

Kopplung der Beschleunigerkavitäten RFQ und IH-DTL am FRANZ-Projekt

Dominik Mäder

März 2011

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

Gutachter:

Prof. Dr. Ulrich Ratzinger
Priv. Doz. Dr. Holger Podlech

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Frankfurt am Main, den 02.03.2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Neutronenquelle FRANZ	2
3	Theorie gekoppelter Resonatoren	5
3.1	Modenaufspaltung durch kapazitive und induktive Kopplung	5
3.1.1	Induktiv gekoppeltes System	6
3.1.2	Kapazitiv gekoppeltes System	10
3.2	Allgemeine Resonatortheorie	13
4	FRANZ: Beschleunigerstrukturen	15
4.1	RFQ	15
4.2	IH-DTL	18
4.3	Gekoppelte RFQ-IH-Varianten	21
4.3.1	Externe Kopplung	24
4.3.2	Interne Kopplung	25
4.3.2.1	Galvanische Kopplung über einen Koppelbügel	26
4.3.2.2	Induktive Kopplung	28
5	Modell: RFD-IH	35
5.1	Modell des IH-DTL	37
5.2	Das RFD-Modell	39
5.3	Ein- und Auskoppelschleifen	41
5.4	Messungen an den Modellen	44
5.4.1	IH-Modell	45
5.4.2	RFD-Modell	52
5.4.3	Gekoppeltes Modell (RFD-IH)	56
5.4.3.1	Die Moden des gekoppelten Systems	56
5.4.3.2	Das Amplitudenverhältnis	58
5.4.3.3	Frequenzverhalten der Moden	61
6	Genauigkeit der Simulationen	71
7	Schlusswort	77

1 Einleitung

So breit das Spektrum der Anwendungen für Teilchenbeschleuniger geworden ist, so vielfältig sind auch die Beschleunigertypen und deren Auslegungen. Abhängig vom Energiebereich und der Teilchensorte eignen sich bestimmte Bauarten besonders gut. Oft werden Kombinationen von mehreren Beschleunigertypen hintereinander gesetzt, die gewöhnlicherweise über jeweils einen Hochfrequenzverstärker betrieben werden. Bei den verwendeten Verstärkern handelt es sich um Spezialanfertigungen, die zum Einen viel Raum in Anspruch nehmen und zum Anderen wegen der vom Beschleuniger benötigten Hochfrequenzleistung einen Großteil der Anschaffungs- und Betriebskosten eines Beschleunigersystems ausmachen. Mit effizienteren Beschleunigersystemen würde sich der Anwendungsbereich der Beschleuniger erweitern lassen.

Um die Beschleunigertechnik kostengünstiger und platzsparender zu gestalten, entstand die Idee, Verstärkerstufen einzusparen, indem die Kavitäten miteinander gekoppelt werden. Für zwei gekoppelte Resonatoren wird nur noch ein leistungsstarker Verstärker benötigt, der insgesamt kleiner und kostengünstiger sein kann als zwei leistungsschwächere. Mit dieser Arbeit wird das Design für die Kopplung von RFQ und IH-DTL an der **Frankfurter Neutronenquelle am Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ)** entwickelt und die Machbarkeit der Kopplung an einem Modell untersucht. Derzeit sind noch keine gekoppelten Beschleunigerstrukturen dieser Art im Einsatz.

Gekoppelte Beschleunigersysteme aus gleichartigen Resonatoren wurden bereits entwickelt und betrieben [1, 2, 3]. Die ersten gekoppelten CH-Kavitäten befinden sich im Bau und werden für den Protonen-LINAC am FAIR-Projekt (GSI) konstruiert. Dabei handelt es sich um zwei CH-Sektionen, die über eine Driftröhre vom $N\beta\lambda$ -Typ miteinander gekoppelt werden [4]. Die Kopplung eines RFQ-Leitungsresonators mit einem Hohlraumresonator (IH-DTL) ist jedoch eine neue physikalische Herausforderung, die neue effizientere Teilchenbeschleuniger-Systeme ermöglicht. Welche Aufgaben bei den verschiedenen Koppelmöglichkeiten zu meistern sind und wie die beiden Beschleuniger am Besten miteinander gekoppelt werden, ist Thema dieser Masterarbeit.

2 Die Neutronenquelle FRANZ

Die Neutronenforschung ist ein aktuelles Forschungsgebiet. Nachdem in der Vergangenheit ausgiebig mit Neutronen aus Kernreaktoren geforscht wurde, steigt zunehmend das Interesse für die Neutronen aus Beschleunigeranlagen. Am Stern-Gerlach-Zentrum der Goethe Universität Frankfurt befindet sich ein Linearbeschleuniger im Aufbau, mit dem Wechselwirkungsquerschnitte von langsamen Neutronen (langsamer Neutroneneinfang) untersucht werden können. Für die Erforschung des s-Prozesses (langsamer Neutroneneinfang), der bei der Erzeugung schwerer Elemente in Sternen eine Rolle spielt, werden die geforderten Neutronen durch die Kernreaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ erzeugt. Neben FRANZ existieren weitere Neutronenforschungsanlagen mit anderen Zielsetzungen, die in Tabelle 2.1 verglichen werden.

Institut	Neutronenfluss an der Probe [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Repetitionsrate [Hz]	Flugstrecke [m]	Pulslänge [ns]	Energiespektrum der Neutronen [keV]
FZ Karlsruhe	$1 \cdot 10^4$	250000	0,8	0,7	1 - 200
DANCE, Los Alamos	$5 \cdot 10^5$	20	20	250	therm. - 10^5
n_TOF, CERN	$5 \cdot 10^4$	0,4	185	6	therm. - 10^6
GELINA, Geel	$5 \cdot 10^4$	800	30	1	therm. - 10^5
ORELA, Oak Ridge	$2 \cdot 10^4$	525	40	8	therm. - 10^4
Elbe, Dresden	$1 \cdot 10^5$	500000	3,7	0,4	$50 - 10^4$
FRANZ, Frankfurt	$1 \cdot 10^7$	250000	0,8	1	1 - 200

Tabelle 2.1: *Existierende Neutronenquellen im Vergleich mit FRANZ [5]*

Die **Frankfurter Neutronenquelle** am Stern-Gerlach-Zentrum (siehe 2.1) zählt zu den aktuellen Projekten der Neutronenforschung und enthält, von der Ionenquelle angefangen bis hin zum Target, zahlreiche Innovationen. So wird ein neuartiges gekoppeltes Beschleunigerkonzept verwendet, zu dem diese Masterarbeit beiträgt.

Mit der elektromagnetischen Kopplung von 4-Rod-RFQ und IH-DTL wird die Beschleunigersektion durch nur einen Hochfrequenzverstärker mit Hochfrequenzleistung versorgt. Üblicherweise wird jeder Beschleunigerabschnitt über einen eigenen Verstärker betrieben. Mit der Kopplung der Beschleuniger können die Kosten für die Versorgung mit Hochfrequenz gesenkt und Stellfläche verringert werden.

Auf der Betonabschirmung über den Beschleunigerstrukturen wird der Hochfrequenzverstärker platziert. Das Eingangssignal mit einer Leistung von weniger als 1 W wird über Halbleiter- und Röhrenverstärker auf über 250 kW Leistung gebracht. Bei einer Spannung von über 3,5 kV transportieren Koaxialkabel mit einem Außenleiterdurchmesser von 9 Zoll Ströme von bis zu 70 A. Die 250 kW Leistung werden bei einer Hochfrequenz von 175 MHz im Dauerstrichbetrieb, oder im gepulsten Betrieb mit einer Pulsrate von unter 100 Hz, zur Verfügung gestellt.

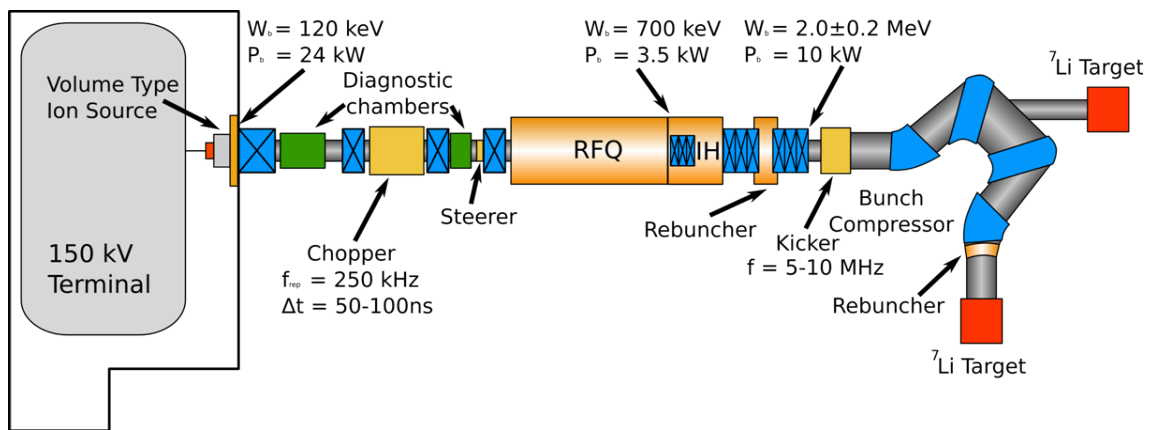


Abbildung 2.1: Eine Übersicht des FRANZ-Projekts.

Die elektromagnetische Kopplung von einem Leitungsresonator mit einem Hohlraumresonator (RFQ-IH) ist ebenso innovativ wie die Entwicklung der FRANZ-Hochstromionenquelle, die einen Protonenstrom von bis zu 200 mA liefern wird. Die hohe Raumladung der extrahierten Protonen erfordert eine möglichst geringe Verweilzeit in der Niederenergiesektion. Deswegen befindet sich die Volumenquelle auf einem Potential von 120 kV in einem Hochspannungsterminal, so dass die Protonen beim Verlassen der Quelle auf 120 keV beschleunigt werden. Zu den physikalischen Neuentwicklungen gehört außerdem die Möglichkeit, die Neutronenquelle FRANZ im sogenannten Kompressormodus zu betreiben. Im Kompressormodus wird der Protonenstrahl im Bereich des Niederenergiestrahls (LEBT) durch ein Choppersystem mit einer Wiederholrate von 250 kHz in 50 ns lange Makropulse eingeteilt [6, 7]. Der gepulste Strahl besitzt somit ein Tastverhältnis von 0,0125. Dieser Makropuls wird im RFQ-IH in neun Mikropulse aufgeteilt.

Der 4-Rod-RFQ beschleunigt die Protonen auf eine Energie von 700 keV. Der IH-DTL mit anschließendem Rebuncher sorgt für Teilchenenergien im Bereich von 1,8 bis 2,2 MeV. Im Dauerstrichbetrieb (cw) würde der Strahl nun auf das Target geleitet werden. Mit eingeschaltetem Chopper werden die neun Mikropulse über Dipolmagnete auf jeweils eine

2 Die Neutronenquelle FRANZ

von neun verschieden langen Bahnen im Bunchkompressor gelenkt. Der erste Mikropuls durchläuft die längste Bahn, der zweite die zweitlängste, usw., so dass sich am Target alle neun Mikropulse zu einem Teilchenpaket mit einer Pulslänge von 1 ns vereinen [8]. Dies entspricht dem von Mobley vorgeschlagenen Buncher-Konzept [9]. Allerdings ist FRANZ das erste massiv raumladungsbehaftete System dieser Art für Strahlströme bis etwa 150 mA.

Das Hochleistungstarget aus Lithium muss den hohen gepulsten Strahlströmen von bis zu 8 A bei 1 ns Pulsdauer stand halten [10]. Durch die Kernreaktion entsteht Beryllium und ein Neutron. Nach einer Flugstrecke von 80 cm erreichen die Neutronen die Probe mit einem Fluss von $10^7 \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}$.

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

3.1 Modenaufspaltung durch kapazitive und induktive Kopplung

Zur theoretischen Beschreibung werden Resonatoren als elektrische Schwingkreise betrachtet. Alle Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände lassen sich in die konzentrierten Kenngrößen C , L und R_p zusammenfassen. R_p ist der Parallelersatzwiderstand, der die ohmschen Widerstände aller Kapazitäten und Induktivitäten enthält. Im eingeschwungenen Fall wird die Spannung, die am Widerstand R_p abfällt, durch den Hochfrequenz-Sender ausgeglichen ($U_{HF-S} = U_{R_p}$) und der Resonator kann als verlustfreier Schwingkreis betrachtet werden (siehe Abbildung 3.1).

$$U_C + U_L + U_{R_p} = U_{HF-S} \quad (3.1)$$

$$U_C + U_L = 0 \quad (3.2)$$

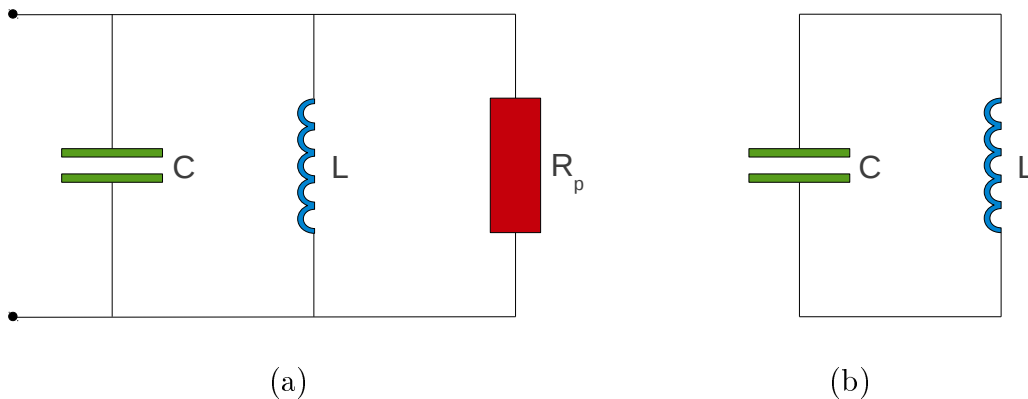


Abbildung 3.1: Der Resonator wird als elektrischer Schwingkreis beschrieben (a). Über eine Spannungsquelle können im eingeschwungenen Zustand die ohmschen Verluste ausgeglichen werden und das Schaltbild vereinfacht sich zu einem verlustfreien Schwingkreis (b).

Die elektromagnetische Kopplung zweier Beschleunigerresonatoren kann induktiv und kapazitiv erfolgen. Wie stark der induktive und kapazitive Anteil der Kopplung ist, hängt von den magnetischen bzw. elektrischen Feldern ab, die der eine Resonator vom

anderen sieht. Das Verhältnis zwischen induktiver und kapazitiver Koppelstärke ist durch das Design des Resonators bestimmt. Bei der gekoppelten RFQ-IH-Struktur für FRANZ sowie dem gekoppelten Modell RFD-IH liegt vorwiegend eine induktive Kopplung vor. Wie die Abbildungen der elektromagnetischen Felder in Kapitel 5.4.3.1 zeigen, verbinden die Magnetfelder beide Tanks. Gemeinsame elektrische Felder lassen sich in den simulierten Feldverteilungen nicht finden (siehe Abbildungen 5.21 und 5.22). Zwar bilden Koppelblende und Steerer eine Kapazität im Übergangsbereich der Beschleuniger, an diese koppelt jedoch die Kapazität des Leitungsresonators (RFQ bzw. RFD) kaum an. Somit wird zunächst die elektromagnetische Kopplung als rein induktiv betrachtet.

3.1.1 Induktiv gekoppeltes System

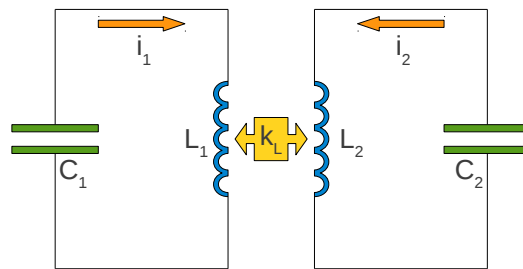


Abbildung 3.2: Der Schaltkreis für zwei induktiv gekoppelte Resonatoren.

Die beiden Resonatoren sind jeweils auf die Resonanzfrequenz $\omega_0 = 2\pi f_0$ abgestimmt. Demzufolge ist das Produkt der Induktivität L und Kapazität C in beiden Schwingkreisen gleich. Die Resonanzfrequenz des ungekoppelten elektrischen Schwingkreises berechnet sich aus der Thomsonschen Schwingungsgleichung (3.3).

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \quad (3.4)$$

$$\Leftrightarrow L_1 C_1 = L_2 C_2 \quad (3.5)$$

Nun gilt es die Resonanzfrequenz ω des induktiv gekoppelten Systems zu bestimmen. Dazu wird mit Hilfe der Kirchhoffschen Maschenregel ein lineares Gleichungssystem aufgestellt.

$$\begin{aligned} U_{L_1} + U_{C_1} + k \cdot U_{L_2} &= 0 \\ U_{L_2} + U_{C_2} + k \cdot U_{L_1} &= 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

Der Koppelkoeffizient $k \in [0, 1]$ mit $[0, 1] = \{x \in \mathbb{R} \mid 0 \leq x \leq 1\}$ gibt die Stärke der Kopplung an. Für $k = 0$ sind die Schwingkreise voneinander unabhängig. Je mehr Magnetfeld des einen Resonators in den anderen hinein ragt, desto stärker ist die induktive Kopplung. Der Einfluss der Induktivität des gegenüber stehenden Resonators ist maximal $k = 1$. Dies würde bedeuten, dass der eine Resonator die Magnetfelder aus der gesamten Induktivität des Pendants sieht.

$$\begin{aligned} j\omega L_1 \cdot i_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \cdot i_1 + k \cdot j\omega L_2 \cdot i_2 &= 0 \\ j\omega L_2 \cdot i_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \cdot i_2 + k \cdot j\omega L_1 \cdot i_1 &= 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

Die erste Gleichung wird mit $\frac{1}{j\omega L_1}$ und die zweite Gleichung mit $\frac{1}{j\omega L_2}$ multipliziert.

$$\begin{aligned} i_1 - \frac{1}{\omega^2 L_1 C_1} \cdot i_1 + k \cdot \frac{L_2}{L_1} \cdot i_2 &= 0 \\ i_2 - \frac{1}{\omega^2 L_2 C_2} \cdot i_2 + k \cdot \frac{L_1}{L_2} \cdot i_1 &= 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Mit der Identität $\Omega = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ vereinfacht sich das Gleichungssystem. Obwohl in beiden Gleichungen unterschiedliche Induktivitäten und Kapazitäten vorliegen, ist die Substitution durch Ω wegen der Randbedingung (3.5) erlaubt.

$$\begin{aligned} i_1 + k \cdot \frac{L_2}{L_1} \cdot i_2 &= \Omega \cdot i_1 \\ i_2 + k \cdot \frac{L_1}{L_2} \cdot i_1 &= \Omega \cdot i_2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

Die Suche nach den gekoppelten Resonanzfrequenzen ist ein Eigenwertproblem. Die Eigenwerte Ω berechnet man aus der Determinante von Matrix \hat{A} .

$$\hat{A} \cdot \vec{I} = \Omega \vec{I} \quad , \text{ mit } \hat{A} = \begin{pmatrix} 1 & k \cdot \frac{L_2}{L_1} \\ k \cdot \frac{L_1}{L_2} & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{I} = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

$$\det(\hat{A} - \Omega \hat{E}) = 0 \quad (3.11)$$

$$\Leftrightarrow (1-\Omega)^2 - k^2 \cdot \frac{L_2}{L_1} \cdot \frac{L_1}{L_2} = 0 \quad (3.12)$$

$$\Leftrightarrow \Omega^2 - 2\Omega + 1 - k^2 = 0 \quad (3.13)$$

$$\Rightarrow \Omega_{1/2} = 1 \pm \sqrt{1 - (1 - k^2)} \quad (3.14)$$

$$= 1 \pm k \quad (3.15)$$

Das gekoppelte System besitzt zwei Resonanzfrequenzen, die sich aus der Definition von Ω ergeben.

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

$$\Omega_{1/2} = \frac{\omega_0^2}{\omega_{1/2}^2} \quad (3.16)$$

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{\frac{1}{1+k}} \quad (3.17)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \sqrt{\frac{1}{1-k}} \quad (3.18)$$

Die Stärke der Kopplung k ist über den Abstand der Resonanzfrequenzen $\Delta\omega$ zu bestimmen. Für kleine Koppelkoeffizienten k kann ein linearer Zusammenhang zur Frequenzaufspaltung angenommen werden (siehe Gleichung 3.22 und Abbildung 3.3).

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \sqrt{\frac{1}{1-k}} - \sqrt{\frac{1}{1+k}} \quad (3.19)$$

$$= \sqrt{\frac{1+k}{1-k^2}} - \sqrt{\frac{1-k}{1-k^2}} \quad (3.20)$$

$$= \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}}{\sqrt{1-k^2}} \quad (3.21)$$

$$\approx k, \text{ für } k \ll 1 \quad (3.22)$$

Zu den Resonanzfrequenzen $\omega_{1/2}$ lassen sich die dazugehörigen Eigenvektoren $\vec{I}_{1/2}$ bestimmen. Jeder Eigenvektor steht für eine der gekoppelten Moden. Die Komponenten des Eigenvektors \vec{I} bestehen aus den Strömen i_1 und i_2 der gekoppelten Schwingkreise. Das Vorzeichen von i_i gibt die Stromrichtung an und bestimmt somit die Richtung der elektromagnetischen Felder. Besitzen i_1 und i_2 das gleiche Vorzeichen, so zeigen die Magnetfelder der Induktivitäten L_1 und L_2 in die gleiche Richtung. Auf diese Weise können über die Eigenvektoren 0-Mode und π -Mode identifiziert werden.

$$\left(\hat{A} - \Omega\hat{E}\right) \cdot \vec{I} = \vec{0} \quad (3.23)$$

$$\begin{pmatrix} -k & k \cdot \frac{L_2}{L_1} \\ k \cdot \frac{L_1}{L_2} & -k \end{pmatrix} \cdot \vec{I}_1 = \vec{0}, \text{ für } \Omega_1 = 1 + k \quad (3.24)$$

$$\begin{pmatrix} k & k \cdot \frac{L_2}{L_1} \\ k \cdot \frac{L_1}{L_2} & k \end{pmatrix} \cdot \vec{I}_2 = \vec{0}, \text{ für } \Omega_2 = 1 - k \quad (3.25)$$

$$\Rightarrow \vec{I}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{L_1}{L_2} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

$$\Rightarrow \vec{I}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{L_1}{L_2} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

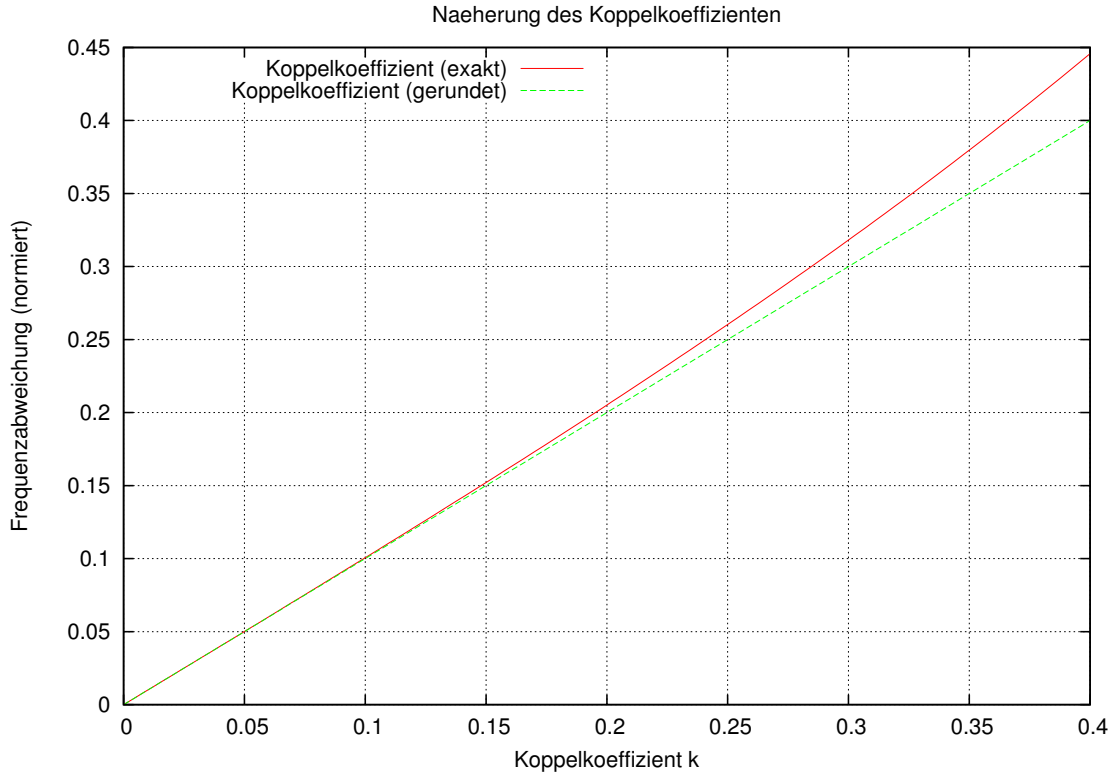


Abbildung 3.3: In Abhängigkeit von der Koppelstärke entfernen sich die Resonanzen im Frequenzbereich voneinander. Für kleine Koppelkoeffizienten gilt die Näherung $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx k$.

Die 0-Mode wird durch den Eigenvektor \vec{I}_1 beschrieben. In der 0-Mode sind die Magnetfelder beider Induktivitäten wegen des gleichen Vorzeichens in Phase (siehe Gleichung 3.26). Das Verhältnis der Induktivitäten L_1 und L_2 ist proportional zum Verhältnis der Amplituden der Schwingkreise. Angenommen die Induktivität L_1 sei doppelt so groß wie L_2 , dann wären die Ströme des zweiten Schwingkreises doppelt so hoch ($i_2 = 2i_1$). Beim Betrachten der Eigenvektoren (3.26) und (3.27) könnte man annehmen, dass das Amplitudenverhältnis unabhängig von einer Änderung der Kapazitäten C_1 und C_2 ist. Aufgrund der vorgegebenen Resonanzfrequenz ω_0 werden die Produkte der Induktivitäten und Kapazitäten gleich sein (siehe Randbedingung 3.5). Das bedeutet, dass eine veränderte Kapazität eine Anpassung der Induktivität voraussetzt, um die Resonanzfrequenz ω_0 beizubehalten.

In der π -Mode schwingen die gekoppelten Schwingkreise gegenphasig. Das negative Vorzeichen von i_2 zeigt einen zu i_1 entgegengerichteten Strom an, so dass die elektromagnetischen Felder der beiden Schwingkreise um 180° phasenverschoben sind. Der Einfluss der Induktivitäten L_1 und L_2 auf das Amplitudenverhältnis bleibt der gleiche wie in der 0-Mode.

3.1.2 Kapazitiv gekoppeltes System

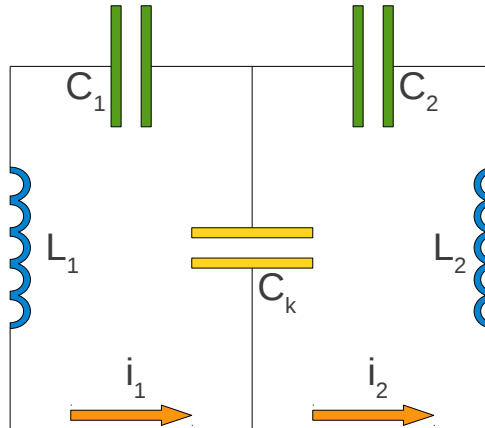


Abbildung 3.4: Der Schaltkreis für zwei kapazitiv gekoppelte Resonatoren.

Die Kopplung zweier Resonatoren kann im Allgemeinen auch kapazitiv erfolgen. Für den idealisierten Fall einer reinen kapazitiven Kopplung wird der Schaltkreis aus Abbildung 3.4 verwendet. Das Schaltbild für zwei kapazitiv gekoppelte Resonatoren unterscheidet sich ein wenig vom induktiv gekoppelten Schwingkreis.

Beide kapazitiv gekoppelten Resonatoren besitzen ihre eigenen Induktivitäten L_i und Kapazitäten C_i . Die Koppelkapazität C_k wird von beiden Schwingkreisen geteilt. Über die Kirchhoffschen Maschenregel gelangt man zu einem linearen Gleichungssystem durch das, analog zu den induktiv gekoppelten Schwingkreisen in Abschnitt (3.1.1), die Resonanzfrequenzen und Moden bestimmt werden können.

$$\begin{aligned} U_{L_1} + U_{C_1} + U_{C_k} &= 0 \\ U_{L_2} + U_{C_2} + U_{C_k} &= 0 \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} j\omega L_1 \cdot i_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \cdot i_1 + \frac{1}{j\omega C_k} \cdot (i_1 - i_2) &= 0 \\ j\omega L_2 \cdot i_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \cdot i_2 + \frac{1}{j\omega C_k} \cdot (i_2 - i_1) &= 0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Der Koppelkoeffizient des kapazitiv gekoppelten Schwingkreises k wird über das Verhältnis der resonatoreigenen Kapazitäten C_1 und C_2 zur Koppelkapazität festgelegt (siehe Gleichung (3.30)). $k \in (0, \infty)$ mit $(0, \infty) = \{x \in \mathbb{R} \mid 0 < x < \infty\}$ gibt somit die Stärke der Kopplung an.

$$k = \frac{C_{ges}}{C_k} = \frac{C_1 + C_2}{C_k} = \frac{C_1}{C_k} + \frac{C_2}{C_k} = k_1 + k_2 \quad (3.30)$$

$$\Omega = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \quad (3.31)$$

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

Man beachte, dass die Definitionen von k und Ω des kapazitiv gekoppelten Systems nicht konsistent mit denen des induktiv gekoppelten sind. Für $k \rightarrow \infty$ sind die kapazitiv gekoppelten Schwingkreise voneinander unabhängig. Der Einfluss der Koppelkapazität nimmt mit kleineren Koppelkoeffizienten zu. Für den Grenzwert $k \rightarrow 0$ ist die Koppelkapazität C_k dominant gegenüber den resonatoreigenen Kapazitäten C_1 und C_2 .

Nun werden die Gleichungen mit $j\omega C_i$ multipliziert und die Substitutionen mit k_1 und k_2 durchgeführt.

$$\begin{aligned} i_1(1 - \Omega) + k_1 \cdot (i_1 - i_2) &= 0 \\ i_2(1 - \Omega) + k_2 \cdot (i_2 - i_1) &= 0 \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} i_1(1 + k_1) - k_1 \cdot i_2 &= \Omega \cdot i_1 \\ i_2(1 + k_2) - k_2 \cdot i_1 &= \Omega \cdot i_2 \end{aligned} \quad (3.33)$$

Das Gleichungssystem wird auf Matrizenform gebracht.

$$\hat{A} \cdot \vec{I} = \Omega \vec{I} \quad , \text{ mit } \hat{A} = \begin{pmatrix} 1 + k_1 & -k_1 \\ -k_2 & 1 + k_2 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{I} = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

Die Eigenwerte $\Omega_{1/2}$ werden über die Determinante bestimmt.

$$\det(\hat{A} - \Omega \hat{E}) = 0 \quad (3.35)$$

$$\Leftrightarrow (1 + k_1 - \Omega)(1 + k_2 - \Omega) - k_1 k_2 = 0 \quad (3.36)$$

$$\Leftrightarrow \Omega^2 - \Omega(2 + k_1 + k_2) + k_1 k_2 + k_1 + k_2 + 1 - k_1 k_2 = 0 \quad (3.37)$$

$$\Leftrightarrow \Omega^2 - \Omega(2 + k_1 + k_2) + k_1 + k_2 + 1 = 0 \quad (3.38)$$

$$\Rightarrow \Omega_{1/2} = \left(1 + \frac{k_1}{2} + \frac{k_2}{2}\right) \pm \sqrt{\left(1 + \frac{k_1}{2} + \frac{k_2}{2}\right)^2 - k_1 - k_2 - 1} \quad (3.39)$$

Mit der Definition des Koppelkoeffizienten $k = k_1 + k_2$ (siehe Gleichung (3.30)) vereinfachen sich die Eigenwerte.

$$\Rightarrow \Omega_{1/2} = \left(1 + \frac{k}{2}\right) \pm \sqrt{\left(1 + \frac{k}{2}\right)^2 - k - 1} \quad (3.40)$$

$$\Omega_1 = 1 \quad (3.41)$$

$$\Omega_2 = 1 + k \quad (3.42)$$

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

Die Resonanzfrequenzen ω_1 und ω_2 des kapazitiv gekoppelten Systems ergeben sich aus den Eigenwerten Ω_1 und Ω_2 .

$$\Omega_{1/2} = \frac{\omega_{1/2}^2}{\omega_0^2} \quad (3.43)$$

$$\omega_1 = \omega_0 \quad (3.44)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \sqrt{1+k} \quad (3.45)$$

Jedem Eigenwert wird ein Eigenvektor zugeordnet. Über den Eigenvektor können die Moden des gekoppelten Systems identifiziert werden.

$$\left(\hat{A} - \Omega \hat{E} \right) \cdot \vec{I}_{1/2} = \vec{0} \quad (3.46)$$

$$\begin{pmatrix} k_1 & -k_1 \\ -k_2 & k_2 \end{pmatrix} \cdot \vec{I}_1 = \vec{0} \quad (3.47)$$

$$\begin{pmatrix} k_1 - k & -k_1 \\ -k_2 & k_2 - k \end{pmatrix} \cdot \vec{I}_2 = \vec{0} \quad (3.48)$$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} -k_2 & -k_1 \\ -k_2 & -k_1 \end{pmatrix} \cdot \vec{I}_2 = \vec{0} \quad (3.49)$$

$$\Rightarrow \vec{I}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

$$\Rightarrow \vec{I}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{k_2}{k_1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{C_2}{C_1} \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

\vec{I}_1 beschreibt das schwingungsgleiche System in der 0-Mode und \vec{I}_2 die gegenphasige Schwingung der π -Mode. Die Schwingungsamplituden der gekoppelten Resonatoren können unterschiedlich groß sein. Für $C_1 = C_2$ sind die Amplituden beider Schwingkreise gleich groß.

