar. Durch den Einbau der Driftröhren und deren wechselseitigen Halterungen wird das elektrische Feld der $TE_{(1,1,1)}$- Mode allerdings umgebogen (siehe Abbildung 3.3.3). Diese Verbiegung des Feldes bewirkt, dass das ursprüngliche elektrische Feld nun auch eine Komponente in Strahlrichtung besitzt. Das resultierende elektrische Feld konzentriert sich in den Spalten und stellt eine effiziente Beschleunigung bereit. Aufeinanderfolgende Spalte haben hier, wie beim Wideroe-Beschleuniger, entgegengesetzte elektrische Felder, sodass nur jeder zweite Spalt von einem Bunch zur Beschleunigung belegt werden kann. Genauso wie bei der Wideroe- und der Alvarez- Struktur müssen auch hier die Teilchen immer zum richtigen Zeitpunkt im Spalt sein, um beschleunigt zu werden. Befindet sich das Teilchen in der Driftröhre, erfolgt eine Umpolung, sodass nach Austritt aus der Driftröhre wieder ein beschleunigendes Feld angetroffen werden kann.

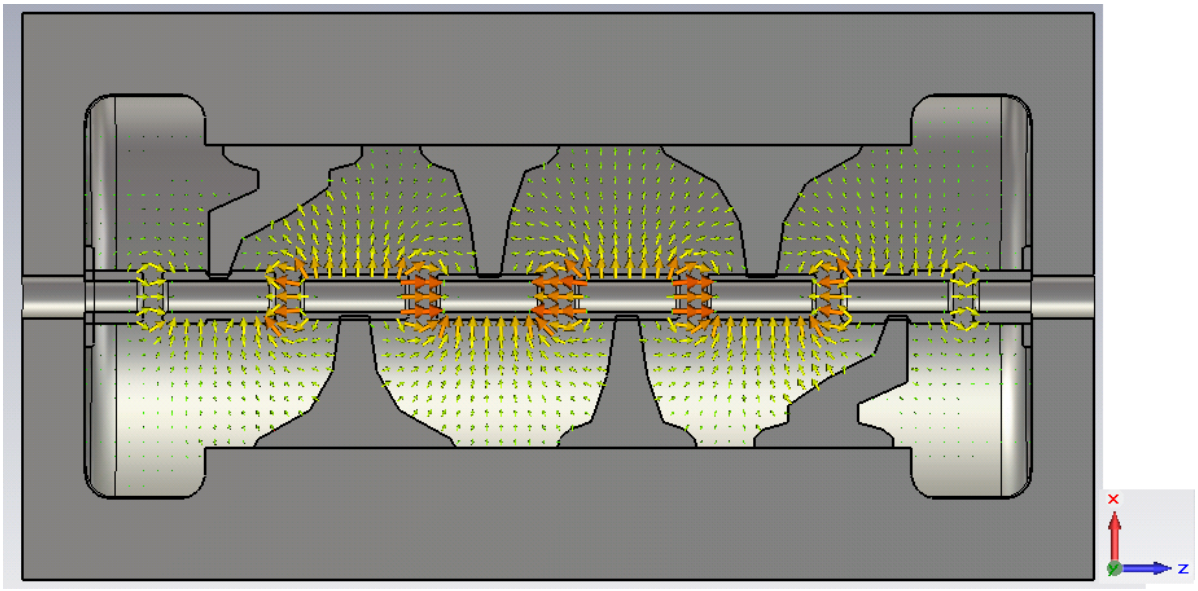


Abbildung 3.3.3: *IH-Tank mit eingebauten Stützen und Driftröhren (Ansicht von oben). Zu sehen ist der Strahlverlauf des elektrischen Feldes. Hierbei ist deutlich die Umbiegung des Feldes aufgrund der eingebauten Driftröhren zu erkennen.*

Das Eingangs- und das Ausgangsdriftrohr sind mit dem Beschleunigertank verbunden und schließen gemeinsam die Struktur ab. Diese beiden Driftröhren sind ungeladen, sodass der erste bzw. der letzte Spalt nur etwa die Hälfte der Spannung besitzt. Für die IH-Struktur ist es des Weiteren effizienter, wenn die Halterungen der Driftröhren nicht auf einem geraden Steg angebracht werden, sondern dieser an den Seiten Ausbuchtungen (Undercuts) hat, bzw. die letzten Driftröhrenhalterungen derart gebogen sind, dass das Magnetfeld besser eindringen und alle Driftröhren umschließen kann (siehe Abbildung 3.3.4). Dies bewirkt, dass sich das Feld um die Driftröhren verstärkt und sich zwischen allen Driftröhren nahezu die gleiche Spannung einstellt. Dadurch fallen die magnetischen und die elektrischen Felder zum Tankrand hin nicht ab und bleiben nahezu konstant. Man hat nun nicht mehr eine $TE_{(1,1,1)}$- Mode im Beschleunigertank, sondern aufgrund der fehlenden Knotenpunkte an den Tankenden nur noch eine $TE_{(1,1,0)}$- Mode, eine so genannte Null-Mode.

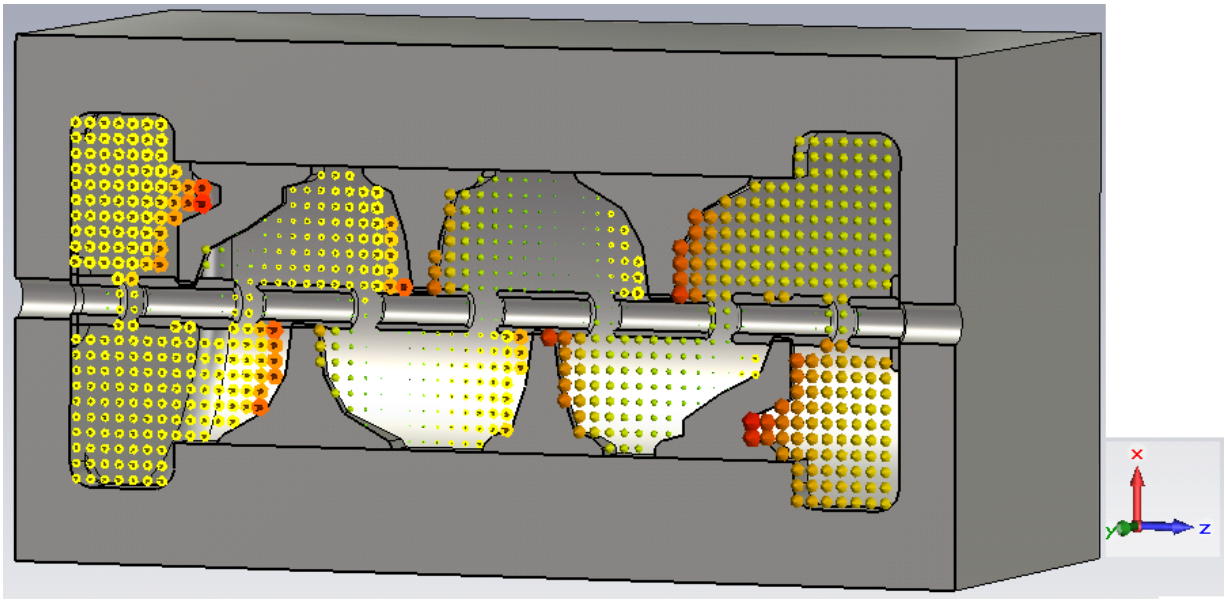


Abbildung 3.3.4: *IH-Tank mit eingebauten Stützen und Driftröhren (Ansicht von oben). Zu sehen ist der Strahlverlauf des magnetischen Feldes, das sich um jede einzelne Driftröhrenstruktur windet.*

Nach dem Einbau der Driftröhren in den leeren Beschleunigertank wird eine Vergrößerung der Kapazität festgestellt, die sich effektiv im Bereich der Driftröhren konzentriert. Durch die Einbringung der Rippen wird eine nahezu konstante Verteilung des Magnetfeldes im gesamten Tank erreicht. Dadurch sind die korrespondierenden Verluste der HF ebenso über den ganzen Tank homogen verteilt.
Die Einkopplung der HF-Leistung in den Tank erfolgt bei der IH-Struktur induktiv über eine Kopplerschleife. Aufgrund des Magnetfeldes in Tankwandnähe erfolgt die Einkopplung induktiv.

Der Vergleich der effektiven Shuntimpedanzen Z_{eff} mit anderen Beschleunigertypen zeigt, dass für den niederenergetischen Bereich mit $\beta \leq 0{,}1$ die IH-Struktur deutlich höhere Werte erzielen kann (siehe Abbildung 3.3.5). Aber schon im mittelenergetischen Anwendungsbereich reduzieren sich die Vorteile gegenüber anderen Strukturen.

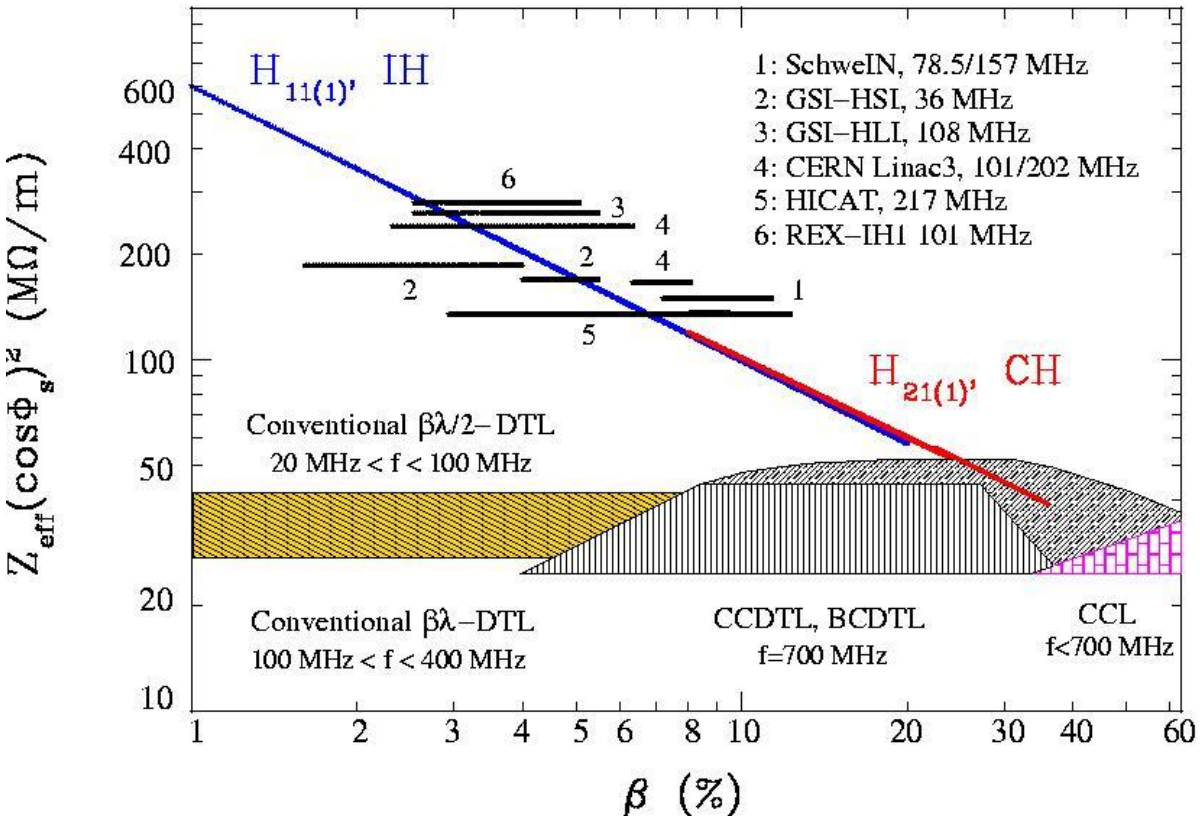


Abbildung 3.3.5: *Die effektiven Shuntimpedanzen in Abhängigkeit von β für verschiedene Driftröhrenbeschleuniger. Deutlich zu erkennen ist die höhere Shuntimpedanz im niederenergetischen Bereich für die IH-Struktur.* $Z_{eff} \cdot \cos \Phi_s^{\ 2}$ *ist dabei umgekehrt proportional zur Verlustleistung.*

Abbildung 3.3.6: *IH-Beschleuniger für die Heidelberger Tumorbehandlung mit drei internen Quadrupollinsen zur transversalen Fokussierung*[11].

Zusammenfassend kann man sagen, dass die IH-Struktur mehr und mehr Anwendung findet, zum Beispiel zur Tumorbehandlung (siehe Abbildung 3.3.6). Dies liegt zum einen an der kompakten Bauweise, die aufgrund der großen Spannungsunterschiede des Tanks, ermöglicht wird, an der hohen Shuntimpedanz die erreicht werden kann, sowie an den hohen Strömen die der Tank aushält. Außerdem vermischen sich innerhalb des Tanks keine Moden, dass heißt eine Mode bleibt über den ganzen Tank bestehen und sorgt so für eine optimale Beschleunigung. Mit der IH-Struktur können sowohl Protonen, als auch schwere Ionen beschleunigt werden. Die Hochfrequenzeinkopplung erfolgt am Einfachsten induktiv [8].

