TEIL I: Untersuchung des Einflusses eines externen Magnetfeldes auf die unbelastete Güte der Beschleunigungsstrukturen des S–DALINAC

1 Einleitung

Mit den Experimenten zur Beschleunigung von Elektronen in einem flachen Bleiresonator wurde Mitte der sechziger Jahre an der Universität in Stanford eine Studie über die Verwendung supraleitender Materialien zum Bau von Beschleunigungskavitäten begonnen. Als Ergebnis der Studie wurde im Jahr 1978 der erste supraleitende Elektronenbeschleuniger am High Energy Physics Laboratory in Stanford in Betrieb genommen [1]. Seitdem gewinnen Teilchenbeschleuniger mit supraleitenden Kavitäten wegen der vergleichbar niedrigen Betriebskosten und der erreichbaren Strahlqualität immer mehr Bedeutung in der Kern- und Hochenergiephysik.

Zur Herstellung von supralleitenden Resonatoren wird gegenwärtig hauptsächlich Niob aufgrund der hohen kritischen Temperatur von 9.2 K und seiner guten Verarbeitungseigenschaften verwendet. Wegen eines extrem kleinen Oberflächenwiderstandes liegt die Verlustleistung in supraleitenden Kavitäten bei nur wenigen Watt pro Meter. Ihre unbelastete Güte erreicht Werte von $10^9 - 10^{10}$. Somit kann die eingespeiste Hochfrequenzleistung fast vollständig auf den zu beschleunigenden Teilchenstrahl übertragen werden. Diese geringen Verluste ermöglichen kontinuierliche Ströme ("continuous wave"-Betrieb) bei Beschleunigungsfeldstärken oberhalb von 1 MV/m und höhere Tastverhältnisse bei gepulstem Betrieb. Bei normalleitenden Kavitäten aus Kupfer führt die Bestrebung nach minimaler Verlustleistung bei einem gegebenem Beschleunigungsfeld zur unerwünschten Verstärkung der Wechselwirkung zwischen dem Teilchenstrahl und dem Resonator. So werden zum Beispiel die Öffnungen in den Irisblenden möglichst eng ausgelegt. Supraleitende Kavitäten besitzen deutlich größere Strahlrohröffnungen, wodurch eine hohe Strahlqualität und höhere Ströme erreicht werden.

Der supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger S–DALINAC mit Energien von

2.5 bis 130 MeV und Strahlströmen von kleiner 100 pA bis 60 μA im Dauerstrichbetrieb wurde für Experimente zur Elektronenstreuung und Strahlungsphysik konzipiert [2]. Später wurde er ebenfalls mit einem Spitzenstrom von 2.7 A als Treiber für den Freie-Elektronen-Laser benutzt [3, 4]. Die auf 2 K gekühlten, supraleitenden Niobstrukturen des S–DALINAC werden bei einer Frequenz von 2.9975 GHz betrieben. Sie erreichen im Betrieb die geforderte Designfeldstärke von 5 MV/m und übertreffen diese sogar. Die unbelastete Güte der Strukturen liegt aber unter dem Designwert von $3{\cdot}10^9$. Die dadurch entstehenden höheren Wärmeverluste in den Strukturen, die aufgrund der begrenzten Kälteleistung nicht vollständig abgeführt werden können, zwingen zur Reduzierung der maximalen Strahlenergie. Trotz aller Anstrengungen bleibt bisher die Ursache für den niedrigen Gütewert ungeklärt. Es bestand jedoch der Verdacht, dass das vielleicht unzureichend abgeschirmte Magnetfeld in den Beschleunigerkryostaten, das beim Abkühlen in Niob eingefangen werden kann, zusätzlich zum Oberflächenwiderstand beiträgt und dadurch die unbelastete Güte reduziert.

Deshalb war das Ziel des ersten Teils dieser Arbeit die Untersuchung des Einflusses des externen magnetischen Feldes auf die Güte der S–DALINAC-Strukturen. Hierzu wurden magnetische Abschirmungen aus dem weichmagnetischen Werkstoff Cryoperm entwickelt und gebaut. Damit war es möglich, einen Raum mit einem deutlich reduzierten Magnetfeld zu schaffen. Mit diesen Abschirmungen wurden Gütemesseungen sowohl in einem externen 2K-Testkryostaten als auch in den Beschleunigerkryostaten durchgeführt.