3.2 Allgemeine Resonatortheorie

Mit Hilfe von elektrischen Wechselfeldern werden in Resonatoren Teilchen beschleunigt. Die Beschleunigungsspannung U_0 ist die zur Beschleunigung erzeugte Spannungsamplitude. In Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ und der Phasenlage $\phi = \frac{2\pi z}{\beta\lambda}$ sieht das Teilchen eine Potenzialdifferenz von U_{eff} . Der Laufzeitfaktor T gibt den Anteil der nutzbaren Spannung zur Beschleunigungsspannung an [11]. Der Beschleunigungsspalt hat die Länge l .

$$U_{eff} = U_0 T \quad (3.52)$$

$$= U_0 \frac{\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} E_Z(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\beta\lambda}\right) dz}{\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} E_Z(z) dz} \quad (3.53)$$

Idealerweise konzentriert sich das elektrische Feld E_Z eines Resonators auf die Strahlachse. Denn nur dort kann es effizient für die Teilchenbeschleunigung genutzt werden. Der Parallelersatzwiderstand R_P (Shunt-Impedanz) ist ein Maß für die Effizienz eines Beschleunigers. Auf die Verlustleistung P_c wird im Folgenden eingegangen (siehe Gleichung 3.59).

$$R_{P,0} = \frac{U_0^2}{P_c} \quad (3.54)$$

Für eine bessere Vergleichbarkeit mit diversen Linearbeschleunigern wird häufig der effektive Parallelersatzwiderstand auf die Tanklänge L des Resonators normiert und mit Z_{eff} angegeben.

$$Z_{eff} = \frac{U_0^2 T^2}{P_c L} \quad (3.55)$$

Die im Resonator gespeicherte Energie W befindet sich phasenweise im elektrischen Feld bzw. im magnetischen Feld.

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \int |H_0(x, y, z)|^2 dV = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int |E_0(x, y, z)|^2 dV \quad (3.56)$$

Die Maxwell-Gleichungen [12] verknüpfen die elektromagnetischen Felder mit den Ladungen und Strömen auf den leitenden Oberflächen des Resonators. In verlustbehafteten Leitern dringt das elektrische Feld in das Material ein und fällt mit zunehmender Eindringtiefe exponentiell ab. Die Skintiefe δ beschreibt die äquivalente Dicke der stromführenden Schicht. Aus der Skintiefe kann der Oberflächenwiderstand R_S und die Verlustleistung P_C bestimmt werden [13].

3 Theorie gekoppelter Resonatoren

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad (3.57)$$

$$R_S = \frac{1}{\sigma\delta} \quad (3.58)$$

$$P_C = \frac{1}{2} R_S \int |H|^2 ds \quad (3.59)$$

Die intrinsische Güte Q_0 ist das Verhältnis aus der im Resonator gespeicherten Energie zur Energie, die pro HF-Zyklus im Resonator dissipiert wird. Experimentell ist die Güte über die Breite der Resonanzkurve auf der Höhe von $\frac{1}{\sqrt{2}}$ vom Maximum zu bestimmen (3dB-Methode).

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_C} \quad (3.60)$$

$$= \frac{f_0}{\Delta f} \quad (3.61)$$

4 FRANZ: Beschleunigerstrukturen

Die Beschleuniger RFQ und IH-DTL am FRANZ-Projekt werden gekoppelt betrieben. Prinzipiell stehen für die Kopplung der Beschleuniger mehrere Möglichkeiten zur Auswahl, von denen manche mehr und manche weniger brauchbar sind. In diesem Kapitel werden einige Ideen vorgestellt und eine Empfehlung für die Kopplung der FRANZ-Beschleuniger abgegeben. Ursprünglich war eine galvanische Kopplung über eine Koppelbügel angedacht. Die Ergebnisse der Simulationen zeigen, dass die Kopplung über einen Bügel technische und praktische Schwierigkeiten bereitet. Einerseits lässt sich die Einstellung des Amplitudenverhältnisses der gekoppelten Beschleuniger nur begrenzt über die Koppelbügelposition beeinflussen, andererseits ergeben sich thermische Lasten auf dem Koppelbügel, die nur über ein aufwändiges Kühlsystem zu bewältigen wären. Doch bevor die Alternativen und der favorisierte Vorschlag gezeigt werden, sollen RFQ und IH-DTL im Einzelnen vorgestellt werden.

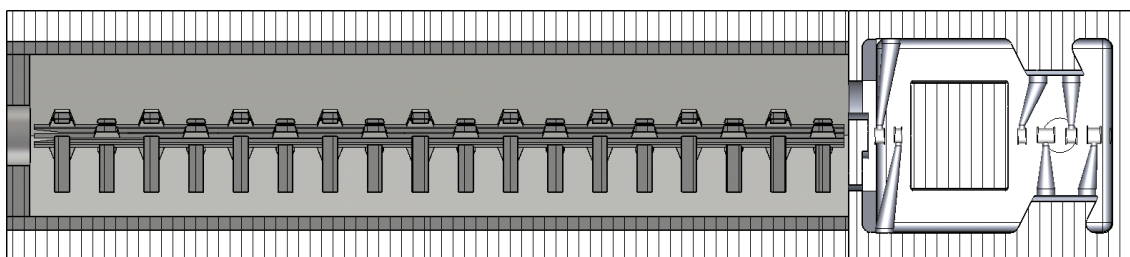


Abbildung 4.1: *Schnitt durch das Modell der gekoppelten RFQ-IH-Kavität.*

4.1 RFQ

Der 4-Rod-RFQ eignet sich ideal als Injektor in Hochenergiebeschleuniger und ist im Gegensatz zu anderen RFQ-Varianten, wie z.B. 4-Vane-RFQ, flexibel in der nachträglichen Kompensation von Abweichungen in Resonanzfrequenz und Feldverteilung [14]. Im aktuellen Design verfügt der 4-Rod-RFQ für FRANZ über 18 Stützen und hat eine Tanklänge von 1,77 m (Innenmaß). Über die Modulation der Elektroden erfahren die beschleunigten Protonen einen Energiehub von 580 keV. Erst die transversale Fokussierung und die adiabatische Bündelung des Protonenstrahls im RFQ macht die effiziente Beschleunigung im IH-DTL möglich. Die hohe Raumladung des 200 mA Protonenstrahls stellt besondere Ansprüche an das Design der Teilchenstrahldynamik. Mit einer variablen Fokussierungsstärke kann eine Transmissionsrate von über 95% erreicht werden [15, 16].

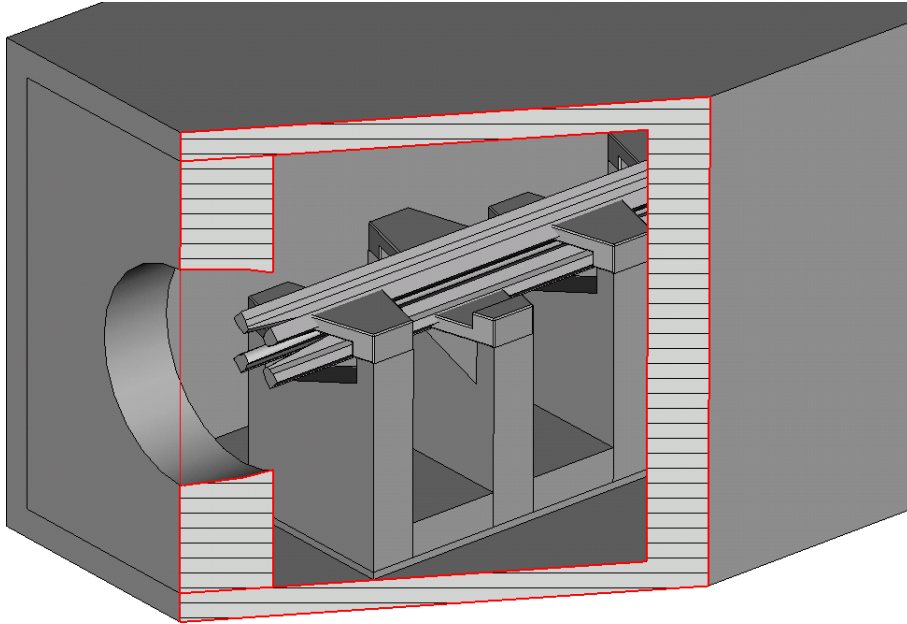


Abbildung 4.2: Blick in den Eingangsbereich des 4-Rod-RFQ. Die vier Elektroden erzeugen das Quadrupolfeld und sind alternierend an jeder zweiten Stütze befestigt.

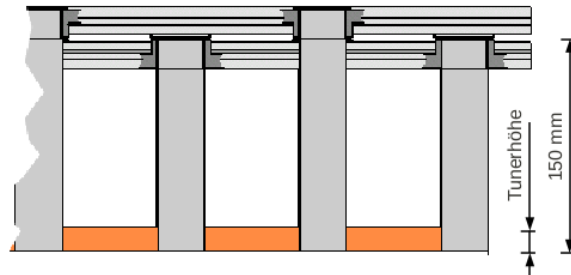


Abbildung 4.3: Die Stützenhöhe des RFQ beträgt 150 mm. Um die Frequenz einzustellen werden die Tunerplatten zwischen den Stützen in der Höhe variiert. Die Tunerhöhe definiert sich über den Abstand zur Bodenplatte des RFQs.

Für die elektromagnetischen Simulationen wurde mit den bekannten Parametern ein MWS-Modell¹ des FRANZ-RFQ erstellt. Kenngrößen, die für die Untersuchung der Hochfrequenzeigenschaften wichtig sind, wurden im virtuellen Modell berücksichtigt (siehe Abbildung 4.2). Kleinere Geometrien, wie beispielsweise die Modulation der Elektroden werden im virtuellen Modell für die elektromagnetischen Simulationen nicht einbezogen.

¹Microwave Studio (MWS) aus der CST Studio Suite

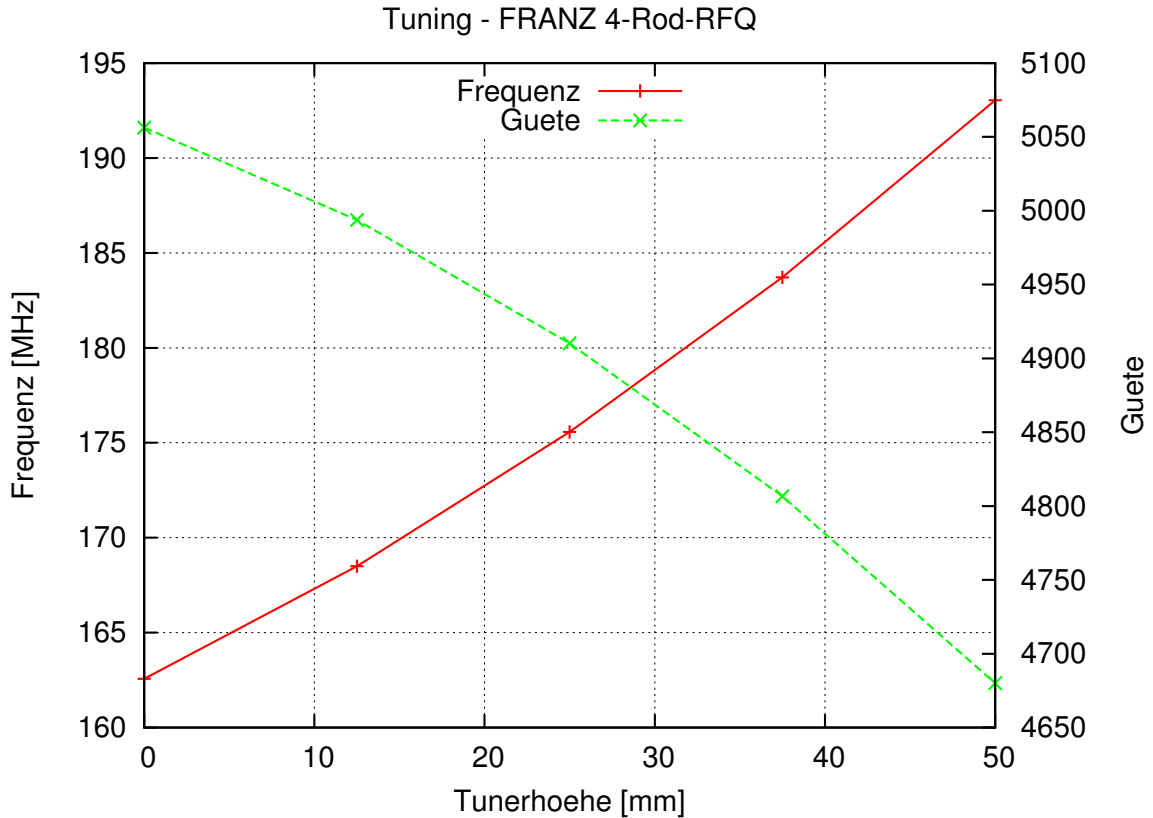


Abbildung 4.4: Der FRANZ 4-Rod-RFQ trifft seine Resonanzfrequenz von 175 MHz bei einer Tunerhöhe von 24 mm. Alle Tuner wurden auf gleicher Höhe justiert. Über die Tunerplatten ist eine weitreichende Frequenzanpassung möglich.

Über die Variation der Tunerhöhe t von $t_1 = 0$ mm bis $t_2 = 50$ mm (siehe Abbildung 4.3 und 4.4) lässt sich die Resonanzfrequenz des RFQs von $f_1 = 162,57$ MHz bis $f_2 = 193,04$ MHz einstellen. Dabei wurden alle Tunerplatten gleichermaßen angehoben bzw. abgesenkt. Für $t = 24$ mm ergibt sich die gewünschte Eigenfrequenz von 175 MHz. Mit der Höhe der Tunerplatten sinkt die Güte des RFQs.

Befinden sich alle Tuner des RFQ auf einer Höhe, so steigt die Elektrodenspannung zu den Elektrodenenden hin an[17]. Für den Betrieb des 4-Rod-RFQs ist ein konstanter Spannungsverlauf entlang der Strahlachse notwendig und macht ein sogenanntes „Flatness-Tuning“ erforderlich. Für die Untersuchung der Kopplung wird die Flatness nicht weiter behandelt. Ungenauigkeiten der simulierten Leistungsverluste werden in Kapitel 6 betrachtet.

Parameter	Simulierter Wert	Soll Wert
Frequenz	174,96 MHz	175 MHz
Güte (Q_i)	4.840	> 2.000
Elektrodenspannung	79 kV	79 kV
Leistungsverluste	92,71 kW	< 140 kW
Beschleunigungsspannung	580 kV	580 kV
Anzahl der Gitterpunkte des virtuellen Modells	8.118.540	

Tabelle 4.1: Die simulierten Leistungsverluste beziehen sich auf das simulierte Modell mit den vorgenommenen Idealisierungen. Erfahrungsgemäß liegen die tatsächlichen Hochfrequenzverluste um die 50% [18] über den simulierten. Somit ist mit Leistungsverlusten von 139 kW und mit entsprechend reduzierten Güten zu rechnen.

4.2 IH-DTL

Mit den Untersuchungen dieser Arbeit werden wichtige Erkenntnisse für die Auslegung der FRANZ-IH-Struktur im gekoppelten Betrieb gewonnen.

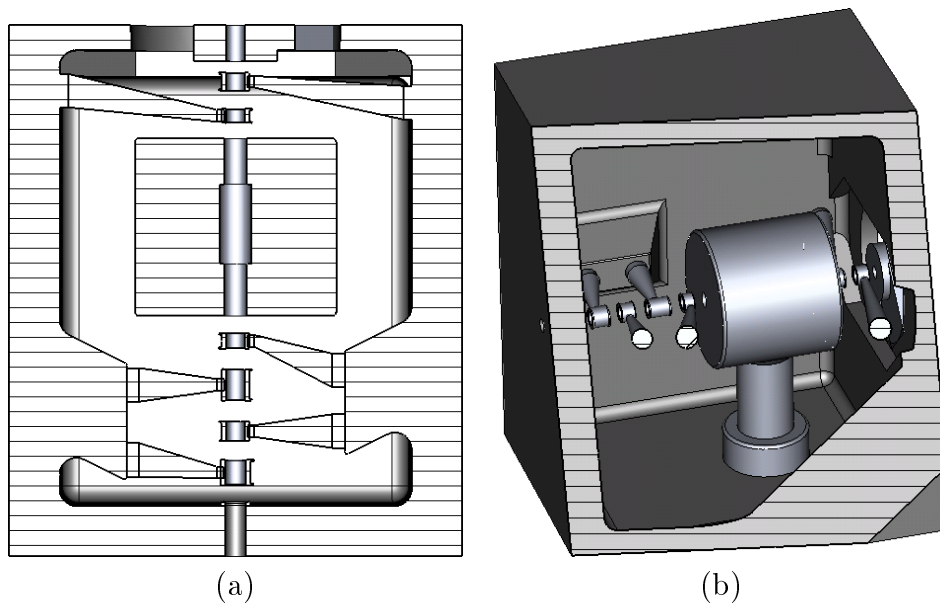


Abbildung 4.5: Die Querschnitte durch den IH-DTL zeigen die Anordnungen der inneren Geometrien. Im linken Bild (a) ist der Schnitt in der x - z -Ebene auf halber Tankhöhe dargestellt. Der Strahl verläuft von oben durch den Korrekturmagneten, die Driftröhren und die Quadrupol-Triplett-Linse nach unten. Einen besseren Eindruck der dreidimensionalen Gestalt erhält man im rechten Bild (b). Der Dipolmagnet (am rechten Rand) ist wie die Stützen im RFQ um 45° zu den IH-Stützen gedreht.

Ein Querschnitt des IH-DTL ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Vor dem ersten Beschleunigungsspalt der IH-Struktur durchläuft der Protonenstrahl den Korrekturmagneten, der als Quadrupolsinglett und als xy-Steerer eingesetzt werden kann. Der Magnet sitzt zwischen RFQ und IH-DTL und hat die Aufgabe die Flugbahn der Protonen transversal zu korrigieren. Der IH-DTL besteht aus acht Beschleunigungsspalten und einer Quadrupoltriplett-Linse. Drei Beschleunigungsspalte befinden sich vor der Linse und fünf Spalte nach der Linse. Die Länge der Spalte, der Driftröhren und der Linse wurden über Teilchenstrahlsimulationen mit LORASR [19, 20] vorgegeben. Die mittlere Teilchengeschwindigkeit $\bar{\beta}$ in einem Beschleunigungsspalt ermittelt sich aus den Eingangs- und Ausgangsgeschwindigkeiten β_{in} bzw. β_{out} [21].

$$\bar{\beta} = \sqrt[3]{\frac{\beta_{in}^3 + \beta_{out}^3}{2}} \quad (4.1)$$

Spalt	ΔZ [mm]	β	U_{eff} [MV]
1	13,65	0,03926	0,079
2	21,09	0,04159	0,161
3	18,28	0,04504	0,132
4	20,44	0,04889	0,180
5	24,04	0,05142	0,344
6	24,16	0,05463	0,313
7	22,00	0,05937	0,270
8	19,65	0,06393	0,097

Tabelle 4.2: *Der IH-DTL besteht aus acht Spalten, die die Protonen von 700 keV auf eine Endenergie von 2 MeV beschleunigen. Die Daten stammen aus Teilchenstrahlsimulationen mit LORASR.*

Um die Shuntimpedanz und die mechanischen Eigenschaften zu optimieren, weicht die Geometrie eines IH-DTL von einem zylindrischen Tankquerschnitt ab. Bei der IH-Struktur für FRANZ wurde ein quaderförmiger Resonator gewählt. Durch Kürzen der Höhe des Mittelrahmens ist eine nachträgliche Frequenzerhöhung möglich.

Die Hochfrequenzverluste von 64,33 kW (simuliert), die auf den Oberflächen des Innentanks dissipiert werden, müssen über Kühlkanäle abgeführt werden. Hinweise zu den simulierten Leistungsverlusten werden in Kapitel 6 gegeben. Auf den Tankwänden befinden sich 55,1 % der Verluste, der Rest wird in den Stützen, Driftröhren und der Linse in Wärme umgewandelt. Dies macht Kühlkanäle durch die Tankwände und bis in die Driftröhren notwendig. Die Kühlung einer ebenen Tankwand lässt sich technisch einfach realisieren. Zudem ist die Justierung der Quadrupoltriplett-Linse auf der flachen Tankwand zuverlässig.

4 FRANZ: Beschleunigerstrukturen

Parameter	Simulierter Wert	Soll Wert
Frequenz	175,39 MHz	175 MHz
intrinsische Güte (Q_0)	12.922	
Leistungsverluste	64,33 kW	< 75 kW
Leistungsverluste normiert auf die Tanklänge	101,54 $\frac{\text{kW}}{\text{m}}$	118,38 $\frac{\text{kW}}{\text{m}}$
Effektive Shuntimpedanz	60,95 $\frac{\text{M}\Omega}{\text{m}}$	
Beschleunigungsspannung (U_{eff})	1,576 MV	1,576 MV
Anzahl der Gitterpunkte	8.953.344	

Tabelle 4.3: *Simuliert wurde die IH-Struktur für FRANZ mit offenem Koppelloch. Die simulierte Resonanzfrequenz befindet sich etwa 400 kHz oberhalb der erforderlichen Resonanzfrequenz. Kapitel 6 behandelt die Problematik der Bestimmung der Resonanzfrequenz von komplexen Strukturen. Über ein weiteres IH-Modell im Maßstab 1:1 soll gezeigt werden, mit welcher Anzahl an Gitterpunkten die reale Frequenz von 175 MHz getroffen wird.*

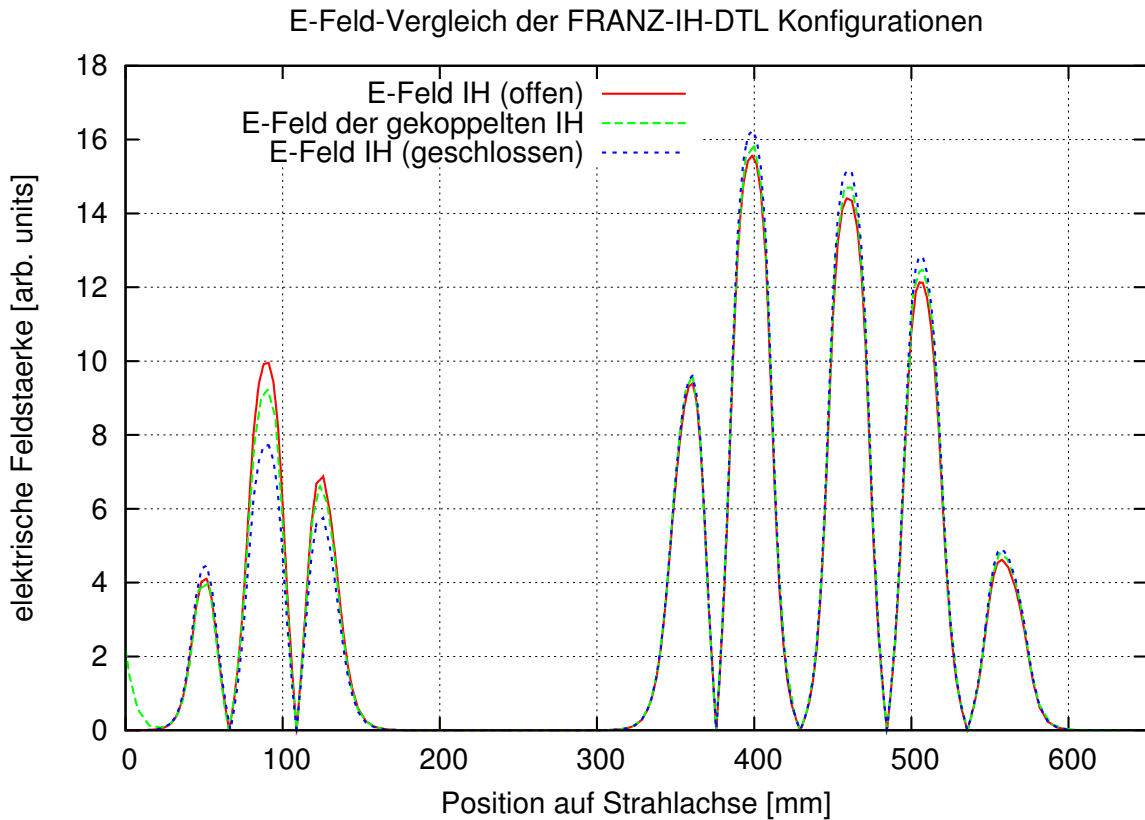


Abbildung 4.6: *Die Kopplung von IH-DTL und RFQ hat einen Einfluss auf die elektrische Feldverteilung in der IH-Struktur. Die Spannung der ersten drei Beschleunigungsspalte nimmt im gekoppelten Betrieb zu, wohingegen die Spaltspannungen hinter der Linse absinken. Im ungekoppelten Betrieb würde der Hohlraum der IH-Kavität abgeschlossen sein. Simulationen der IH-DTL mit offenem Koppelloch (offene Randbedingung) eignen sich zur Optimierung des IH-DTLs auf den gekoppelten Betrieb.*

4.3 Gekoppelte RFQ-IH-Varianten

Die Simulationen des gekoppelten Systems (RFQ-IH) und die Untersuchungen an den vereinfachten Modellen im Maßstab 1:2 dienen als Grundlage für das Design der gekoppelten Beschleunigerkavitäten für FRANZ. Neben einer Empfehlung für die interne induktive Kopplung werden auch andere Koppelmöglichkeiten vorgestellt.

Der herkömmliche Weg, RFQ und IH-DTL des FRANZ-Projekts mit Hochfrequenzleistung zu versorgen, wäre der Betrieb über zwei separate Hochfrequenz-Verstärker (siehe Abbildung 4.7). Die für die Kavitäten benötigte Leistung wird über die Addition der Hochfrequenzverluste und der Leistung, die für die Beschleunigung des Protonenstrahls aufgebracht wird, abgeschätzt. Da mit idealen Materialeigenschaften gerechnet wurde und die elektrischen Kontaktierungen im virtuellen Modell perfekt sind, bilden die simulierten Hochfrequenzverluste eine untere Grenze. Die für den realen Beschleuniger anzunehmenden Verluste liegen erfahrungsgemäß deutlich höher [18]. So werden für den RFQ um 50% und für den IH-DTL um 15% höhere Hochfrequenzverluste angenommen.

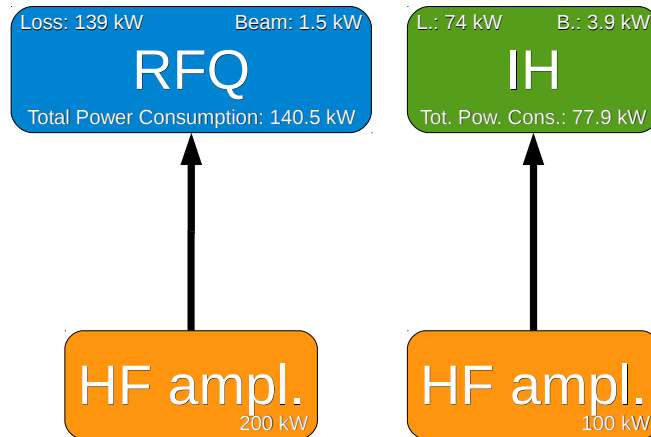


Abbildung 4.7: In diesem vereinfachten Schema werden RFQ und IH-DTL einzeln mit Hochfrequenzspannung versorgt. Angegeben ist neben den simulierten Hochfrequenzverlusten (Loss) der Kavitäten auch der Anteil der Leistung, die in den Strahl transferiert wird. Die Leistungsverluste auf den Oberflächen im Inneren der Kavität machen den Großteil des Leistungsbedarfs aus.

Die Leistung P_B um den Protonenstrahl zu beschleunigen, berechnet sich über die Beschleunigungsspannung U_B , dem Teilchenstrom I_B und dem Tastverhältnis D (Duty cycle).

$$P_B = U_B I_B D \quad (4.2)$$

Der beschleunigende Protonenstrahl entzieht dem Resonator Hochfrequenzleistung und es kommt zu einem Abfall der Beschleunigungsspannung U_B . Dennoch können die Spaltspannungen bei FRANZ als konstant angenommen werden, da die Pulsdauer eines Makropulses $t_{Makropuls}$ wesentlich kürzer als die Reaktionszeit des Resonators ist.

Im gepulsten Betrieb (Kompressormodus) wird das Tastverhältnis D durch den Strahl-Chopper vorgegeben [6, 7].

$$D = t_{Makropuls} \cdot f_{Chopper} \quad (4.3)$$

$$= 50 \text{ ns} \cdot 250 \text{ kHz} \quad (4.4)$$

$$= 0,0125 \quad (4.5)$$

Der maximale Strom an Protonen, den die Volumenquelle liefern kann, beträgt $I_B = 200 \text{ mA}$. Für den 4-Rod-RFQ ergibt sich mit der Beschleunigungsspannung $U_{B,RFQ} = 580 \text{ kV}$ eine zeitlich gemittelte Leistung von $P_{B,RFQ} = 1,45 \text{ kW}$, die in den Strahl transferiert wird. Für den IH-DTL sind es $U_{B,IH} = 1,5 \text{ MV}$ und somit $P_{B,IH} = 3,75 \text{ kW}$ Strahlleistung. Zusammen mit den auf den Oberflächen dissipierten Leistungen benötigt der RFQ $P_{tot.,RFQ} = 94,2 \text{ kW}$ und der IH-DTL $P_{tot.,IH} = 68,2 \text{ kW}$. Neben den Leistungen für die Kavitäten muss der Hochfrequenzverstärker auch für die Leistungsverluste auf den koaxialen Zuleitungen und den Einkopplern aufkommen. Diese machen jedoch mit maximal 1% nur einen geringen Anteil an den Gesamtverlusten aus. Erfahrungsgemäß können die realen Hochfrequenzverluste des RFQ bis zu 140 kW und des IH-DTL bis zu 75 kW betragen (siehe Kapitel 6 und Tabellen 4.1 und 4.3). Für die Leistungsangaben der beiden Hochfrequenzverstärker wurden exemplarisch zwei Verstärker mit 200 kW und 100 kW gewählt.

Der Betrieb über zwei Hochfrequenzverstärker würde viel Stellfläche in Anspruch nehmen. Ein einzelner Verstärker mit höheren Leistungen ist zudem kostengünstiger. Diese Argumente führen zu der Idee der Leistungsaufspaltung über einen Splitter (siehe Abbildung 4.8), der die Leistung eines Hochfrequenzverstärkers auf beide Kavitäten aufteilt. Das große Problem dieser Variante ist das starre Amplitudenverhältnis, welches vom Splitter vorgegeben wird. Eine nachträgliche Anpassung wäre technisch unmöglich. Zudem sind Splitter bei solch hohen Leistungsanforderungen teure Einzelanfertigungen und die Bestellung diverser Splitter zur Amplitudenanpassung unökonomisch. Man müsste im Voraus sehr genaue Informationen über den Leistungsbedarf der Kavitäten erlangen, um nicht die Resonatoren zu stark bzw. zu schwach anzuregen. Reflexionen der elektromagnetischen Welle am Splitter und die Phasen Anpassung stellen weitere Probleme dar. Das Konzept der Leistungsaufspaltung mit einem Splitter ist umständlich und scheidet daher aus.

Zwei gekoppelte Kavitäten benötigen ebenfalls nur einen Hochfrequenz-Verstärker und bieten im Vergleich mit dem Splittersystem praktische Vorteile. Die Idee lautet, die Hochfrequenz-Leistung in den Beschleuniger mit dem höheren Leistungsbedarf einzukoppeln und von dort aus die Kavität mit dem niedrigeren Leistungsbedarf mit Energie

4 FRANZ: Beschleunigerstrukturen

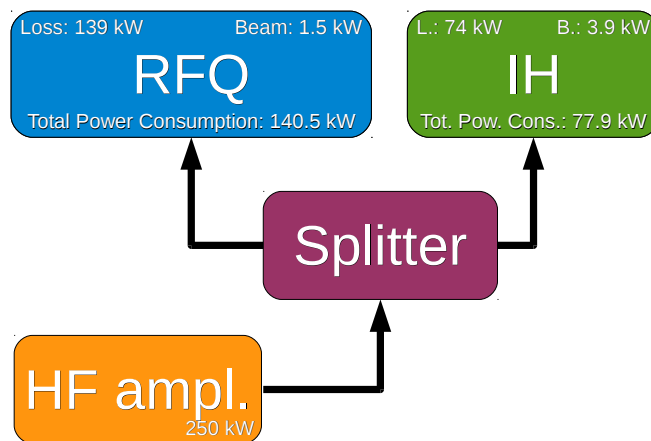


Abbildung 4.8: Die eingekoppelte Leistung stammt aus einem HF-Verstärker, wird jedoch im Splitter aufgeteilt.

zu versorgen. Für die Kopplung der Resonatoren stehen mehrere Optionen zur Auswahl. Die Leistung, die in den 4-Rod-RFQ eingekoppelt wird, kann **intern** oder **extern** zur IH-Struktur transferiert werden.

4.3.1 Externe Kopplung

Bei der externen Kopplung wird die HF-Leistung außerhalb der Kavitäten transferiert. Die für den IH-DTL benötigte Leistung wird aus dem RFQ ausgekoppelt, über ein Koaxialkabel übertragen und in den IH-DTL kritisch eingekoppelt. Aufgrund der kritischen Einkopplung würde im eingeschwungenen Fall keine Leistung vom IH-DTL reflektiert werden und keine Rückkopplung statt finden. Zwei extern gekoppelte Kavitäten bleiben daher, im Gegensatz zu intern gekoppelten Systemen, eigenständige Resonatoren. Die Höhe der Spannungsamplituden der extern gekoppelten Beschleuniger hängt von der ausgekoppelten Leistung im RFQ ab. Je stärker der Auskoppler an die elektromagnetischen Felder des RFQ ankoppelt, desto mehr Leistung wird transferiert und umso größer sind die Spannungsamplituden im IH-DTL.