3.4 Funktionsweise eines Re-Bunchers

Teilchenpakete, so genannte Bunche, entstehen aus einem zunächst kontinuierlichen Strahl, zum Beispiel in einem RFQ- Beschleuniger. Wegen der verwendeten HF-Wechselfelder ist der Gebrauch von Bunchen in Beschleunigerstrukturen unumgänglich, es können demnach keine kontinuierlichen Strahlen beschleunigt werden. Durch die Beschleunigung der Bunche kommt es allerdings zu einer Phasenverschiebung und einem damit verbundenen Auseinanderlaufen der Bunche. Um dies zu verhindern, also um die Bunche in Strahlrichtung zusammenzuhalten, und somit die Phasenbreite des Strahls zu reduzieren, kommt es zum Einsatz so genannter Re-Buncher. Die verwendete Sollphase ist im negativen Bereich bei Φ_s=-90° (siehe Abbildung 3.4.1), man nutzt also den linearen Spannungsverlauf von -120° bis -60°. Ein Re-Buncher hält nur den Bunch zusammen, ohne ihn zu beschleunigen. Das Sollteilchen befindet sich bei einem Re-Buncher genau dann in der Mitte eines Spalts, wenn die Umpolung des elektrischen Wechselfeldes erfolgt. Daraus ergibt sich, dass Teilchen, die vor dem Sollteilchen in den Spalt eintreten, abgebremst werden, da zu diesem Zeitpunkt das Feld noch dem Strahl entgegengerichtet ist. Jene Teilchen die nach dem Sollteilchen in den Spalt eintreten, werden beschleunigt, da dann das Feld durch die Umpolung in Strahlrichtung zeigt. Sowohl die zu frühen, also auch die zu späten Teilchen bewegen sich dadurch um jeweils den gleichen Betrag zum Sollteilchen hin. Die Bunche werden so longitudinal verdichtet, die Hochfrequenzfelder bewirken allerdings gleichzeitig eine radiale Defokussierung. (Um der Defokussierung bei langen Beschleunigungsstrecken entgegenzuwirken, kommt es zum Einsatz von magnetischen Linsen.) Auf das Sollteilchen in der Mitte des Bunches wirkt keine longitudinale Kraft, es wird also weder beschleunigt, noch abgebremst (siehe Abbildung 3.4.2) [12].

Durch einen Re-Buncher wird ein Zeitfokus erzeugt, dass heißt der Teilchenstrahl wird kurzzeitig stark fokussiert, sodass alle Teilchen im Bereich der Sollphase liegen, bei mehr oder weniger gleicher Energie und Geschwindigkeit. Nach dem Re-Buncher kann dieser Zustand allerdings nur kurz gehalten werden, da aufgrund der Impulserhaltung der ``Kick`` auf die Teilchen immer noch wirkt, sodass die ehemals zu schnellen Teilchen noch langsamer werden und umgekehrt die vorher zu langsamen Teilchen noch schneller werden. Dadurch zieht sich der Bunch bei konstanter Energieunschärfe immer weiter auseinander.

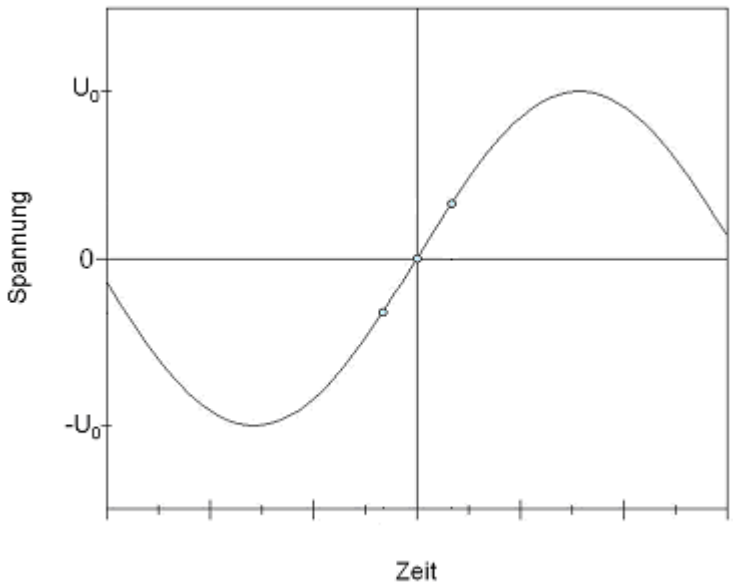


Abbildung 3.4.1: *Das Sollteilchen befindet sich in der Mitte des Bunches bei einer Phase von* Φ_s *=-90° und erfährt keine Beschleunigungsspannung. Die zu frühen Teilchen erfahren eine Abbremsung. Die zu späten Teilchen erfahren eine Beschleunigung. Dadurch wird der Strahl longitudinal fokussiert. Wie man sieht, liegt der Bunch im linearen Bereich des Sinus vor* [12].

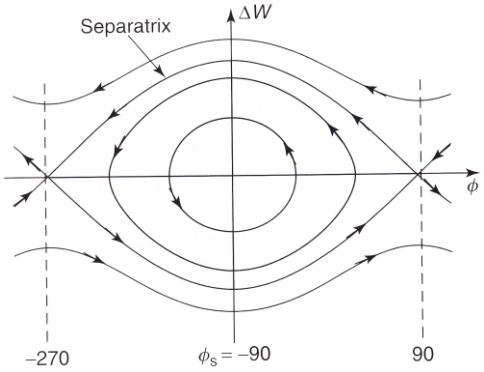


Abbildung 3.4.2: *Der Arbeitsbetrieb eines Re-Bunchers liegt bei einer Phase von Φ_s =-90°, wobei das Sollteilchen in der Mitte des Bunches keine Beschleunigung erfährt. Die zu schnellen sowie die zu langsamen bewegen sich zum Sollteilchen hin, sodass der Strahl longitudinal fokussiert wird. Im Phasenraum schwingen somit die zu schnellen und die zu langsamen Teilchen innerhalb der Separatrix um das Sollteilchen* [12].

Will man in eine Kavität von einem Beschleuniger zu einem Re-Buncher wechseln, ist das erste Driftrohr des Bunchers kleiner, da der erste Spaltmittenabstand $\frac{\beta\lambda}{4}$ beträgt. Die nachfolgenden Spaltmittenabstände sind dann wieder konstant $\frac{\beta\lambda}{2}$.

Betreibt man Beschleuniger und Re-Buncher in zwei getrennten Kavitäten, so liegt zwischen ihnen eine gewisse Driftstrecke. Zudem werden Beschleuniger und Re-Buncher mit einem Phasenschieber betrieben, der die ankommende HF-Leistung in der richtigen Phase in den Tank leitet.

4. HF-Parameter

HF-Parameter sind charakteristische Größen zur Beschreibung eines Beschleunigers. Die Wichtigsten werden hier für Driftröhrenbeschleuniger genannt, dabei wird immer der Fall einer normalleitenden Struktur betrachtet.

4.1 Gespeicherte Energie W

Die gespeicherte Energie W ergibt sich durch Integration über das gesamte Tankvolumen und kann sowohl über das elektrische, als auch über das magnetische Feld bestimmt werden, da beide im Mittel die gleiche Energie besitzen [7]:

$$W = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V \left|\vec{H}\right|^2 dV = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \int_V \left|\vec{E}\right|^2 dV \quad . \tag{4.1}$$

4.2 Oberflächenwiderstand R_S

Der Oberflächenwiderstand R_S ist definiert über die Abhängigkeit zur Schichtdicke δ und zur Leitfähigkeit σ des Tankmaterials:

$$R_S = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\frac{\mu_0\omega_0}{2\sigma}} = \sqrt{\frac{\pi\mu_0 f_0}{\sigma}} \quad . \tag{4.2}$$

($\omega_0 = 2\pi f_0 =$ Kreisfrequenz; $f_0 =$ Resonanzfrequenz; $\mu_0 =$ magnetische Feldkonstante)

Für Beschleunigertanks, die mit hochfrequenten Wechselfeldern betrieben werden, fließt, aufgrund des Skin-Effektes (siehe Abbildung 4.2.1), der Strom nur in einer dünnen Schicht an der Tankoberfläche. Die Ursache dafür liegt in der inneren Selbstinduktion. Das äußere elektrische Wechselfeld bewirkt einen Stromfluss im Leiter. Dadurch verändert sich das Magnetfeld und induziert Wirbelströme, die dem Stromfluss entgegenwirken, sodass dieser in der Mitte des Leiters stark abgeschwächt wird und an den Rand des Materials gedrängt wird [7].

Für die Schichtdicke δ, die dem Strom noch zum Durchfließen bereitsteht, gilt:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f_0 \mu_0 \mu_r}} \tag{4.3}$$

(ρ = spezifischer Widerstand, μ_r = Permeabilität).

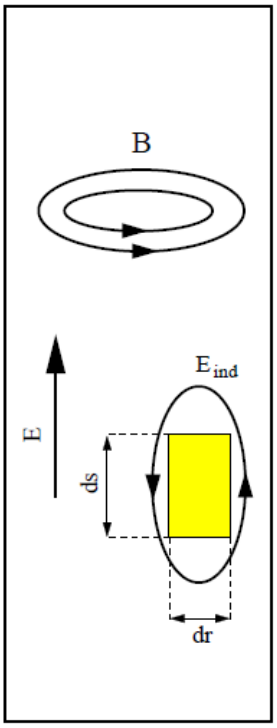


Abbildung 4.2.1: *Skin-Effekt an einem durch ein äußeres elektrisches Wechselfeld erzeugten Stromfluss in einem Leiter. Dadurch entsteht ein wechselndes Magnetfeld, welches Wirbelströme induziert, dass dem Stromfluss entgegengerichtet ist und diesen an den Rand des Leiters verdrängt* [7].

4.3 Verlustleistung P_c

Die Verlustleistung oder auch dissipierte Leistung P_c ergibt sich durch Integration über die gesamte Tankoberfläche, denn hier treten am meisten Verluste des magnetischen Feldes auf. Hier spielen also nur die ohmschen Verluste, die an den Tankwänden entstehen, eine Rolle [7]:

$$P_c = \frac{1}{2} R_s \int_S \left|\vec{H}\right|^2 ds \quad . \tag{4.4}$$

4.4 Güte Q

Die Güte [7] ist ein Maß für die ohmschen Verluste in einem Beschleunigertank, dass heißt wie viel Energie pro Schwingungsperiode T verloren geht bzw. dissipiert wird.
Bei der Güte unterscheidet man zwischen der intrinsischen oder auch unbelasteten Güte Q_0 und der belasteten Güte Q_L. Von der intrinsischen Güte spricht man, wenn es nur um Verluste in den Tankwänden geht. Im Gegensatz dazu bezeichnet die belastete Güte die Verluste unter Berücksichtigung des Teilchenstrahls oder auch des Ein- und Auskopplers:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_c} \quad \text{und} \quad Q_L = \frac{\omega_0 W}{P_{tot}} \tag{4.5}$$

($P_{tot} = P_c + P_e + P_t =$ Gesamtverlustleistung, wobei $P_e =$ Verluste der emittierten Leistung des Einkopplers und $P_t =$ Verluste der transmittierten Leistung des Auskopplers sind).
Setzt man für die Gesamtverlustleistung die einzelnen Komponenten ein, so ergibt sich:

$$\frac{P_{tot}}{\omega_0 W} = \frac{P_c + P_e + P_t}{\omega_0 W} \quad . \tag{4.6}$$

Setzt man diesen Zusammenhang in die Definition für die belastete Güte aus (4.5) ein, erhält man:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t} \quad . \tag{4.7}$$

Damit ergeben sich externe Güten für den Ein-und Auskoppler:

$$Q_e = \frac{\omega_0 W}{P_e} \quad \text{und} \quad Q_t = \frac{\omega_0 W}{P_t} \quad . \tag{4.8}$$

Hohe Werte für die Güte sind Voraussetzung für effiziente Beschleuniger. Um dies zu erreichen, müssen die Verluste möglichst gering ausfallen. Dazu wiederum werden die stromdurchflossenen Resonatorbauteile möglichst groß dimensioniert, sowie mit glatten und gut leitenden Oberflächen ausgestattet.
Der Zusammenhang zwischen intrinsischer und belasteter Güte sieht wie folgt aus:

$$Q_0 = Q_L \; 1 + \beta \quad . \tag{4.9}$$

Wobei β dem Kopplungsparameter entspricht, für den gilt:

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{P_R / P_f}}{1 \mp \sqrt{P_R / P_f}} \tag{4.10}$$

(P_R = reflektierte Leistung, genauer gesagt Generatorleistung abzüglich der Leistung, die in den Beschleunigertank gelangt; P_f = Vorwärtsleistung, also die gesamte zum Resonator gesendete Leistung).

Der Kopplungsparameter lässt sich allerdings auch über die S-Parameter bestimmen. Bei den S-Parametern handelt es sich im Wesentlichen um Wellenamplituden-verhältnisse zwischen hin- und rücklaufender Welle der eingekoppelten HF-Leistung. Sie werden mittels Netzwerkanalysator gemessen. Für den Kopplungsparameter ist nur der S_{11} - Parameter wichtig, der die Leistung angibt die zum Port 1, aus dem die Leistung in den Tank eingekoppelt wird, zurückreflektiert wird:

$$\beta = \begin{cases} \dfrac{1+|S_{11}|}{1-|S_{11}|} & \text{für } S_{11} > 0 \quad ; \\ \dfrac{1-|S_{11}|}{1+|S_{11}|} & \text{für } S_{11} < 0 \quad . \end{cases} \tag{4.11}$$

Für den S-Parameter gilt dabei: $|S_{11}| = 10^{S_{11}(\mathrm{dB})/20}$.

Der Kopplungsparameter ist bei kritischer Einkopplung genau 1, das heißt wenn die gesamte eingekoppelte Leistung in den Beschleunigertank gelangt und nichts reflektiert wird. Dabei ergibt sich dann für die intrinsische Güte $Q_0 = 2Q_L$.

Der Kopplungsparameter β setzt sich aus β_e für den Einkoppler und β_t für den Auskoppler zusammen $\beta = \beta_e + \beta_t$:

$$\beta_e = \frac{Q_0}{Q_e} = \frac{P_e}{P_c} \quad \text{und} \quad \beta_t = \frac{Q_0}{Q_t} = \frac{P_t}{P_c} \quad . \tag{4.12}$$

Wird so schwach angekoppelt, dass $\beta < 1$ ($P_R > P_f$) wird, so entspricht die intrinsische Güte ungefähr der belasteten, da nur eine geringe Wechselwirkung zwischen Koppler und Resonatorfeld besteht und somit die Verluste im Resonatortank überwiegen. Dieser Zusammenhang lässt sich in Gleichung (4.7) erkennen, da bei schwacher Ankopplung eine kleine Einkopplungsschleife gewählt wird, ist hier die Güte Q_e sehr groß, sodass

$\frac{1}{Q_e} \to 0$ geht. Zudem wird der Auskoppler auch sehr klein gewählt, sodass $\frac{1}{Q_t} \to 0$.