In Kap. 2 werden die wichtigsten Größen zur Charakterisierung von Beschleunigungsresonatoren eingeführt. Kapitel 3 gibt eine Einleitung in die Hochfreqeunzsupraleitung und beschreibt die Komponente des Hochfrequenzoberflächenwiderstandes eines Supraleiters. Der S–DALINAC mit seinen Experementierplätzen wird ausführlich in Kap. 4 vorgestellt. Im folgenden Kapitel werden die verwendeten Methoden zur Gütemessung diskutiert. Kapitel 6 und 7 beschreiben die Testmessungen mit den entwickelten Abschirmungen sowohl im 2K-Testkryostaten als auch in den Beschleunigerkryostaten. Eine Zusammenfassung in Kap. 8 schließt den ersten Teil der Arbeit.

2 Charakteristische Kenngrößen eines Beschleunigungsresonators

Die Beschleunigung geladener Teilchen durch Hochfrequenzfelder findet in Hohlraumresonatoren statt, die man in der Beschleunigerphysik auch Kavitäten oder im Englischen Cavities nennt. Sie liefern an die Teilchen die zur Beschleunigung notwendige Energie und ihre Eigenschaften bestimmen somit die Effizienz des Energieübertrags.

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Größen dargestellt, die einen Resonator charakterisieren. Obwohl die vorliegende Arbeit nur die Fragen behandelt, die im direkten Zusammenhang mit supraleitenden Kavitäten stehen, gelten die hier eingeführten Begriffe auch für normalleitende Resonatoren.

2.1 Beschleunigungsmoden und Felder in Hohlraumresonatoren

Die räumliche Verteilung der elektromagnetischen Felder $\vec{E}$ und $\vec{H}$ im Resonator lässt sich aus der allgemeinen Wellengleichung

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\left\{\begin{matrix}\vec{E}\\ \vec{H}\end{matrix}\right\} = 0 \tag{2.1}$$

ausrechnen. Die Felder auf der Resonatoroberfläche müssen folgende Randbedingungen erfüllen

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0 \quad \texttt{und} \quad \vec{n} \cdot \vec{B} = 0, \tag{2.2}$$

wobei $\vec{n}$ der Normalenvektor zur Oberfläche und $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ die magnetische Flußdichte mit Permiabilitätskonstante μ_0 ist.

Für Resonatoren mit zylindrischer Symmetrie ergibt sich aus Gl. (2.1) das Spektrum von Eigenfrequenzen, auch Moden oder Modes genannt. In solcher Anordnung existieren zwei Grundarten von Eigenschwingungen, die als transversal

elektrische Moden (TE) beziehungsweise transversal magnetische (TM) Moden bezeichnet werden. Für TM Moden ist das Magnetfeld, für TE Moden die elektrische Feldkomponente transversal zur Symmetrieachse der Kavität. Die Symmetrieachse wird in der Regel so gewählt, dass sie sich mit der Strahlachse deckt. Daher sind nur TM Moden für Beschleunigungsresonatoren von praktischer Bedeutung.

Um die Ortsabhängigkeit der Felder zu beschreiben, werden die Moden als TM_{mnp} klassifiziert, wobei die ganzzahligen Indizes m, n, und p die Anzahl des Vorzeichenwechsels für E_z in die ϕ beziehungsweise ρ und z Richtungen angeben. Die TM_{0np} Moden haben nur eine longitudinale Komponente des elektrischen Feldes auf der Achse und sind somit zum Beschleunigen geeignet. In den meisten Teilchenbeschleunigern wird der TM_{010} Mode wegen seiner niedrigsten Resonanzfrequenz eingesetzt. Im zylindrischen Resonator, der im TM_{010} Mode betrieben wird, bilden die magnetischen Feldlinien konzentrische Kreise um die Strahlachse und die Feldstärke nimmt mit dem Radius zu. Auf der Achse ist sie aber gleich Null. Das elektrische Feld erreicht sein Maximum dagegen an den Irisblenden.