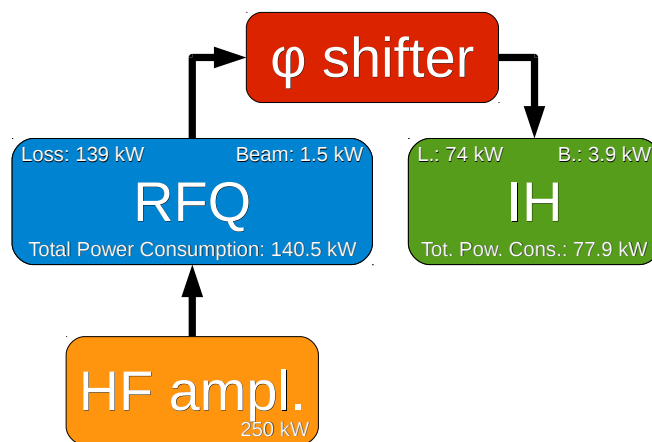


Abbildung 4.9: Die Leistung wird im RFQ ausgekoppelt und im IH-DTL eingekoppelt. Der Phasenschieber sorgt für die erforderliche Phasenbeziehung der Beschleuniger.

Für eine stabile Phasenbeziehung zwischen den Resonatoren muss gesorgt werden. Die Protonenpulse, die den RFQ verlassen, können nur zu einer exakten Phase (Soll-Phase) vom IH-DTL angenommen werden. Kommen die Protonenpulse zu früh oder zu spät in den ersten Spalt des IH-DTL, so wird die Abweichung im Energiehub und der Phasenfehler im nächsten Spalt umso größer. Die Phase des extern gekoppelten IH-DTLs hängt von der Weglänge der elektromagnetischen Welle im Koaxialkabel ab. Über einen Phasenschieber („Posaune“) kann die Weglänge variiert werden. Somit verstellt sich auch die Phase der Welle, die den IH-DTL erreicht.

4.3.2 Interne Kopplung

Ein wesentlicher Vorteil der internen Kopplung ist die fixierte Phasenbeziehung von RFQ und IH-DTL. Je nach Mode beträgt diese 0° bzw. 180° . Hochfrequenztechnisch wird durch die interne Kopplung aus den zwei Kavitäten ein untrennbares schwingungsfähiges System mit eigenen Resonanzfrequenzen. Die elektromagnetischen Felder breiten sich in beiden Beschleunigerteilen aus, so dass beispielsweise die Veränderung eines Tuners das gesamte gekoppelte System beeinflusst. Deshalb müssen die Beschleuniger speziell auf den intern gekoppelten Betrieb abgestimmt werden.

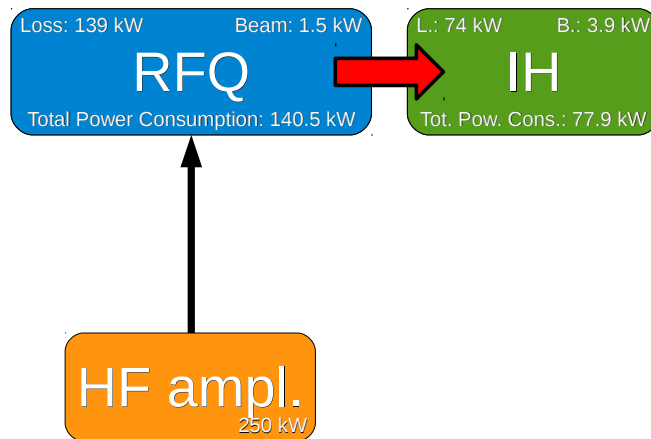


Abbildung 4.10: Bei einem intern gekoppelten Beschleunigerbetrieb wird die Leistung in den RFQ eingekoppelt und intern zum IH-DTL transferiert. Beide Beschleunigerteile bilden dann eine gemeinsame Resonanz mit eigenen Moden.

Es werden zwei Arten der internen Kopplung untersucht. Die interne Kopplung ist galvanisch über einen Koppelbügel oder induktiv über den Hohlraum im Bereich des Strahlkorrektur-Quadrupols (Steerer) möglich. Die galvanische Kopplung ist technisch aufwändig und stellt sich anlässlich der Simulationsergebnisse als nicht vorteilhaft heraus. Die Kopplung über den Hohlraum ist ebenfalls eine technische Herausforderung, zeigte sich jedoch bei der Variation des Spannungsverhältnisses wesentlich gefälliger.

4.3.2.1 Galvanische Kopplung über einen Koppelbügel

Zur Gewährleistung einer festen Phasenbeziehung zwischen RFQ und IH-DTL war zu Beginn der Untersuchungen zur Kopplung eine galvanische, interne Kopplung über einen leitenden Bügel angedacht. In diesem Konzept verbindet der Koppelbügel die letzte RFQ-Stütze mit der ersten Driftrohrstütze der IH-Struktur, um sie an den Kontaktpunkten auf gleiches Potenzial zu bringen. Der IH-DTL wird daher über die Schwingung des RFQs angeregt. Über die Position, an der der Koppelbügel an die Stützen greift, kann das Verhältnis der Spannungsamplituden V von RFQ und IH-DTL eingestellt werden. In Abschnitt 4.3.2.2 wird das Spannungsverhältnis definiert und dessen Bedeutung erläutert.

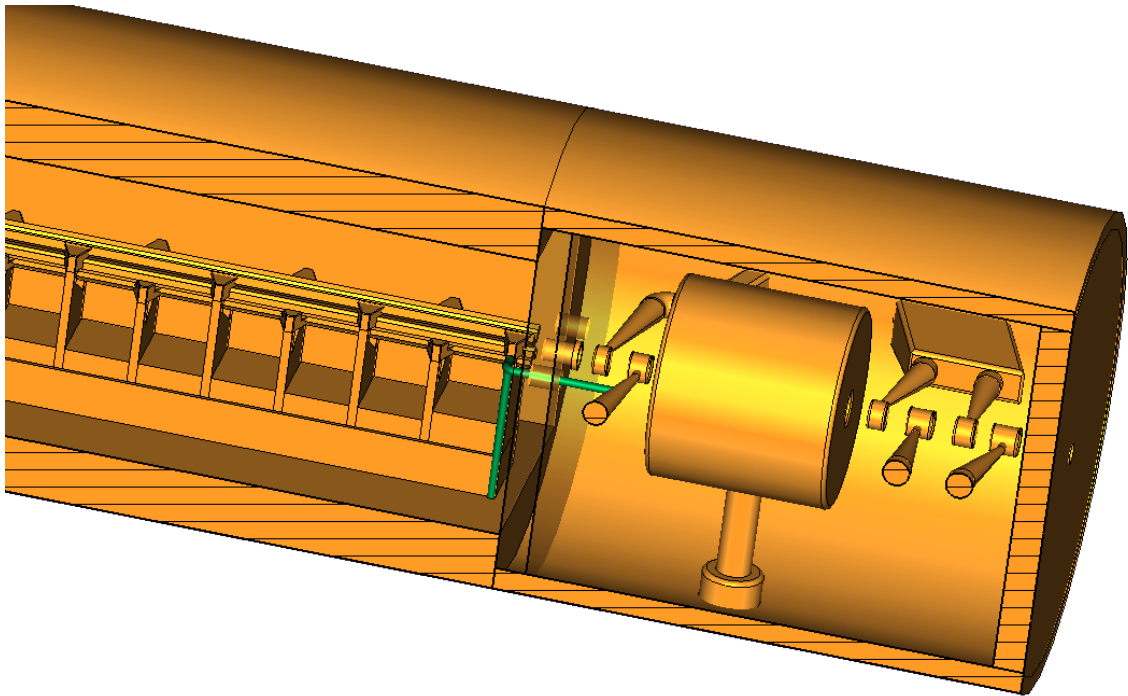


Abbildung 4.11: Dargestellt ist einer der ersten Vorschläge des gekoppelten RFQ-IH-Systems für FRANZ [17]. Neben einer zylindrischen IH-Kavität war eine galvanische Kopplung (grüner Koppelbügel) vorgesehen.

Die simulierte Spannungsamplitude kann jedoch bei Variation der Koppelbügelposition um lediglich 4% verändert werden. Über die Verstimmung eines Resonators ist es möglich, das Amplitudenverhältnis über einen weiten Spannungsbereich einzustellen. Die effektiven Spaltspannungen der IH-Struktur dividiert durch die Elektrodenspannung des RFQ ergeben das Spannungsverhältnis (siehe Abbildung 4.12). Alle Kurven beziehen sich auf die 0-Mode. Die unstetige Spannungskurve des galvanisch gekoppelten Systems bereitet Probleme bei der Konfiguration des Spannungsverhältnisses. Für die Amplitudenanpassung eignet sich infolge des stetigen Verlaufs das induktiv gekoppelte

System (ohne Koppelbügel). Galvanische und induktive Kopplung wurden zu Beginn der Masterarbeit verglichen. Da mit der Zeit die Geometrien der Beschleuniger angepasst wurden, soll hiermit auf die aktuellen Daten zur induktiven Kopplung aus Abschnitt 4.3.2.2 hingewiesen werden.

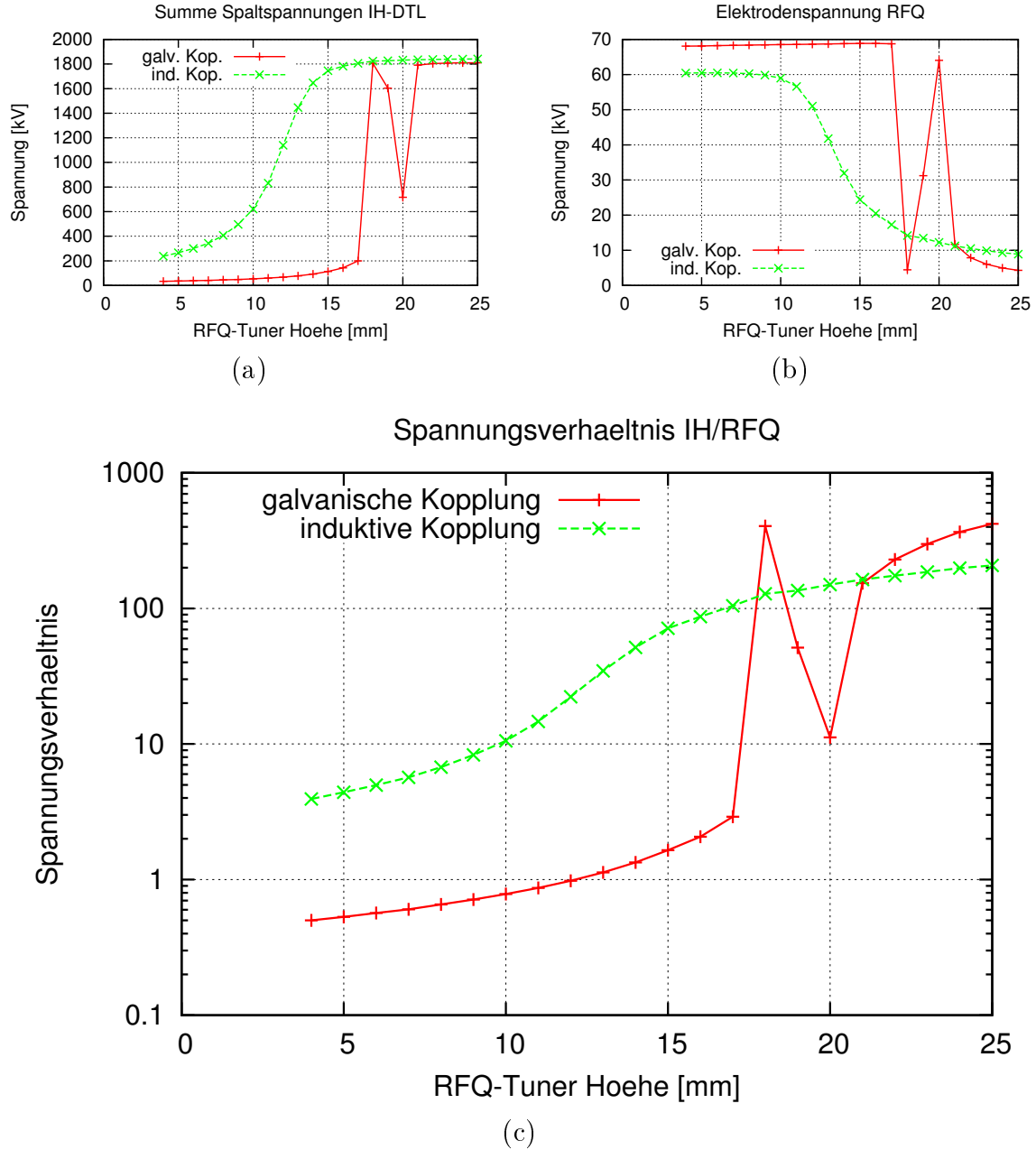


Abbildung 4.12: (a) Mit zunehmender Tunerhöhe im RFQ steigt die Spannung im IH-DTL an. (b) Der RFQ verliert im gekoppelten Betrieb an Spannungsamplitude, wenn er zu höheren Frequenzen verstimmt wird. In Bild (c) ist das Spannungsverhältnis der gekoppelten Resonatoren dargestellt.

Die Simulationsergebnisse weisen auf einige Schwierigkeiten bei der galvanischen Kopplung hin. Beim Abstimmen des Amplitudenverhältnisses kommt es zu Unstetigkeiten im Spannungsverlauf. Mit zunehmender Tunerhöhe fällt die Spannung in den Beschleunigungsspalten der IH-Struktur nach einem steilen Anstieg um über die Hälfte der bereits erreichten Spannung ab. Die Spannungsschwankungen im RFQ betragen sogar über 90%. Dieses komplizierte Verhalten würde die Abstimmung und den Betrieb des Beschleunigersystems erschweren. Ein weiterer negativer Aspekt der galvanischen Kopplung sind die thermischen Verluste auf dem Koppelbügel. Er müsste wie die Stützen der IH-Struktur mit Wasser gekühlt werden, was den technischen Aufwand für die Konstruktion erhöhen würde.

4.3.2.2 Induktive Kopplung

Das neuartige Konzept der induktiven internen Kopplung ist wegen der starren Phasenbeziehung zu favorisieren. Eine fixierte Phase zwischen RFQ und IH-DTL bietet ebenfalls das galvanisch gekoppelte System aus Abschnitt 4.3.2.1. Jedoch beherbergt die Kopplung über einen Koppelbügel neben dem konstruktiven Aufwand auch den Nachteil eines un stetigen Spannungsverlaufs bei der Anpassung der Spannungsamplituden. Wegen der unkomplizierteren Handhabung wird die induktive Koppelvariante für die Beschleuniger am FRANZ empfohlen und im Folgenden genauer betrachtet. Das Schwingungsverhalten der gekoppelten RFQ-IH-Struktur wurde an Hand eines Modells im Hochfrequenzlabor untersucht. Einzelheiten zum Modell finden sich in Kapitel 5.

Für den Betrieb der gekoppelten Beschleuniger ist es essenziell wichtig, dass RFQ und IH-DTL durch die von den Simulationen der Teilchenstrahldynamik vorgegebenen Elektroden- bzw. Spalt-Spannungen beschleunigt werden. Werden RFQ und IH-DTL einzeln auf 175 MHz abgestimmt und dann miteinander gekoppelt, stellt sich ein Spannungsverhältnis von $v_{r,175\text{MHz}} = \frac{U_{IH}}{U_{RFQ}} = 86,6$ ein. U_{IH} steht für die aufsummierten effektiven Spaltspannungen in der IH und U_{RFQ} gibt die Spannung zwischen den benachbarten Elektroden im RFQ an.

Im Allgemeinen stimmt $v_{r,175\text{MHz}}$ nicht mit dem erforderlichen Spannungsverhältnis $v_{r,soll}$ überein. Gleichung (3.26) zeigt, dass das Verhältnis der konzentrierten Induktivitäten $\frac{L_{IH}}{L_{RFQ}}$ über die Stromstärken und somit über die Energieverteilung der gekoppelten Resonatoren entscheidet. Die effektive Beschleunigungsspannung im IH-DTL soll $U_{IH} = 1576\text{ kV}$ und im RFQ zwischen zwei benachbarten Elektroden $U_{RFQ} = 79\text{ kV}$ betragen. Somit ergibt sich für FRANZ das erforderliche Spannungsverhältnis $v_{r,soll}$.

$$v_{r,soll} = \frac{U_{IH}}{U_{RFQ}} = 19,949 \approx 20 \quad (4.6)$$

Über die Verstimmung eines Resonators kann das Spannungsverhältnis verändert werden. Um das geforderte Verhältnis V_{soll} zu erreichen, bietet sich der RFQ zur Verstimmung an. Mit den Tunerplatten des RFQs erreicht man theoretisch einen Frequenzhub

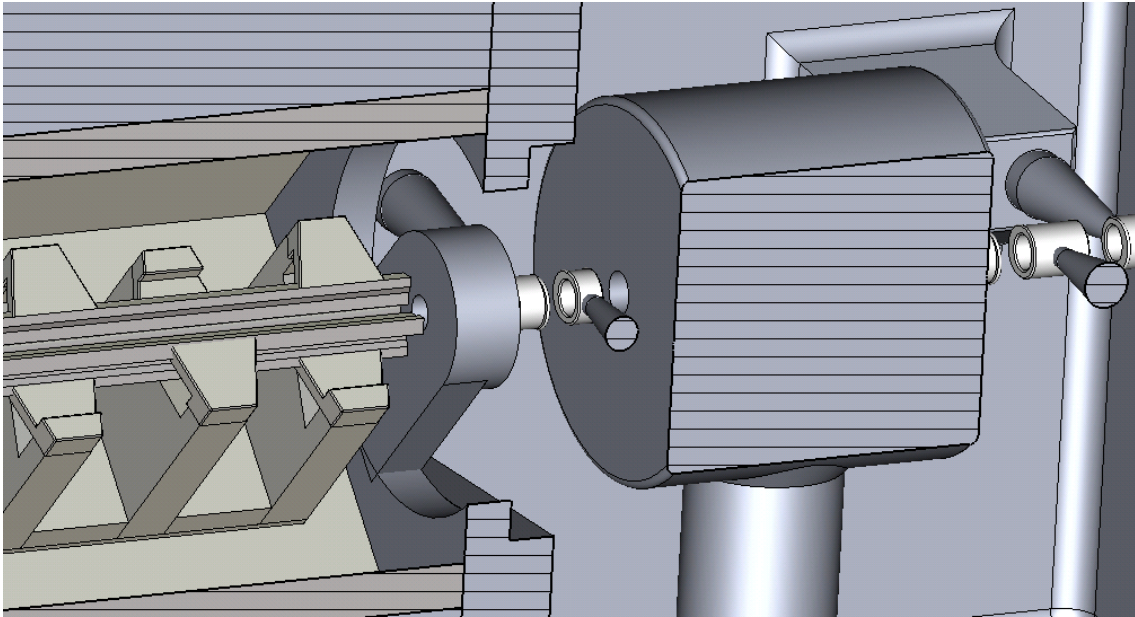


Abbildung 4.13: Gezeigt ist der Übergang von RFQ zur IH-Struktur. Über den Hohlraum um den Korrekturmagneten (In der Mitte, im Koppelloch) koppeln die Magnetfelder beider Resonatoren. Das Design der Teilchenstrahldynamik verlangt einen um 45° zur IH-Struktur gedrehten RFQ.

von ca. ± 25 MHz (siehe Abbildung 4.4), wohingegen über einen Tuner im IH-DTL nur Verstimmungen von bis zu 300 kHz möglich sind. Das Design des IH-Tuners steht noch nicht fest, weswegen für die Untersuchungen ein Testtuner gewählt worden ist, der vom Tankdeckel in Höhe des sechsten Beschleunigungsspalts in Richtung Strahlachse geschoben werden kann. Der Testtuner ist ein zylindrischer Tauchkolben mit einem Durchmesser von 7,5 cm. Mit Optimierungen des Tunerdesigns ist ein größerer Frequenzhub möglich.

Wird das ideale Spannungsverhältnis mittels der Tunerplatten im RFQ eingestellt, so müssen die Tuner auf einer Höhe von $t_{0-Mode} = 21,04$ cm bzw. $t_{\pi-Mode} = 20,20$ cm justiert werden (siehe Tabelle 4.4). Die Tunerhöhe ist der Abstand der Tuneroberfläche, über die der Strom fließt, zur Grundplatte des RFQs (siehe Abbildung 4.3). Alle Tuner befinden sich für die Untersuchung der Kopplung, ungeachtet von der „Flatness“, auf gleicher Höhe. Zusätzlich zur Abstimmung des Spannungsverhältnisses muss im RFQ ein sogenanntes „Flatness-Tuning“ durchgeführt werden. Die Elektrodenspannung im RFQ nimmt im gekoppelten Fall zur IH-Struktur hin zu (siehe elektrische Feldverteilungen des gekoppelten Modells in Abschnitt 5.27 und [17]). Ebenso nehmen die Spannungen der ersten Spalte des IH-DTLs zu (siehe Abbildung 4.6). Im Gegensatz zum RFQ ist im IH-DTL keine nachträgliche Anpassung des Spannungsprofils möglich. Die IH-Struktur muss entweder für den intern gekoppelten oder den ungekoppelten Fall abgestimmt sein. Die Güte des gekoppelten Systems nimmt den Wert des dominanten Resonators an, der den Großteil der Hochfrequenzleistung in sich trägt. Für eine Tunerhöhe von beispielsweise

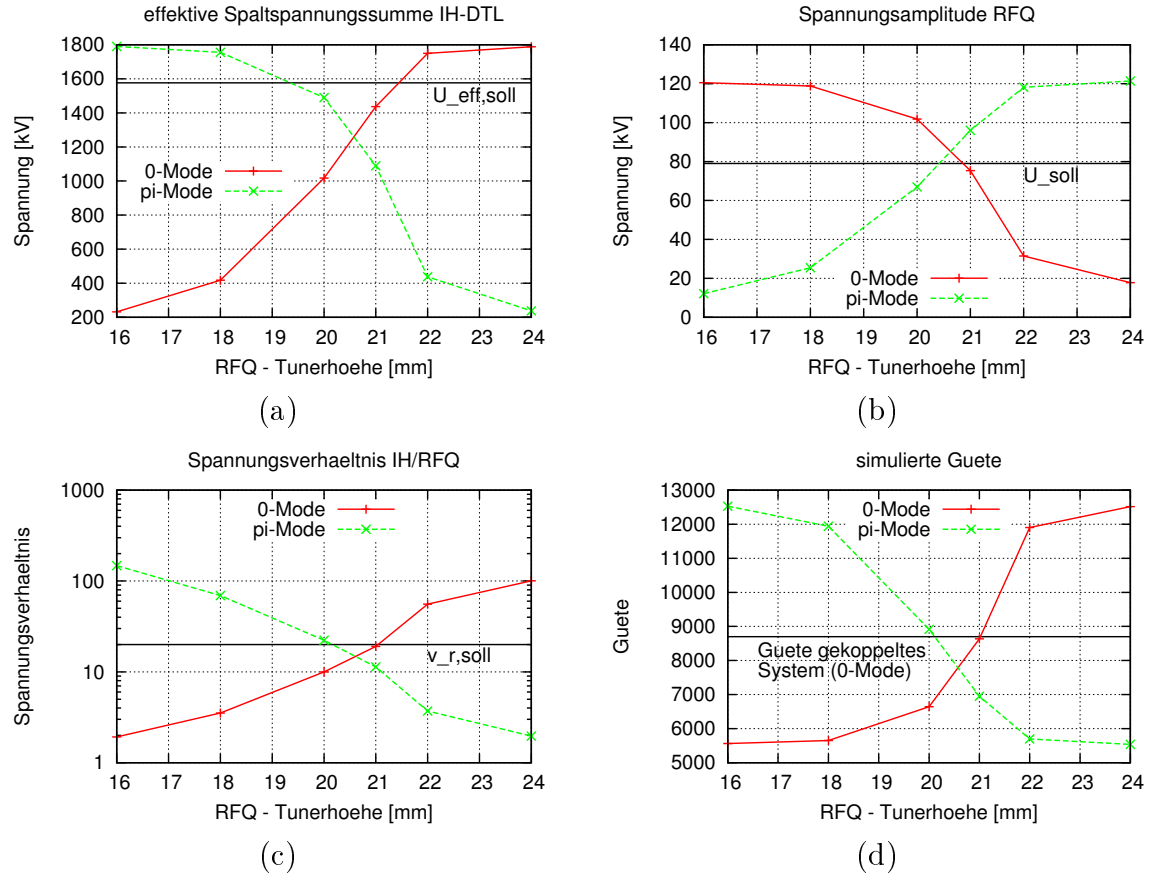


Abbildung 4.14: Eine Verstimmung des RFQs verändert das Spannungsverhältnis. Die Auswirkung des Tunings auf die 0-Mode und die π -Mode sind gegensätzlich.

$t_{0\text{-Mode}} = 16$ mm würde die Elektroden­spannung im RFQ über 120 kV betragen. Somit entspräche die Güte des gekoppelten Systems in etwa der Güte des ungekoppelten RFQs.

Mit dem IH-Tuner wird das Spannungsverhältnis ebenfalls beeinflusst (siehe Abbildung 4.16 (c)). Je nach Einschubtiefe ist seine Wirkung induktiv oder kapazitiv (siehe Abbildung 4.17). Wird er vom Tankdeckel in die Kavität gefahren, verdrängt er zunächst nur magnetisches Feld, was zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz führt. Je näher er der Strahlachse und somit den Driftröhren kommt, baut sich eine Kapazität auf, die die Resonanzfrequenz absenkt. Damit verknüpft sind die Effekte auf das Spannungsverhältnis und die Güte (siehe Abbildungen 4.16 (c) und (d)). Beim Tuning der IH-Struktur befanden sich die Tunerplatten des RFQs auf einer Höhe von $t = 19,75$ mm.

Hinsichtlich der Modenaufspaltung (siehe Abschnitt 3.1) bieten zwei gekoppelte Resonatoren zwei Moden zur Beschleunigung von Teilchen an. Das gekoppelte System hat die Möglichkeit gleichphasig (0-Mode) oder gegenphasig (π -Mode) zu schwingen. Wie bereits gezeigt wurde, lässt sich mit beiden Moden das benötigte Spannungsverhältnis von $V_{\text{soll}} = 20$ erreichen. Somit sind für den Betrieb von FRANZ theoretisch beide Moden

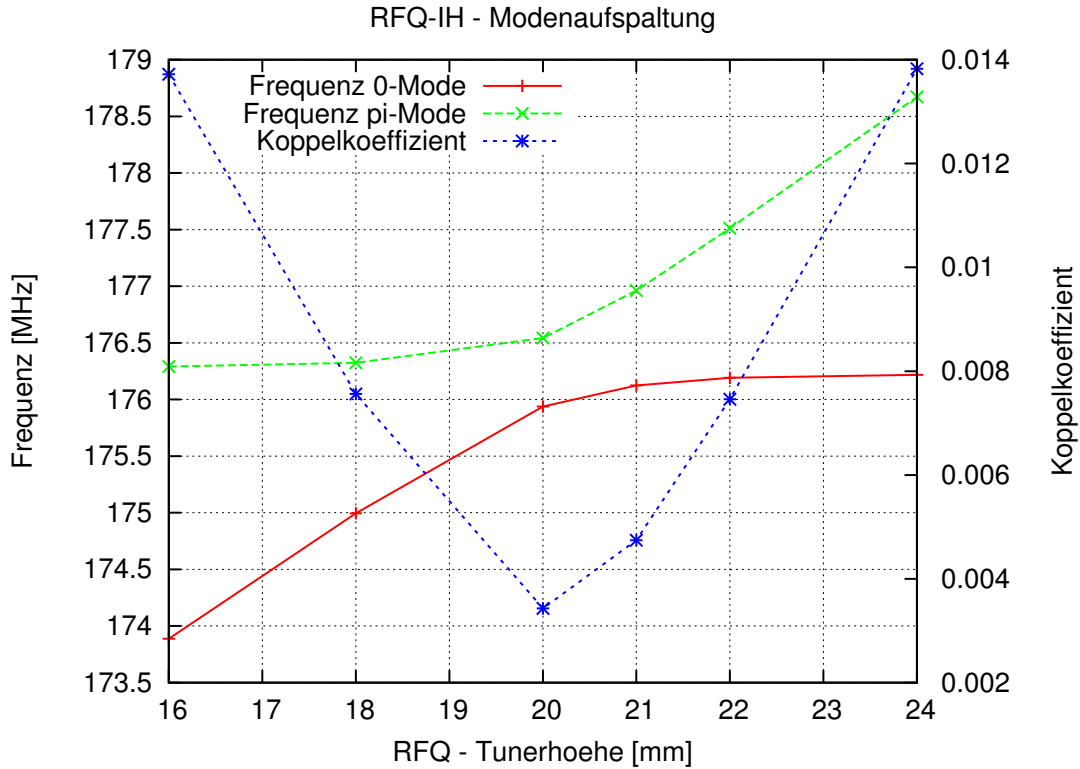


Abbildung 4.15: Durch die Kopplung von RFQ und IH kommt es zur Modenaufspaltung. Die Verstimmung des RFQs über die Tunerplatten hat Einfluss auf die Resonanzfrequenzen und somit auch auf den Koppelkoeffizienten. Die Frequenzabweichung durch das Tuning betrifft vor allem eine Mode, während die andere Mode annähernd konstant bleibt.

verwendbar. In Tabelle 4.4 befinden sich die wichtigsten Parameter des gekoppelten Systems bei einem Spannungsverhältnis von $V = 20$. Die Resonanzfrequenzen beider Moden weichen um bis zu 1% von der erforderlichen Frequenz von 175 MHz ab. Zur Genauigkeit der simulierten Frequenzen und den übrigen Parametern wird in Kapitel 6 ausführlich Stellung genommen. Eine Frequenzabweichung des realen gekoppelten Beschleunigers muss über ein Tuning beider Resonatoren kompensiert werden. Werden RFQ und IH gleichermaßen um Δf verstimmt, verschiebt sich die Resonanzfrequenz des gekoppelten Systems, ohne das Spannungsverhältnis zu beeinflussen (siehe dazu Abbildung 4.18 und die Abhängigkeiten der Eigenvektoren aus Gleichungen 3.26 und 3.27 und der Eigenwerte aus Gleichungen 3.17 und 3.18). Die simulierte Leistung, die auf den Tankwänden dissipiert wird, beträgt in der 0-Mode 152 kW und in der π -Mode 165 kW. RFQ und IH-DTL benötigen im Einzelbetrieb und im extern gekoppelten Betrieb zusammen 157 kW.

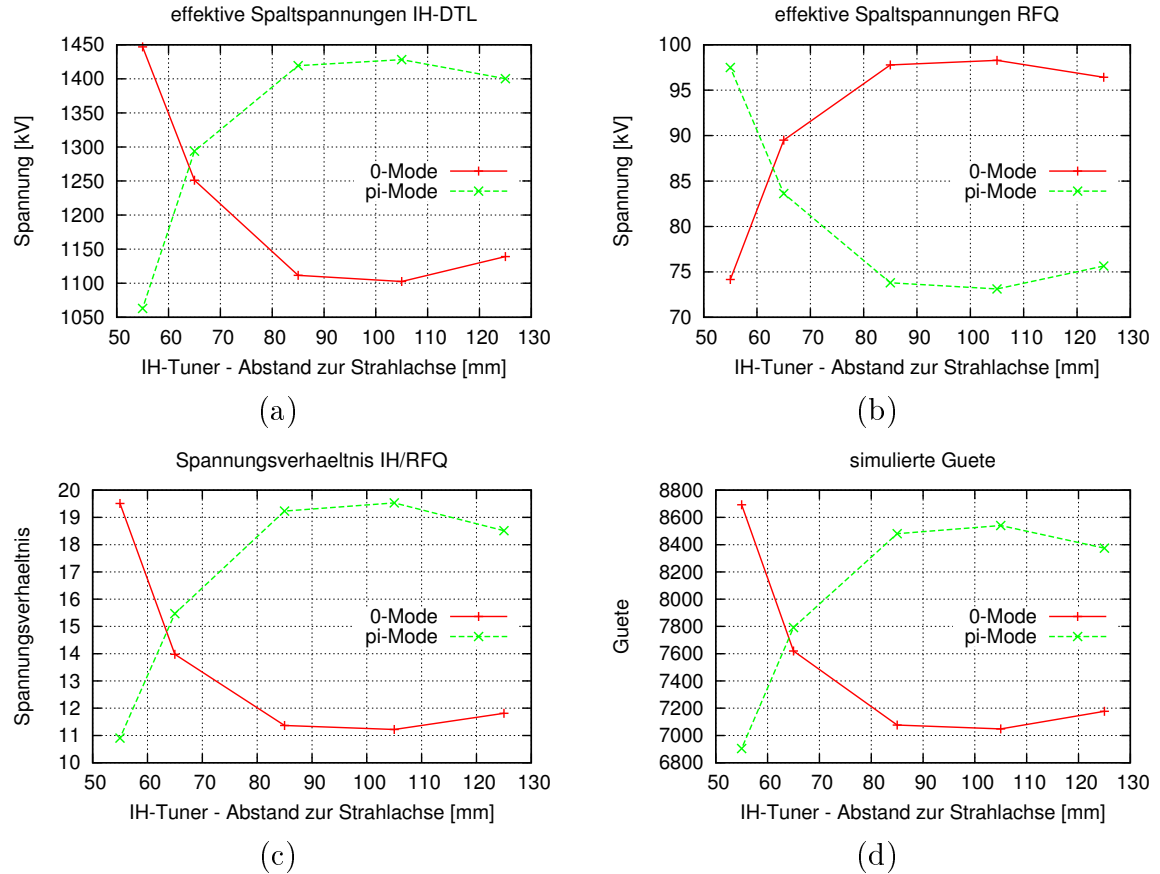


Abbildung 4.16: Das Spannungsverhältnis wird über die Einschubtiefe des IH-Tuners beeinflusst. Wie beim Tuning des RFQs sind die Auswirkungen auf die 0-Mode und die π -Mode gegensätzlich.

	0-Mode	π -Mode
Resonanzfrequenz f in [MHz]	176,13	176,61
Koppelkoeffizient k	0,0048	0,0035
Spannungsverhältnis v_r	20	20
Tunerhöhe im RFQ t in [mm]	21,04	20,20
intrinsische Güte Q_0	8697	8508
Leistungsverluste P in [kW]	152	165

Tabelle 4.4: Bei einem Spannungsverhältnis von $v_r = 20$ ergeben sich aus den Simulationen die Daten der Tabelle.