Daraus folgt $Q_0 \approx Q_L$.

Die Güte lässt sich experimentell über die Breite Δf der Resonanzkurve zwischen den 3-dB Punkten bestimmen (siehe Abbildung 4.4.1). Dabei wird die Resonanzkurve eingestellt, indem man die Frequenz der eingekoppelten HF im Bereich der Resonanz variiert. Als Folge ergibt sich die bekannte Resonanzkurve, die so genannte Lorentzkurve. Die Breite Δf der Resonanzkurve erhält man an der Stelle, an der die Amplitude $A\ f$ (z.B.: das Feld oder die Spannung) auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ – ten Teil vom Maximalwert abgefallen ist. Die Punkte, an denen die Amplitude auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ – ten Teil abgefallen ist, zusammen mit dem Punkt am Maximum, bezeichnet man als 3-dB Punkte. Die Resonanzkurve wird von einem Netzwerkanalysator aufgezeichnet. Durch den Anschluss des Beschleunigertanks an die Messanordnung, wird dieser durch die Quellen- und Lastwiderstände belastet, sodass nicht die intrinsische Güte, sondern vielmehr die belastete Güte bestimmt wird.

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{f_0}{f_2 - f_1} \quad . \tag{4.13}$$

Über den Kopplungsparameter lässt sich aber ganz leicht auf die intrinsische Güte schließen, mit zuvor genanntem Zusammenhang.

Für die Amplitude A(f) gilt dabei:

$$|A\ f| = \frac{|A_{max}|}{\sqrt{1 + \tan\Delta\Phi^{\ 2}}} \tag{4.14}$$

(A_{max} = Amplitude bei Resonanzfrequenz; $\tan\Delta\Phi = \frac{2Q_L\Delta f}{f_0}$).

Aus dieser Formel lässt sich auf die Güte zurückschließen, wenn der Maximalwert der Amplitude A_{max} auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ – ten Teil abgefallen ist. Das entspricht dann genau einem Abfall von 3 dB bzw. einer Phasenverschiebung von $\Delta\Phi = \pm 45°$.

Damit ergibt sich für $\tan 45° = 1$:

$$1 = \frac{2Q_L \; f_0 - f_1}{f_0} \quad ;$$
$$1 = \frac{2Q_L \; f_2 - f_0}{f_0} \quad . \tag{4.15}$$

Durch Addition beider Gleichungen ergibt sich die unbelastete Güte $Q_L = \frac{f_0}{\Delta f}$ [10].

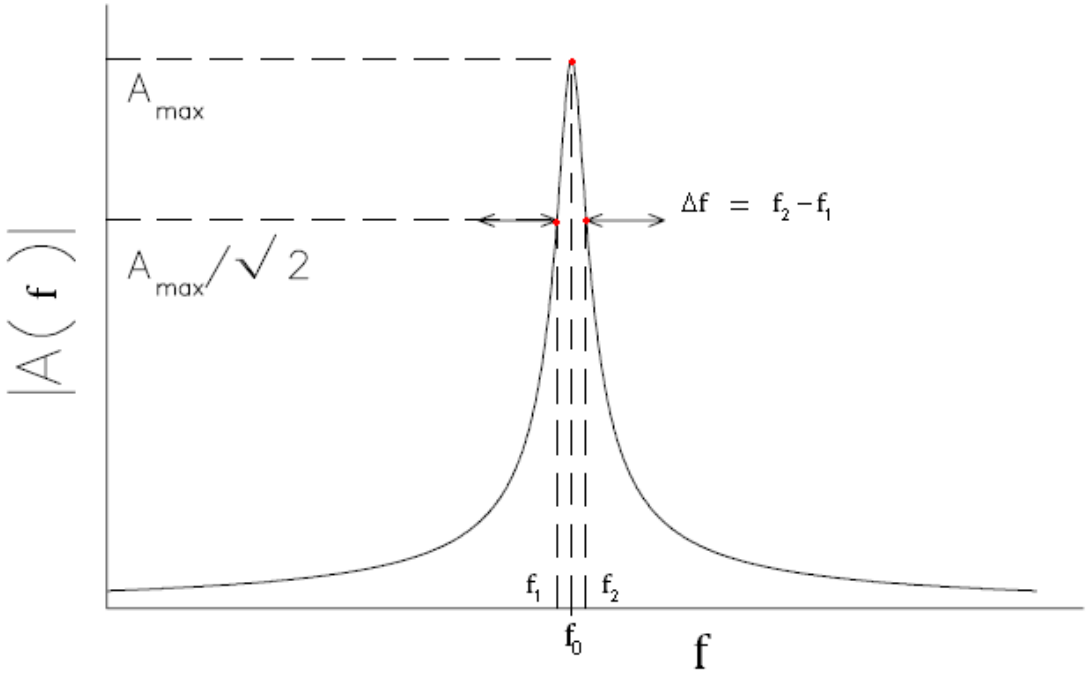


Abbildung 4.4.1: *Resonanzkurve um die Resonanz f_0, wobei die Amplitude A(f) (z.B.: das elektrische oder magnetische Feld) als Funktion der Frequenz f aufgetragen wurde. Dabei ist die Amplitude bei der Resonanzfrequenz f_0 am größten. Die Güte ergibt sich aus der Breite der Resonanzkurve Δf zwischen den 3-dB Punkten, die in obenstehender Abbildung rot markiert wurden. Die Punkte befinden sich an der Stelle, an der die Amplitude auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ – ten Teil abgefallen ist* [7].

4.5 Beschleunigungsspannung U

Bei der Beschleunigungsspannung U unterscheidet man zwischen der maximalen Beschleunigungsspannung U_0 und der effektiven Beschleunigungsspannung U_{eff}. Beide Spannungen erstrecken sich über den gesamten Beschleunigertank mit Länge l.

Bei unendlich hoher Geschwindigkeit der durchfliegenden Teilchen ergibt sich die maximale Beschleunigungsspannung über das Wegintegral des elektrischen Feldes in Flugrichtung z:

$$U_0 = \int_0^l E_z dz \quad . \tag{4.16}$$

Da die verwendeten Teilchen allerdings nicht relativistisch sind und somit nicht mit unendlich hoher Geschwindigkeit durch den Tank fliegen, muss das beschleunigende elektrische Feld genau dann maximal sein, wenn sich das Teilchen im Spalt zwischen zwei Driftröhren befindet. Da ein elektrisches Wechselfeld vorliegt, baut sich das Feld noch auf wenn das Teilchen aus der Driftröhre in den Spalt fliegt und umgekehrt baut es sich schon wieder ab, bevor das Teilchen in der nächsten Driftröhre verschwindet (siehe Abbildung 4.5.1). Somit wirkt auf die durchfliegenden Teilchen nicht die maximale Beschleunigungsspannung, sondern eine etwas abgeschwächtere Spannung, die man als effektive Spannung U_{eff} bezeichnet [7]:

$$U_{eff} = \int_0^l E_z \cos \omega t \; z \quad dz \quad . \tag{4.17}$$

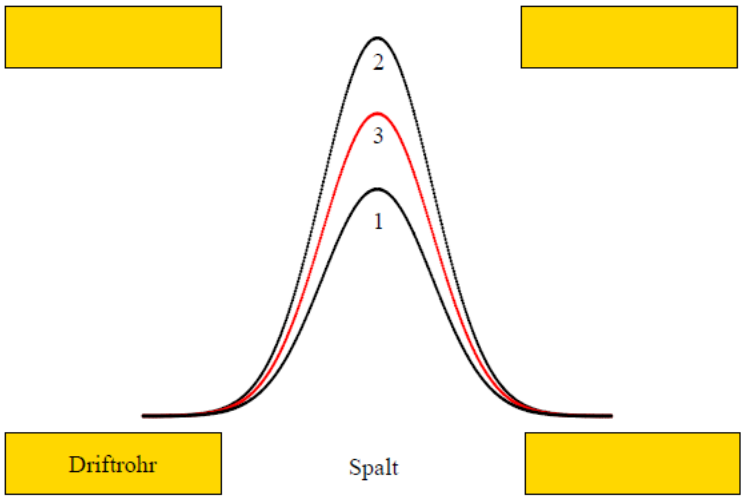


Abbildung 4.5.1: *Elektrische Feldverteilung in einem Beschleunigungsspalt. Kurve 1 zeigt den Fall, dass sich das Feld bei Eintritt des Teilchens noch nicht vollständig aufgebaut hat und bei Austritt bereits abgenommen hat. Kurve 2 zeigt das maximal auf das Teilchen wirkende Feld in der Mitte des Spaltes. Somit entspricht Kurve 3 dem Feld das tatsächlich auf das Teilchen wirkt, also dem effektiven Feld* [7].

4.6 Shuntimpedanz Z_0

Die Shuntimpedanz Z_0 bietet einen direkten Vergleich zwischen verschiedenen Beschleunigertanks, da die Impedanz proportional zur Länge l des Tanks ist. Dabei ist die Impedanz ein Maß dafür, wie gut die eingekoppelte HF-Leistung im Beschleunigertank in Beschleunigungsspannung umgewandelt werden kann, also wie effizient der Tank ist.

Damit ergibt sich für die Shuntimpedanz eines Beschleunigertanks:

$$Z_0 = \frac{U_0^2}{P \cdot l} = \frac{\left(\int_0^l E_z dz\right)^2}{P \cdot l} \quad . \tag{4.23}$$

Für einen Driftröhrenbeschleuniger gilt unter Berücksichtigung der Anzahl der Spalten N_G:

$$Z_0 = \frac{N_G^2 U_0^2}{P \cdot l} \quad . \tag{4.24}$$

Die Anzahl der Gaps ergibt sich aus: $N_G = \frac{2 \cdot l}{\bar{\beta} \cdot \lambda}$, wobei $\bar{\beta}$ der Teilchengeschwindigkeit in der Mitte eines Spaltes entspricht. Für diese Geschwindigkeit gilt bei konstanter Gapspannung: $\bar{\beta} = \left(\frac{\beta_i^3 + \beta_f^3}{2} \right)^{\frac{1}{3}}$ (mit $\beta_i, \beta_f =$ Teilchengeschwindigkeiten am Ein- und Ausgang des Spaltes) [8].

4.7 R/Q Faktor

Bei dem R/Q Faktor handelt es sich um eine normierte Shuntimpedanz, zum Vergleich verschiedener Beschleunigertanks ohne lineare Dimensionen. Der nachfolgende Faktor ist in der Lage anzugeben, wie effizient die elektrischen Beschleunigungsfelder auf die Flugachse gebündelt werden [7]:

$$\frac{R_{eff}}{Q_0} = \frac{U_0^2 T^2}{P_c} \cdot \frac{P_c}{\omega_0 W} = \frac{\int E_z \cos\ \omega_0 t\ ^2}{\frac{1}{2} \omega_0 \varepsilon_0 \int_V |E|^2\, dV} \quad . \tag{4.25}$$

5. Störkörpermessmethode

Bei der Störkörpermessmethode [13] wird mit zwei unterschiedlichen Störkörpermaterialien eine Störung der Feldverteilung im Resonator erzeugt, um die HF-Felder am Ort der Störung zu messen. Als Störkörpermaterial dient zum Einen eine Metallkugel, die zur Störung des elektrischen sowie des magnetischen Feldes aufgrund der Permeabilität ε und der Dielektrizität μ und zum Anderen eine Teflonkugel, die nur eine Störung des elektrischen Feldes, aufgrund der Dielektrizität, bewirkt. Das magnetische Feld bleibt also bei einem dielektrischen Störkörper ungestört. Der Störkörper ist an einem Nylonfaden befestigt und wird über Rollen und einen Motor mit konstanter Geschwindigkeit durch den Resonator, zum Beispiel entlang der Strahlachse in einem Beschleuniger, gezogen. Dadurch erhält man eine lineare eindimensionale Feldmessung. Befindet sich einer der beiden Störkörper im Resonator, so kommt es, je nach Material des Störkörpers, zu einer Resonanzfrequenzverschiebung zwischen Sender- und Resonatorfrequenz, was sich in einer Phasenverschiebung äußert. Anhand dieser kann das elektrische Feld am Ort des Störkörpers bestimmt werden.

Im Gegensatz zu direkten Feldmessungen, zum Beispiel mit Hilfe von Sonden, hat die Störkörpermessmethode den Vorteil, dass nur kleine Störungen der Feldverteilung bei der Messung auftreten. Durch das Eindringen des Störkörpers (meist kugelförmig) in den Resonator kommt es zu einer lokalen Änderung der Feldverteilung durch Permeabilität und Dielektrizität des Störkörpers. Mit der elektromagnetischen Änderung des Feldes ist eine Energieänderung verbunden, die proportional zum Volumen, der Polarisation und der Magnetisierung des Störkörpers ist.

Für die Änderung der Energie gilt:

$$\Delta W = -\frac{1}{4}\vec{p}\vec{E}_u^* - \frac{1}{4}\vec{m}\vec{H}_u^* \tag{5.1}$$

($\vec{p}$ = elektrisches Moment, $\vec{m}$ = magnetisches Moment, $\vec{E}_u^*$ = ungestörtes komplex konjugiertes elektrisches Feld, $\vec{H}_u^*$ = ungestörtes komplex konjugiertes magnetisches Feld).