Die Beschleunigungsstrukturen sind aus einer Kette von mehreren identischen oder sehr ähnlichen Resonatoren aufgebaut. Für supraleitende Kavitäten wird die zylindrische Zellenform wegen der hohen Anfälligkeit für resonante Feldemission (Multipacting) nicht verwendet. Stattdesen werden die elleptischen Zellen wie in der Abb. 2.1 eingesetzt, bei denen das Auftreten von Multipacting unterbunden ist. Wird so eine periodische Struktur aus N gekoppelten Zellen in einem bestimmten Mode angeregt, so ergibt sich ein Passband des Modes mit N diskreten Resonanzen, die bezüglich der Phasenverschiebung von Zelle zu Zelle äquidistant verteilt sind. In supraleitenden Strukturen für Teilchen mit der relativen Geschwindigkeit $\beta = 1$ wird der π Mode verwendet. Das elektrische Feld auf der Strahlachse hat in allen Zellen eine gleiche maximale Amplitude, aber der Phasenunterschied zwischen benachbarten Zellen beträgt 180°. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 2.1 die Feldverteilung des π-Modes des TM_{010}-Passbandes in einer 5-zelligen Beschleunigerstruktur (Einfangstruktur im Injektor des S–DALINAC) schematisch gezeigt.

Wegen der komplizierten Geometrie der Zellen lassen sich die Felder in den meisten Fällen analytisch nicht herleiten, können aber durch numerische Lösung der Maxwellgleichungen mit Programmen wie MAFIA [5] oder SUPERFISH [6] be-

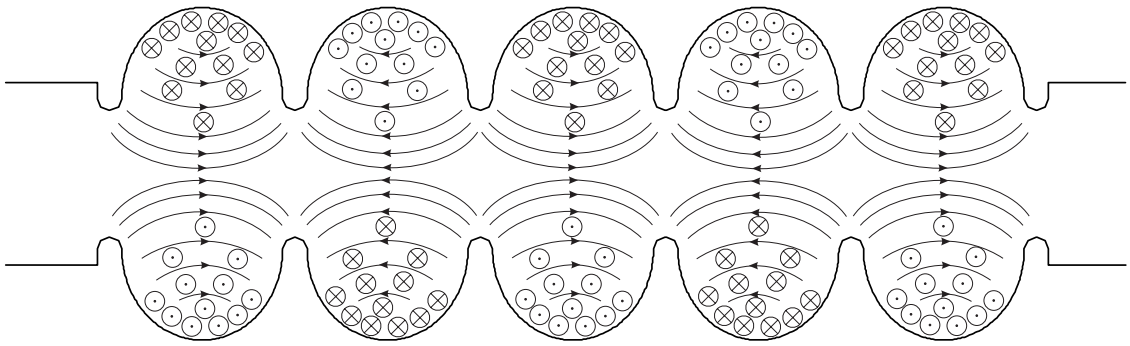

Abb. 2.1: Qualitative Feldverteilung des π-Modes des TM_{010}-Passbandes in einem 5-zelligen Resonator.

rechnet werden.

Die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} ist durch den maximal möglichen Energiegewinn definiert, den ein Teilchen beim Durchqueren des Resonators erfährt. Dieser Energiegewinn für Elektronen, die sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit c bewegen, hängt mit der von ihnen durchlaufenen Spannung U_{acc} im Resonator zusammen

$$U_{acc} = \int_{-L/2}^{L/2} E_z(\rho = 0, z)\, cos(\omega_0 z/c + \varphi)\, dz. \tag{2.3}$$

Dabei ist die Länge des Resonators mit L bezeichnet, $E_z(\rho = 0, z)$ ist das elektrische Feld entlang der Strahlachse, ω_0 ist die Kreisfrequenz des elektromagnetischen Feldes und φ ist die Phase des elektrischen Feldes. Den maximalen Energiegewinn erfahren Elektronen, wenn sie die Mitte des Resonators bei der maximalen Feldstärke durchfliegen. Somit muss die Feldphase φ in Gl. (2.3) für einen Resonator mit dem Mittelpunkt bei $z = 0$ Null sein. Der Beschleunigungsgradient ist dann durch

$$E_{acc} = \frac{U_{acc}}{L} \tag{2.4}$$

gegeben. Für mehrzellige Kavitäten muss die Länge des Resonators durch die gesamte Strukturlänge ersetzt werden.