Theoretisch sind beide gekoppelte Moden für die effektive Teilchenbeschleunigung geeignet. Will man anstatt der 0-Mode die π -Mode verwenden, muss zwischen RFQ und IH-Struktur eine zusätzliche Driftstrecke d einplant werden. Ansonsten würden die Protonen

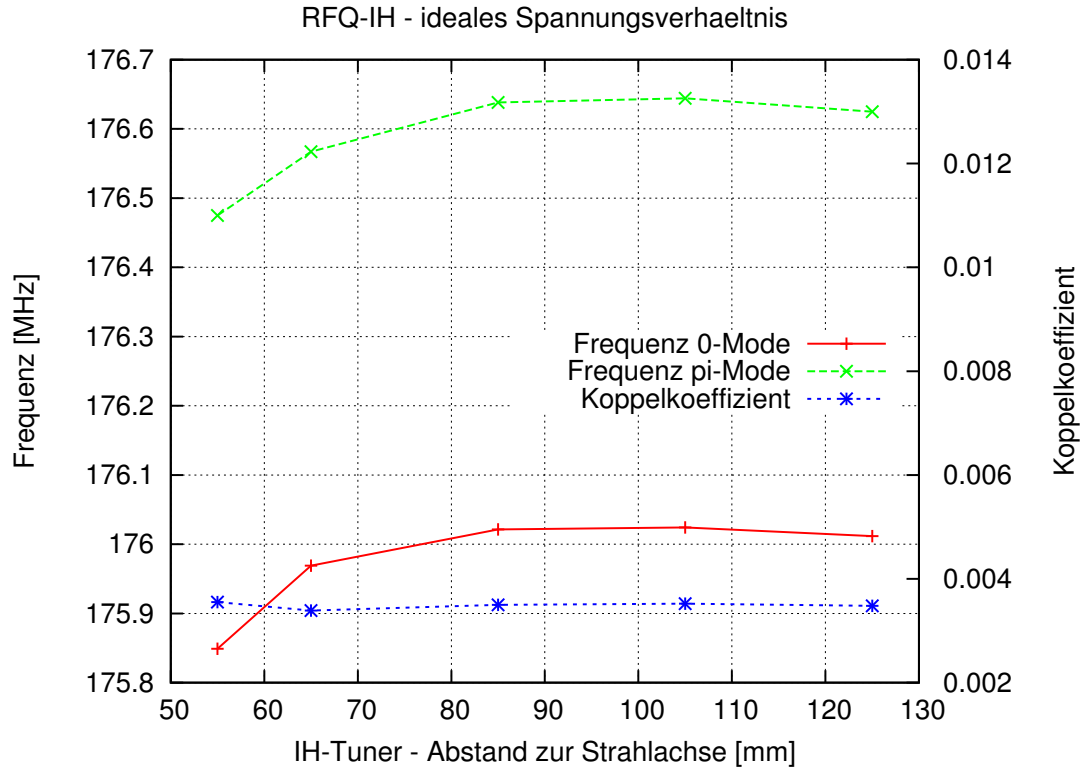


Abbildung 4.17: *Der Einfluss des IH-Tuners auf die Resonanzfrequenz hängt von seiner Einschubtiefe ab. Mit zunehmender Einschubtiefe in Richtung Strahlachse ist seine Wirkung zunächst induktiv und die Resonanzfrequenz steigt an. Nahe der Driftröhren ist sein Einfluss vermehrt kapazitiv, was zu einer Verstimmung zu tieferen Frequenzen führt. Bei einem Blick auf die Skala des Koppelkoeffizienten fällt auf, dass dieser sich nur geringfügig ändert.*

die IH-Struktur mit einer Abweichung von 180° von der Sollphase erreichen.

$$d = \frac{\beta\lambda}{2} = \frac{\beta c_0}{2f} \approx 3,3 \text{ cm}$$

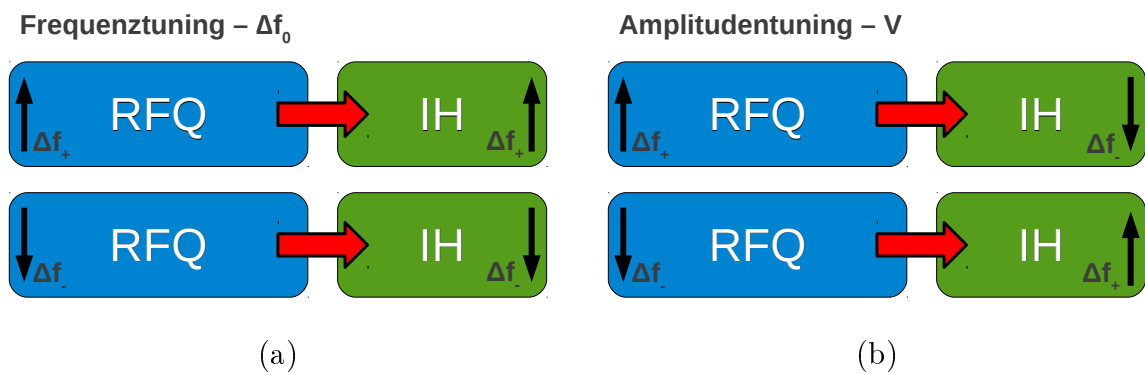


Abbildung 4.18: Die Frequenz des gekoppelten Systems wird über eine gleichmäßige Verstimmung beider Resonatoren erzielt (a). Will man das Amplitudenverhältnis beeinflussen müssen RFQ und IH-DTL gegeneinander verstimmt werden (b).

5 Modell: RFD-IH

Für neuartige Beschleunigerentwicklungen ist es empfehlenswert, neben den Simulationen reale Messungen an einem Modell durchzuführen. Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, liefern Simulationen zwar detaillierte Informationen über den Beschleuniger, diese sind aber umso ungenauer, je komplexer eine Struktur ist. Im Folgenden werden zwei Modelle betrachtet, die Erkenntnisse über die Hochfrequenzeigenschaften des geplanten gekoppelten Beschleunigers RFQ-IH liefern.

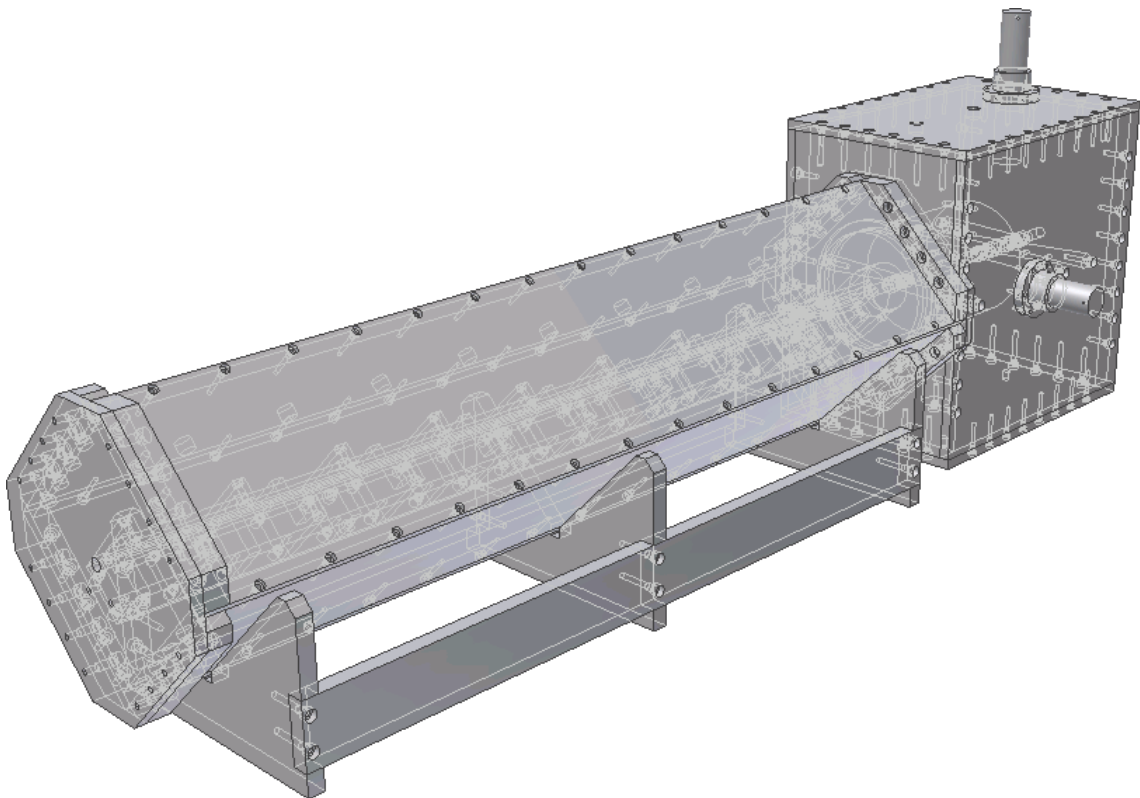


Abbildung 5.1: *Mit Autodesk Inventor wurden die Konstruktionszeichnungen für das gekoppelte Modell erstellt.*

Die grundlegende Geometrie eines Beschleunigers wird im Modell weitgehend beibehalten. Die Vereinfachung der Formen ist erwünscht, darf aber nicht auf Kosten der Aussagekraft gehen. Oft werden entsprechende Modelle auf einen kleineren Maßstab skaliert, was den Fertigungs- und Materialaufwand minimiert. Dabei ist zu beachten,

dass Messgrößen von der Skalierung abhängig sein können. So ist beispielsweise die Resonanzfrequenz eine skalierungsabhängige Größe. Bei einem Modell im gewählten Maßstab von 1:2 verdoppeln sich die Frequenzen der Moden. Für das Modell wird neben dem geometrischen Maßstab auch die eingekoppelte elektrische Leistung verringert, so dass aufwändige Kühlsysteme überflüssig werden und ohne Gefahr an dem Modell gearbeitet werden kann. Da das Modell niemals einen Teilchenstrahl transportieren wird, kann auf ein Vakuum verzichtet werden. Dies setzt die Anforderungen an die mechanische Stabilität herunter. Pumpen und Vakuumflansche sind somit für das Modell nicht mehr notwendig.

	RFD-Modell	IH-Modell
Außenmaße in mm	895 x 170 x 170	317 x 217 x 325
Innenmaße in mm	875 x 150 x 150	269 x 197 x 305
Elektroden	2	-
Elektrodenabstand	5 mm	-
Elektrodenhöhe	25 mm	-
Anzahl Stützen bzw. Driftröhren	18	6
Stützenbreite	50 mm	-
Stützendicke	10 mm	-
Stützenabstand	38,5 mm	-
Koppelpositionen	8	2
Tuner	17	2
Material	Messing und Aluminium	Messing

Tabelle 5.1: *Geometrische und bautechnische Parameter der Modelle*

Für den FRANZ RFQ-IH wurde ein Modell nach den oben aufgeführten Kriterien im Maßstab 1:2 entworfen. Die Konstruktionszeichnungen wurden mit Autodesk Inventor 2010¹ erstellt. Der modulare Aufbau ermöglicht Anpassungen auch für zukünftige Fragestellungen, die über diese Arbeit hinaus gehen. Um weitere Kosten zu sparen, wurde das Kupfer durch Messing ersetzt. Komponenten, auf denen keine oder nur geringe Ströme fließen, wie z.B. das Gestell oder die Tankwände des RFD sind aus Aluminium. Aluminium ist im Vergleich zu Messing der theoretisch bessere elektrische Leiter. Weil die Oberflächen von Aluminium sehr rasch eine Oxidschicht ausbilden und sich dadurch erhöhte Widerstände an den Kontaktstellen der Bauteile ergeben, ist Messing das Material der Wahl für die stromdurchflossenen Bauteile.

¹<http://www.autodesk.de>

5.1 Modell des IH-DTL

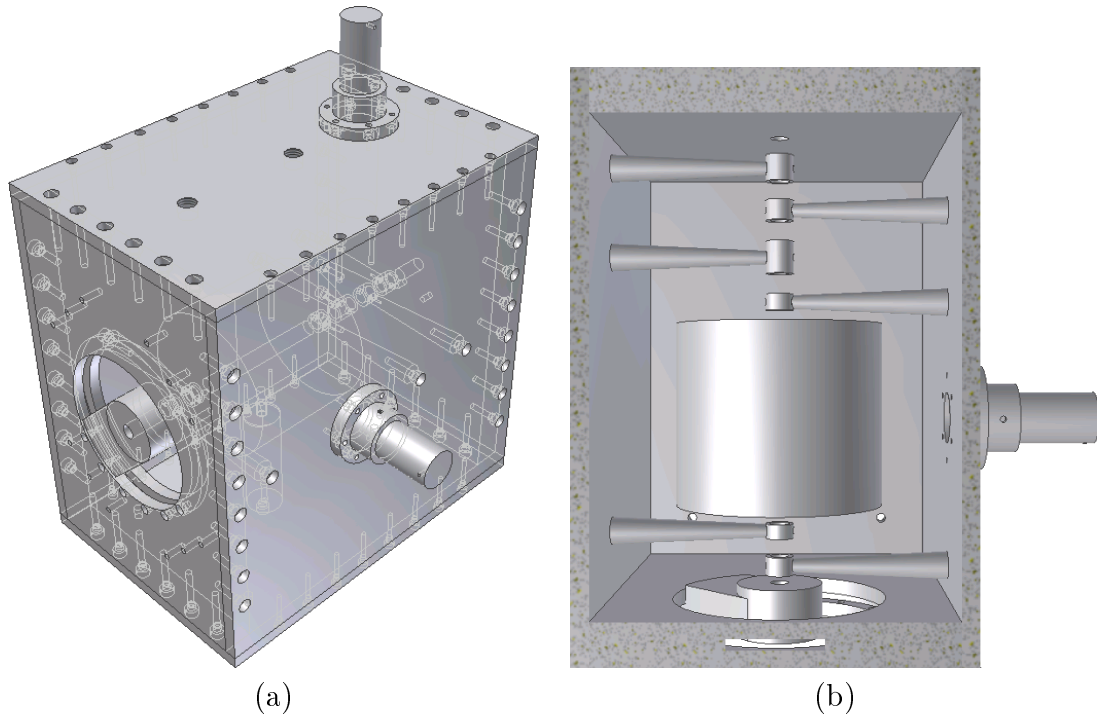


Abbildung 5.2: *In der isometrischen Darstellung (a) sind in hellgrau die Bohrlocher für die Verschraubungen zu sehen. Für eine gute elektrische Kontaktierung der Komponenten wurden viele Schrauben vorgesehen. Die Draufsicht (b) zeigt die Anordnung der Driftröhren, des Steuerers und der Linse. Der Steerer lässt sich in verschiedenen Winkeleinstellungen installieren, um Messungen mit unterschiedlich gedrehten RFD zu untersuchen.*

Die modellierte IH-Struktur verfügt für Bauteile nahe der Strahlachse über die skalierten Maße des Originals. Die Längen und Abstände der sechs Driftröhren, der Linse und des Steuerers sind maßstabsgetreu. Auf Verrundungen, Dipolkorrekturen, Rippen und schräge Stützen wurde verzichtet. Die Geometrievereinfachungen wirken sich auf die Resonanzfrequenz aus, so dass die Größe des Tanks entsprechend angepasst wurde. Die Leistung kann über zwei Positionen auf dem Tankdeckel induktiv ein- und ausgekoppelt werden. Des Weiteren befindet sich im Deckel ein Tuner, der auf Höhe des sechsten Beschleunigungspalts herab gelassen werden kann. Ein weiterer Tuner ist an der Außentankwand angebracht und baut beim Einschub eine Kapazität zur Linse auf.

Zur Optimierung der Spannungsverteilung wurde die Anordnung der Driftröhrenhalter gespiegelt, so dass die erste Stütze der IH auf der Seite des Steuerers sitzt.

Für eine axiale Ausrichtung der Driftröhren und der Linse dient eine Justagegange, deren Durchmesser (Δd) ein Zehntel Millimeter kleiner wie die Aperturen sind. Daraus ergibt sich für die Justagegange auf der Tanklänge l_t eine maximale Verkippung von α .

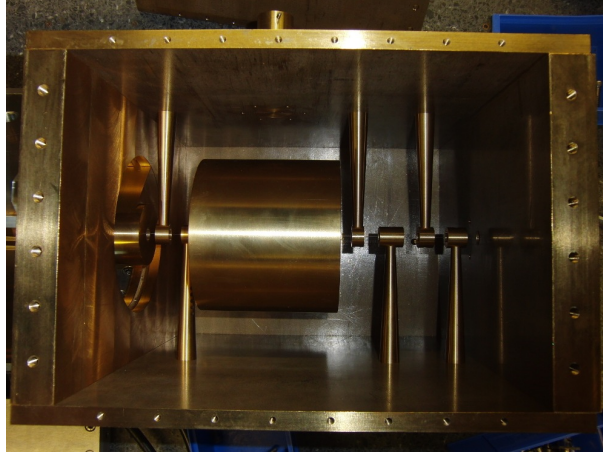


Abbildung 5.3: Für das IH-Modell wurde hier die gespiegelte Stützenkonfiguration verwendet. Im Gegensatz zu Abbildung 5.2 (b) zeigt die erste Driftröhrestütze in Richtung des Steererfußes, dementsprechend befindet sich auch der seitliche Tuner auf der gegenüberliegenden Seite. Durch die gespiegelte IH wurden die Spaltspannungen auf der Eingangsseite erhöht und somit die Feldverteilung optimiert (siehe Abbildung 5.10).

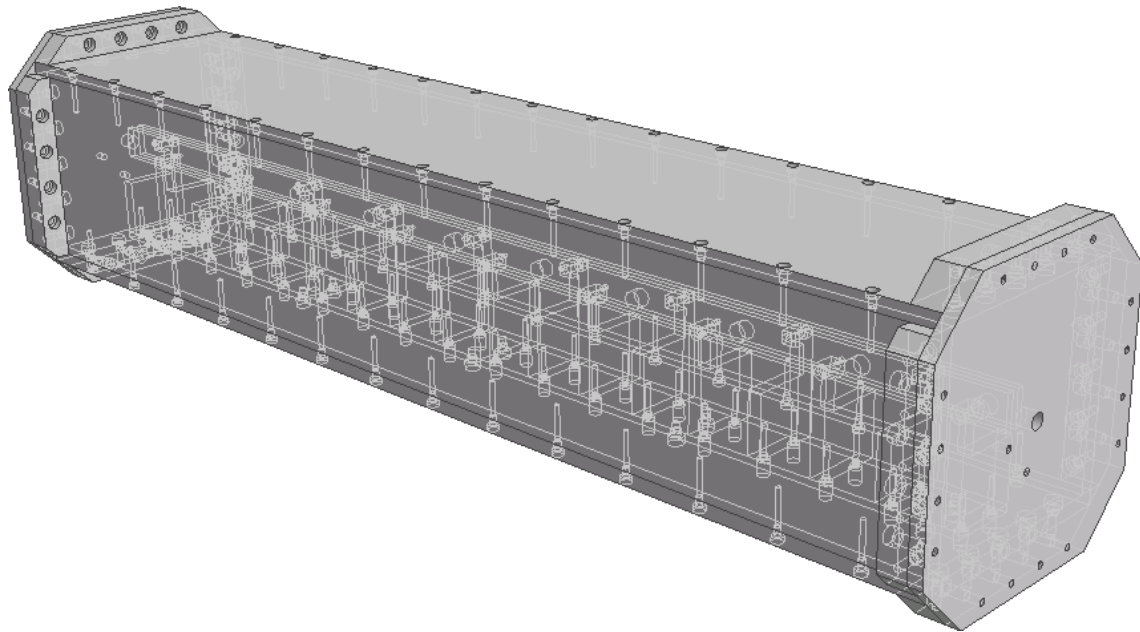
$$\begin{aligned}
 \alpha &= \arctan\left(\frac{\Delta d}{l_t}\right) \\
 &= \arctan\left(\frac{0,1 \text{ mm}}{314,93 \text{ mm}}\right) \\
 &= 0,018^\circ
 \end{aligned}$$

Die Driftröhren auf der Justagestage können maximal um β verkippfen. Zur Strahlachse ergibt sich für die Driftröhren ein maximalen Winkel von γ . Die Länge des kürzesten Driftrohrs wird mit l_d bezeichnet.

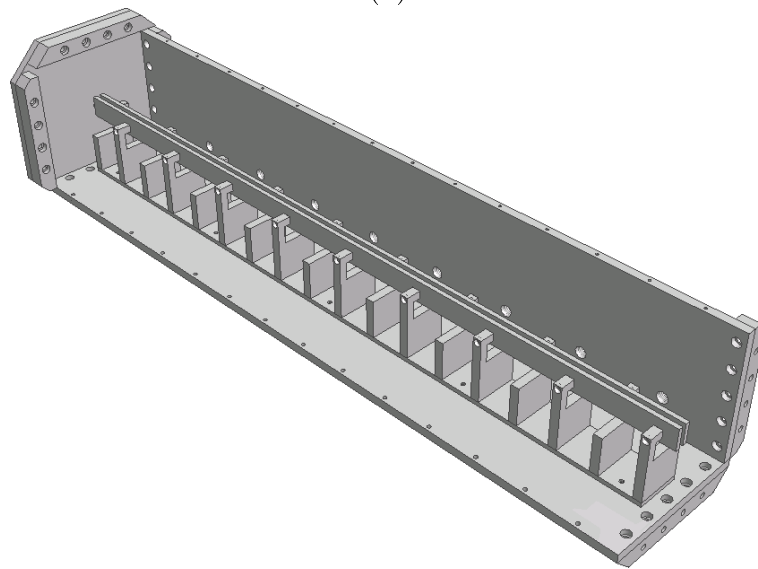
$$\begin{aligned}
 \beta &= \arctan\left(\frac{\Delta d}{l_d}\right) \\
 &= \arctan\left(\frac{0,1 \text{ mm}}{8,5 \text{ mm}}\right) \\
 &= 0,674^\circ
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma &\leq \alpha + \beta \\
 &= 0,692^\circ
 \end{aligned}$$

5.2 Das RFD-Modell



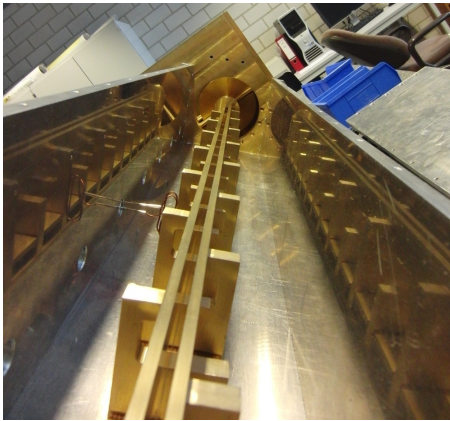
(a)



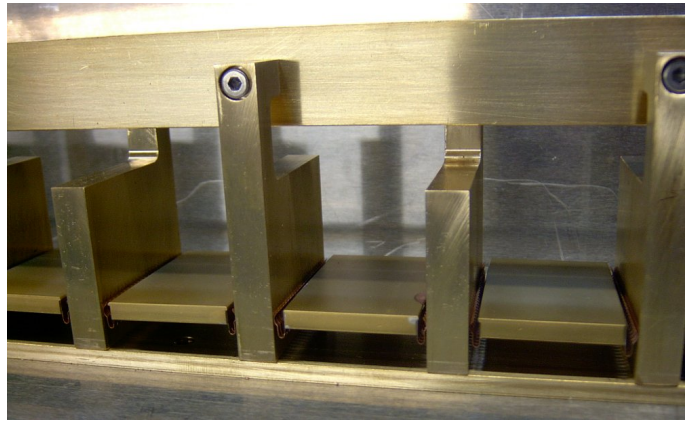
(b)

Abbildung 5.4: Das Modell des RFD ist in der oberen Abbildung (a) in der halbtransparenten Ansicht dargestellt. Die leitenden Elemente des RFD-Modells (Elektroden, Stützen und Leiterplatte) wurden wie beim IH-Modell aus Messing gefertigt. Die Tankwände sind aus Aluminium. Bild (b) zeigt den RFD im halb geöffnetem Zustand. Um die Tunerplatten zwischen den Stützen (nicht im Bild) zu variieren müssen zwei Seitenwände des RFD entfernt werden.

Der auffälligste Unterschied zwischen dem FRANZ-RFQ und seinem Modell sind die Elektroden. Der Quadrupol wurde durch einen Dipol ersetzt. Da das elektrische Dipolfeld im Gegensatz zum Quadrupolfeld im Zentrum von Null verschieden ist, lässt sich über eine Störkörpermessung entlang der Strahlachse die Feldamplitude zwischen RFD- und IH-Modell vergleichen. Das Verhältnis der Schwingungsamplituden des gekoppelten Systems gehört zu den wichtigsten Parametern, die mit dem Modell untersucht werden sollen. Wie im FRANZ-RFQ verlaufen die Ströme über die Stützen zu den Elektroden. Zwischen den insgesamt 18 Stützen werden Tunerplatten mit Kontaktfedern eingespannt. Sie verkürzen den Strompfad und beeinflussen die Resonanzfrequenz und Spannungsverteilung entlang der Strahlachse. Eine Seitenwand wurde mit Bohrungen für die Koppler versehen. Die Löcher befinden sich auf Höhe der Stützen, somit kann über Koppelschleifen das Magnetfeld, welches um die Stützen verläuft, eingefangen werden. Für den gekoppelten Betrieb lässt sich der Enddeckel abnehmen, so dass der Rahmen des RFDs mit dem IH-Modell verschraubt werden kann.



(a)



(b)

Abbildung 5.5: Die Einkoppelschleife an der RFD-Stütze ist auf dem Foto (a) zu erkennen. Zwischen den Elektroden befindet sich der Nylonfaden der Störkörpermessanlage. Die Tunerplatten sind in Bild (b) zu sehen.

5.3 Ein- und Auskoppelschleifen

In die vorgesehenen Bohrungen des RFD- und IH-Modells lassen sich die Koppler einführen. Alle angefertigten Koppler sind gebogene Kupferschleifen und koppeln induktiv an das Magnetfeld im Resonator an. Im RFD befinden sie sich an den stromdurchflossenen Stützen und im IH-Modell unter dem Tankdeckel, wo das Magnetfeld der TE_{111} -Mode parallel zur Strahlachse verläuft. Um in IH-DTL, RFD und dem gekoppelten System kritisch einzukoppeln, wurden Koppler in unterschiedlichen Größen angefertigt.

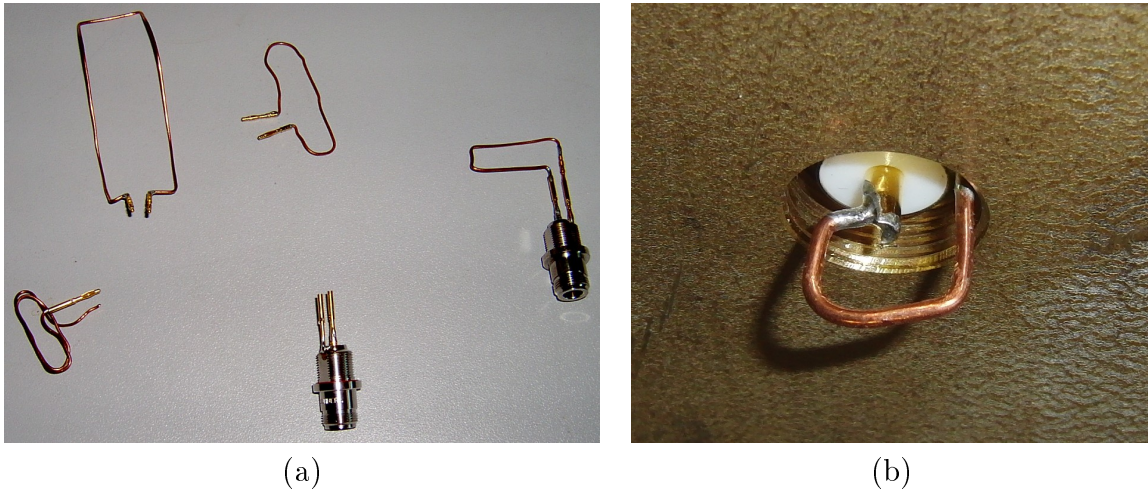


Abbildung 5.6: Ansicht (a) zeigt die verwendeten Einkoppler. Werden die Resonatoren im gekoppelten Modus (RFD-IH) betrieben, sind für eine kritische Einkopplung größere Koppelschleifen nötig. Die Darstellung (b) zeigt einen kleinen Auskoppler um die Leistungstransmission (S_{21} -Parameter) zu bestimmen.

Für die Messungen werden Ein- und Auskoppler benötigt. Für die Auskoppler reichen sehr kleine Schleifenflächen. Sie sollen dem Resonator möglichst wenig Leistung entnehmen, allerdings noch genug um ein unverraushtes Modenspektrum aufzunehmen. Ist das gemessene Signal qualitativ gut, kann die Auskoppelschleife noch weiter aus dem Feld gedreht werden. Die Schleifenfläche der Einkoppler wird so gewählt, dass im Resonator die maximale Spannungsamplitude erreicht wird. Man spricht dann von einer kritischen Einkopplung ($\beta = 1$). Bei einer zu kleinen oder zu großen Schleifenfläche wird die Kopplung unter- bzw. überkritisch ($\beta < 1$ bzw. $\beta > 1$). Ein Teil der zur Verfügung gestellten Leistung wird dann reflektiert [21].

Nicht nur für den Betrieb eines effizienten Beschleunigers ist die kritische Einkopplung wichtig. Auch für Messungen am Modell lässt sich bei einer kritischen Einkopplung die intrinsische Güte des Resonators besonders einfach aus der belasteten Güte bestimmen. Das Doppelte der belasteten Güte $Q_L = \frac{\omega W}{P_{tot}}$ entspricht dann der intrinsische Güte Q_0 [21].

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta_e) \quad (5.1)$$

$$\Rightarrow Q_0 = 2Q_L \quad , \text{ mit } \beta_e = 1 \quad (5.2)$$

Nun soll eine Formel für die benötigte Schleifenfläche für eine kritische induktive Einkopplung hergeleitet werden. Die Schleifenfläche A hängt von der induzierten Spannung U_{ind} ab (Induktionsgesetz). Die induzierte Spannung lässt sich zudem über die im Tank dissipierte Leistung P angeben, die im Falle der kritischen Einkopplung $\beta = 1$ genau der aufgebrauchten Leistung entspricht.

$$U_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (5.3)$$

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (5.4)$$

$$= \cos(\alpha) \int B \cdot dA \quad (5.5)$$

Mit dem periodische Wechselfeld $B = B_0 \cos(\omega t)$ im Resonator ergibt sich für die Induzierte Spannung

$$U_{ind} = \omega \sin(\omega t) \cos(\alpha) \int B_0 \cdot dA. \quad (5.6)$$

Der magnetische Fluss B_0 wird innerhalb der Schleifenfläche A_S als konstant angenommen.

$$U_{ind,0} = \omega \cos(\alpha) B_0 A_S \quad (5.7)$$

$$= \omega B_0 A_S \quad , \alpha = 0^\circ \quad (5.8)$$

$$\Leftrightarrow A_S = \frac{U_{ind,0}}{\omega \mu_0 H_0} \quad (5.9)$$

Nun wird die induzierte Spannung in Verbindung mit der aufgebrauchte Leistung P gebracht. Die Impedanz des Kopplers beträgt bei kritischer Einkopplung wie bei einem reflexionsfreien Endwiderstand $Z = 50 \Omega$.

$$P = \frac{U_{ind}^2}{Z} \quad (5.10)$$

$$= \frac{\left(U_{ind,0} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \right)^2}{Z} \quad (5.11)$$

$$= \frac{U_{ind,0}^2}{2 \cdot Z} \quad (5.12)$$

$$\Rightarrow U_{ind,0} = \sqrt{2ZP} \quad (5.13)$$

$$\Rightarrow A_S = \frac{\sqrt{100\Omega \cdot P}}{2\pi f \mu_0 H_0}, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m} \quad (5.14)$$

Die dissipierte Leistung P und die Stärke des Magnetfelds H_0 an der Position des Schleifenmittelpunkts werden aus den Simulationen gewonnen. Die simulierten Werte aus MWS für P und B_0 ergeben sich, wenn im Tank die Energie von 1 J gespeichert ist (siehe Tabelle 5.2). Da die Leistung proportional zum Quadrat des Magnetfeldes ist, bleibt das Ergebnis für die Schleifenfläche auch bei einer Skalierung der Leistung gültig.

	IH-Modell	RFD-Modell	RFD-IH gekoppelt
f	350 MHz	350 MHz	350 MHz
P	945,72 kW	2816,50 kW	1493,00 kW
H_0	7528,59 $\frac{A}{m}$	6374,49 $\frac{A}{m}$	3142,90 $\frac{A}{m}$
A_S	4,67 cm ²	9,53 cm ²	14,07 cm ²

Tabelle 5.2: Gezeigt sind die mit Gleichung 5.14 berechneten Schleifenflächen der Einkoppler. Die magnetische Feldstärke H_0 wurde an der Position des Einkopplers berechnet. Im gekoppelten System RFD-IH wird an der gleichen Stelle wie im RFD-Modell eingekoppelt. Sowohl das Magnetfeld H_0 als auch die Leistungsverluste P ergeben sich, wenn im gesamten Tank 1 J Energie gespeichert wäre.

Die Einkoppelschleife für das IH-Modell muss für eine kritische Einkopplung mindestens eine Fläche von 4,67 cm² besitzen. Dies stellt technisch kein Problem dar (siehe Abbildung 5.8). Unterhalb des IH-Tankdeckels ist genügend Raum vorhanden. Anders sieht es bei der RFD-Koppelschleife aus. Das RFD-Modell bietet entlang der Stützenseite etwa 5 cm Höhe. Mit zunehmender Distanz zur RFD-Stütze fällt das Magnetfeld stark ab (siehe Abbildung 5.7). Eine Schleifenbreite von über 1 cm fängt kaum zusätzliches Feld ein und macht daher keinen Sinn. Eine Schleifenfläche von 5 cm² reicht nicht für eine kritische Einkopplung aus, weswegen eine Schleife mit doppelter Windung angefertigt wurde. Wie die Messergebnisse zeigen, kann mit der Doppelschleife kritisch in das RFD-Modell eingekoppelt werden (siehe Abbildung 5.15). Das gekoppelte RFD-IH-System benötigt für eine kritische Einkopplung eine Schleife mit einer Fläche von mindestens 14,07 cm². Eine solche Schleife wurde nicht angefertigt. Sie müsste mindestens aus drei Windungen bestehen. Da mit jeder weiteren Windung die geometrische Tiefe der Schleife zunimmt und das inhomogene Magnetfeld für die äußeren Windungen abnimmt, sind dünne und eng gewickelte Schleifendrähte nötig.