Mit Hilfe der allgemeinen Resonatorstörformel lässt sich der Zusammenhang zwischen gemessener Resonanzfrequenzverschiebung und ungestörtem (ursprünglichen) Resonatorfeld angeben. Dabei hat ein möglichst kleiner Störkörper den Vorteil, dass die

Feldverteilung auf den gesamten Resonator bezogen mit und ohne Störkörper nahezu gleich ist, sodass durch den Störkörper kein Sprung in der Mode verursacht werden kann.

Somit ergibt sich für die Resonatorstörformel für verlustfreie dielektrische und permeable Störkörper:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\vec{p}\vec{E}_u^* + \vec{m}\vec{H}_u^*}{4W} \tag{5.2}$$

(W= gespeicherte Energie des ungestörten Resonators).

Mit

$$\vec{p} = \int_{\Delta V} \vec{P} dV; \quad \vec{m} = \int_{\Delta V} \vec{M} dV; \quad \vec{P} = \varepsilon - 1\ \varepsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{M} = \mu - 1\ \mu_0 \vec{H}; \quad W = \frac{1}{4}\int_V \left(\varepsilon_0 \left|\vec{E}_u\right|^2 + \mu_0 \left|\vec{H}_u\right|^2 \right) dV$$

ergibt sich die allgemeine Resonatorstörformel zu:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\int_{\Delta V} \ \varepsilon - 1\ \varepsilon_0 \vec{E}\vec{E}_u^* + \ \mu - 1\ \mu_0 \vec{H}\vec{H}_u^* \ dV}{\int_V \left(\varepsilon_0 \left|\vec{E}_u\right|^2 + \mu_0 \left|\vec{H}_u\right|^2 \right) dV} \quad . \tag{5.4}$$

Für kleine Störkörperdimensionen ergibt sich für die allgemeine Resonatorstörformel:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\Delta V \quad \mu - 1\ \mu_0 \vec{H}\vec{H}_u^* + \ \varepsilon - 1\ \varepsilon_0 \vec{E}\vec{E}_u^*}{4W} \quad . \tag{5.5}$$

Um den Zusammenhang der gemessenen Resonanzfrequenzverschiebung $\frac{\Delta f}{f_0}$ und den ungestörten (ursprünglichen) Resonatorfeldern $\vec{E}_u, \vec{H}_u$ zu bestimmen, müssen die elektrischen und magnetischen Felder im Störkörper bestimmt werden. Eine genaue Berechnung dieser Felder, aus den von außen angelegten, homogenen, ursprünglichen Feldern, ist nur für Rotationsellipsoide möglich (z.B.: Kugel), denn nur dann ist das innere Feld im Störkörper $\vec{E}, \vec{H}$ selbst wieder homogen.

Setzt man nun die Werte für $\vec{E}$ ($\vec{E} = \frac{3}{\varepsilon + 2}\vec{E}_u$) und $\vec{H}$ ($\vec{H} = \frac{3}{\mu + 2}\vec{H}_u$) für einen kugelförmigen Störkörper in die Resonatorstörformel ein, so ergibt sich (mit $\Delta V = (1/6)\pi d^3$):

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\pi d^3}{8W}\left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\varepsilon_0 \left|\vec{E}_u\right|^2 + \frac{\mu - 1}{\mu + 2}\mu_0 \left|\vec{H}_u\right|^2 \right) \quad . \tag{5.6}$$

Für einen dielektrischen Störkörper (mit $\mu = 1$) erhält man für die Frequenzverschiebung Δf_d:

$$\frac{\Delta f_d}{f_0} = -\frac{\pi d^3}{8W}\left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\varepsilon_0 \left|\vec{E}_u\right|^2\right) \quad . \tag{5.7}$$

Wie man erkennen kann, kommt es unter Einsatz eines dielektrischen Störkörpers zu einer Frequenzerniedrigung und aufgrund des Zusammenhangs zur gespeicherten Energie im Resonator nimmt diese ebenfalls ab $\Delta f / f_0 = \Delta W / W$.

Zur Vereinfachung der Resonatorstörformel lässt sich noch eine Störkörperkonstante g einführen.

Für einen dielektrischen Störkörper gilt: $g_d = \pi d^3 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$. (5.8)

Daraus folgt für die Resonatorstörformel im Falle einer dielektrischen Störkörperkugel:

$$\frac{\Delta f_d}{f_0} = -\frac{g_d}{8W}\varepsilon_0 \left|\vec{E}_u\right|^2 \quad . \tag{5.9}$$

Setzt man $\tan\Delta\Phi = 2Q\frac{\Delta f}{f_0} \rightarrow \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\tan\Delta\Phi}{2Q}$ in (5.9) ein, so ergibt sich für das ungestörte elektrische Feld $\left|\vec{E}_u\right| = \sqrt{\frac{\Delta f_d}{f_0}\frac{8W}{g_d\varepsilon_0}}$:

$$\left|\vec{E}_u\right| = \sqrt{\frac{\tan\Delta\Phi}{2Q}\frac{8W}{g_d\varepsilon_0}} \quad . \tag{5.10}$$

Mit $Q = \frac{\omega_0 W}{P}$ (wobei P= Verlustleistung [W]) ergibt sich für das elektrische Feld:

$$\begin{aligned} \left|\vec{E}_u\right| &= \sqrt{\frac{\tan\Delta\Phi}{2}\frac{P}{\omega_0 W}\frac{8W}{g_d\varepsilon_0}} \quad \text{mit}\ \omega_0 = 2\pi f_0 \\ &= \sqrt{\frac{\tan\Delta\Phi}{2}\frac{P}{2\pi f_0}\frac{8}{g_d\varepsilon_0}} \\ &= \sqrt{\frac{2P}{\pi f_0 \varepsilon_0 g_d}\tan\Delta\Phi} \quad . \end{aligned} \tag{5.11}$$

6. 157 MHz IH-Struktur

In diesem Kapitel wird die IH-Struktur vorgestellt, an der die Simulation und die Messung durchgeführt werden (siehe Abbildung 6.1.1).

6.1 Aufbau

Der IH-Tank besteht aus zwei zylindrischen Halbschalen, die über einen Mittelrahmen miteinander verbunden sind. In dessen Mitte befindet sich in Höhe der Strahlachse auf jeder Seite des Tanks ein Eingangs- und Ausgangsdriftrohr, die die Struktur abschließen (siehe Abbildung 6.1.2). Dies wird später genutzt um den Störkörper bei der Störkörpermessung durch den Tank entlang der Strahlachse zu ziehen. Im Innern der Struktur befinden sich die 6 Driftröhren, die über eine Rippe am Mittelrahmen befestigt sind. Diese lassen sich auf der Rippe verschieben und die Spaltabstände variieren, sodass die IH-Struktur sowohl als Beschleuniger, als auch als Re-/De-Buncher aufgebaut werden kann. Alle Teile im Innern der Struktur bestehen aus Kupfer, bzw. wurden verkupfert, um eine bessere Leitfähigkeit zu gewährleisten. In dieser Arbeit ist die IH-Struktur als Re-Buncher aufgebaut, wobei der Aufbau theoretisch keine Rolle spielt, da hier nur die Feldverteilung in den Spalten bestimmt werden soll und keine Teilchen die Struktur durchlaufen. An der oberen Halbschale des Tanks sind zudem zwei Flansche zum Ein- und Auskoppeln der HF-Leistung enthalten. Die Einkopplung erfolgt dabei induktiv über eine Leiterschleife. Zusätzlich ist in der oberen Halbschale noch der in der Höhe variable Tuner eingebaut, um die Frequenz zu variieren.

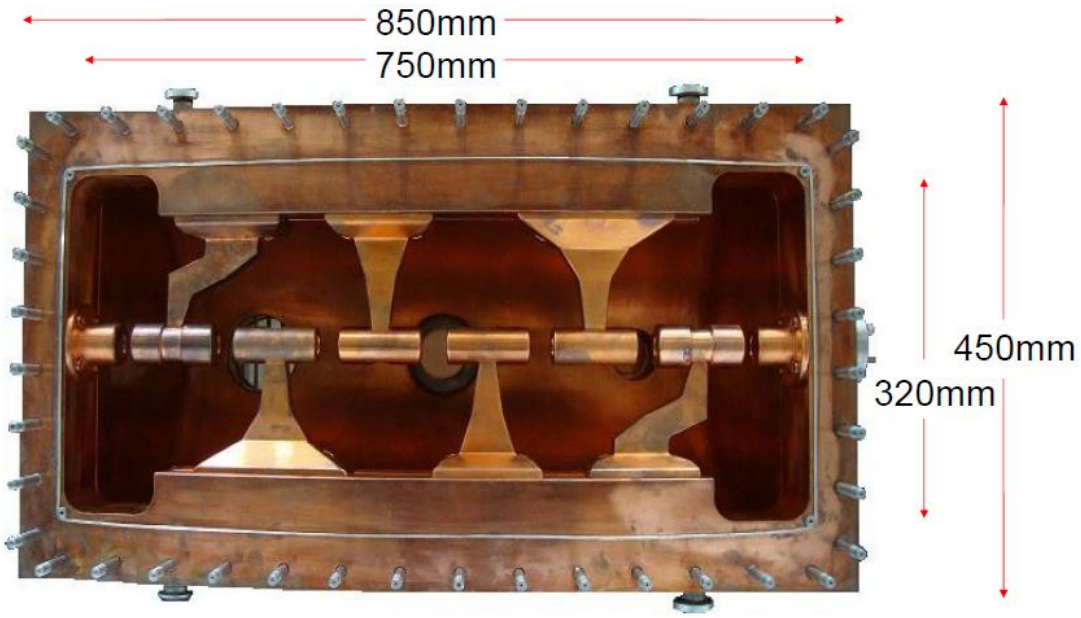


Abbildung 6.1.1: *Abmessungen des IH-Beschleunigertanks, mit einer Länge von 850 mm (von der Innenwand aus gemessen erhält man eine Länge von 750 mm) und einer Breite von 450 mm (von der Innenwand aus gemessen erhält man eine Breite von 320 mm).*

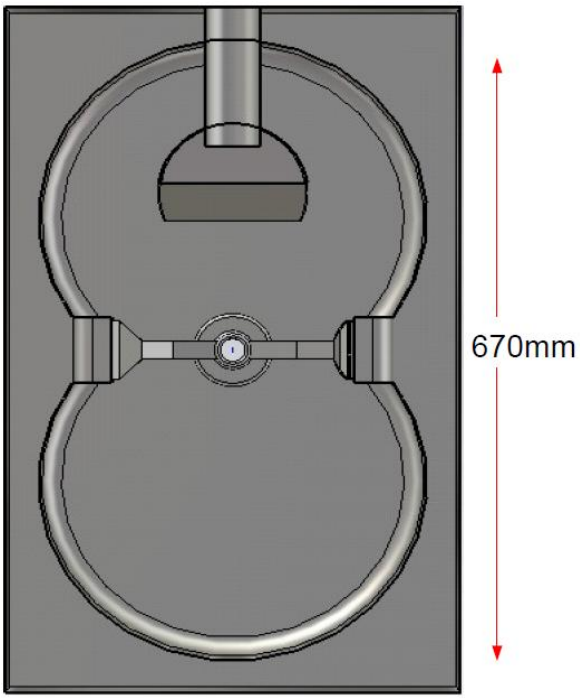


Abbildung 6.1.2: *Blick in Strahlrichtung, mit den beiden aufeinander liegenden Halbschalen, die über den Mittelrahmen miteinander verbunden sind. Die Höhe der Struktur von den Innenwänden gemessen beträgt dabei 670 mm. Außerdem sieht man die Driftröhren, die über eine Rippe am Mittelrahmen befestigt sind und den Tuner, der sich in der Mitte der Struktur über den Driftröhren befindet.*

6.2 Einzelteile

Driftröhren

Die IH-Struktur besitzt 6 Driftröhren, die in ihrer Position auf der Rippe variabel sind. Außerdem lassen sich die Driftröhren von ihren Halterungen entfernen und durch andere ersetzen, um so die Driftröhrenlängen bzw. die Spaltabstände zu verändern. Durch die beiden genannten Punkte, ist es möglich die Struktur sowohl zu beschleunigenden Zwecken, als auch als Re-/De-Buncher zu verwenden.

Bei den 6 Driftröhren hat man, wie aus Abbildung 6.1.1 ersichtlich ist, je zwei Geometrien, die sich gleichen. Somit unterscheiden wir zwischen 3 unterschiedlichen Driftröhrenlängen und Halterungsstrukturen.

Die Driftröhrenlängen liegen bei 83,3mm, 86,1 mm und 89,4 mm (siehe Abbildung 6.2.1 und 6.2.2). Die Länge von Driftröhre und Stütze beträgt 141 mm. Die Driftröhren haben einen Innendurchmesser von 24,7 mm und einen Außendurchmesser von 36 mm, bzw. 42,2 mm bei den äußersten Driftröhren, damit die Frequenz im gewünschten Bereich liegt.