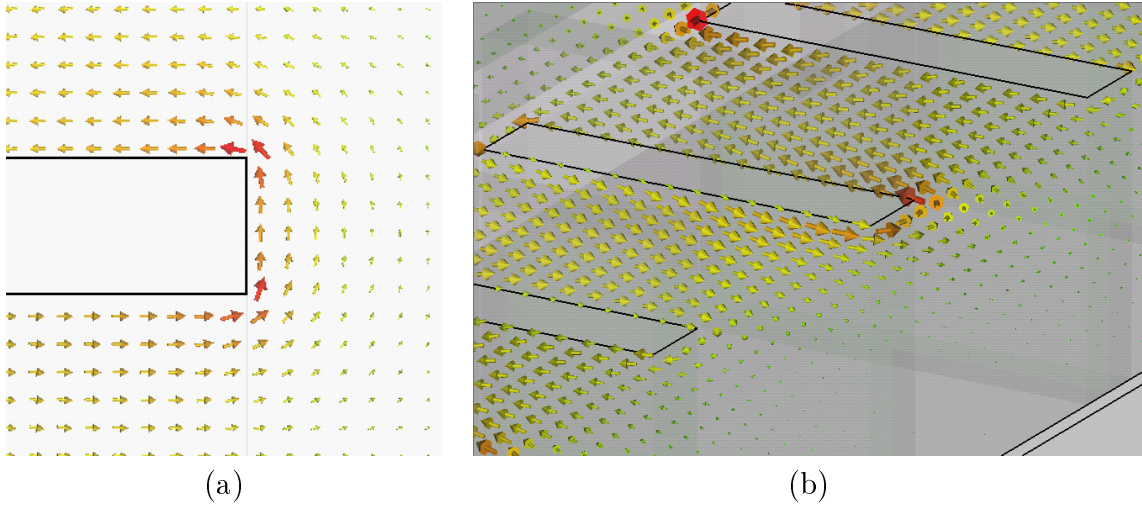


Abbildung 5.7: Ein ebener Schnitt zeigt die Umriss der Stützen des RFDs (schwarze Rechtecke) sowie das Magnetfeld, welches die Stützen umläuft. An der kurzen Seite einer Stütze wird die Hochfrequenzleistung über induktive Einkoppler (nicht im Bild) zum Resonator transferiert.

5.4 Messungen an den Modellen

Für die Untersuchung der Kopplung von RFD- und IH-Modell wurden Transmissions-, Reflexions- und Störkörpermessungen durchgeführt. Bei allen Messungen wird die Hochfrequenzleistung durch einen Netzwerkanalysator bereit gestellt und über einen Einkoppler in die Kavität gebracht. Mit Hilfe des Netzwerkanalysators lassen sich die S-Parameter [22] bei unterschiedlichen Frequenzen bestimmen. Die Messung der Transmission (S21-Parameter) ergibt beim Durchfahren der Frequenzen das Modenspektrum des Resonators. Wird an der Auskoppelschleife (Pickup) ein Maximum im Signal gemessen, hat man eine Resonanz gefunden, die sich über die Störkörpermessung oder über die Simulationen einer Mode zuordnen lässt. Über die Breite der Resonanzkurven (3dB-Methode) kann die Güte bestimmt werden. Zeigt die Messung des S11-Parameters auf der Resonanzfrequenz eine Reflexion von weniger als -20 dB im Verhältnis zum Eingangssignal, so kann die Kopplung als reflexionsfrei – also kritisch ($\beta = 1$) – betrachtet werden (Reflexionsmessung).

Die Störkörpermessungen geben Auskunft über die elektrische Feldstärke entlang der Strahlachse. Ein Teflonkügelchen (Dielektrikum) wird auf einem Nylonfaden befestigt und durch den Resonator gefahren. Die Phasenverschiebung zwischen ein- und ausgekoppeltem Signal ist proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke am Ort des Störkörpers [23].

$$E \propto \sqrt{\Phi} \quad (5.15)$$

5.4.1 IH-Modell

Das IH-Modell wurde mit Hilfe der Simulationen so gestaltet, dass die Resonanzfrequenz der TE_{111} Mode in der Nähe von 350 MHz liegt. Da die simulierte Resonanzfrequenz bei höheren Gitterpunktdichten zu nimmt und in ein Plateau läuft, macht es Sinn mit ausreichend vielen Gitterpunkten zu rechnen (siehe Kapitel 6). Das IH-Modell besteht aus vielen runden Elementen, wie den Stützen, der Linse und den Driftröhren. Das führt dazu, dass in den Simulationen das Frequenz-Plateau erst bei sehr vielen Gitterpunkten erreicht werden kann (Siehe dazu Abbildung 6.4). Um aus den Simulationen die erforderliche Form des Beschleunigers zu finden, werden virtuell verschiedene Geometrieparameter durchprobiert. So kann mit jeder Parametersequenz das Modell weiter optimiert werden, bis die Geometrie die geforderten HF-Eigenschaften erfüllt. Um Rechenzeit zu sparen, ist es ratsam mit weniger Gitterpunkten zu simulieren, obwohl die simulierte Resonanzfrequenz mit 5,9 Millionen Gitterpunkten noch nicht den realen Wert erreicht hat. Anschließend muss die Frequenzdifferenz aus zwei exemplarischen Beispielsimulationen mit geringer und hoher Gitterpunktdichte der simulierten Resonanzfrequenz auf addiert werden. Die Beispielsimulationen einer früheren Version des IH-Modells haben ergeben, dass Rechnungen mit 4,6 und mit 18,1 Millionen Gitterpunkten ca. 570 kHz Abweichung in der simulierten Resonanzfrequenz bedeuten. Dabei war die Rechnung mit dem feinmaschigen Gitter fast im Plateau. Für die simulierte Resonanzfrequenz von 348,61 MHz wurde bei einer Rechnung mit 5,9 Mio. Gitterpunkten das Plateau durch Addition der Frequenzdifferenz, nach der oben beschriebenen Methode, auf 349,18 MHz geschätzt. Eine Kontrollsimulation mit 20,0 Mio. Gitterpunkten ergab eine Resonanzfrequenz von 349,3 MHz. Die Tatsächlich am Modell gemessene Frequenz lag in diesem Fall bei 349,12 MHz (siehe Abbildung 5.8). Glücklicherweise ist in diesem Fall die geschätzte Resonanzfrequenz genauer als die mit feinmaschigem Gitter simulierte. Für Optimierungsprozesse sind solche Abschätzungen gerechtfertigt und in jedem Fall eine Zeiterparnis. Abweichungen von wenigen MHz sind für die Untersuchung der Kopplung nicht entscheidend, da die Resonanzfrequenz des RFD sich über einen weiten Frequenzbereich anpassen lässt (siehe Abschnitt 5.4.2). Für reale Beschleuniger ist jedoch eine möglichst genaue Abschätzung der Resonanzfrequenz wichtig, weil die Betriebsfrequenz mit dem Teilchenstrahldynamik-Design (LORASR [20]) im Einklang sein muss und für den gebauten Beschleuniger nur begrenzte Tuningmöglichkeiten bestehen. Deswegen wurde auch für das IH-Modell versucht die Sollfrequenz möglichst genau zu treffen.

Die Messungen des IH-Modells wurden in diversen Konfigurationen durchgeführt. Zum Einen als abgeschlossenes System mit Abschlussflansch über dem Koppelloch im Bereich des Steuerers und als offenes System ohne Flansch. Im gekoppelten Betrieb (RFD-IH) ist der IH-DTL zum RFD hin offen, kann jedoch nicht in die äußere Umgebung abstrahlen. Er ist also weder vollständig offen noch geschlossen. Die Messergebnisse des gekoppelten Systems (RFD-IH) sollen mit den Resultaten beider IH-Modell-Konfigurationen verglichen werden können.

Des Weiteren wurden Messungen mit einer gespiegelten Stützenanordnung durchgeführt. Gespiegelt bedeutet, dass die Stütze des ersten Driftrohrs auf der Seite der Steuererstütze

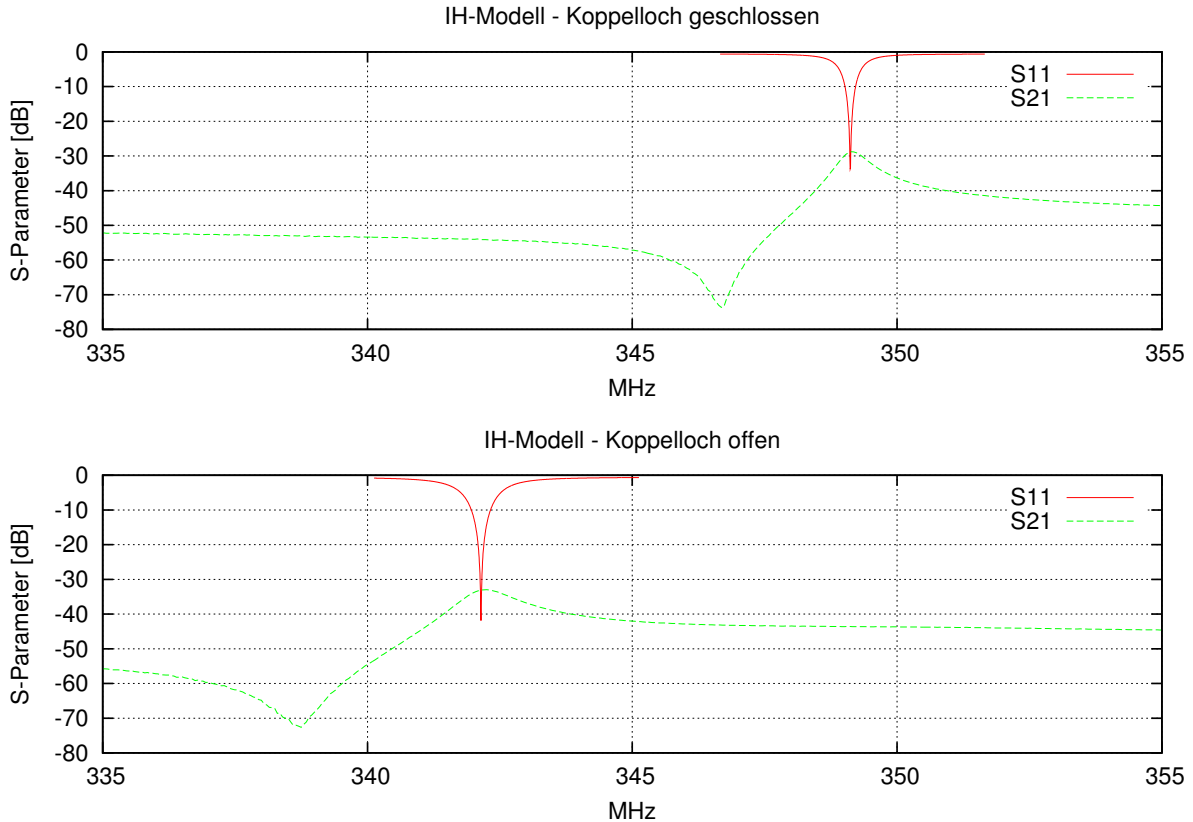


Abbildung 5.8: Das IH-Modell hat seine Resonanzfrequenz bei 349,12 MHz. Das Signal des S11-Parameter zeigt, dass kritisch eingekoppelt wurde. Bei geöffnetem Koppelloch können die elektromagnetischen Wellen in die Umgebung abstrahlen. Dies senkt die Güte herab, was im Bild an der breiteren Resonanzkurve (grün) zu erkennen ist.

liegt. Messungen am gespiegelten IH-Modell ergaben höhere Beschleunigungsspannungen in den ersten drei Spalten. Da das Teilchenstrahldesign für den FRANZ-IH-DTL viel Spannung in den ersten Spalten verlangt, wurde für den FRANZ-Beschleuniger die gespiegelte Stützenanordnung vorgeschlagen. Im Folgenden wird das modifizierte IH-Modell auch als gespiegeltes IH-Modell bezeichnet und die ursprüngliche ungespiegelte Konfiguration einfach als IH-Modell.

Die Resonanzfrequenz des IH-Modells beträgt in der geschlossenen Konfiguration 349,12 MHz und in der offenen Konfiguration 344,03 MHz (siehe Abbildung 5.8). Gemessen wurde bei kritischer Einkopplung. Das bedeutet, dass die Reflexionen am Einkoppler (S11) unterhalb von -20 dB zum Eingangssignal liegen. Da das offene System in die Umgebung abstrahlt, ist dessen Güte wesentlich schlechter als im geschlossenen Betrieb. Beim aktuellen gespiegelten IH-Modell haben sich die Resonanzfrequenzen etwas verschoben (siehe Abbildung 5.9). Sie liegen nun bei 351,34 MHz im geschlossenen System und bei 348,31 MHz im offenen System. Die gemessene belastete Güte Q_L beträgt 1486 bzw.

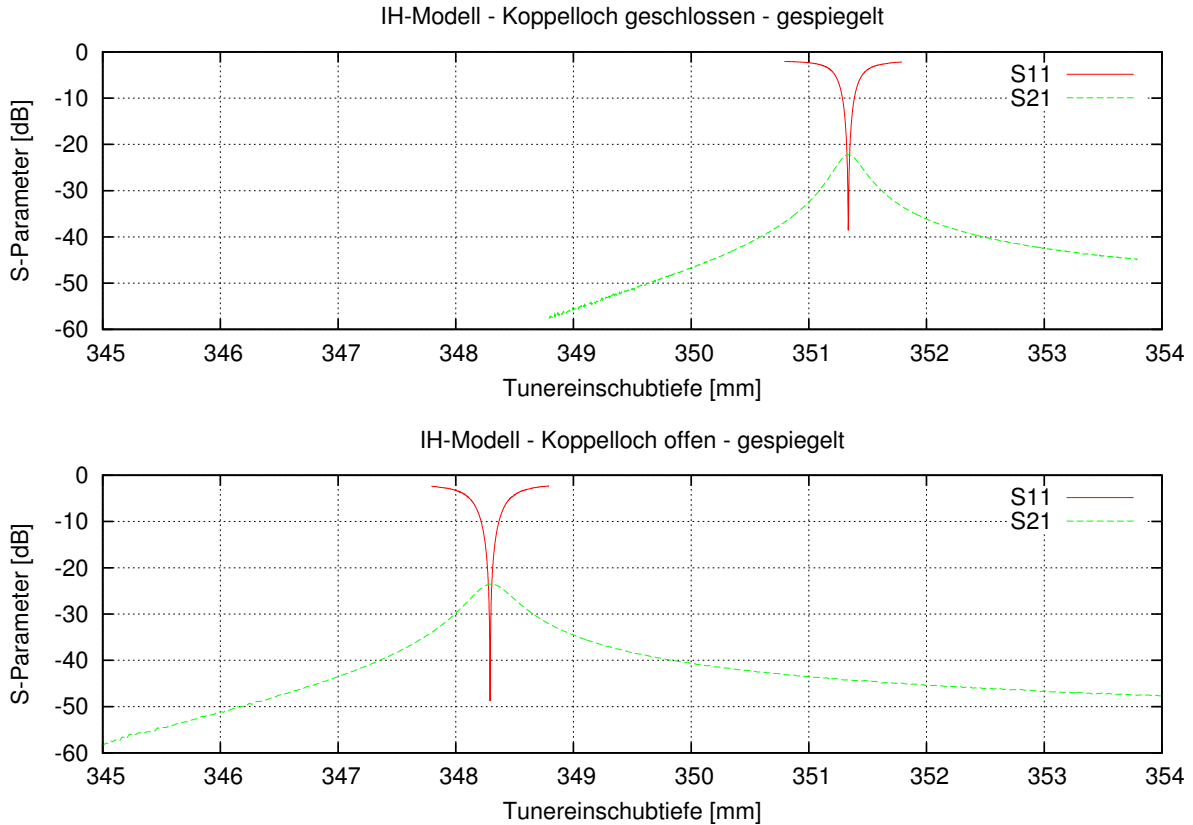


Abbildung 5.9: Nach der Spiegelung der Stützgeometrie haben sich Resonanzfrequenzen des aktuellen IH-Modells etwas erhöht. Auch hier ist an der Breite der Resonanzkurve (grün) zu erkennen, dass die Güte bei der Messung ohne Abschlussflansch am Koppelloch schlechter ist.

978. Daraus ergibt sich eine intrinsische Güte Q_0 von 2972 bzw. 1956.

Die elektrischen Felder auf der Strahlachse sorgen für die Beschleunigung von geladenen Teilchen. Teilchenstrahlsimulationen (z.B. durch LORASR [20]) geben die Beschleunigungsspannungen, -abstände und -längen für einen IH-DTL vor. Mit elektromagnetischen Simulationen (CST MWS) wird versucht die gewünschte Feldverteilung zu erreichen, erst dann kann der IH-Beschleuniger gebaut werden. Die Spaltspannungen des IH-Modells entsprechen wegen den geometrischen Vereinfachungen nicht genau den Vorgaben für den FRANZ-IH-DTL, die Messungen zeigen jedoch wie gut sich die elektrische Feldstärke über die Simulationen vorhersagen lässt (siehe Abbildung 5.10). Zudem wurde eine Simulation mit offenem Koppelloch durchgeführt. Der offene IH-Tank schwingt am offenen Tankende mit einer erhöhten Amplitude.

Nachträgliche Frequenzänderungen können bei Beschleunigern über die vorhandenen Tuner bewirkt werden. Die Tuner sind im IH-Modell Tauchkolben, die in den Hohlraum des Resonators eingebracht werden und dort die elektromagnetischen Felder stören. Wird durch den Tuner vorwiegend das Magnetfeld verdrängt, spricht man von einer indukti-

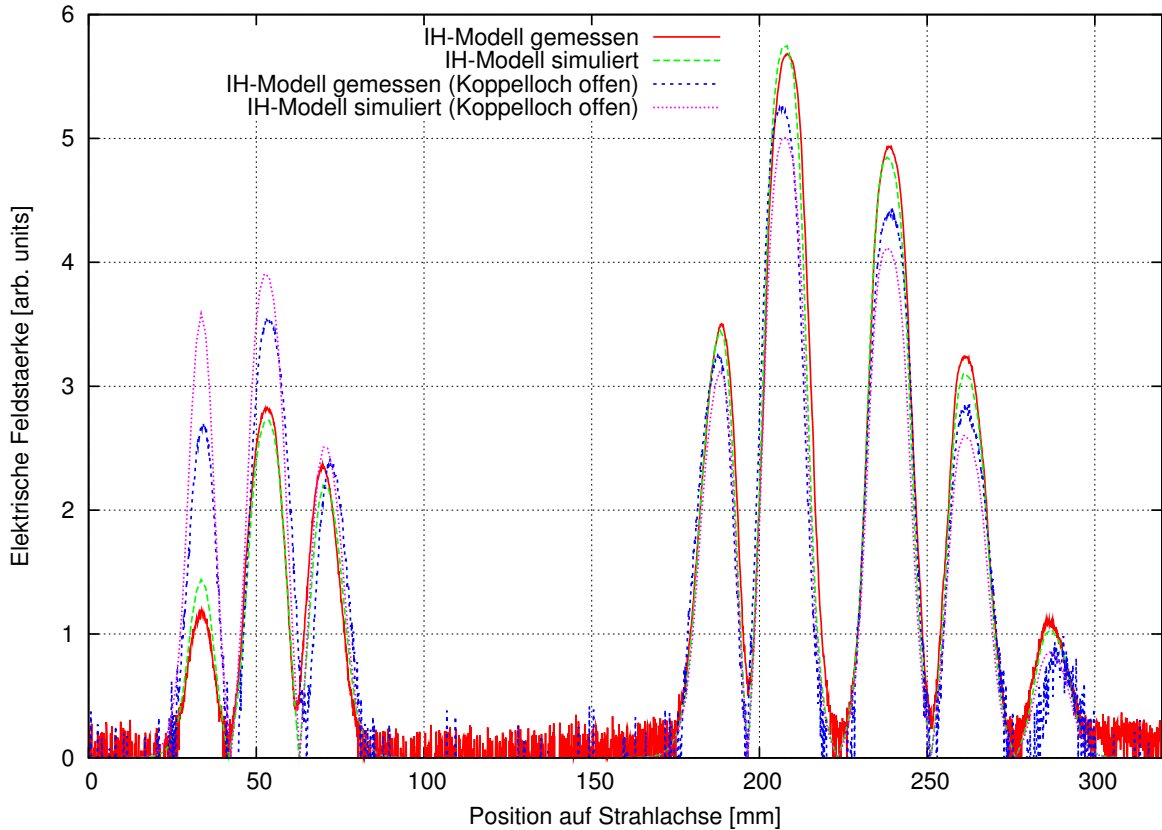


Abbildung 5.10: Im Bild ist die elektrische Feldverteilung des gespiegelten IH-Modells dargestellt. Die ersten drei Maxima entsprechen den Spaltmitten der ersten drei Beschleunigungsspalte. Darauf folgt die Linse in der kein elektrisches Feld vorliegt. Durch die letzten vier Driftröhren ergeben sich weitere fünf Beschleunigungsspalte. Bei geöffnetem Koppelloch verschieben sich die elektrischen Feldstärken hin zu den ersten Spalten.

ven Wirkung und die Resonanzfrequenz erhöht sich. Schiebt man den Tauchkolben in Gebiete mit höherer elektrischer Feldstärke, ist die Wirkung kapazitiv und die Frequenz erniedrigt sich. Das IH-Modell besitzt einen Tauchkolben am Tankdeckel, der von oben die parallel zur Strahlachse verlaufenden Magnetfelder verdrängt (siehe Abbildung 5.11 (a)). Dieser induktive Tuner wird Tuner 1 genannt. Ein zweiter Tauchkolben wird durch die Seitenwand gefahren und baut somit eine zusätzliche Kapazität zur Linse auf, die die Resonanzfrequenz der Kavität absenkt (siehe Abbildung 5.11 (b)). Das Tuningverhalten ist in den Abbildungen 5.12 und 5.13 zu sehen.

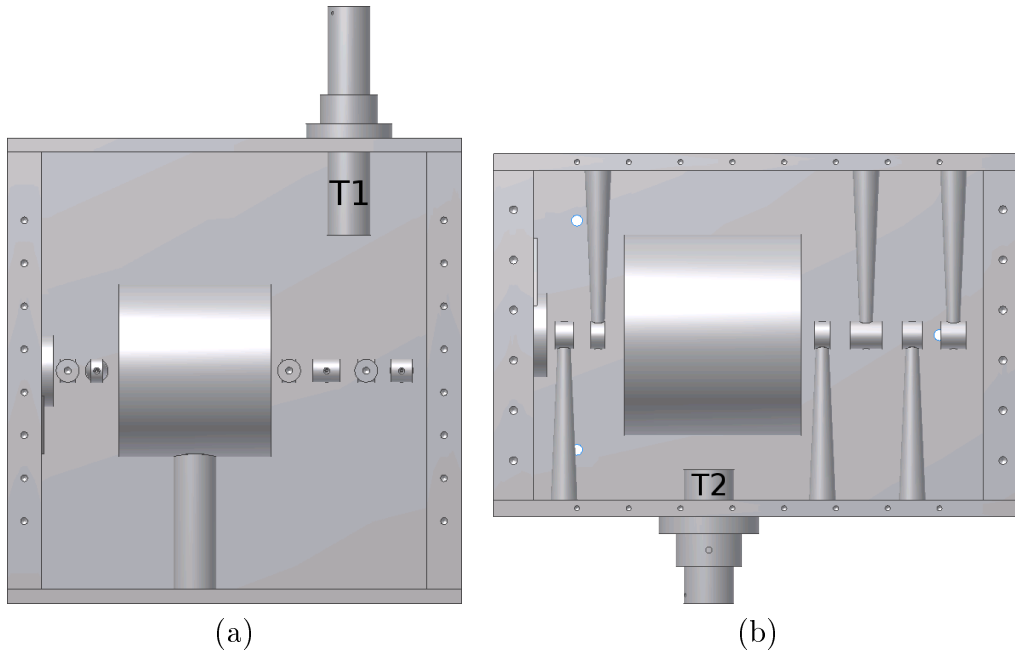


Abbildung 5.11: *Im IH-Modell befinden sich zwei Tauchkolben, mit denen die Resonanzfrequenz verschoben werden kann. Tuner 1 (T1) ist am Tankdeckel montiert und lässt sich in Höhe des sechsten Beschleunigungsspalts auf die Driftröhren absenken (a). Der zweite Tuner (T2) kann seitlich zur Linse eingeschoben werden (b).*

Modus	f [MHz]
Messung: IH-Modell - geschlossen	349,12
Messung: IH-Modell - offen	342,25
Simulation: IH-Modell - geschlossen	348,61
Simulation: IH-Modell - offen	338,12
Messung: IH-Modell - geschlossen (gespiegelt)	351,34
Messung: IH-Modell - offen (gespiegelt)	348,31

Tabelle 5.3: *Hier eine Übersicht über die gemessenen und simulierten Resonanzfrequenzen des IH-Modells. Die Simulationen wurden mit 5,9 Millionen Gitterpunkten durchgeführt.*

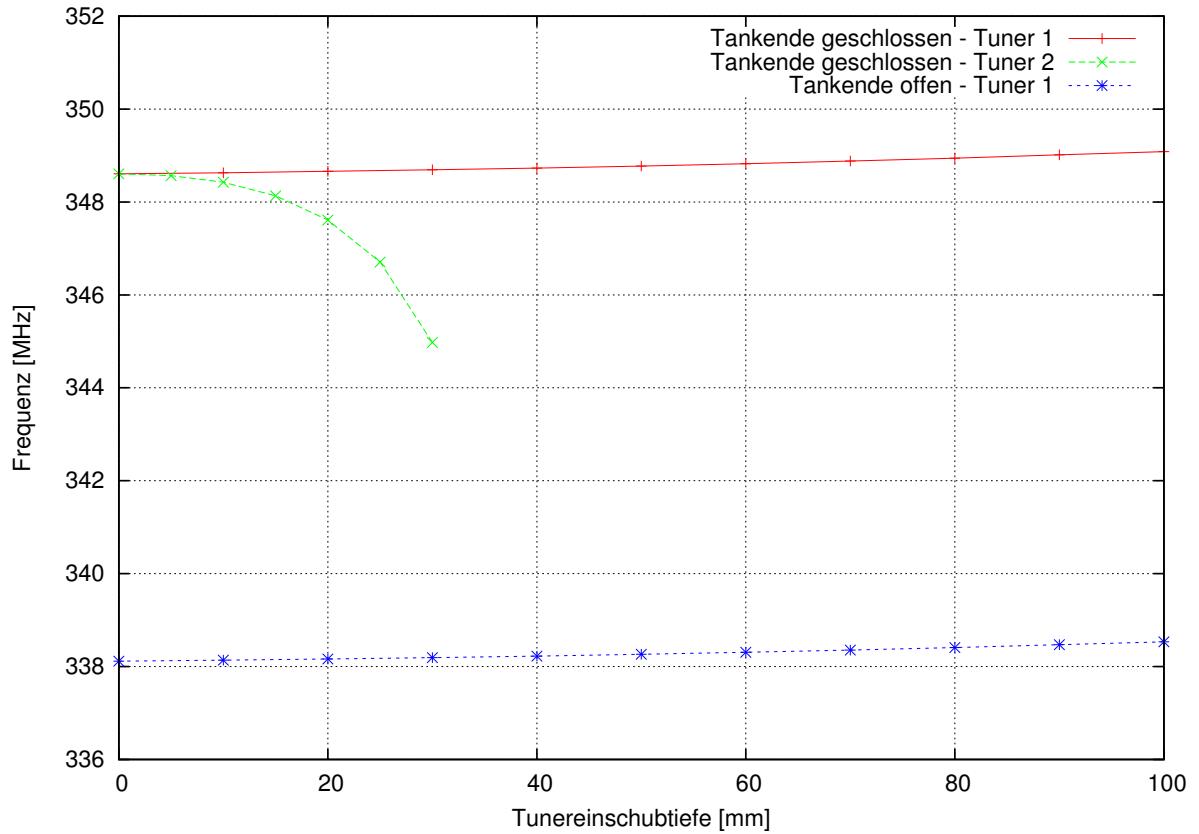


Abbildung 5.12: Der induktive Tauchkolben (Tuner 1) schafft einen Frequenzhub von knapp 700 kHz. Die Strahlachse ist 152,5 cm vom Tankdeckel entfernt. Mit dem seitlichen Tauchkolben (Tuner 2) lässt sich die Resonanzfrequenz des IH-Modells stärker beeinflussen. Der Abstand zwischen Linse und seitlicher Tankwand beträgt 78,1 cm.

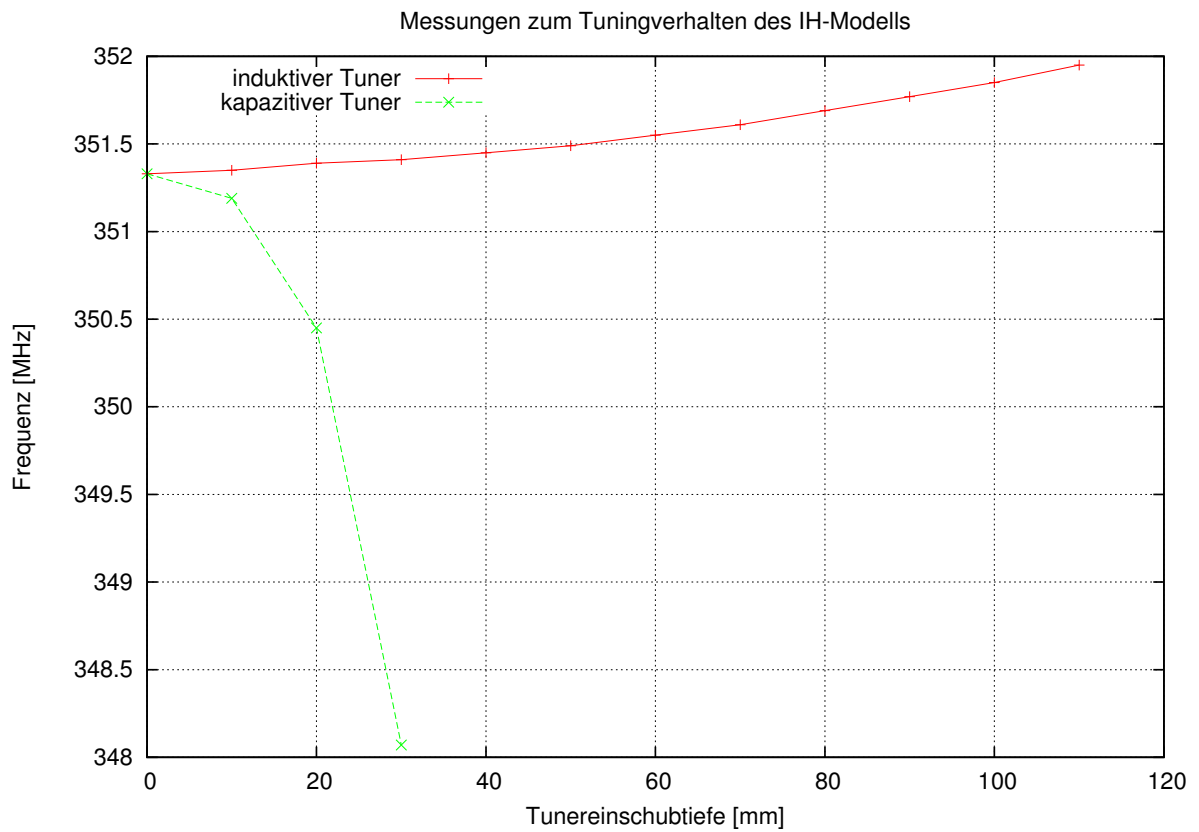


Abbildung 5.13: Für das gespiegelte IH-Modell zeigt sich ein ähnliches Tuningverhalten wie für das ursprüngliche IH-Modell.

5.4.2 RFD-Modell

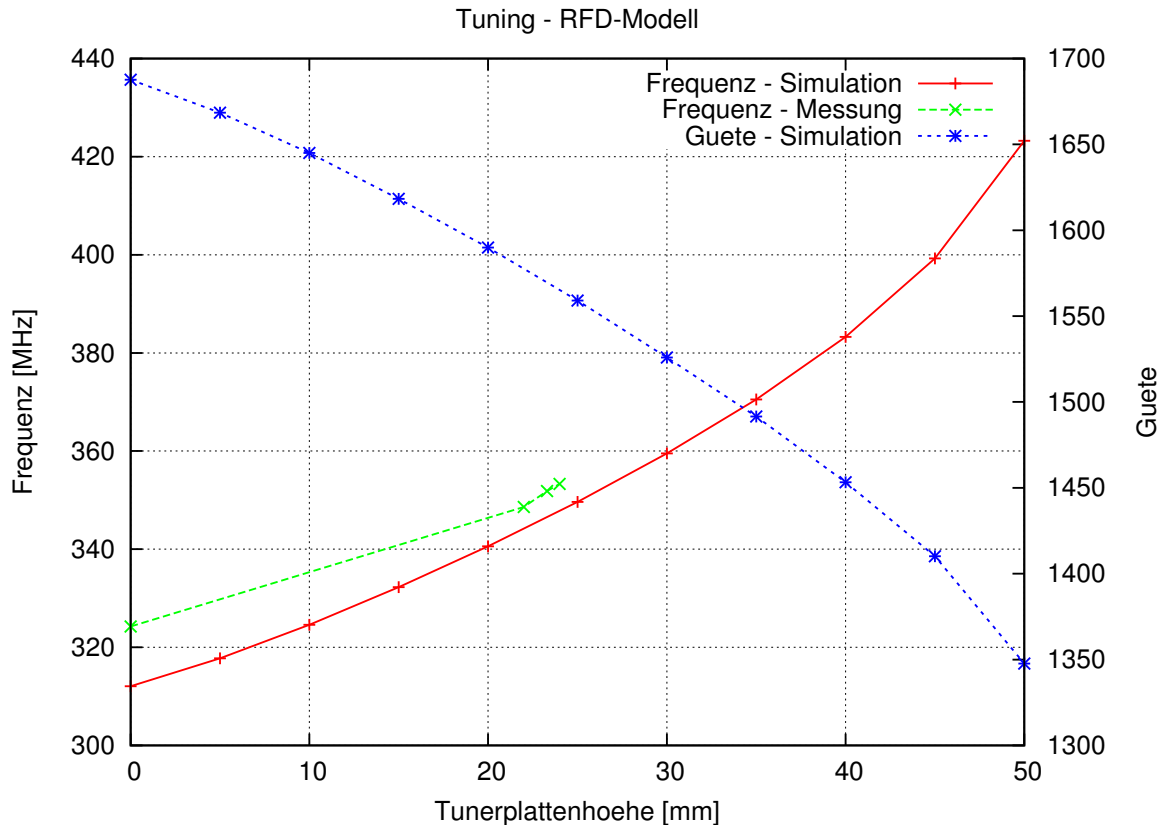


Abbildung 5.14: Die gewünschte Resonanzfrequenz von 350 MHz wird den Simulationen nach für eine Tunerplattenhöhe von etwas mehr als 25 mm erreicht (rote Kurve). Die Messungen am RFQ-Modell eine Resonanzfrequenz von 350 MHz bei einer Tunerplattenhöhe von ca. 22,56 mm (grüne Kurve). Man könnte den RFD zu noch höheren Frequenzen verstimmen. Dies würde dann mit einer geringeren Güte und höheren Leitungsverlusten einhergehen. Die Simulationen berücksichtigen nicht den Einfluss des Einkopplers auf die Güte.