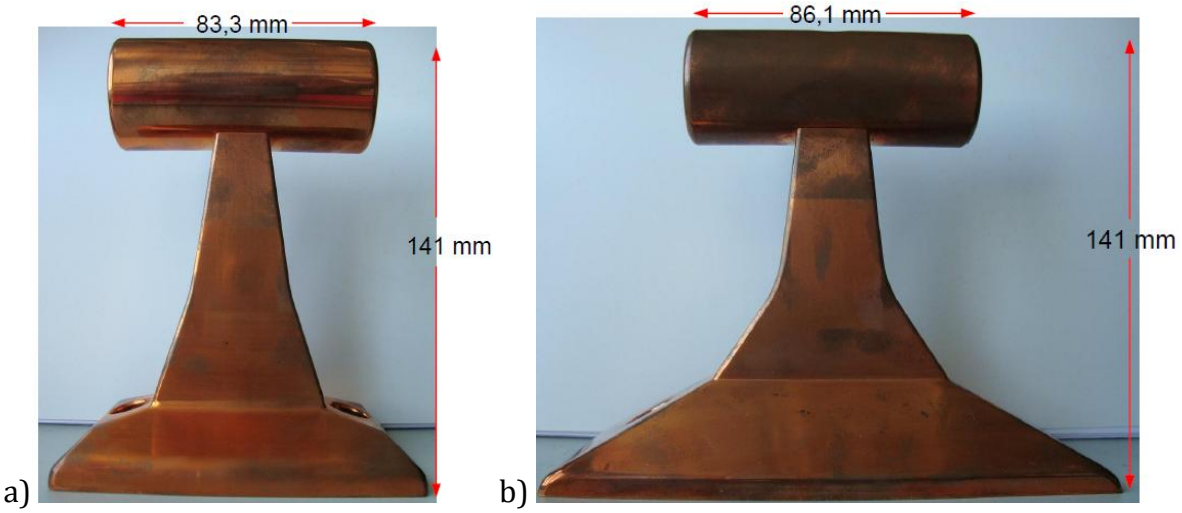


Abbildung 6.2.1: *a) Driftröhrengeometrie in der Mitte der Struktur, mit einer Driftröhrenlänge von 83,3 mm.*
b) Driftröhrengeometrie zwischen den innersten und den äußersten Driftröhren, mit einer Länge von 86,1 mm.

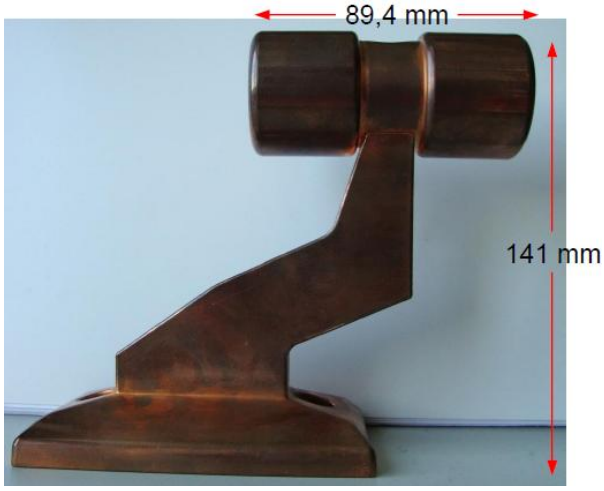
c) 

Abbildung 6.2.2: *c) Driftröhrengeometrie ganz außen, mit einer Driftröhrenlänge von 89,4mm. Hier sieht man auch die Verdickungen, die zu dem größeren Außendurchmesser von 42,2mm führen, damit die gewünschte Frequenz erreicht wird.*

Spaltabstände

Aufgrund der 6 Driftröhren besitzt die Struktur 7 Spalte zur Beschleunigung bzw. zum Bunchen. Diese nehmen vom Rand der Struktur bis zum mittleren Spalt zu und nehmen dann wieder zum Rand hin ab.

Spaltnummer	Spaltabstand [mm]
1	15,3
2	20
3	22
4	26
5	22
6	20
7	15,3

Tuner

Der dynamische Tuner befindet sich in der Mitte der Struktur über den Driftröhren, hat eine Länge von 400mm, eine Höhe von 100mm und eine Breite von 136mm (siehe Abbildung 6.2.3). Dabei lässt er sich in der Höhe, also im Abstand zur Strahlachse variieren. Die Aufgabe des Tuners ist es, die Frequenz zu beeinflussen und zu verändern, um bei der gewünschten Frequenz zu landen. Dabei kommt es, ob gewollt oder nicht gewollt, zu einer geringen Feldveränderung. Normalerweise erfolgt dies durch Inneneinbauten, indem zum Beispiel ein statischer Tuner (Verdrängungskörper) eingebaut wird. Ziel ist es, durch den Tuner die richtige Beschleunigungsspannung zwischen den Spalten bei der richtigen Frequenz zu erhalten.

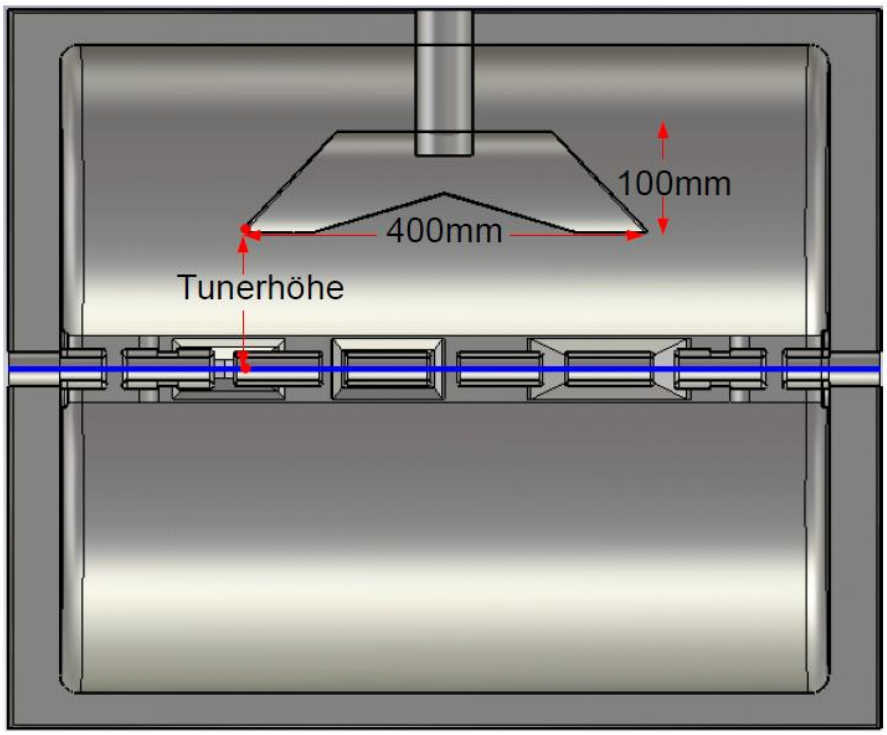


Abbildung 6.2.3: *Der Tuner hat eine Länge von 400mm, eine Höhe von 100mm und eine Breite von 136mm. Mit der Tunerhöhe, die bei den Messungen variiert, ist der Abstand des tiefsten Punktes des Tuners zur Strahlachse gemeint. Der kleinste Abstand des Tuners zur Strahlachse kann dabei 35mm und der größte Abstand 130mm betragen. Der Tuner wird bei den Messungen in diesem Intervall in 5mm-Schritten durchgefahren.*

Kopplungsschleifen

Die Einkopplung der HF-Leistung erfolgt induktiv über eine Leiterschleife aus Kupfer. Die Auskopplung der transmittierten Leistung erfolgt über eine weitere Kopplungsschleife (oder auch Pickup genannt) (siehe Abbildung 6.2.4 und 6.2.5).

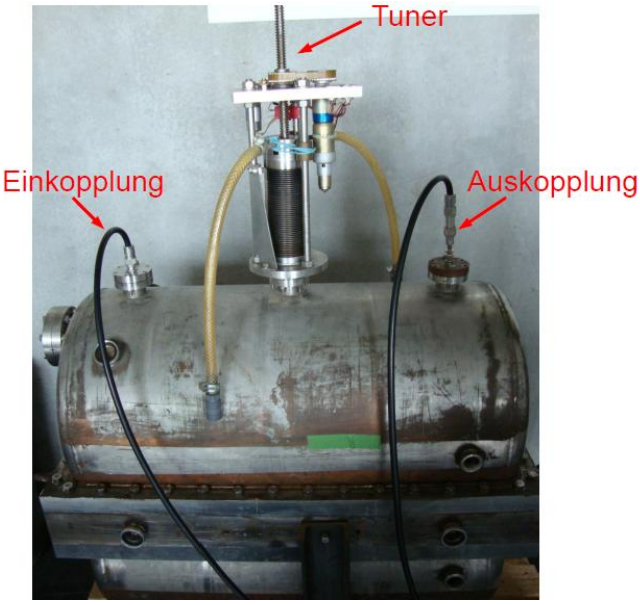


Abbildung 6.2.4: *Tank mit der Einkopplung der HF-Leistung links, dem Tuner in der Mitte und der Auskopplung der transmittierten Leistung rechts. Ein-und Auskoppler sind mit einem Netzwerkanalysator verbunden, um aus der transmittierten Leistung die Frequenz, die Güte und die Shuntimpedanz zu bestimmen.*

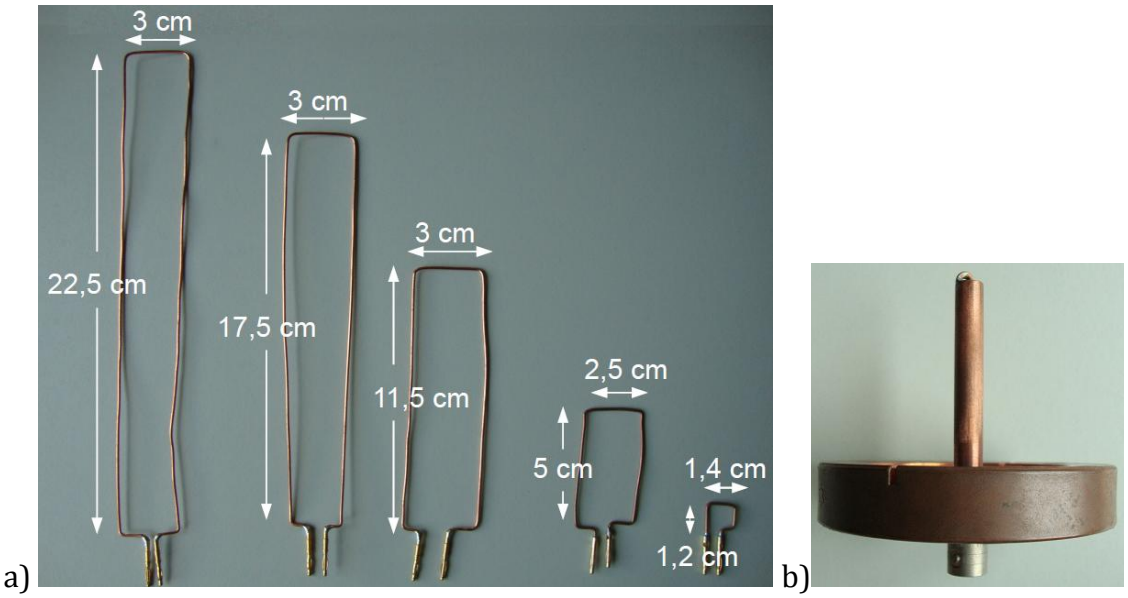


Abbildung 6.2.5: *a) Verschiedene Einkopplungsschleifen; je nach Größe der Schleife, wird stärker oder schwächer eingekoppelt. b) Pickup oder Auskoppler.*

6.3 Versuchsaufbau für Störkörpermessung

Bei der Störkörpermessung des elektrischen Feldes wird eine Teflonkugel an einem Nylonfaden befestigt und so entlang der Strahlachse über Rollen von einem Motor mit konstanter Geschwindigkeit gezogen. Der Faden muss gespannt sein, damit die Kugel, ohne die Driftröhren zu berühren, durch den Tank gelangt (siehe Abbildung 6.3.1). Dabei kommt es zu einer Phasenverschiebung des Feldes durch den Störkörper. Diese Phasenverschiebung kann mit Hilfe eines Netzwerkanalysators aufgezeichnet werden. Die Auswertung der Daten erfolgt dann in OriginPro 8.1G. Um auf das ungestörte elektrische Feld im IH-Tank zu schließen, wird die Proportionalität zwischen Phasenverschiebung und elektrischem Feld genutzt, dass heißt $\sqrt{\Delta\Phi} \sim E$.

Abbildung 6.3.1: *Versuchsaufbau für die Störkörpermessung an der IH-Struktur. Zur Spannung des Fadens werden Umlenkrollen verwendet, die den Faden dann in Höhe der Strahlachse in den Tank führen. Damit sich die Teflonkugel mit konstanter Geschwindigkeit durch den Tank bewegt, ist ein Motorantrieb nötig, der über eine Rolle den Faden antreibt.*

7. Simulation

Die IH-Struktur wurde nach den genauen Maßen der Konstruktionszeichnungen virtuell im Simulationsprogramm Microwave Studio (MWS, CST Studio Suite 2010) nachgebaut (siehe Abbildung 7.1 und 7.2), um anschließend die gewonnenen Ergebnisse mit den experimentellen Werten zu vergleichen und zu sehen, ob Simulation und Messung miteinander übereinstimmen. Man kann aber schon im Vorfeld davon ausgehen, dass Abweichungen zu erwarten sind. Dies liegt zum Einen daran, dass im Simulationsprogramm die Ein- und Auskopplung der Leistung und zum Anderen die ungewollten realen Effekte nicht simuliert werden können. Solche Effekte können zum Beispiel Korrosion oder Verunreinigungen an der Oberfläche des Modells sein, die die Resonanzfrequenz verändern. Zudem lassen sich nicht alle Geometrien im Detail nachsimulieren, was wiederum zu Abweichungen von den Messwerten führt.
Das Simulationsprogramm Microwave Studio unterteilt den Hohlraum der IH-Struktur in Gitterpunkte, an denen die Messungen vorgenommen werden. Je mehr Gitterpunkte vorhanden sind, desto genauer sind die Simulationen.

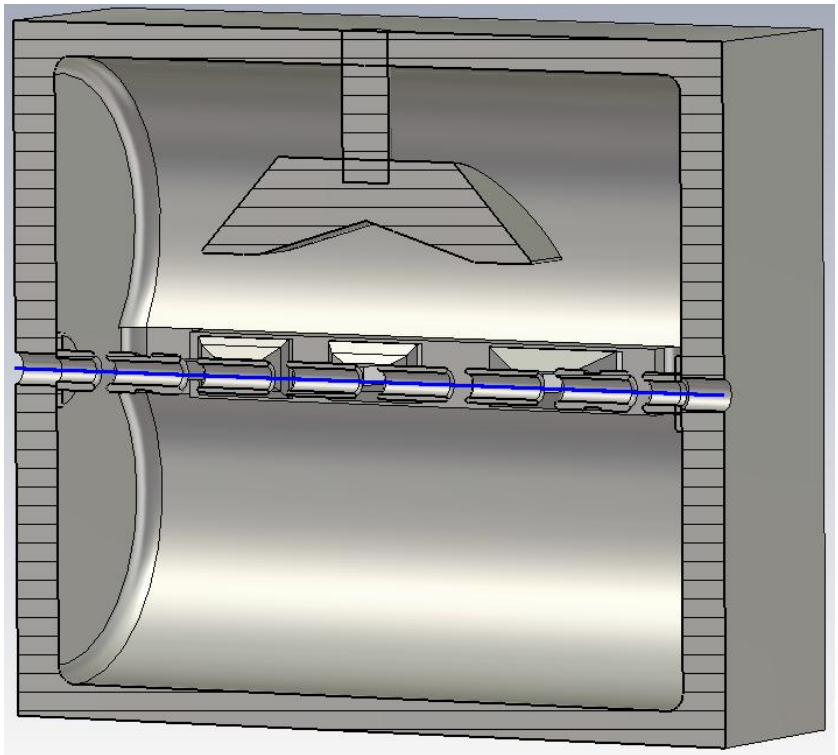


Abbildung 7.1: *Seitlicher Schnitt durch die simulierte IH-Struktur. Die blaue Linie soll dabei die Strahlachse darstellen.*

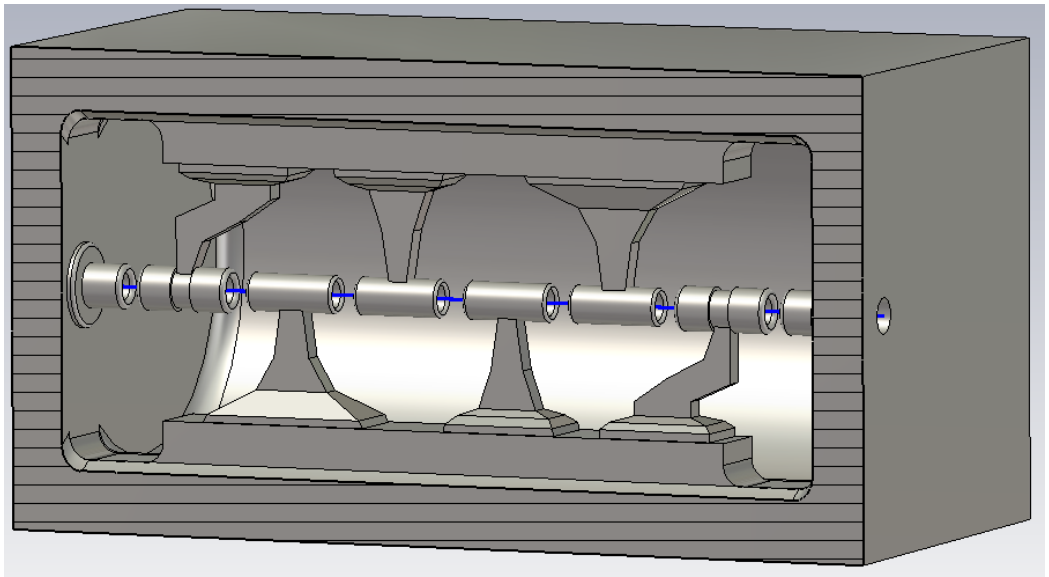


Abbildung 7.2: *Schnitt durch die simulierte IH-Struktur mit Blick von oben. Hier sieht man deutlich, dass die Stützen abwechselnd pro Driftröhre mit einer Seite der Tankwand verbunden sind. Dies macht die charakteristische Eigenschaft der IH-Struktur aus, wodurch aufeinander folgende Spalte entgegengesetzte elektrische Felder haben, sodass nur jeder zweite Spalt zur Beschleunigung belegt ist.*

8. Messergebnisse

Gemessen wird die Phasenverschiebung entlang der Strahlachse der IH-Struktur mit Hilfe der Störkörpermessmethode. Da es sich bei dem Störkörper um eine Teflonkugel mit einem Durchmesser von 6 mm handelt, wird über die Phasenverschiebung das elektrische Feld entlang der Strahlachse bestimmt. Dabei wird der Tuner in 5 mm Schritten von unten bis oben in der Struktur durchgefahren. Die Position des Tuners verändert dabei nicht nur die Frequenz, sondern nimmt auch geringfügigen Einfluss auf die Feldverteilung. Die Phasenverschiebung wird mit Hilfe eines Netzwerkanalysators aufgezeichnet und die daraus gewonnenen Daten werden dann in OriginPro 8.1G bearbeitet. Dabei wird zunächst bei jeder Tunereinstellung die Resonanzfrequenz am Netzwerkanalysator bestimmt und für die Störkörpermessung dort eingestellt. Der Störkörper wird entlang der Strahlachse mit konstanter Geschwindigkeit durch die IH-Struktur gezogen und benötigt dafür etwa 50 Sekunden.

Zunächst wird mit der kleinsten in Abbildung 6.2.5 a) zu sehenden Kopplungsschleife die HF-Leistung in den Tank eingekoppelt. Es wird also so schwach eingekoppelt, dass die externe Güte viel größer ist als die intrinsische Güte, die in diesem Fall ungefähr der gemessenen belasteten Güte entspricht. Somit ergibt sich für die intrinsische Güte: $Q_0 \approx 11.680$ (siehe Bild 1 im Anhang). Dabei befand sich der Tuner ganz unten, also in einem Abstand von 35 mm zur Strahlachse und die Resonanzfrequenz betrug 154,7 MHz.

Bei den weiteren Störkörpermessungen wird dann auf die größte Schleife zum Einkoppeln gewechselt, da in diesem Fall gerade kritisch angekoppelt wirde. Die gemessene belastete Güte entspricht in diesem Fall der Hälfte der intrinsischen Güte. Für die Güten ergibt sich: $Q_L = 5.730 \rightarrow Q_0 = 11.460$. Wie man sieht entspricht dies ungefähr der intrinsischen Güte bei schwacher Ankopplung und man kann davon ausgehen, dass kritisch eingekoppelt wird.

Vergleicht man die gemessenen intrinsischen Gütewerte mit denen der Simulation, so stellt man fest, dass die Werte der Simulation deutlich höher liegen, nämlich bei einer Tunerhöhe von 35 mm bei 15.180.

Unter Variation der Tunerhöhe ergeben sich bei der Messung Frequenzen im Bereich von 154,7 MHz bis 158,6 MHz. Dabei liegen die tiefsten Frequenzen bei der niedrigsten Tunerhöhe von 35 mm zur Strahlachse und die höchsten Werte für die Frequenz bei der höchsten möglichen Tunerhöhe von 160 mm.

Die Frequenzwerte der Simulation liegen unterhalb der Werte der Messung und zwar in einem Bereich von 148,9 MHz bis 157,8 MHz. Die größten Abweichungen zwischen Simulation und Messung ergeben sich bei tiefer Tunerhöhe und liegen bei 5,8 MHz. Erst mit zunehmender Tunerhöhe verringert sich diese, bis bei der höchsten Tunerhöhe nur noch eine Differenz von 0,8 MHz vorhanden ist (siehe Abbildung 8.1). Die Ursachen für derartige Unterschiede können daran liegen, dass nicht alle Teile der IH-Struktur detailgenau simuliert werden können. Außerdem kann die Ein- und Auskopplung der HF-Leistung nicht simuliert werden, sowie reale Effekte, die die Messung beeinflussen. Zudem wird in der Simulation davon ausgegangen, dass die Struktur aus einem perfekt leitenden Material besteht und nicht aus Kupfer. Bei tiefer Tunerhöhe befindet sich der Tuner nah über den Driftröhren, sodass weniger Gitterpunkte in diesem Bereich für die Simulation zur Verfügung stehen, da die Gitterpunktanzahl konstant ist. Dadurch werden die Ergebnisse in diesem Bereich ungenauer und weichen hier mehr von den Messungen an der realen Struktur ab.

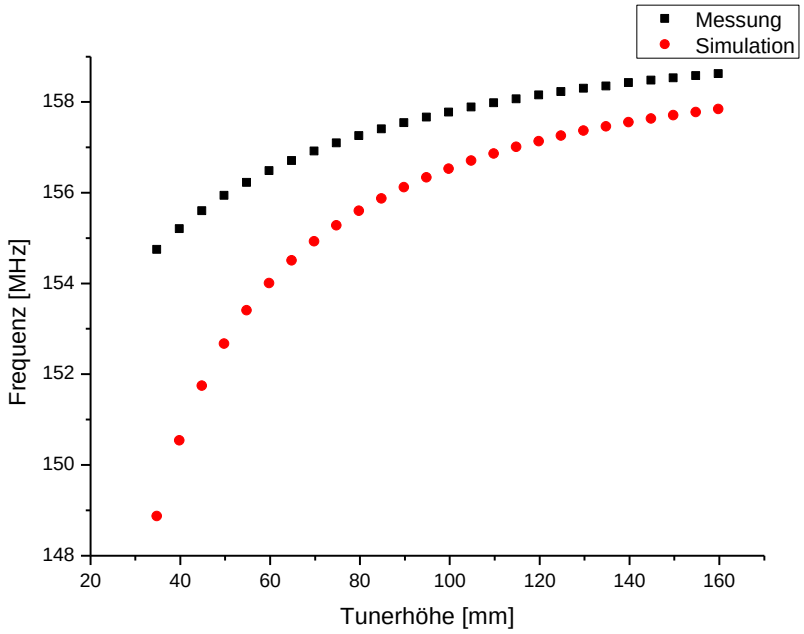


Abbildung 8.1: *Vergleich von Simulation (rot) und Messung (schwarz). Die Werte für die Frequenz der Simulation liegen unter den Werten der Messung. Allerdings liegt eine größere Abweichung bei tieferen Tunerhöhen als bei höheren vor. Bei der tiefsten Tunerhöhe variieren die Frequenzen um 5,8 MHz und bei der höchsten Tunerhöhe nur noch um 0,8 MHz.*

Der Oberflächenwiderstand R_s der Struktur ergibt sich mit Formel (4.2) und beträgt etwa 2,9 $m\Omega$, wobei $\rho_{Kupfer} = 1{,}724 \cdot 10^{-8}\,\Omega m$, $\sigma_{Kupfer} = \frac{1}{\rho_{Kupfer}} \approx 5{,}8 \cdot 10^{7}\,\frac{1}{\Omega m}$, $\mu = \mu_0 \mu_r \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \approx 10^{-6}$.

Die gespeicherte Energie W lässt sich mit Formel (4.1) berechnen, wenn sie nach W umgestellt wurde. Damit ergibt sich:

$$W = \frac{Q_0 P_c}{2\pi f_0} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-6}\ J \quad .$$

Die Verlustleistung P_c wird mit (4.4) bestimmt, nachdem die Formel nach der Leistung umgeformt wurde. Somit ergibt sich:

$$P_c = \frac{P_e}{\beta} \approx 100\,\text{mW} \quad ,$$

wobei $P_e = 20\,\text{dBm} = 100\,\text{mW}$ und $\beta \approx 1$.

Der Wert der Verlustleistung der Simulation liegt bei 61.609 W (bei einer Tunerhöhe von 35 mm), da in der Simulation von einer gespeicherten Energie von 1 Joule ausgegangen wird. Aus diesem Grund ist die Differenz zum gemessenen Wert so groß.

Die Beschleunigungsspannung U_0 lässt sich mit Formel (4.16) über das Integral des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse bestimmen. Bei einer Tunerhöhe von 35 mm erhält man:

$$U_0 = \int E dz \approx 2004\,\text{V} \quad .$$

Somit ergibt sich die Shuntimpedanz Z_0 aus Formel (4.23) für die Tunerhöhe von 35 mm zu:

$$Z_0 = \frac{U_0^2}{P_c l} = \frac{2004\,\text{V}^{\,2}}{101\,\text{mW} \cdot 0{,}75\,\text{m}} = 53{,}0\,\frac{\text{M}\Omega}{\text{m}} \quad ,$$

mit einer Resonatorlänge von 0,75 m.

In nachfolgender Tabelle sind die Werte der Beschleunigungsspannung und der Shuntimpedanz für die Tunerhöhen von 35 mm, 100 mm und 160 mm zur Vollständigkeit enthalten, da obenstehende Rechnungen nur exemplarisch mit einer Tunerhöhe durchgerechnet werden:

Tunerhöhe [mm]	**Beschleunigungsspannung U_0 [V]**	**Shuntimpedanz Z_0 [$\text{M}\Omega / \text{m}$]**
35	2004	53,0
100	2233	56,3
160	2265	53,9

Für die Beschleunigungsspannung ergibt sich in der Simulation bei einer Tunerhöhe von 35 mm und einer Resonanzfrequenz von 148,9 MHz ein Wert von $2{,}05 \cdot 10^6$ V. Wie man im Verglich zum gemessenen Wert sieht, der bei einer Tunerhöhe von 35 mm bei 2004 V liegt, ist die Simulation um einen Faktor 10^3 größer, da hier von einer gespeicherten Energie von einem Joule und einer Verlustleistung von 61.609 W ausgegangen wird.

Die mit der Simulation berechnete Shuntimpedanz Z_0 liegt für die tiefste Tunerhöhe von 35 mm bei einem Wert von $90{,}9\ \frac{\mathrm{M\Omega}}{\mathrm{m}}$.

Verglichen mit dem Messwert, der bei einer Tunerhöhe von 35 mm bei $53{,}0\ \frac{\mathrm{M\Omega}}{\mathrm{m}}$ liegt, ergibt sich für die Shuntimpedanz eine Abweichung von $37{,}9\ \frac{\mathrm{M\Omega}}{\mathrm{m}}$ (entspricht etwa 40 %) zur Simulation. Diese Differenzen entstehen aufgrund der vorangegangenen Abweichungen von Verlustleistung und Beschleunigungsspannung.