Für das RFD-Modell kann die Resonanzfrequenz aufgrund der eckigen Tankstruktur auch mit geringer Gitterpunktdichte relativ genau bestimmt werden (siehe Kapitel 6 und Abbildung 6.6). Rechnungen mit 4,7 Millionen Gitterpunkten ergeben für die Grundmode eine Resonanzfrequenz von 349,37 MHz bei einer Tunerplattenhöhe von 25 mm. Dies bedeutet, dass sich die obere Seite aller Tuner, über der die Ströme fließen, auf der angegebenen Tunerplattenhöhe befindet. Ohne die Tunerplatten würden die Ströme über die Leitergrundplatte, auf der die Elektrodenstützen befestigt sind, fließen. Diese Konfiguration entspricht einer Tunerplattenhöhe von 0 mm. Die Kontaktflächen der Elektrodenstützen, zwischen denen die Tunerplatten gespannt sind enden auf einer Höhe von 50 mm. Dies wäre die Konfiguration mit der maximalen Tunerplattenhöhe. Beim

Design des RFD-Modells war es das Ziel eine Verstimmung über einen weiten Bereich oberhalb und unterhalb der der Resonanzfrequenz zu ermöglichen. Für die Untersuchung der Spannungsamplituden zwischen RFD- und IH-Modell im gekoppelten Betrieb sind weitreichende Tuningmöglichkeiten von Vorteil.

Modus	f [MHz]	Q_L	Q_0
Messung: RFD-Modell ($t = 0$ mm)	324,262	638	1276
Messung: RFD-Modell ($t = 22$ mm)	348,62	638	1276
Messung: RFD-Modell ($t = 23,3$ mm)	351,83	686	1372
Messung: RFD-Modell ($t = 24$ mm)	353,29	687	1374
Simulation: RFD-Modell ($t = 0$ mm)	312,05		1688
Simulation: RFD-Modell ($t = 20$ mm)	340,59		1590
Simulation: RFD-Modell ($t = 25$ mm)	349,64		1559

Tabelle 5.4: *Dargestellt sind die simulierten und gemessenen Werte für die Tunerhöhen mit Resonanzfrequenzen nahe der Sollfrequenz von 350 MHz.*

Wie Abbildung 5.14 zeigt, weist der RFD die geforderte Fähigkeit des breitbandigen Tunings auf. Die Messungen am Modell ergaben im Vergleich mit den Simulationen etwas höhere Resonanzfrequenzen. Die exakte Resonanzfrequenz von 350 MHz liegt zwischen zwei Messpunkten und wird bei einer Tunerplattenhöhe von 22,56 mm geschätzt (siehe Tabelle 5.4). Für die Messungen mit den Tunerplattenhöhen 22 mm und 24 mm sind in Abbildung 5.15 die Resonanzkurven über den Transmissions- (S_{21}) und Reflexionskoeffizient (S_{11}) dargestellt.

Alle Tuner befinden sich auf der angegebenen Tunerplattenhöhe. Für diese Tunerplattenkonfiguration ist wie beim ungetunten RFQ eine erhöhte Elektrodenspannung an den Elektrodenenden zu erwarten. Der Überhang der Elektroden sorgt für eine höhere Kapazität, weswegen die Spannung an den Elektrodenenden ansteigt. Die Elektrodenspannung kann über ein sogenanntes Flatness-Tuning auf einen annähernd konstanten Verlauf gebracht werden [24]. Für die Untersuchung der Kopplung ist ein konstanter Spannungsverlauf unwichtig, weswegen auf das aufwändige Flatness-Tuning verzichtet wird. In Abbildung 5.16 ist der Spannungsverlauf für den RFD mit Tunern auf der Höhe von 22 mm gezeigt. Die leichten Wellen im Spannungsverlauf lassen sich durch unterschiedlich gute Kontaktierungen in den RFD-Zellen erklären. Der Strom in einer RFD-Zelle muss über die verschraubten Kontaktflächen zwischen Elektroden und Stützen, sowie über die mit Kontaktfedern geklemmte Tunerplatten fließen. Die Kontaktfedern wurden an die Tunerplatten gelötet, was für eine zusätzliche Varianz in der Leitfähigkeit sorgen kann.

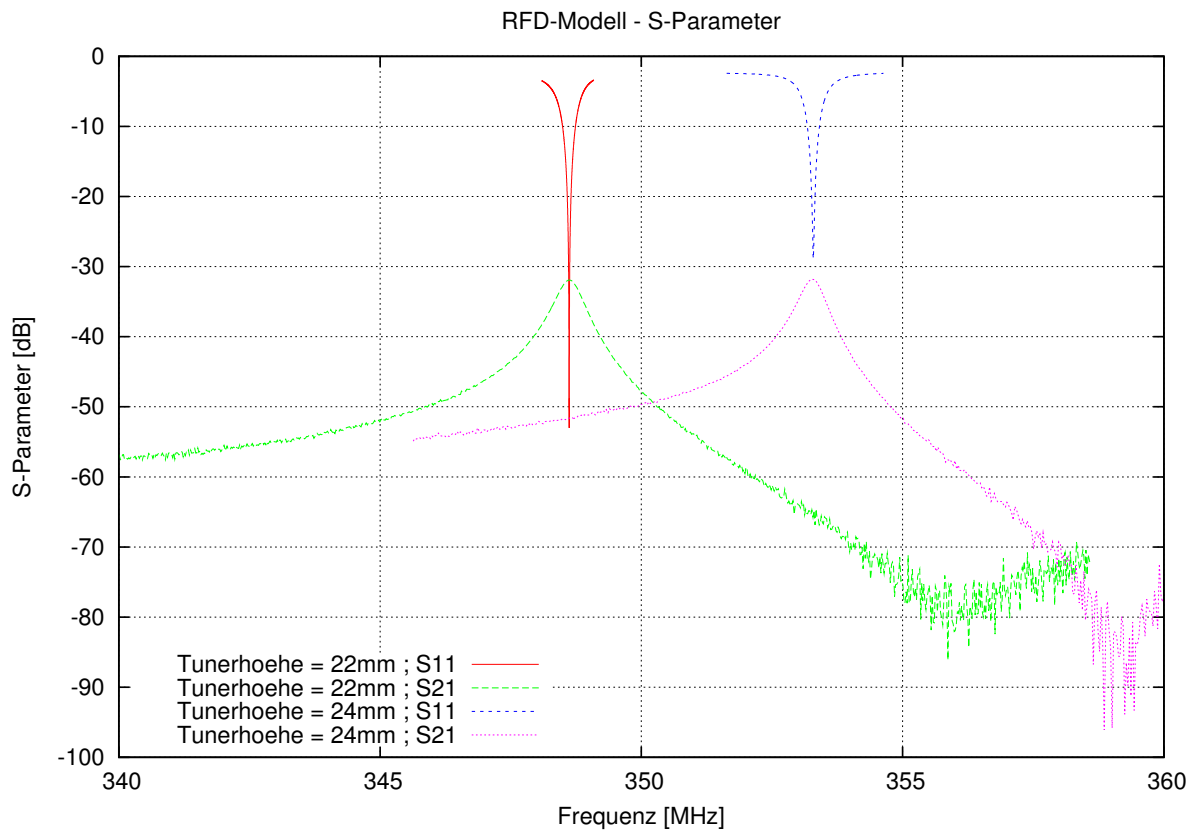


Abbildung 5.15: Die Resonanzen für zwei Tunerhöhenkonfigurationen im Bereich von 350 MHz wurden bei kritischer Einkopplung gemessen.

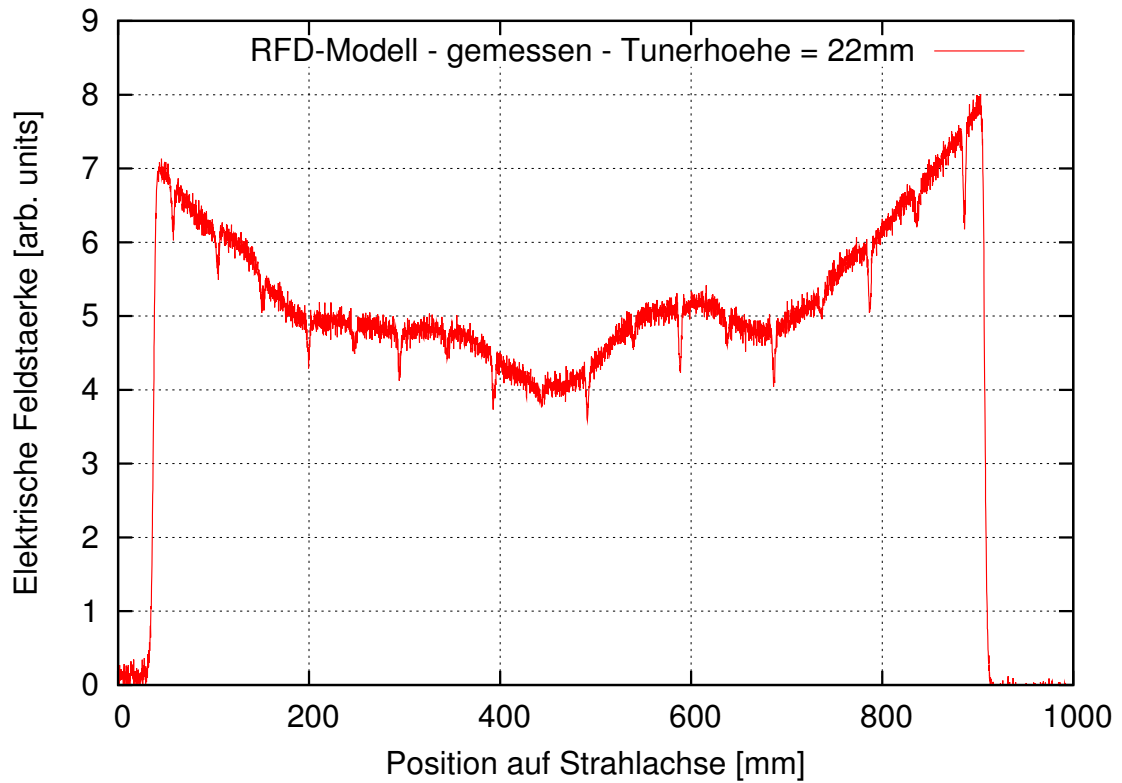


Abbildung 5.16: Das elektrische Feld zwischen den Dipolplatten des RFD ist hier dargestellt. An den Positionen der Stützen zeigt die Kurve 18 Minima auf. Ursache sind die Gewinde über die die Elektroden mit den Stützen verschraubt sind.

5.4.3 Gekoppeltes Modell (RFD-IH)

5.4.3.1 Die Moden des gekoppelten Systems

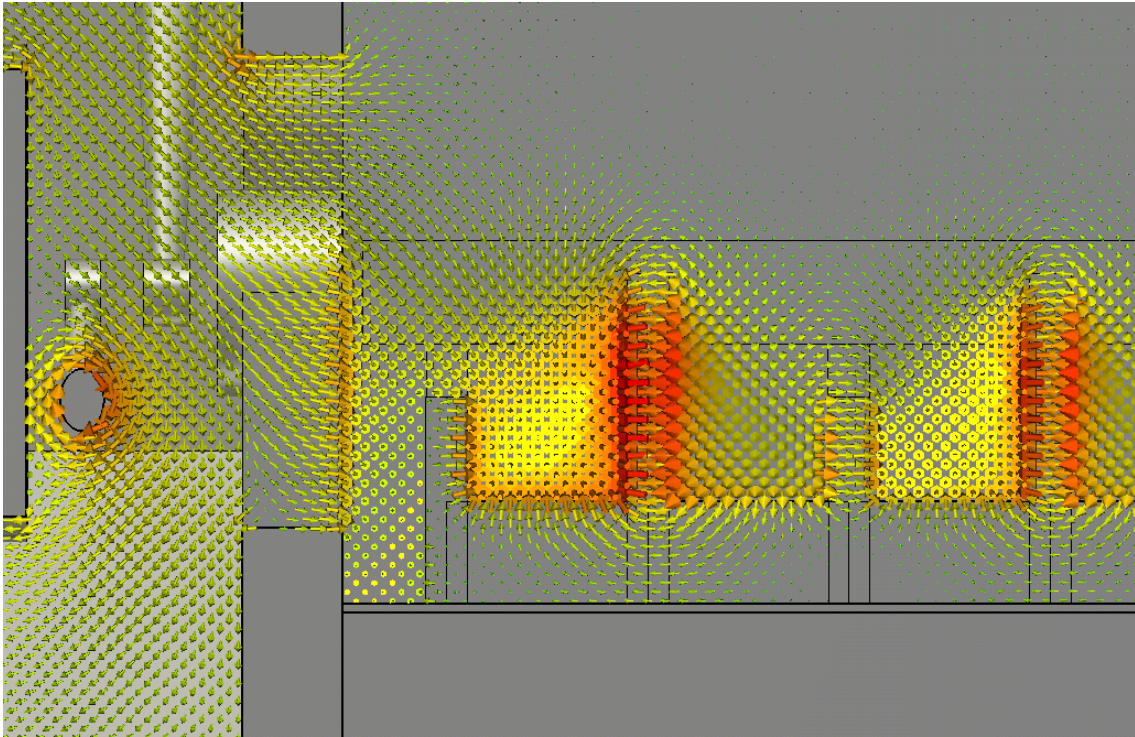


Abbildung 5.17: *Der seitliche Schnitt durch die gekoppelte RFD-IH-Struktur zeigt den Verlauf der magnetischen Felder der 0-Mode. Das Magnetfeld der IH-nativen TE_{111} -Mode verbindet sich in der gekoppelten 0-Mode mit dem Magnetfeld der letzten Stütze des RFDs. Die Schnittebene wurde parallel zu den Dipolplatten des RFD-Modells gelegt. Sie befindet sich in einem Abstand von 1 cm von den Stützen, so dass die Magnetfelder um die Stützen und um den Korrekturmagneten herum gut sichtbar werden. Die großen roten Pfeile stehen für ein starkes Magnetfeld. Damit auch Positionen mit schwachen Magnetfeldern erkennbar sind, wurde eine logarithmische Skalierung der Farben und Pfeilgrößen gewählt.*

Werden RFD- und IH-Modell intern miteinander gekoppelt, bilden sie ein gemeinsames schwingungsfähiges System und es kommt zur Modenaufspaltung (siehe Abschnitt 3.1.1). Die elektromagnetischen Felder verbinden die Hohlräume der einzelnen Tanks. Wird ein Tank angeregt führt der andere aufgrund der Kopplung zwangsläufig zu schwingen an. Der gekoppelte Resonator kann gleichphasig und gegenphasig bzw. in der 0-Mode und π -Mode schwingen. Bei der Betrachtung der magnetischen Feldverteilung lassen sich die gekoppelten Moden am einfachsten unterscheiden. In der 0-Mode umläuft das H-Feld den Korrekturmagneten (Steerer) und die letzte Stütze des RFD-Modells. In der π -Mode

hingegen bildet sich zwischen Steerer und letzter RFD-Stütze ein Schwingungsknoten aus (siehe dazu Abbildungen 5.17 und 5.18).

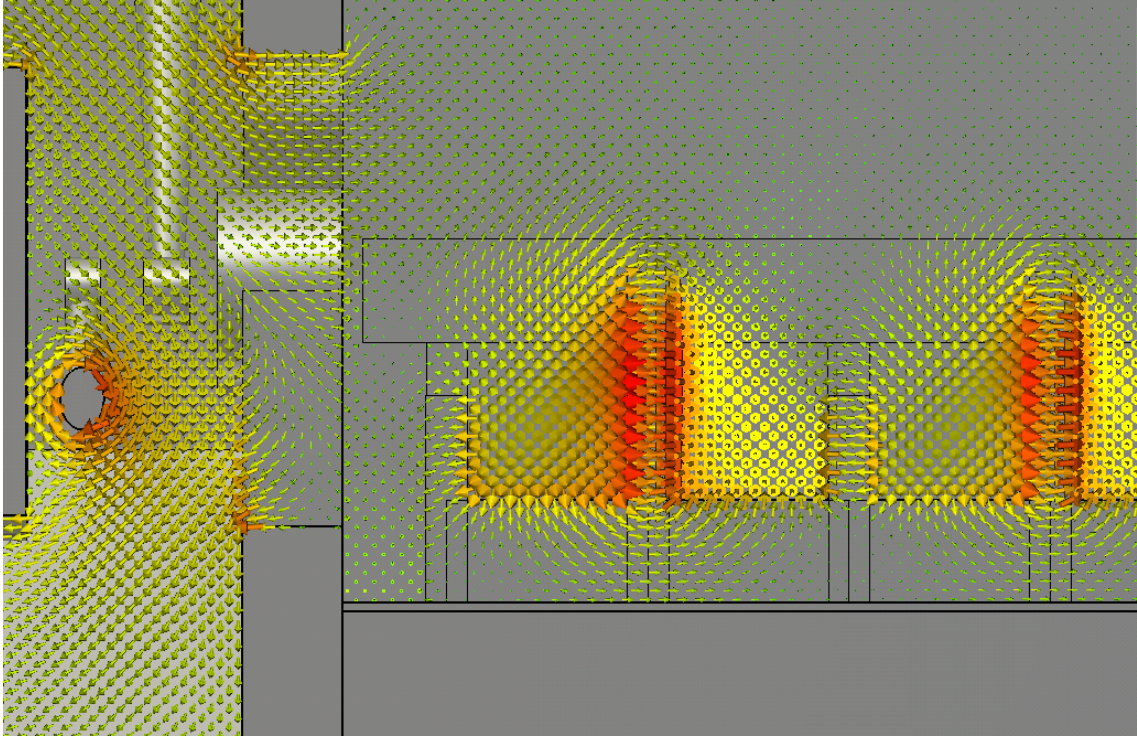


Abbildung 5.18: *Im Vergleich zur 0-Mode (Abbildung 5.17) zeigt sich in der π -Mode zwischen dem Korrekturmagneten und der letzten Zelle des RFDs ein Knoten in der Magnetfeldverteilung. Das Magnetfeld aus der IH-Struktur umläuft wie in der 0-Mode den Steerer und schließt auf der Seite des RFDs ab. Zwischen den Stützen des RFD-Modells ist jedoch das Magnetfeld um 180° phasenverschoben.*

In beiden gekoppelten Moden schwingt jeder Tank, bis auf leichte Veränderungen in der Feldverteilung, wie in seiner eigenen Grundmode (siehe Abbildung 5.27). Als potentielle Beschleunigermode soll die 0-Mode näher betrachtet werden. Unter Berücksichtigung des Phasenversatz von 180° würde sich jedoch auch die π -Mode zur Teilchenbeschleunigung eignen.

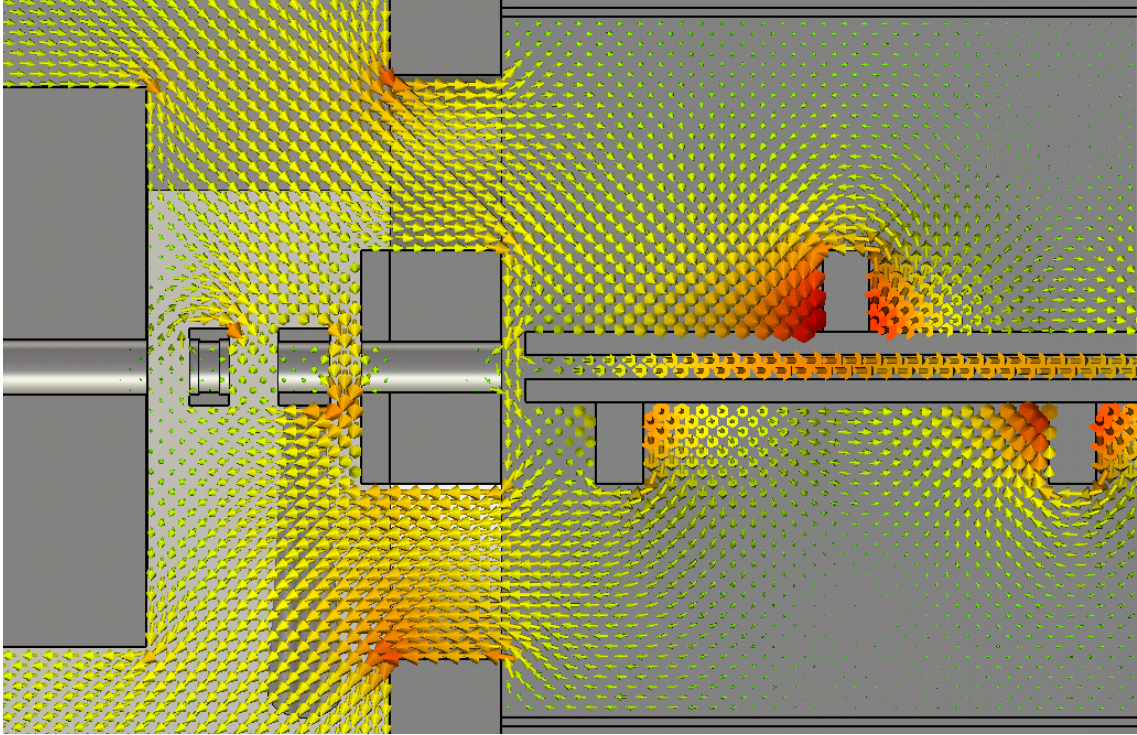


Abbildung 5.19: Nun wurde die Schnittebene senkrecht zu den Dipolelektroden des RFDs gewählt. Die Magnetfelder durchlaufen den gesamten Tank der IH-Struktur und schließen auf der Seite des RFDs ab. Diese Verbindung sorgt für die Kopplung der beiden Resonatoren. Gezeigt ist das Magnetfeld der 0-Mode.

5.4.3.2 Das Amplitudenverhältnis

Hauptaugenmerk der Untersuchungen der gekoppelten Modelle ist das Verhältnis der Spannungsamplituden und dessen Konfiguration. Im Allgemeinen stellt sich nach Kopplung zweier Resonatoren nicht die erforderliche Spannungsverteilung im gekoppelten System ein. Über die Verstimmung eines Tanks mit einem Tuner wird das Spannungsverhältnis auf die Sollspannungen angepasst. Für die gekoppelten Kavitäten am FRANZ-Projekt lautet das geforderte Spannungsverhältnis $V_{soll} = \frac{U_{IH}}{U_{RFQ}} = 20$ (siehe Gleichung 4.6). Auch für das gekoppelte Modell soll versucht werden das Spannungsverhältnis von $\frac{U_{IH-Modell}}{U_{RFD-Modell}} = 20$ zu erreichen. $U_{IH-Modell}$ ist wie U_{IH} über die Summe der Spaltspannungen definiert. Die Definitionen von $U_{RFD-Modell}$ und U_{RFQ} sind ebenfalls identisch. $U_{RFD-Modell}$ bezeichnet den Mittelwert aus den Elektrodenspannungen (RFQ: Spannung benachbarter Elektroden) auf den z-Positionen der achtzehnten und zehnten Stütze.

Bei der Konstruktion des RFD-Modells wurde berücksichtigt, dass sich das Spannungsverhältnis von $V_{soll} = 20$ bei einer Tunerplattenkonfiguration auf mittlerer Höhe ($h_{Tuner,RFD} \approx 50$ mm) ergibt. Von der mittleren Höhe aus lässt sich das RFD-Modell sowohl zu höheren als auch zu niedrigeren Frequenzen verstimmen, und somit das Span-

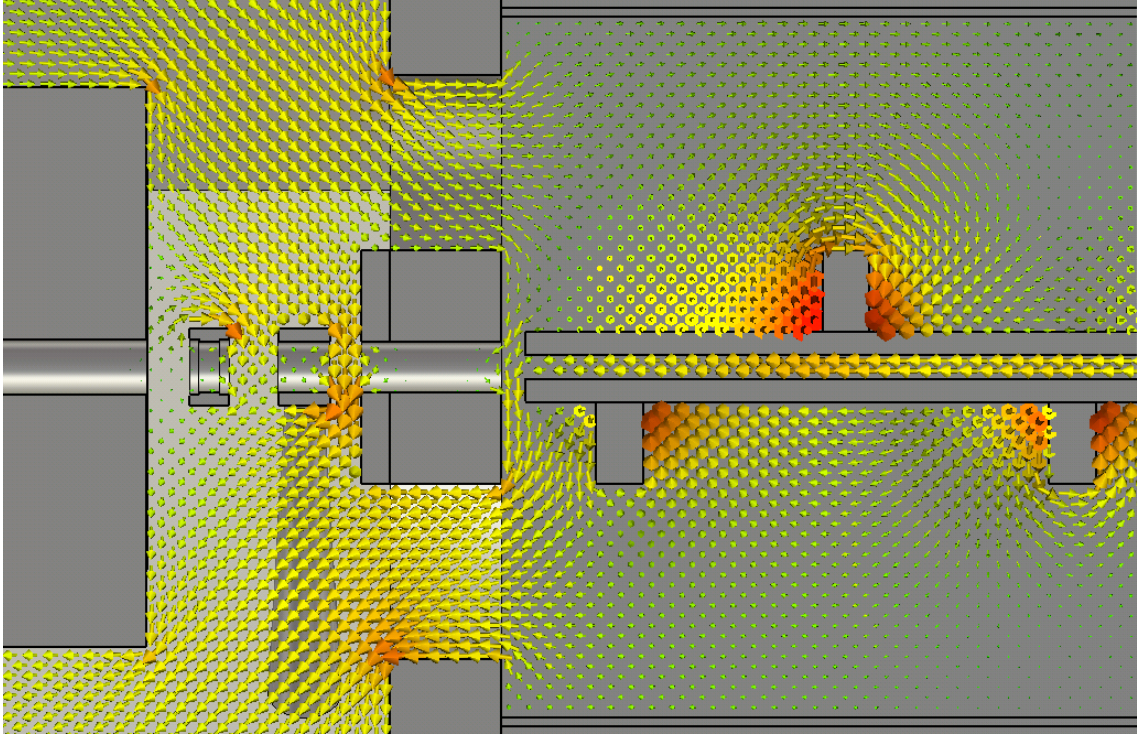


Abbildung 5.20: *Das Magnetfeld der π -Mode umläuft ebenfalls den Korrekturmagneten. Der RFD schwingt gegenphasig, was gut an den Magnetfeldern um die RFD-Stützen zu erkennen ist.*

nungsverhältnis im Falle einer Abweichung nachjustieren. Abweichungen zwischen simulierten Modell und gemessenen Modell sind aufgrund der Komplexität des virtuellen gekoppelten Modells zu erwarten (siehe Kapitel 6).

RFD- und IH-Modell besitzen ungekoppelt eine simulierte Resonanzfrequenz von 175 MHz (bzw. 350 MHz unter Berücksichtigung des Modellmaßstabs von 1:2). Im RFD befinden sich die Tunerplatten dann auf einer Höhe von $h_{Tuner,RFD} = 50,36 \text{ mm}$ und das Spannungsverhältnis beträgt $V_{175 \text{ MHz}} = 30,68$, was nichts anderes bedeutet, als dass die Spannungsamplitude im IH-Modell zu hoch und im RFD zu niedrig ist. Eine Möglichkeit den RFD stärker schwingen zu lassen, ist eine niedrigere Höhe der Tunerplatten im RFD. Die Konfiguration der Spannungsverteilung des gekoppelten Systems RFD-IH funktioniert auf gleicher Weise wie die Abstimmung der gekoppelten Zellen eines einzelnen RFQs. Eine Verstimmung zu höheren Frequenzen führt zu einer lokalen Spannungserhöhung und umgekehrt. Um für den RFD-IH das Spannungsverhältnis $V_{soll} = 20$ zu erreichen, muss also entweder der RFD zu niedrigeren Frequenzen oder das IH-Modell zu höheren Frequenzen verstimmt werden. Der Frequenzhub über die Tunerplatten im RFD ist größer wie der über die Tauchkolben im IH-Modell, weswegen vorerst versucht wurde das ideale Spannungsverhältnis über das RFD-Tuning zu finden. Die Simulationen ergeben ein ideales Spannungsverhältnis für eine Tunerplattenhöhe von 49,48 mm. Die Auswirkung des Tunings im RFD auf die Spannungsverteilung des gekoppelten Systems

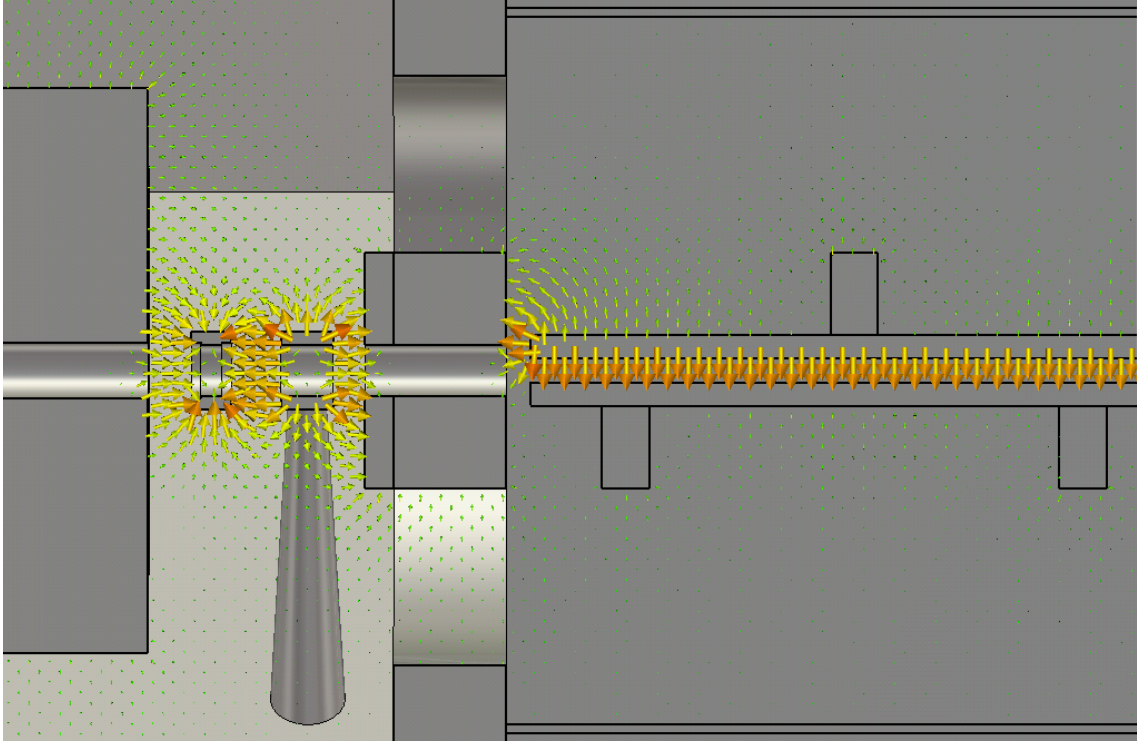


Abbildung 5.21: Dargestellt ist das elektrische Feld der 0-Mode.

ist in Abbildung 5.23 zu sehen. Beim idealen Spannungsverhältnis sind die Maxima der elektrischen Feldstärke entlang der Strahlachse von RFD- und IH-Modell auf ungefähr gleicher Höhe.

$$E_{max,RFD} = E_{max,IH}$$

Bei den Messungen der elektrischen Feldverteilung an den Modellen wird die Höhe der Maxima aus beiden Tanks als Referenz für das Erreichen des idealen Spannungsverhältnisses betrachtet. Die elektrischen Feldverteilungen wurden über die Störkörpermethode bestimmt. Das gesuchte Amplitudenverhältnis wurde bei einer Tunerhöhe von $h_{Tuner,RFD,1:2} = 20 \text{ mm}$ gefunden. Unter Berücksichtigung des Modellmaßstabs von 1:2 bedeutet dies eine Tunerhöhe von $h_{Tuner,RFD} = 40 \text{ mm}$ und somit einen Höhenunterschied von 9,48 cm im Vergleich zur Simulation.

Eine Anpassung des Spannungsverhältnisses ist, wie später gezeigt wird, auch über die Tuner im IH-Modell möglich.