Betrachtet man den R/Q – Wert von Messung und Simulation, so stellt man keine Übereinstimmung fest, die eigentlich vorhanden sein sollte, da Messung und Simulation in der Feldverteilung übereinstimmen, wie man später noch sehen wird (siehe Abbildung 8.6).
Für die R/Q – Werte ergeben sich folgende Ergebnisse:

	Messung			**Simulation**		
Tunerhöhe [mm]	**35**	**100**	**160**	**35**	**100**	**160**
R/Q [kΩ / m]	4,7	4,8	4,8	6,0	6,5	6,6

Diese Abweichungen in den R/Q – Werten von Simulation und Messung ergeben sich aufgrund der Unsicherheit in der Störkörperkonstante g und der gemessenen Verlustleistung P_c, sodass es zu Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Shunt-impedanz Z_0 der Messung kommt.

Um die Shuntimpedanzen Z_0 der Messung genauer zu bestimmen, kann diese über die intrinsische Güte von Simulation und Messung und die Shuntimpedanz von der Simulation neu berechnet werden, da $\frac{Z_{0,\text{Messung}}}{Z_{0,\text{Simulation}}} = \frac{Q_{0,\text{Messung}}}{Q_{0,\text{Simulation}}}$ bei gleicher Feldverteilung gilt. Somit ergibt sich für die gemessene Shuntimpedanz: $Z_{0,\text{Messung}} = Z_{0,\text{Simulation}} \cdot \frac{Q_{0,\text{Messung}}}{Q_{0,\text{Simulation}}}$.

Bei einer Tunerhöhe von 35 mm erhält man für die gemessene Shuntimpedanz einen Wert von $68{,}1\,\frac{\text{M}\Omega}{\text{m}}$.

Zur besseren Übersicht werden in nachfolgender Tabelle noch einmal alle Werte für die Messung und die Simulation aufgetragen, wobei die Shuntimpedanz Z_0 über die Güten neu berechnet wurde:

	Messung			**Simulation**		
Tunerhöhe [mm]	**35**	**100**	**160**	**35**	**100**	**160**
$\mathbf{Q_0}$	11.370	11.630	11.280	15.180	15.380	15.370
f [MHz]	154,7	157,8	158,6	148,9	156,5	157,8
$\mathbf{P_C}$ **[mW]**	101	119	127	61.610	63.940	64.530
$\mathbf{U_0}$ **[V]**	2004	2233	2265	$2{,}05 \cdot 10^6$	$2{,}19 \cdot 10^6$	$2{,}22 \cdot 10^6$
$\mathbf{Z_0}$ **[MΩ / m]**	68,1	75,4	74,6	90,9	99,7	101,6
R/Q [kΩ / m]	6,0	6,5	6,6	6,0	6,5	6,6

Wie in der oben aufgeführten Tabelle zu sehen ist, stimmen die über die Güten berechneten Shuntimpedanzen für die Messung besser, da nun die R/Q – Werte von Simulation und Messung übereinstimmen.

Mittels der Störkörpermessmethode wurde die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse der Struktur gemessen. Dabei führt das Eindringen des Störkörpers in die IH-Struktur zu einer Phasenverschiebung, über die das elektrische Feld im Tank bestimmt wird. Diese Messung wird bei allen Tunerhöhen von 35 mm bis 160 mm im Abstand von 5 mm durchgeführt. Im Anschluss werden die gemessene und die simulierten elektrischen Feldverteilungen übereinander gelegt, um zu sehen ob sie voneinander abweichen. Allgemein kann man sagen, dass die elektrischen Felder im ersten und letzten Spalt nur etwa 50-60 % der Stärke des Feldes im mittleren Beschleunigungsspalt erreichen.

Für die Störköperkonstante g_d, da hier ein dielektrischer Störkörper aus Teflon zur Störung des elektrischen Feldes verwendet wird, ergibt sich (nach Formel 5.8) unter Berücksichtigung, dass die Teflonkugel eine Durchbohrung enthält, damit der Nylon-faden hindurchgeht:

$$g_d = \pi \cdot \left(d \pm \Delta d\right)^3_{\text{Teflonkugel}} - 6\pi \left(r \pm \Delta r\right)^2_{\text{Bohrung}} d_{\text{Teflonkugel}} \frac{\varepsilon \pm \Delta\varepsilon - 1}{\varepsilon \pm \Delta\varepsilon + 2} \quad ,$$

mit $d \pm \Delta d_{\text{Teflonkugel}} = 6 \pm 0{,}1\ \text{mm}$, $r \pm \Delta r_{\text{Bohrung}} = 0{,}7 \pm 0{,}02\ \text{mm}$ und $\varepsilon \pm \Delta\varepsilon = 2 \pm 0{,}1$.

Nach Einsetzen der Werte und Berechnung des Fehlers über die Gauß`sche Fehler-fortpflanzung ergibt sich:

$$g_d = \pi \cdot \left(6\text{mm} \pm 0{,}1\text{mm}\right)^3 - 6\pi \cdot \left(0{,}7\text{mm} \pm 0{,}02\text{mm}\right)^2 \cdot 6\text{mm} \frac{2 \pm 0{,}1 - 1}{2 \pm 0{,}1 + 2} = 155{,}8 \pm 14{,}3\text{mm}^3.$$

In den folgenden drei Abbildungen (8.2 - 8.4) wird die Feldverteilung von Simulation und Messung bei der tiefsten (35 mm), der mittleren (100 mm) und der höchsten (160 mm) Tunerhöhe aufgezeigt. Die Feldverteilungen der restlichen Tunerhöhen für Simulation und Messung liegen dementsprechend zwischen den hier angegebenen. Dabei wurde die Simulation mit der gespeicherten Energie normiert, da $E \propto \sqrt{W}$ gilt.

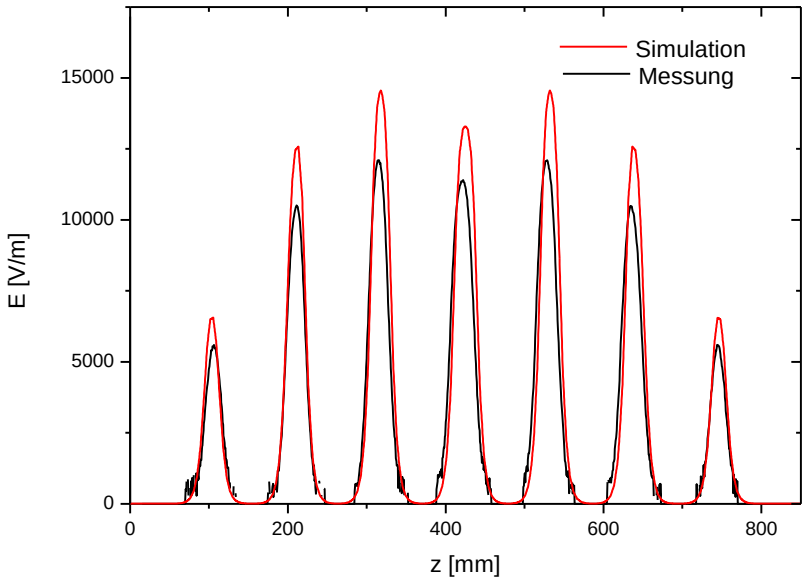


Abbildung 8.2: *Dargestellt ist der elektrische Feldverlauf entlang der Strahlachse bei einer Tunerhöhe von 35 mm. In rot sieht man die Simulation und in schwarz die Messung. Die Abweichung liegt bei einem Faktor von 1,2.*

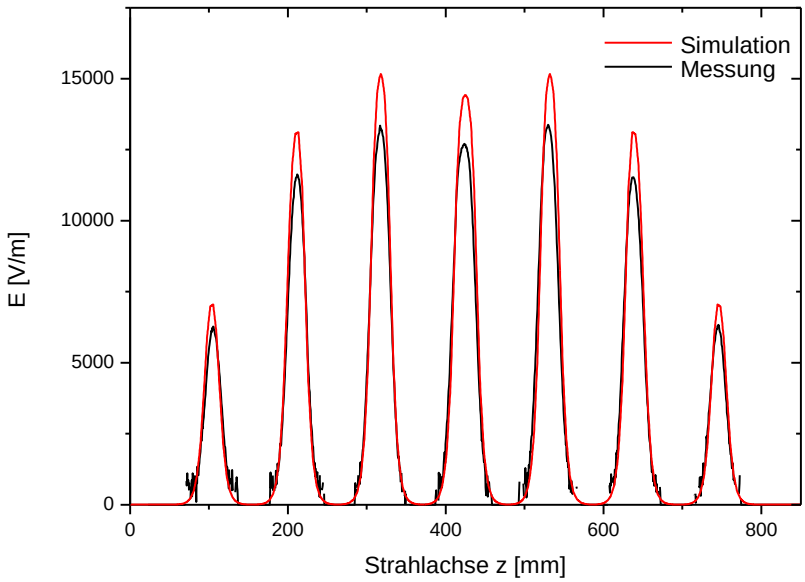


Abbildung 8.3: *Dargestellt ist der elektrische Feldverlauf entlang der Strahlachse bei einer Tunerhöhe von 100 mm. In rot sieht man die Simulation und in schwarz die Messung. Die Abweichung liegt bei einem Faktor von 1,1.*

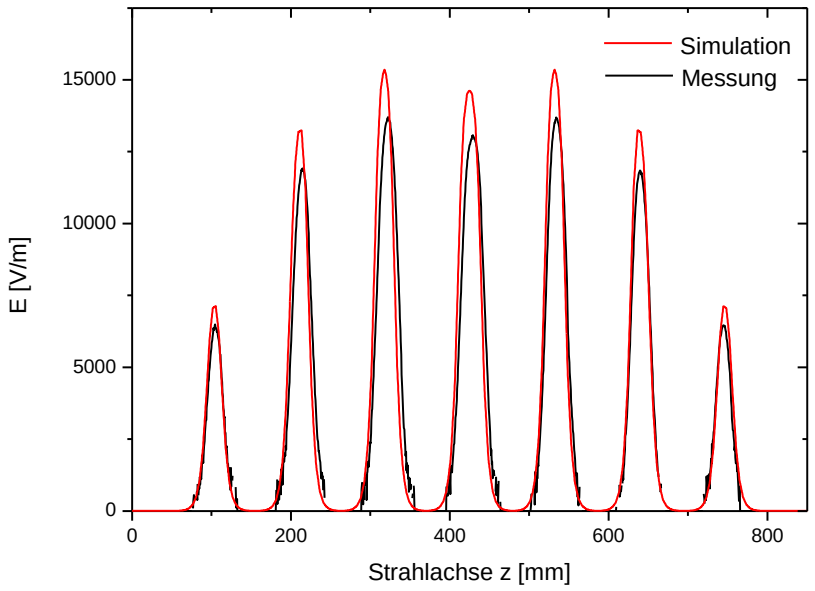


Abbildung 8.4: *Dargestellt ist der elektrische Feldverlauf entlang der Strahlachse bei einer Tunerhöhe von 160 mm. In rot sieht man die Simulation und in schwarz die Messung. Die Abweichung liegt bei einem Faktor von 1,1.*

Bei dem Vergleich von Messung und Simulation stellt man fest, dass die Messung um einen Faktor 1,1 - 1,2 kleiner ist als die Simulation. Dies liegt an den zu hohen intrinsischen Gütewerten der Simulation, die sich in einer größeren Stärke der Felder äußern. Die niedrigeren Resonanzfrequenzwerte spielen dabei allerdings auch eine Rolle, denn wie man aus Formel (5.11) erkennen kann, fließt zur Berechnung des elektrischen Feldes die Wurzel des Kehrwertes der Resonanzfrequenz mit ein. Da die Resonanzfrequenzen der Simulation kleiner sind als die der Messung, ergeben sich demzufolge größere Feldstärken.

Betrachtet man nur die Feldstärke des mittleren Beschleunigungsspaltes, so ergeben sich für Simulation und Messung folgende Werte (siehe Abbildung 8.5):

Tunerhöhe [mm]	E-Feld im mittleren Spalt der Messung [V/m]	E-Feld im mittleren Spalt der Simulation [V/m]
35	11400	13290
100	12710	14420
160	13080	14620

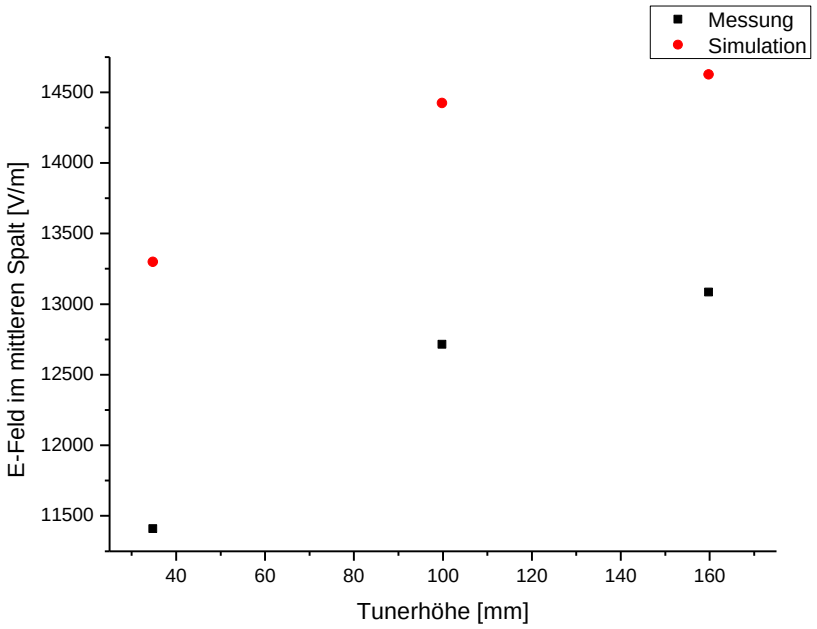


Abbildung 8.5: *Vergleich der elektrischen Feldstärke des mittleren Beschleunigungsspaltes bei den Tunerhöhen von 35 mm, 100 mm und 160 mm. Aufgetragen sind die Werte für die Simulation (rot) und die Messung (schwarz).*

Je nach Tunerhöhe verändert sich um einen gewissen Betrag die Stärke des Feldes. Bei der realen Messung beträgt die Differenz vom tiefsten zum höchsten Tunerstand 1680 V/m und bei der Simulation erhält man eine Differenz von 1330V/m. Diese Veränderungen der Feldstärken lassen sich durch den Tuner erklären, der die Feldverteilung in kleinem Maße beeinflusst. Dies ist allerdings gering, sodass nur relativ kleine Abweichungen festzustellen sind. In Simulation und realer Messung weicht der Einfluss des Tuners nur geringfügig voneinander ab und erzielt in beiden Verteilungen den gleichen Effekt.