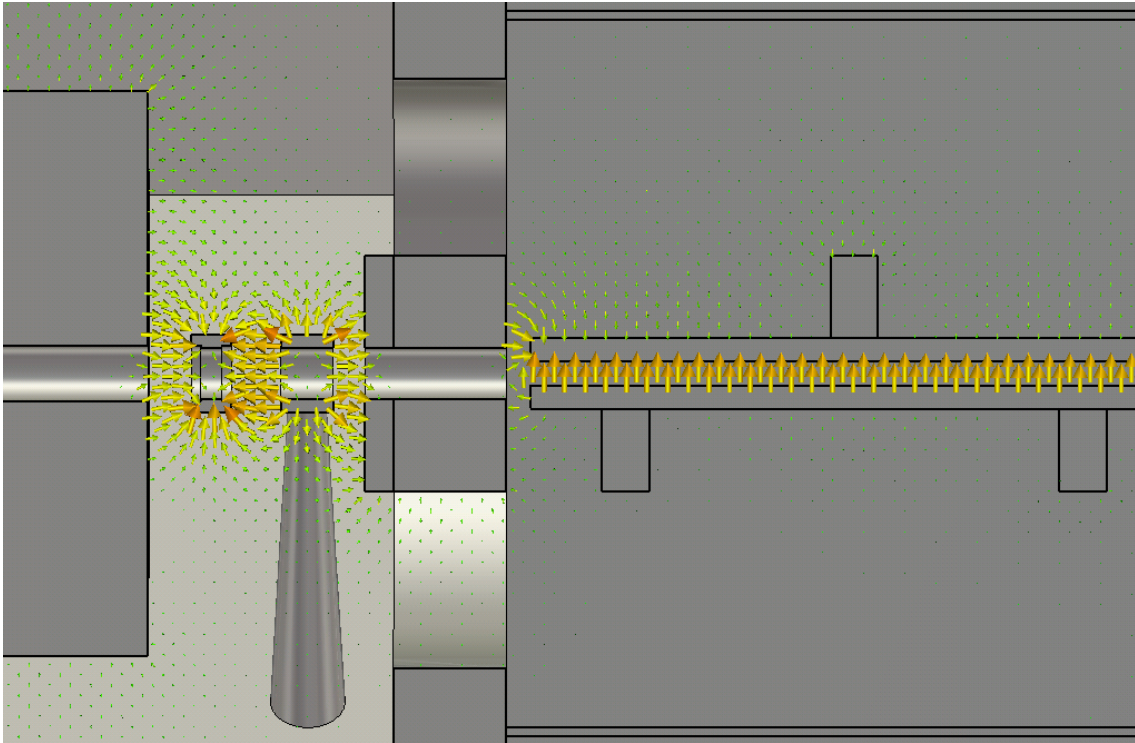


Abbildung 5.22: Dargestellt ist das elektrische Feld der π -Mode.

5.4.3.3 Frequenzverhalten der Moden

Über die Verstimmung des einen Resonators verändern sich neben dem Spannungsverhältnis auch die Resonanzfrequenzen des gekoppelten Resonators. Wegen der Modenaufspaltung bilden sich zwei gekoppelte Moden aus (0-Mode und π -Mode, siehe Abschnitt 3.1.1 und 5.4.3.1). Der Frequenzverlauf der gekoppelten Moden (siehe Abbildung 5.25) zeigt, dass die Einstellung des Spannungsverhältnis über die Verstimmung des RFD-Modells nicht zwangsläufig mit einer starken Frequenzänderung verbunden sein muss. Das Tuning wirkt sich überwiegend auf eine der gekoppelten Moden aus, während die andere Mode ihre Frequenz nahezu beibehält. Angenommen die Beschleunigungsmode sei die 0-Mode des gekoppelten Systems und die Resonanzfrequenz der 0-Mode würde bei der Suche nach dem idealen Spannungsverhältnis stark variieren, dann wäre die stabilere π -Mode als Beschleunigungsmode zu empfehlen. Bei der Konstruktion der gekoppelten Beschleuniger müsste daraufhin eine zusätzliche Drift berücksichtigt werden, die den Phasenversatz der π -Mode ausgleicht. Ansonsten sind sich die elektrischen Feldverteilungen von 0- und π -Mode sehr ähnlich (siehe Abbildung 5.27). Die Spaltspannungen der IH-Struktur verschieben sich nur geringfügig und die Abweichungen im RFD können über das „Flatness-Tuning“ ausgeglichen werden.

Da RFD- und IH-Modell (in der geschlossenen Konfiguration gemessen) vor der Kopplung auf 175 MHz ($f_{\text{Ma}\&\text{stab}1:2} = 350$ MHz) abgestimmt worden sind, könnte man die Frequenzen der 0- und π -Mode des gekoppelten Systems ebenfalls bei 175 MHz erwar-

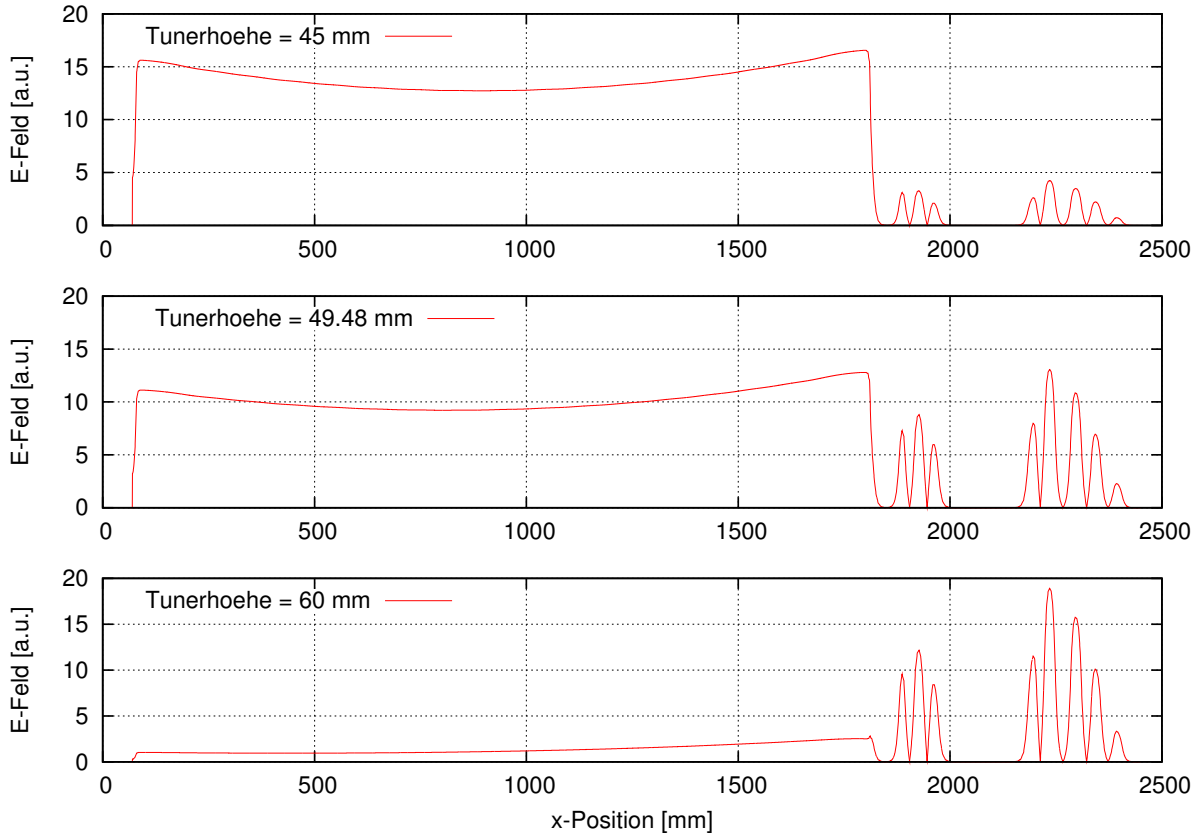


Abbildung 5.23: Den Simulationen nach ergibt sich für die Höhe von 49,48 mm der Tunerplatten das ideale Spannungsverhältnis von RFD-IH. Wird der RFD zu niedrigeren Frequenzen verstimmt, nimmt seine Spannungsamplitude im gekoppelten System zu und die des IH-Modells ab. Mit zunehmender Höhe der Tunerplatten wird die Schwingung des IH-Tanks dominant.

ten. Anstatt bei 175 MHz spalten sich die Moden in den Simulationen in der Umgebung von 170,5 MHz auf. Da die Resonanzfrequenz des RFDs über die Tunerplattenhöhe angepasst wird, muss die Ursache der Frequenzabweichung der gekoppelten Moden beim IH-Modell liegen. In Abschnitt 5.4.1 wurde diskutiert, ob das geschlossene oder offene IH-Modell die gekoppelte IH-Struktur besser beschreibt. Die simulierte Resonanzfrequenz des offenen IH-Modells liegt bei 169,06 MHz ($f_{Ma\text{stab}1:2} = 338,12$ MHz) (siehe Tabelle 5.3). Offensichtlich können für die Frequenzabschätzungen im gekoppelten Betrieb weder das offene noch das geschlossene IH-Modell als Referenz verwendet werden. Die gekoppelte IH-Struktur ist zwar zum RFD hin offen, kann aber nicht wie das IH-Modell in der Einzelmessung in die Umgebung abstrahlen. Die Einzelmessungen am offenen und geschlossenen IH-Modell sind somit Extremfälle und die tatsächliche Resonanzfrequenz für den gekoppelten IH-Tank liegt dazwischen. Am virtuellen Modell ist es möglich mit offener Randbedingung zu simulieren, ohne dass Hochfrequenzleistung durch die Öffnung abstrahlen kann. Will man einen Resonator für den intern gekoppelten Betrieb designen,

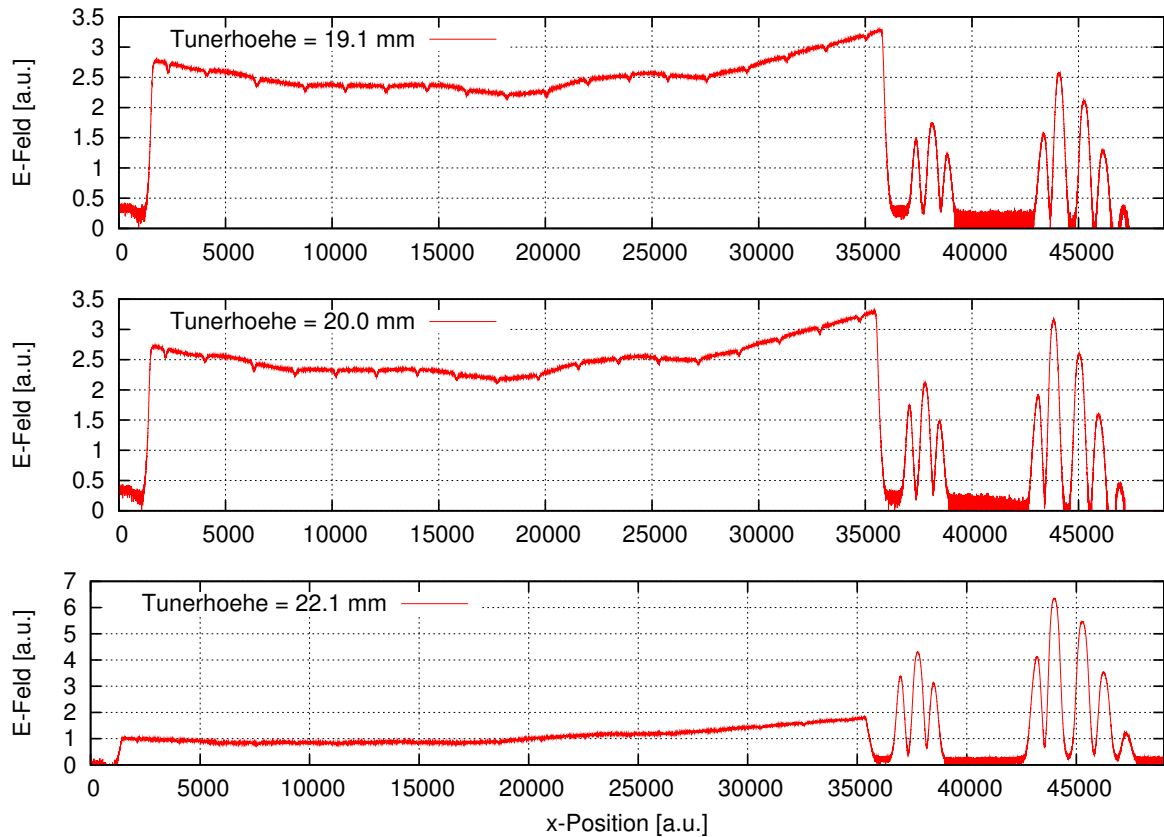


Abbildung 5.24: Über Störkörpermessungen am gekoppelten System RFD-IH lässt sich die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse bestimmen. Die Einstellung der Tunerplattenhöhe verändert das Spannungsverhältnis der gekoppelten Tanks. Bei den angegebenen Tunerhöhen ist der Modellmaßstab von 1:2 zu beachten. Für einen Vergleich mit den Simulationsergebnissen aus den virtuellen Modellen (Maßstab 1:1) muss die angegebene Tunerhöhe verdoppelt werden.

sind Rechnungen mit offener Randbedingung zu empfehlen (siehe auch Abbildung 4.6).

Das Spannungsverhältnis wird auch durch die Tunerkonfiguration des IH-Modells beeinflusst. Der Frequenzhub der IH-Tuner ist auf wenige Megahertz begrenzt, dennoch spielen sie eine wichtige Rolle bei der Frequenzanpassung der gekoppelten Resonatoren RFD-IH. Der Einfluss des induktiven und des kapazitiven Tuners auf die Resonanzfrequenz und das Spannungsverhältnis ist in den Abbildungen 5.28, 5.29, 5.30 und 5.31 zu sehen.

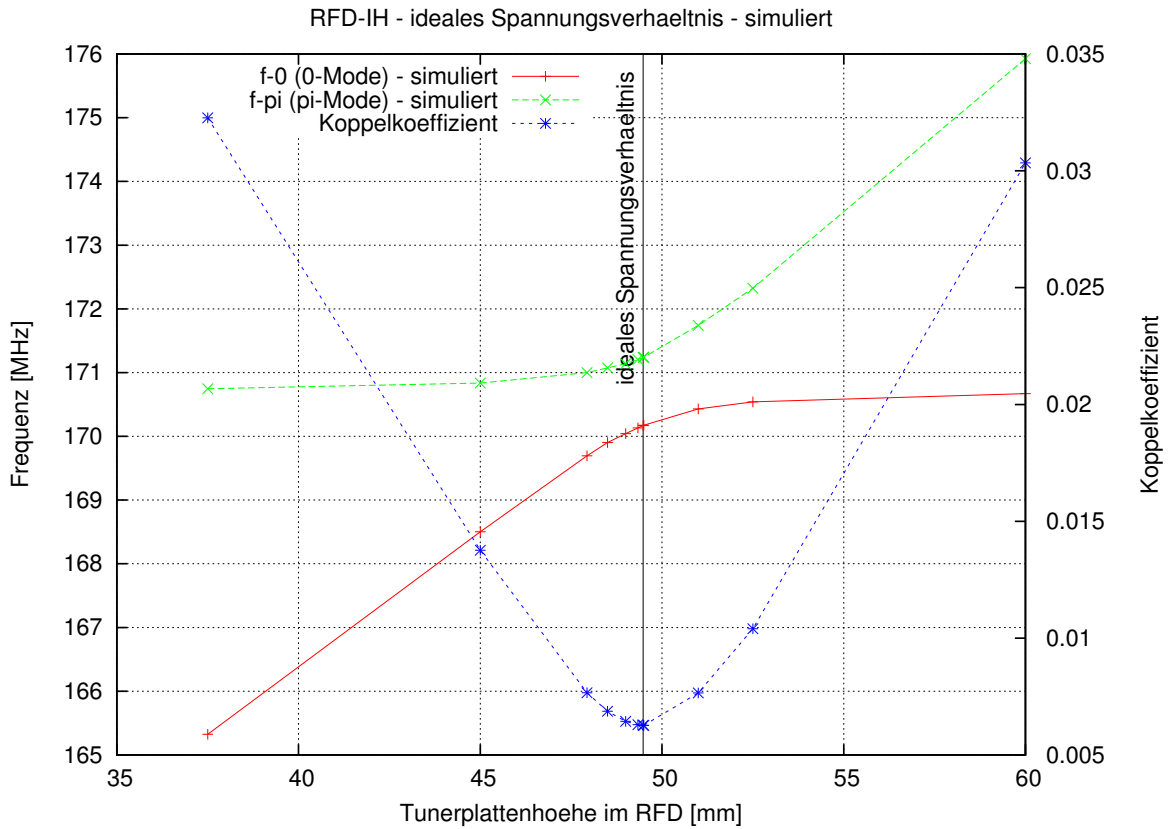


Abbildung 5.25: Die Frequenzen der gekoppelten Moden wurden mit dem virtuellen Modell im Maßstab 1:1 simuliert. Im gekoppelten System ist immer eine Mode annähernd stabil, während die andere Mode bei Variation der Tunerplattenhöhe stark variiert. Definitionsgemäß ist der Koppelkoeffizient minimal, wenn die gekoppelten Moden den geringsten Abstand im Frequenzbereich haben. Eine Verstimmung des einen Tanks führt zu höheren Koppelkoeffizienten.

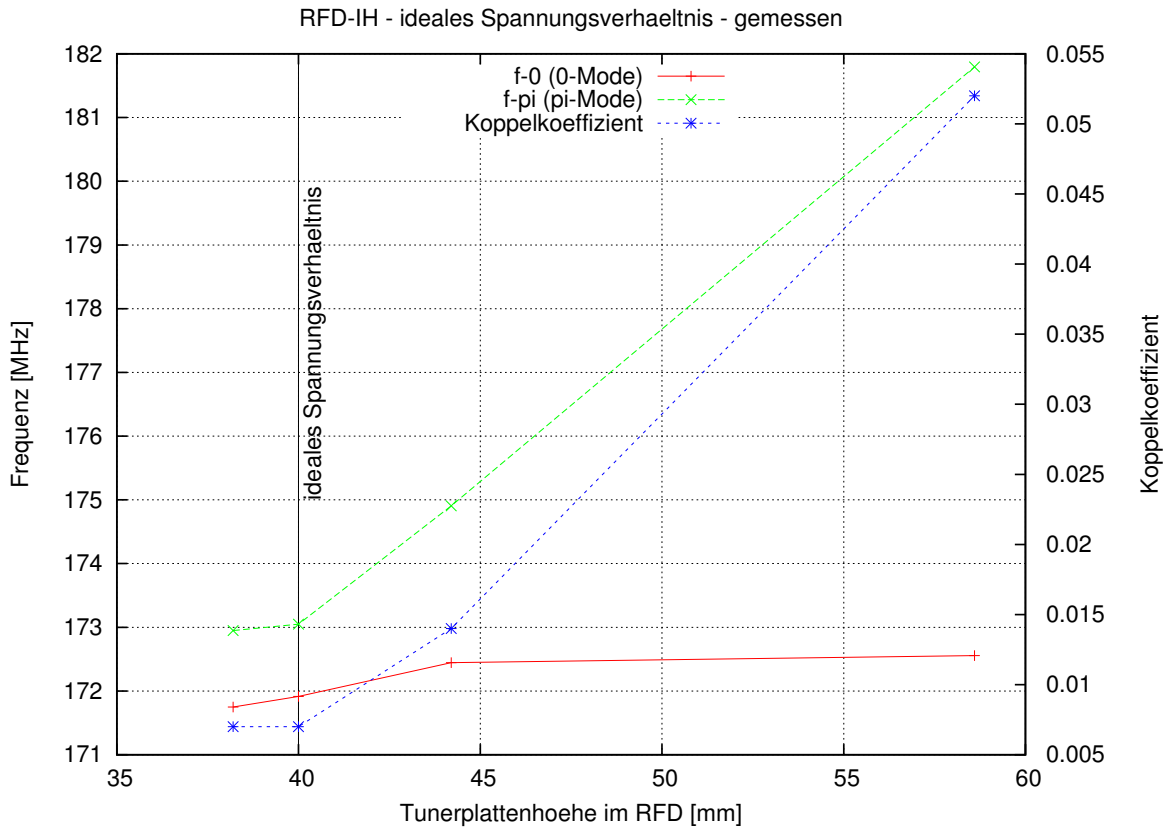


Abbildung 5.26: Gemessen wurden die Resonanzfrequenzen der gekoppelten am RFD-IH-Modell. Der Verlauf der 0-Mode zeichnet sich durch eine gute Frequenzstabilität aus. Die Frequenzen und die Tunerplattenhöhe wurden auf den Maßstab 1:1 skaliert.

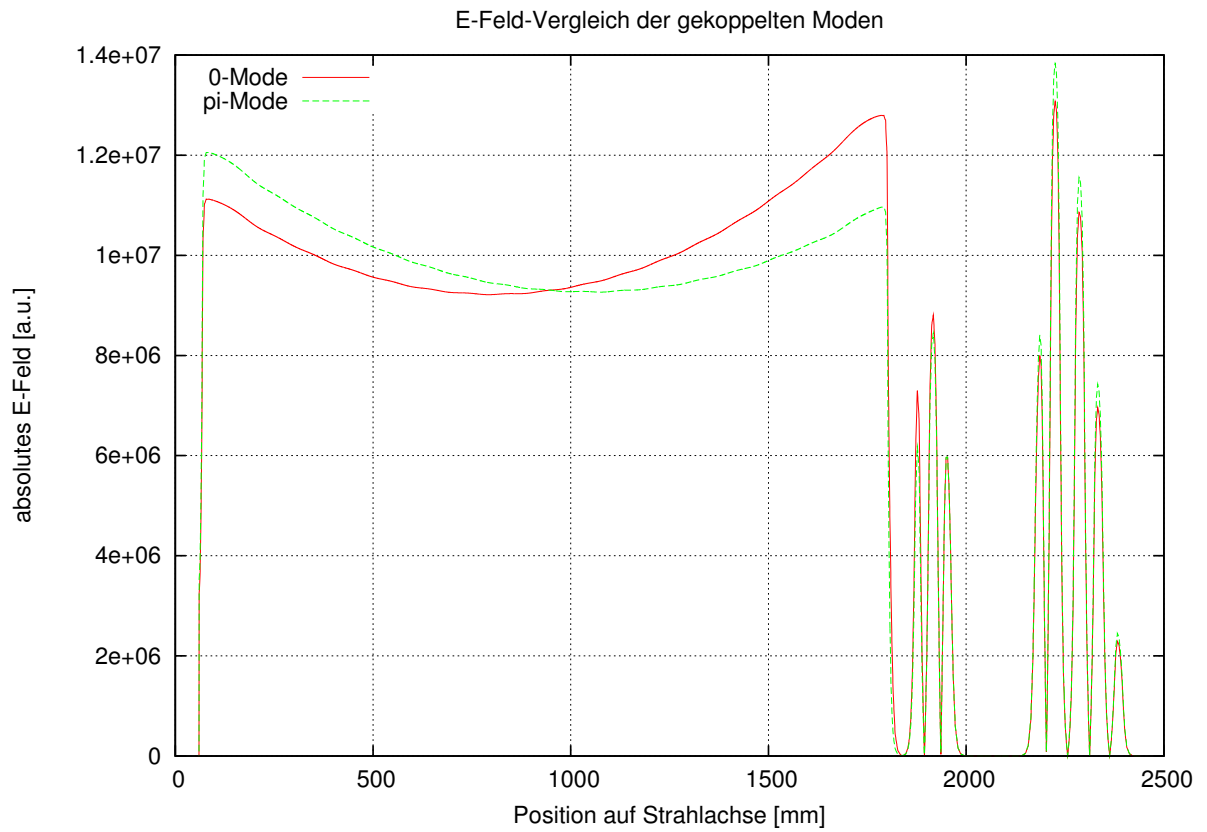


Abbildung 5.27: Die elektrische Feldverteilung der 0- und π -Mode unterscheidet sich nur geringfügig, weswegen auch die π -Mode für die Teilchenbeschleunigung gekoppelter Resonatoren geeignet ist.

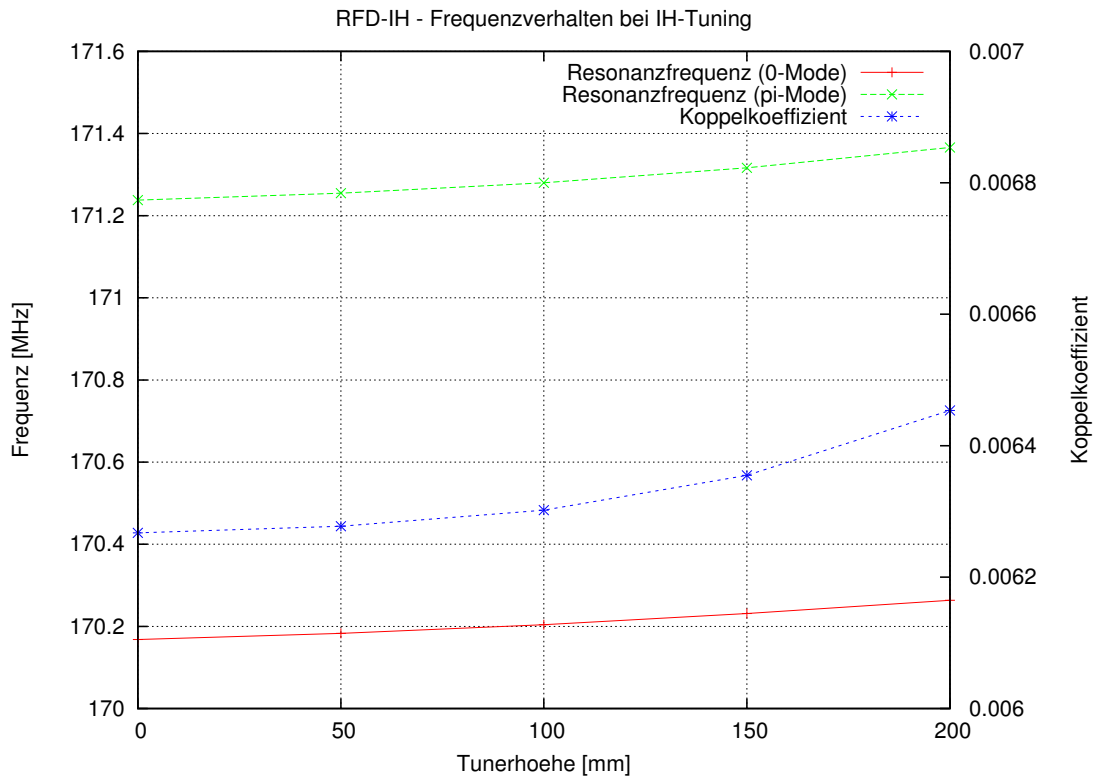


Abbildung 5.28: Einfluss des induktiven Tuners (T_1 , siehe Abbildung 5.11 (a)) des IH-Modells auf die Resonanzfrequenzen.

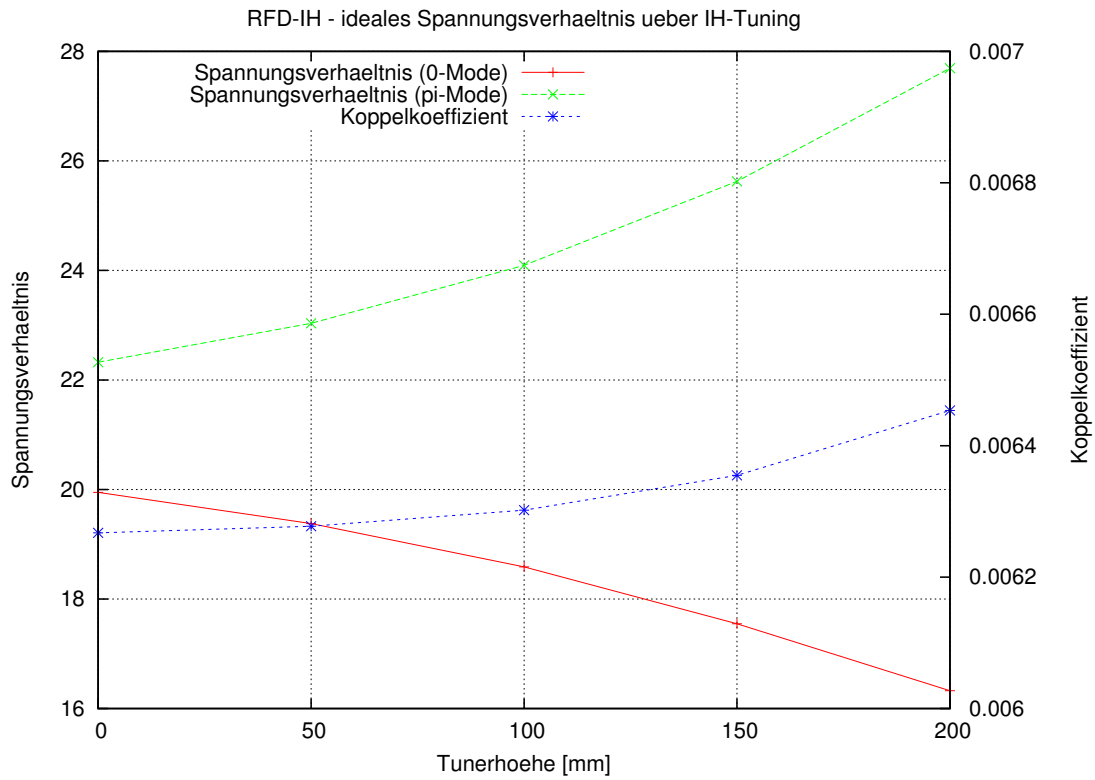


Abbildung 5.29: Verlauf des Spannungsverhältnisses für beide Moden, bei Variation der Einschubtiefe des induktiven Tuners (T_1 , siehe Abbildung 5.11 (a)).

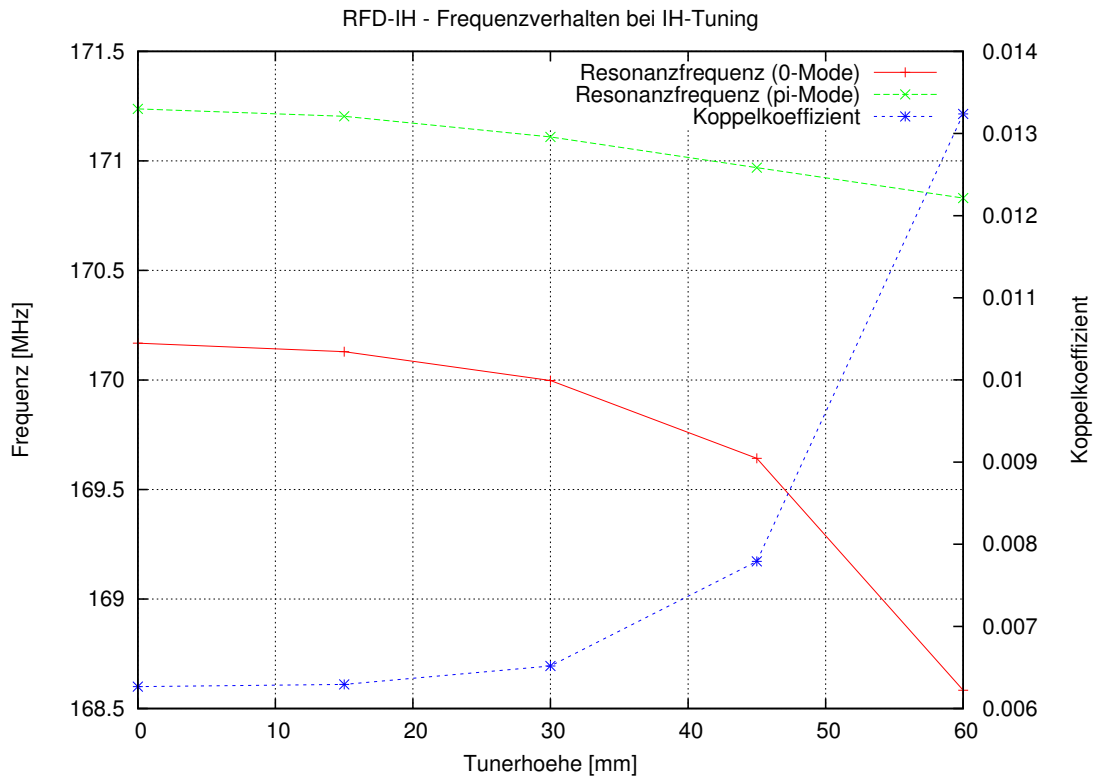


Abbildung 5.30: Auswirkungen des kapazitiven Tuners (T_2 , siehe Abbildung 5.11 (b)) auf die Resonanzfrequenzen.

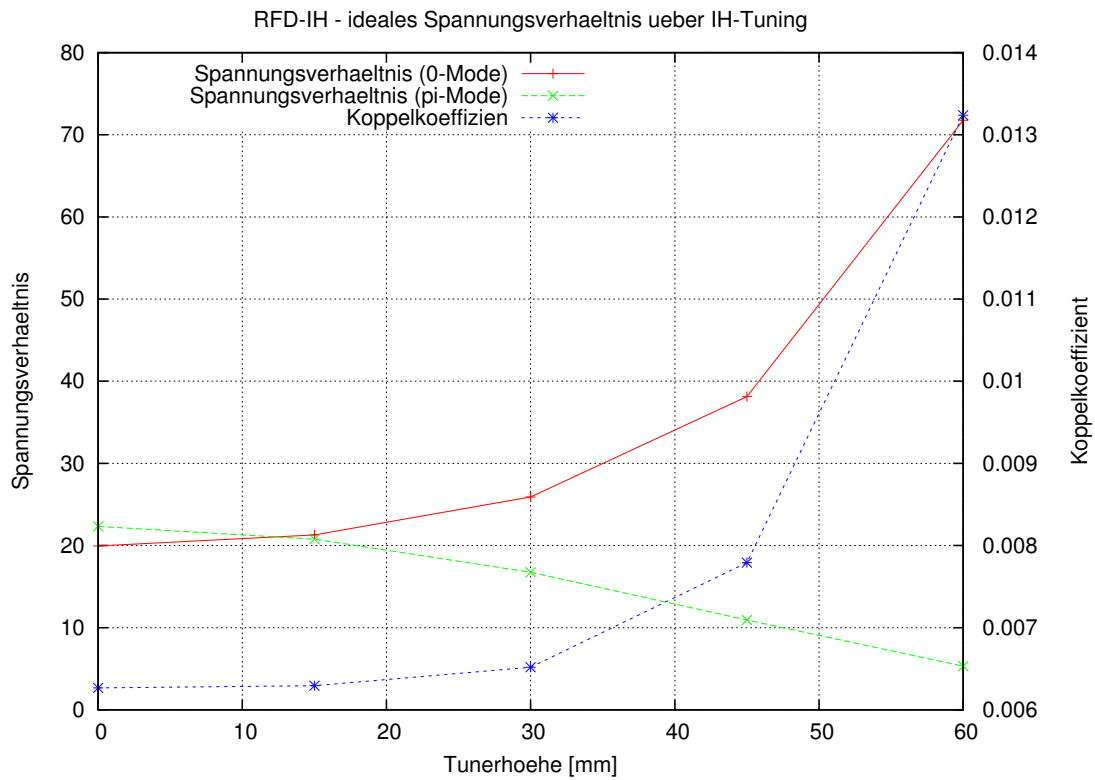


Abbildung 5.31: Änderung des Spannungsverhältnisses bei kapazitiver Verstimmung des IH-Modells.