Normiert man die Feldverteilung von der Simulation auf die Höhe der elektrischen Feldstärke des mittleren Beschleunigungsspaltes der Messung, so stellt man fest, dass die Feldverteilungen von Simulation und Messung gut miteinander übereinstimmen (siehe Abbildung 8.6). Die Abweichungen, die sich in den Feldverteilungen ohne Normierung ergeben, lassen sich auf die Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Störkörperkonstante g und der gemessenen Verlustleistung P_c zurückführen.

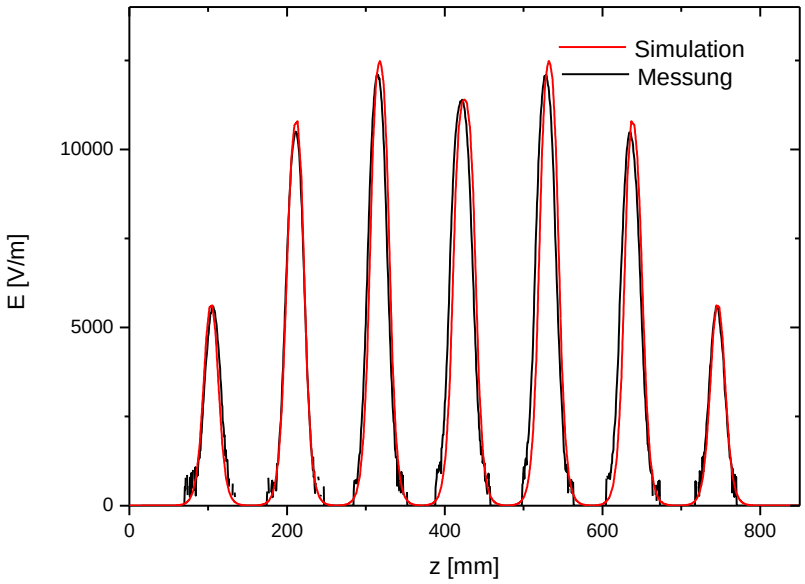


Abbildung 8.6: Normierte simulierte Feldverteilung auf die Höhe der elektrischen Feldstärke des mittleren Beschleunigungsspaltes der Messung. Die Feldverteilungen von Simulation und Messung stimmen gut miteinander überein.

9. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde gezeigt, ob Simulation und Messung der realen Struktur übereinstimmen. Dazu wurde mit Hilfe der Störkörpermessmethode über die Phasenverschiebung die elektrische Feldverteilung einer IH-Struktur bestimmt (unter Variation der Tunerhöhe). Die Feldverteilung von Simulation und Messung sind im Kurvenverlauf gleich, allerdings ist die Stärke der Simulationsfelder um einen Faktor 1,1 – 1,2 größer.

Die Resonanzfrequenzen f der Simulation erstrecken sich von 148,9 MHz bis 157,8 MHz und liegen damit deutlich unterhalb der Werte der Messung, die in einem Bereich von 154,7 MHz bis 158,6 MHz angesiedelt sind. Bei der tiefsten Tunerhöhe von 35 mm liegt der Simulationswert um 5,8 MHz unterhalb der gemessenen Werte. Allerdings nähern sich die Frequenzwerte mit zunehmender Tunerhöhe an und die Abweichung verringert sich auf einen Wert von 0,8 MHz bei einer Tunerhöhe von 160 mm.

Die intrinsischen Gütewerte Q_0 der Simulation (15.180 bei einer Tunerhöhe von 35 mm) liegen im Mittel um einen Faktor 1,3 höher als die Werte bei kritischer Einkopplung der Messung (11.460 bei einer Tunerhöhe von 35 mm).

Der Grund für die Abweichungen der Resonanzfrequenzen f und der intrinsischen Güte Q_0 von Simulation und Messung liegt daran, dass reale Effekte, wie zum Beispiel Korrosion oder Verunreinigungen der Oberfläche des IH-Modells nicht simuliert werden können. Auch konnten nicht alle Geometrien detailgenau nachsimuliert werden, sodass schon kleine Ungenauigkeiten große Fehler verursachen können. Auch wird in der Simulation die Anzahl der Gitterpunkte konstant gehalten, wenn sich der Tuner nah über den Driftröhren befindet, sodass die Messungen ungenauer sind und in diesen Bereichen mehr von den realen Messungen abweichen.

In der Messung erhält man bei einer Tunereinstellung von 35 mm für die Beschleunigungsspannung einen Wert von 2004 V, in der Simulation dagegen liegt der Wert für diese Tunerhöhe bei $2{,}05 \cdot 10^6$. Der Simulationswert ist um einen Faktor 10^3 größer, da in der Simulation eine gespeicherte Energie von einem Joule und eine Verlustleistung von 61.609 W angenommen werden. In der realen Messung jedoch liegt der Wert der gespeicherten Energie nur bei $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ Joule und der Wert der Verlustleistung bei 100 mW.

Die Differenzen von Simulation und Messung gehen auf die Messungenauigkeit der Störkörperkonstante g und der gemessenen Verlustleistung P_c zurück. Dadurch lässt sich die Shuntimpedanz Z_0 nicht genau bestimmen. Wie man im Vergleich der R/Q – Werte von Messung und Simulation sieht, weichen diese voneinander ab. Da die Feldverteilungen von Messung und Simulation allerdings gut miteinander übereinstimmen, sollten die R/Q - Werte gleich sein. Dadurch liegt der Fehler in der Bestimmung der gemessenen Shuntimpedanz. Um diesen zu minimieren, kann die Shuntimpedanz erneut über die Güten bestimmt werden. Dann erhält man bei einer Tunerhöhe von 35 mm eine Shuntimpedanz von $68{,}1\,\frac{\mathrm{M\Omega}}{\mathrm{m}}$. Nun sind die Abweichungen zur Simulation geschrumpft und liegen bei $22{,}8\,\frac{\mathrm{M\Omega}}{\mathrm{m}}$ (entspricht etwa 25 %). Damit liegen die R/Q – Werte von Simulation und Messung bei etwa $6\,\frac{\mathrm{k\Omega}}{\mathrm{m}}$. Man kann also sagen, dass sich die Shuntimpedanz auf diesem Weg deutlich genauer bestimmen lässt.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Ratzinger für die Vergabe meiner Bachelorarbeit und die Möglichkeit am FRANZ-Projekt indirekt mitarbeiten zu können, bedanken.
Es hat mir wirklich sehr viel Spaß gemacht die IH-Struktur auszumessen, damit die IH-Struktur am FRANZ-Projekt optimal gebaut werden kann.
Des Weiteren möchte ich mich recht herzlich bei PD Dr. Podlech bedanken, der mich als Arbeitsgruppenleiter der Linac AG tatkräftig unterstützte.
Ein weiterer Dank geht an Dipl. Phys. Manuel Heilmann, der mir immer beratend zur Seite stand und den Umgang mit Microwave Studio zeigte.
Weiterhin bedanke ich mich bei allen Arbeitsgruppenmitgliedern für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe, das angenehme Arbeitsklima und die Unterstützung bei den Messungen.
Zum Abschluss bedanke ich mich bei allen Korrekturlesern für die Verbesserungen.

Literaturverzeichnis

[1] **O. Meusel et al.**, Development of an Intense Neutron Source "FRANZ" in Frankfurt, Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA, MOP051, p. 159-161.

[2] **O. Meusel et al.**, Proton LINAC for the Frankfurt Neutron Source FRANZ, AT/RD-07, p. 1-8.

[3] **U. Ratzinger**, Intense pulsed neutron source FRANZ in the 1-500 keV range, IAP Goethe-Universität Frankfurt, ICANS 2007, p. 9

[4] **O. Meusel**, Injector development for high intensity proton beams at Stern- Gerlach-Zentrum, Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, MOP002, p. 49-51.

[5] Mit freundlicher Genehmigung von **D. Mäder**.

[6] **A. Bechtold et al.**, A coupled RFQ-drift tube combination for FRANZ, Proceedings of LINAC 2008, Victoria, BC, Canada, MOP001, p. 46-48.

[7] **H. Podlech**, Anwendung der Supraleitung in Beschleuniger- und Fusionstechnologie, Skript zur Vorlesung, Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt am Main, 2009.

[8] **U. Ratzinger**, Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen, Habilitationsschrift, vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 1998.

[9] **R. Wideroe,** Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen, Archiv für Elektrotechnik 21, 1928, p. 387-406 .

[10] **L. Alvarez**, The Design of a Proton Accelerator, Phys. Rev. 799, 1946, p. 70

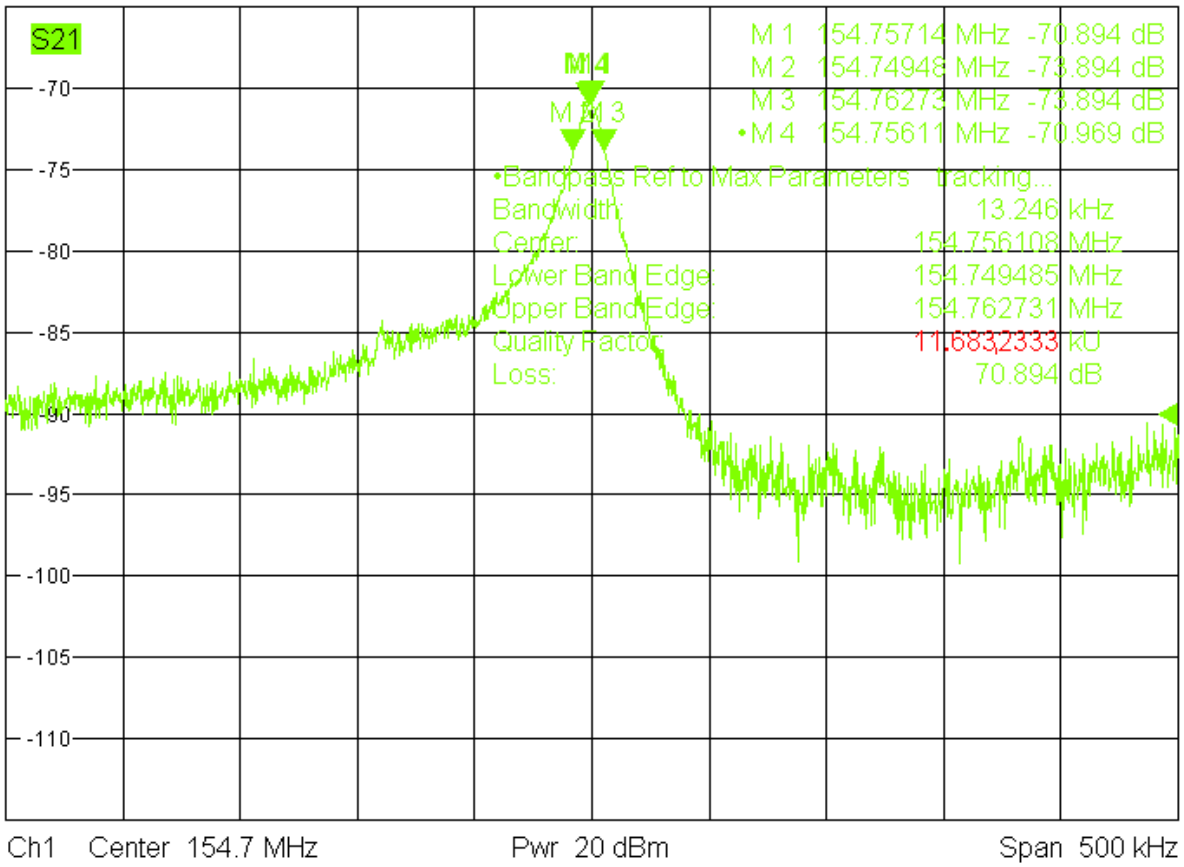
[11] **Y. R. Lu et al.**, The compact 20 MV IH-DTL for the Heidelberg therapy facility, proc. of the 2004 LINAC conf., Lübeck, p. 57-59.

[12] **T. P. Wangler**, RF Linear Accelerators, John Wiley & Sons, New York, 1998.

[13] **E. Müller**, Untersuchungen zur Feldmessung und Hochfrequenzankopplung bei Spiralresonatoren, Diplomarbeit, vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 1977.

Anhang

Bild 1: *Aufnahme des* S_{21} *- Parameters, der die transmittierte Leistung angibt, mit dem Netzwerkanalysator. Der Peak ist die Resonanzfrequenz, die hier bei etwa 154,7 MHz liegt. Die Tunerhöhe beträgt 35 mm. In rot die Gemessene Güte bei schwacher Ankopplung über die 3-dB- Punkte.*



Erklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit selbstständig von mir verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet wurden. Des Weiteren wurden sämtliche Stellen mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben versehen, deren Sinn oder Wortlaut aus einem Werk entnommen wurden.

Frankfurt am Main, den 02.12.2010