6 Genauigkeit der Simulationen

Die elektromagnetischen Simulationen wurden mit Microwave Studio (MWS) der Firma CST¹ durchgeführt. Die Simulationen ermöglichen die virtuelle Gestaltung eines Beschleunigers. Für die gewählte Geometrie lassen sich die Eigenmoden mit den dazugehörigen Kenngrößen herausfinden. Zu Hochfrequenz-Parametern zählen Resonanzfrequenzen, Leistungsverluste, Güten, Feldverteilungen, Oberflächenströme, und viele mehr.

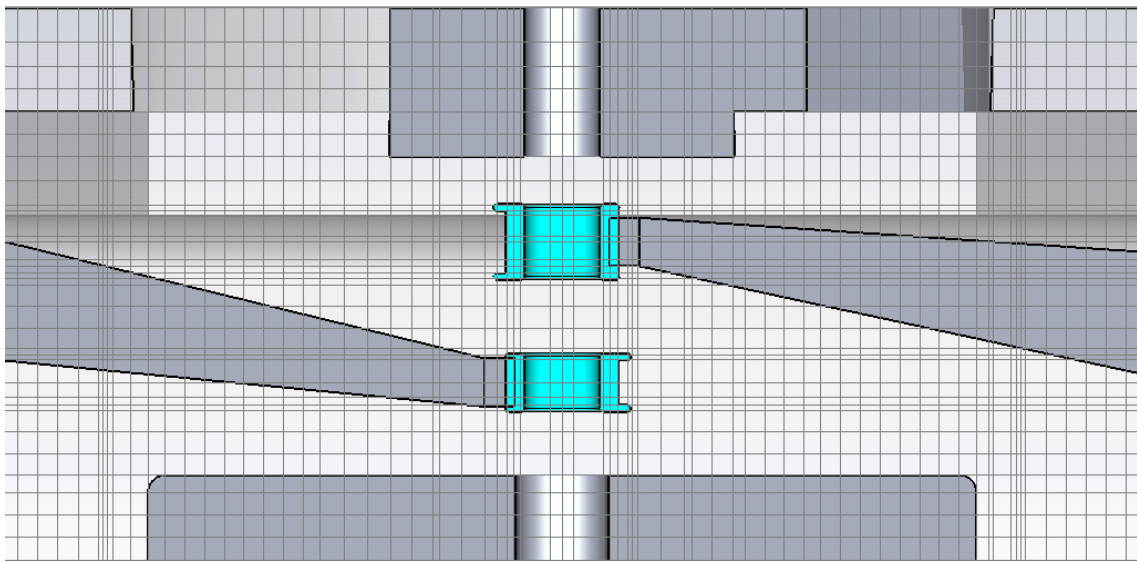


Abbildung 6.1: *Der Ausschnitt zeigt die ersten drei Beschleunigungsspalte der gekoppelten IH-Struktur. In der Schnittebene wurde das Simulationsgitter einer Simulation des FRANZ-RFQ-IH-Beschleunigers mit 1,3 Millionen Gitterpunkten eingezeichnet. Man kann am Bild erkennen, dass das Gitter besonders die schrägen Elemente nicht genau genug repräsentieren kann. Ergebnisse mit solch niedrigen sind nur teilweise brauchbar.*

Um einen anschaulichen Eindruck über die Gitterpunkte und der damit verbundenen räumlichen Zellen zu bekommen, wird in Abbildung 6.1 eine zweidimensionale Projektion des Gitters einer Simulationen des FRANZ-RFQ-IH-Beschleunigers mit 1,3 Millionen Gitterpunkten gezeigt. Die Anzahl der Gitterpunkte reicht nicht aus um die Geometrie der Struktur zu erfassen. Besonders die schrägen Elemente können durch das grobe Gitter nur sehr schlecht repräsentiert werden. Wird mit 20,5 Millionen Gitterpunkten

¹<http://www.cst.com>

simuliert können detaillierte Geometrien, wie z.B. Schrägen und Verrundungen, genauer berücksichtigt werden (siehe Abbildung 6.2). Die Rechenzeit verlängert sich dadurch beträchtlich.

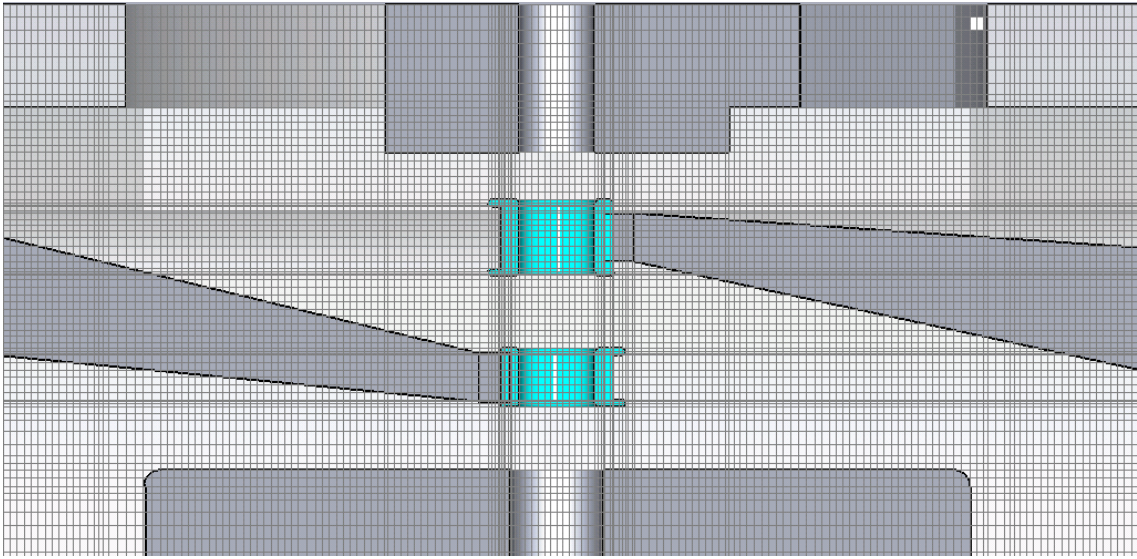


Abbildung 6.2: Dargestellt ist der gleiche Ausschnitt des RFQ-IH-LINACs wie in Abbildung 6.1. Das Simulationsgitter mit 20,5 Millionen Gitterpunkten kann vor allem Elemente, die paraxial zum kartesischen Koordinatensystem verlaufen, besser erfassen.

Durch die Simulationen kann das grundlegende Design eines Beschleunigers gefunden werden. Dennoch ist die Verifizierung über ein Modell sinnvoll und im Fall der gekoppelten RFQ-IH Struktur für FRANZ notwendig. Der Grund hierfür ist die begrenzte Genauigkeit der Simulationsergebnisse von MWS für komplexe Strukturen. Die numerischen Berechnung der Maxwell'schen Gleichungen sind abhängig von der Engmaschigkeit des Gitters, welches die Beschleunigergeometrie in Millionen Zellen unterteilt, aber nie fein genug sein kann um die runden Geometrien zu erfassen. MWS zieht das Gitter intelligent an detaillierten Geometrien enger, um die exakten Formen bestmöglich zu berücksichtigen. Dies optimiert die Genauigkeit der Resultate ohne das gesamte Gitter feiner zu machen. Dieser Vorteil geht allerdings bei komplexen Beschleunigersystemen wie der gekoppelten RFQ-IH-Struktur teilweise verloren. Die erhöhte Gitterpunktdichte wird nämlich in alle drei Raumrichtungen durch gezogen, auch wenn dort keine detaillierten Geometrien mehr zu finden sind. Da 4-Rod-RFQ und IH-DTL untereinander keine Ähnlichkeiten zeigen, wird ein verfeinertes Gitter auf die gesamte Länge der gekoppelten Kavitäten gelegt. Für gute Ergebnisse sind somit mindestens 20 Millionen Gitterpunkte nötig, was in etwa 15 Stunden Rechenzeit auf einem 8-Kern-Prozessor Intel Xeon X5550 @ 2,67 GHz in Anspruch nimmt und ca. 30 GB freien Arbeitsspeicher erfordert.

Ungekoppelte Strukturen bestehen vor allem aus linear angeordneten Elementen. Fernab der Strahlachse gibt es viel leeren Raum, in den ein grobes Simulationsgitter gelegt wer-

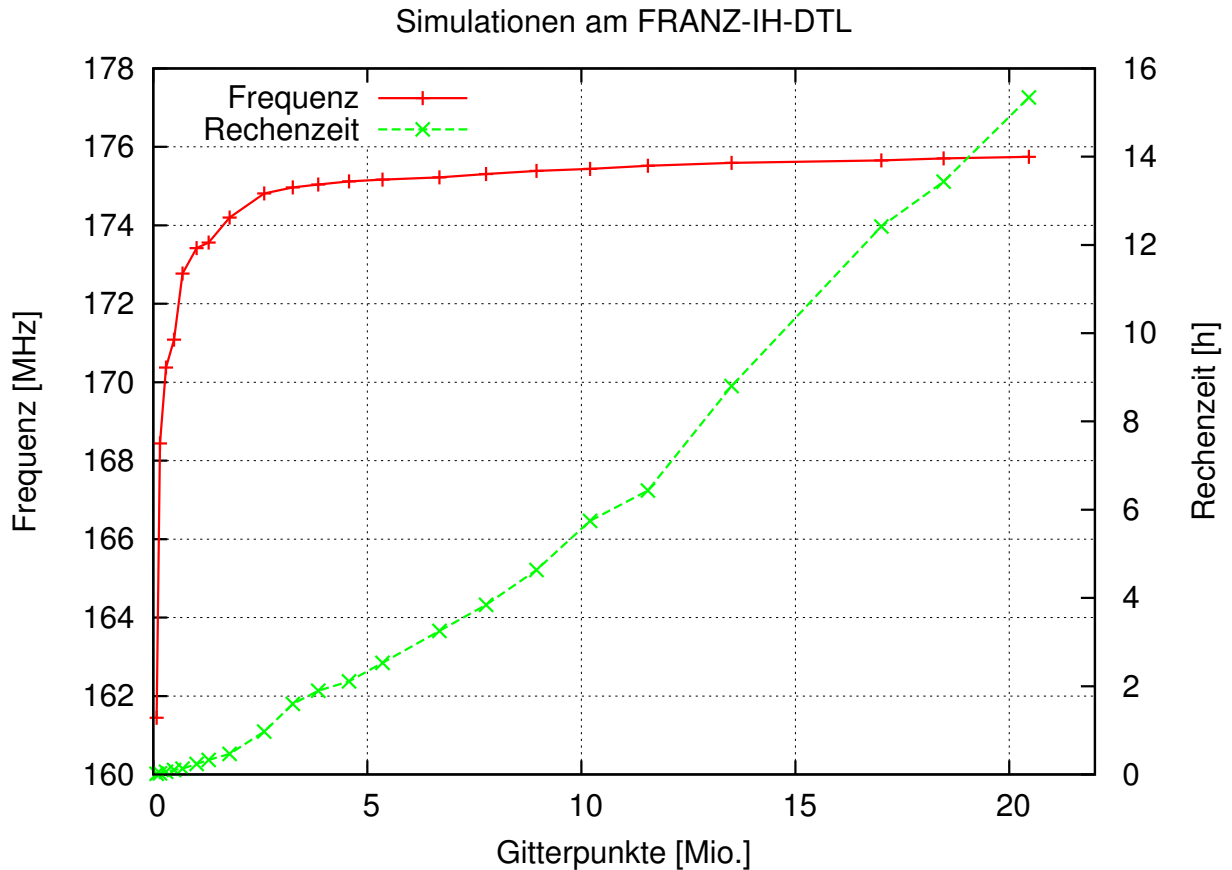


Abbildung 6.3: Die Resonanzfrequenz des FRANZ-IH-DTL wurde mit verschiedenen Gitterpunktdichten simuliert. Man sieht, dass die Frequenz mit höherer Anzahl an Gitterpunkten stetig und asymptotisch zu nimmt. Für Simulationen muss ein guter Kompromiss zwischen Rechenzeit und der Genauigkeit der Ergebnisse gefunden werden.

den kann. Zudem erfassen die feinen Gitterlinien parallel zur Strahlachse gleich alle in bestimmten Abständen angeordneten Geometrien, wie z.B. Driftröhren und Stützen. Der Simulationsaufwand und die benötigte Rechenzeit reduzieren sich unter diesen günstigen Umständen drastisch. Daher sind Simulationen mit 4 bis 6 Millionen Gitterpunkten für CH- und IH-DTLs üblicherweise ausreichend. Abbildung 6.3 zeigt die simulierten Resonanzfrequenzen des FRANZ-IH-DTLs in Abhängigkeit von der Anzahl der Gitterpunkte. Für das IH-Modell zeigt sich eine ähnliche Kurve (siehe Abbildung 6.4). Wegen der einfacheren Geometrie des Modells halbiert sich die Rechenzeit des „Eigenmode-Solvers“ [25].

Neben dem Simulationsgitter gibt es weitere Ursachen für Abweichungen zu den Messergebnissen am gebauten Beschleuniger. Bei den Berechnungen des virtuellen Modells werden ideale Materialeigenschaften und perfekte Kontakte zwischen den Bauteilen angenommen. In der Praxis wird auf eine bestmögliche Kontaktierung geachtet, diese wird

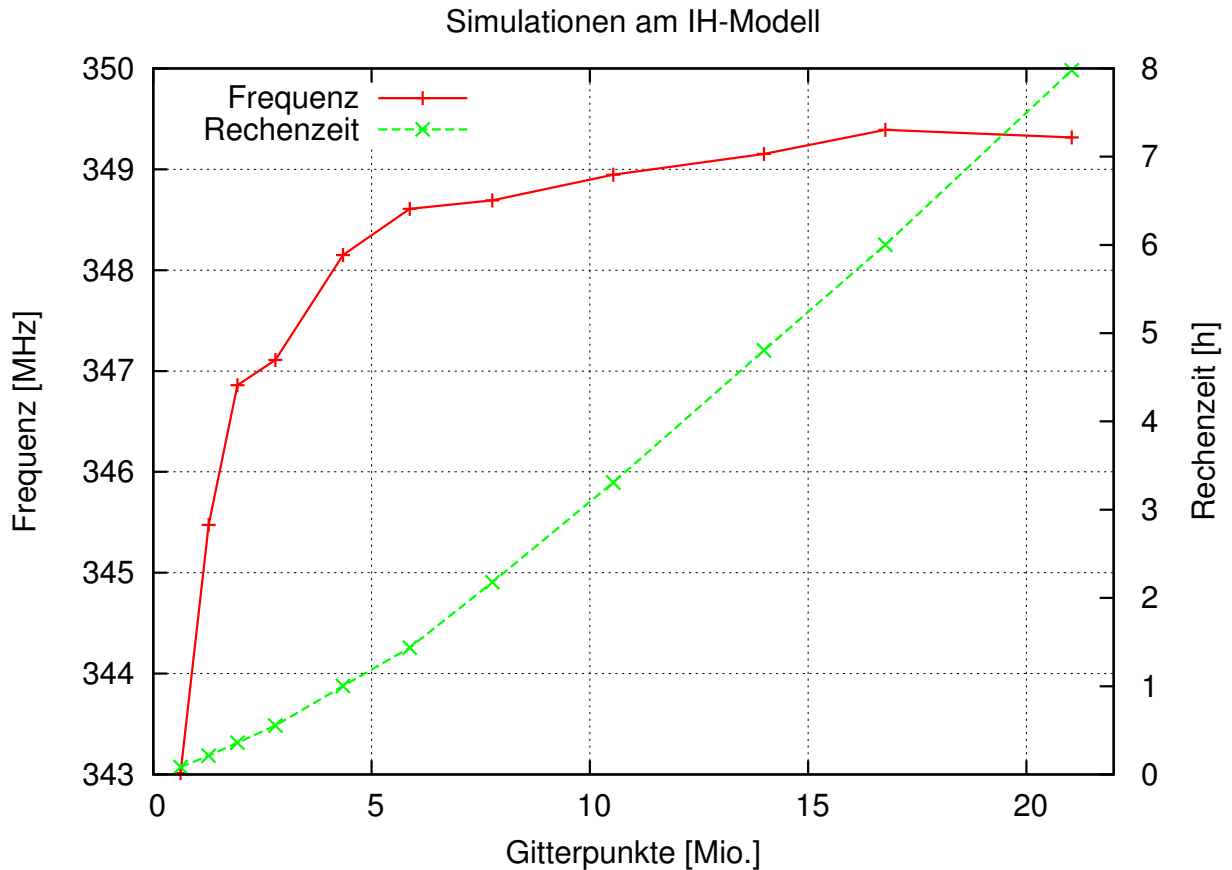


Abbildung 6.4: Um das Frequenzplateau für die Simulationen des IH-Modells zu erreichen, muss man die Anzahl der Gitterpunkte auf bis zu 20 Millionen erhöhen. Ursache sind runde Geometrielemente, die nur bei hoher Gitterpunktdichte genau genug erfasst werden können.

jedoch nicht ideal sein. Zudem kann eine homogene Leitfähigkeit von beispielsweise reinem Kupfer über alle Bauteile hinweg nicht erreicht werden. Mit der Qualität der Kontaktstellen und der Verkupferung sowie einem sehr hohen Reinheitsgrad des Kupfers nähern sich die simulierten und gemessenen Daten an.

In den Simulationen unberücksichtigt ist auch die Phasenlage der beschleunigten Teilchen. MWS berücksichtigt zwar den Laufzeitfaktor, geht aber davon aus, dass bei maximaler Spannungsamplitude in einem Beschleunigungsspalt die Teilchen sich in der Mitte des Spalts befinden. Bei kombinierten Nullgrad-Strukturen (KONUS) wechseln die Partikel zum Zweck der longitudinalen und transversalen Fokussierung die Phase. Dies führt zu Abweichungen bei den simulierten effektiven Spaltspannungen.

Diese Gegebenheiten führen dazu, dass Leistungsverluste in der Realität höher ausfallen, als von MWS berechnet. Die mit MWS simulierten Leistungsverluste für den 4-Rod-RFQ (siehe Tabelle 4.1) liegen in der Praxis erfahrungsgemäß um bis zu 40% unter den

gemessenen Werten. Das Gleiche gilt reziprok für die intrinsische Güte Q_0 , die in der Realität um bis zu 40% niedriger ausfällt. Für IH-Strukturen werden für den gebauten Beschleuniger um bis zu 10% höhere Leistungsverluste erwartet. Wie Abbildung 6.5 zeigt, konvergieren die simulierten Leistungsverluste mit zunehmender Gitterpunktdichte rascher als die Resonanzfrequenzen (siehe Abbildung 6.3).

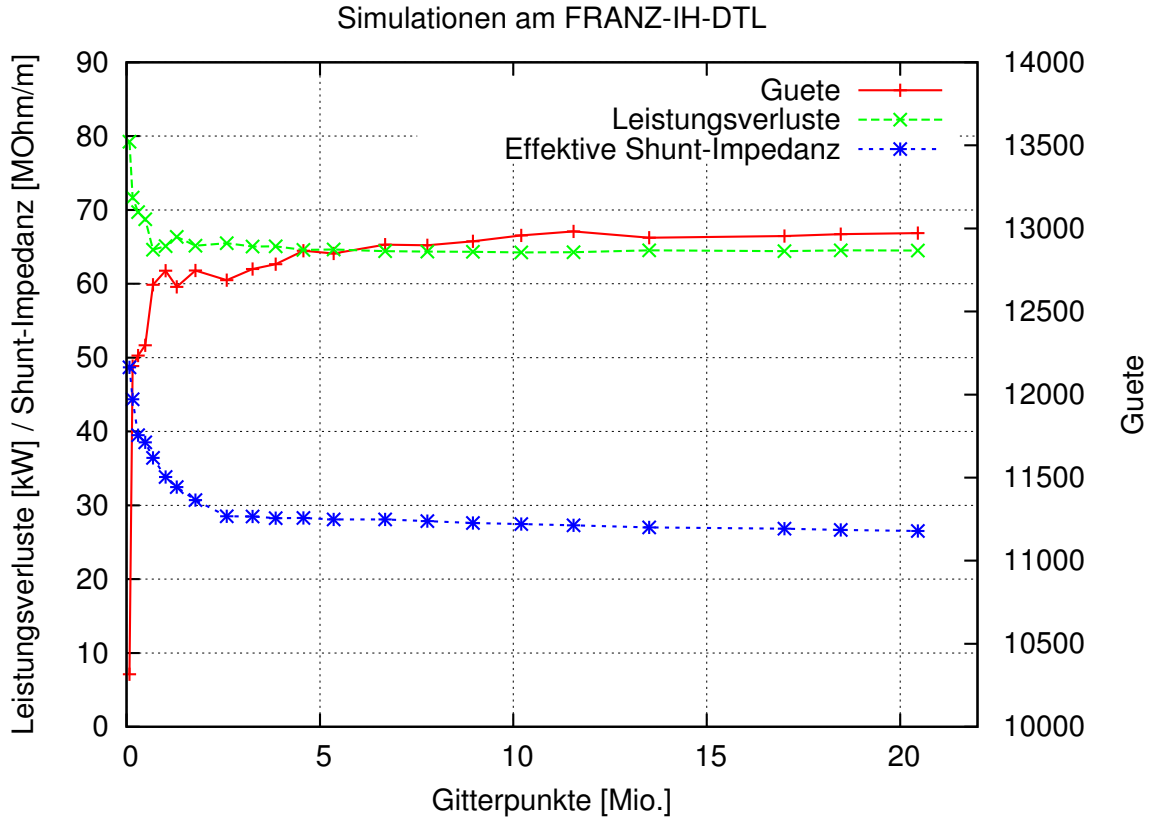


Abbildung 6.5: Wichtige Beschleunigerparameter wie die Güte, die Leistungsverluste und die Shuntimpedanz variieren mit zunehmender Gitterpunktdichte schwächer. Auch hier wurden die Simulationen mit dem FRANZ-IH-DTL durchgeführt.

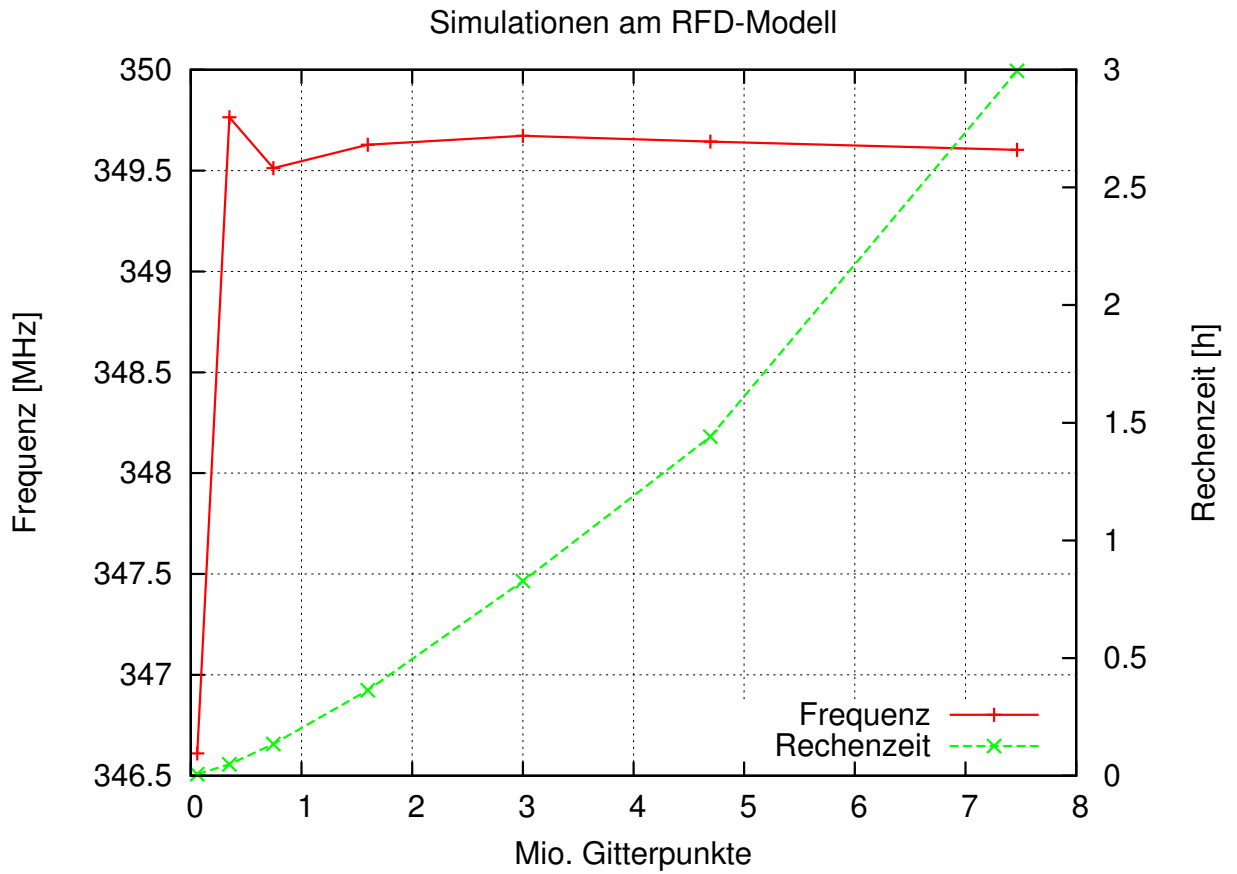


Abbildung 6.6: Für Strukturen ohne Rundungen, wie dem RFD-Modell, erreicht die Resonanzfrequenz schon bei relativ wenigen Gitterpunkten das Plateau.

7 Schlusswort

Die Konstruktion aufwand eines Beschleunigers richtet sich nach den technischen Vorgaben des Experiments bzw. der Anwendung. Bevor ein Beschleuniger gebaut werden kann, sind viele Planungsschritte notwendig (Design der Teilchenstrahldynamik und der Hochfrequenz, Vakuumtechnik, Kühlsysteme, u.v.a.).

Intern gekoppelte Beschleunigersysteme erfordern darüber hinaus zusätzlichen Aufwand. Bei der Abstimmung der Kavitäten auf den gekoppelten Betrieb muss die Modenaufspaltung beachtet werden. Die Resonanzfrequenzen induktiv gekoppelter Beschleuniger $\omega_{1/2}$ weichen in Abhängigkeit vom Koppelkoeffizienten k von der Resonanzfrequenz der einzelnen Kavitäten ω_0 ab. Zudem müssen beide Resonatoren breitbandig verstimmt werden können. Zum einen wird über die Verstimmung das Amplitudenverhältnis eingestellt, zum Anderen die Resonanzfrequenz nach geregelt. Die Abschätzung der Resonanzfrequenzen der gekoppelten Resonatoren gestaltet sich schwieriger, wie bei gewöhnlichen Beschleunigersystemen. Die Genauigkeit der Hochfrequenz-Simulationen nimmt mit der Komplexität des Beschleunigersystems ab. Trotz hoher Gitterpunktdichten im virtuellen Modell sind exakte Aussagen über die erforderliche Tunerkonfiguration für das geforderte Spannungsverhältnis nicht möglich.

Mit dieser Arbeit konnte die Funktionsweise von gekoppelten Resonatoren erklärt werden. Das Verhalten von induktiv gekoppelten Beschleunigerkavitäten wurde näher studiert. Dabei wurde verstanden, wie sich Verstimmungen auf die Resonatoren auswirken und was zu tun ist um die Spannungsamplituden des gekoppelten Systems zu beeinflussen. Zudem wurden die Grundlagen für den gekoppelten Betrieb des FRANZ-Beschleunigers gelegt.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich all denjenigen Danken, die mich mit Rat und Tat unterstützt haben. Dies sind in erster Linie meine Betreuer, die mir die Masterarbeit am IAP ermöglicht haben. Ich danke Prof. Dr. Ulrich Ratzinger für die intensive Betreuung und Unterstützung in den vergangenen Semestern. Mein Dank gilt insbesondere auch PD Dr. Holger Podlech für die wertvollen und anregenden Ideen aus zahlreichen physikalischen und nicht physikalischen Diskussionen.

Weiterer Dank gilt Manuel Heilmann, mit dem ich ein hervorragendes Arbeitsklima im Büro genießen durfte und der mir vor allem bei technischen Fragen eine große Hilfe war.

Sven Reploeg und seinem Team aus der Werkstatt danke ich für den Bau der Beschleunigermodelle, mit denen sich ausgezeichnete Messergebnisse erzielen lassen.

Ein herzliches Dankeschön gilt auch allen Mitglieder der Arbeitsgruppe und den Kommilitonen, die mir bei verschiedensten Problemen geholfen haben.

Meiner Familie und vor allem meinem Vater danke ich für die Unterstützung während des gesamten Studiums.

Literaturverzeichnis

- [1] Y. Cuvet, J. Genest, C. Völlinger, M. Vretenar, and F. Gerigk, editors. *Development Of A 352 MHz Cell-Coupled Drift Tube LINAC*, Proceedings of LINAC, Lübeck, Germany, Aug. 16-20 2004. TUP02, pages 288-290.
- [2] V.G. Vaccaro, A. D'Elia, M.R. Masullo, S. Lanzone, T. Clauser, A.C. Rainò, V. Variale, C. De Martinis, D. Giove, M. Mauri, and R.J. Rush, editors. *Optimization Design Of A Side Coupled LINAC (SCL) For Protontherapy*, Proceedings of EPAC, Edinburgh, Scotland, June 26-30 2006. TUPLS047, pages 1600-1602.
- [3] J.B. Lallement, G. Bellodi, M. Eshraqi, M. Garcia Tudela, A.M. Lombardi, P.A. Posocco, E. Sargsyan, and J. Stovall, editors. *LINAC4 Commissioning Strategy*, Proceedings of the 46th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams, Sept. 27 - Oct 1 2010. TUO1D01, pages 405-409.
- [4] G. Clemente. *The Room Temperature CH-DTL and its application for the FAIR Proton Injector*. Doktorarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [5] U. Ratzinger, L. P. Chau, H. Dinter, M. Droba, M. Heilmann, N. Joshi, D. Mäder, A. Metz, O. Meusel, I. Müller, Y. Nie, D. Noll, H. Podlech, R. Reifarth, H. Reichau, A. Schempp, S. Schmidt, W. Schweizer, K. Volk, C. Wagner, and C. Wiesner, editors. *The Frankfurt Neutron Source FRANZ*, Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan, May 23-28 2010. MOPEC059, pages 597-600.
- [6] C. Wiesner. Schnelles Choppersystem für hochintensive Protonenstrahlen. Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2008.
- [7] C. Wiesner, L.P. Chau, M. Droba, O. Meusel, and U. Ratzinger, editors. *A 250 kHz Chopper for low energy high intensity proton beams*, Proceedings of EPAC, Genoa, Italy, June 23-27 2008. THPP111, pages 3623-3625.
- [8] L.P. Chau, M. Droba, N. Joshi, O. Meusel, U. Ratzinger, and C. Wiesner, editors. *One nanosecond bunch compressor for intense proton beams*, Proceedings of EPAC, Genoa, Italy, June 23-27 2008. THPP091, pages 3578-3580.
- [9] R.C. Mobley. Proposed method for producing short intense monoenergetic ion pulses. *Physical Review*, Volume 88(2):360-361, October 1952.
- [10] D. Petrich, M. Heil, F. Kappeler, J. Kaltenbaek, E.-P. Knaetsch, K. Litfin, D. Roller, W. Seith, R. Stieglitz, F. Voss, and S. Walter. A neutron production target for FRANZ. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*, 596:269-275, August 2008.

- [11] D. Boehne, editor. *Transit Time Factors And Field Magnification Factors In Ion LINAC Gaps*, volume 16. Nuclear Science, 1969. pages 380-384.
- [12] J.D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter & Co., 1982.
- [13] T.P. Wangler. *RF Linear Accelerators*. Wiley-VCH, second, completely revised and enlarged edition edition, 2008.
- [14] A. Schempp. Beiträge zur Entwicklung des Radiofrequenz-Quadrupol, 1990. Habilitationsschrift.
- [15] C. Zhang and A. Schempp, editors. *Development of a high current proton LINAC for FRANZ*, Proceedings of EPAC, Edinburgh, Scotland, June 26-30 2006. THPCH007, pages 2799-2801.
- [16] C. Zhang and A. Schempp. Beam dynamics studies on a 200 ma proton radio frequency quadrupole accelerator. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*, 586:153 – 159, 2007.
- [17] A. Bechtold, U. Bartz, M. Heilmann, P. Kolb, H. Liebermann, D. Mäder, O. Meusel, H. Podlech, U. Ratzinger, A. Schempp, C. Zhang, and G. Clemente, editors. *A Coupled RFQ-Drifttube Combination for FRANZ*, Proceedings of LINAC, Victoria, Canada, Sept. 29 – Oct. 3 2008. MOP001, pages 46-48.
- [18] H. Podlech, M. Grieser, R.v. Hahn, R. Repnow, and D. Schwalm, editors. *Electrodynamic Calculations of the 4-Rod-RFQ Resonator for the Heidelberg High Current Injector*, Proceedings of PAC, Chicago, USA, June 18-22 2001. pp.e-proc. 3069.
- [19] U. Ratzinger. Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen, 1998. Habilitationsschrift.
- [20] R. Tiede, G. Clemente, H. Podlech, U. Ratzinger, A. Sauer, and S. Minaev, editors. *LORASR Code Development*, Proceedings of EPAC, Edinburgh, Scotland, June 26-30 2006. WEPCH118, pages 2194 - 2196.
- [21] H. Podlech. Entwicklung von normal- und supraleitenden CH-Strukturen zur effizienten Beschleunigung von Protonen und Ionen, 2008. Habilitationsschrift.
- [22] H. Liebermann. *Entwicklung einer supraleitenden CH-Beschleuniger-Struktur für leichte und schwere Ionen*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [23] E. Müller. Untersuchungen zur Feldmessung und Hochfrequenzankopplung bei Spiralresonatoren. Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 1977.
- [24] P. Fischer. *Ein Hochleistungs-RFQ-Beschleuniger für Deuteronen*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [25] CST. *CST Studio Suite Help*, 2010. Manual.