Betrachtet man praktische Begrenzungen für supraleitende Cavities, sind zwei Größen besonders wichtig. Dies sind das maximale elektrische Oberflächenfeld E_{pk} und das maximale magnetische Oberflächenfeld B_{pk}. Wie im nächsten Kapitel erklärt wird, bestimmen diese Felder den maximal erreichbaren Beschleunigungsgradienten. Deshalb ist es wichtig, die Verhältnisse E_{pk}/E_{acc} und B_{pk}/E_{acc} zu minimieren.

2.2 Güte des Resonators und dissipierte Leistung

Entsprechend den Randbedingungen (2.2) gibt es an der Resonatoroberfläche nur die Tangentialkomponente des Magnetfeldes und die Normalkomponente des elektrischen Feldes. Diese elektromagnetischen Felder dringen mit exponentiell abfallenden Amplituden in das Resonatormaterial ein und induzieren in einer dünnen Schicht Wandströme. Bei normalleitenden Kavitäten ist diese Schicht die Skintiefe

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega_0\sigma}}, \tag{2.5}$$

wobei σ die Leitfähigkeit des Materials und μ seine relative Permeabilität ist. Die Skintiefe bei Frequenzen, die in den Hochfrequenzresonatoren eingesetzt werden, beträgt nur einige Mikrometer und die hervorgerufenen Ströme können deshalb als Oberflächenströme modelliert werden. Die dabei entstehenden Verluste sind proportional zum Quadrat der fließenden Ströme, und im Hochfrequenzfeld sind sie wiederum proportional zum Quadrat des Magnetfeldes. Der spezifische Widerstand ist durch den materialabhängigen Oberflächenwiderstand charakterisiert, der mit der dissipierten Leistung P_d über

$$P_d = \frac{1}{2\mu_0^2} R_s \int_S |\vec{B}|^2 \, ds \tag{2.6}$$

verknüpft ist. Dabei ist $\vec{B}$ das lokale Magnetfeld an der Oberfläche und R_s der integrale, über die gesamte Resonatoroberfläche gemittelte, Oberflächenwiderstand.

Er kann in der Regel nicht direkt gemessen werden, deshalb erfolgt die Bestimmung von R_s durch die Messung der unbelasteten Güte. Sie ist ein Maß für die Fähigkeit eines Resonators, Energie bei gegebener Verlustleistung P_d zu speichern, und ist definiert durch

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_d}, \tag{2.7}$$

wobei U die gespeicherte Energie ist. Für alle Moden in der Kavität ist die über die Zeit gemittelte Energie im elektrischen Feld gleich der im Magnetfeld. So folgt für die gesamte Energie im ganzen Volumen

$$U = \frac{1}{2\mu_0} \int_V |\vec{B}|^2 \, dV = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 \, dV. \tag{2.8}$$

Das Einsetzen der Definitionen für die Verlustleistung und die gespeicherte Energie in Gl. (2.7) liefert den Zusammenhang

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\vec{B}|^2 \, dV}{R_s \int_S |\vec{B}|^2 \, ds} = \frac{G}{R_s} \tag{2.9}$$

zwischen Q_0 und R_s durch einen materialunabhängigen Geometriefaktor G [7]. Dieser Faktor hängt von der Form des Resonators, aber nicht von seiner Größe ab. Diese Eigenschaft ist sehr hilfreich beim Vergleich von Resonatoren verschiedener geometrischer Formen, ohne ihre Größe und Material in Betracht zu ziehen. Für kreiszylindrische Hohlraumresonatoren kann der Geometriefaktor analytisch berechnet werden. Im allgemeinen wird er numerisch mit den gleichen Programmen bestimmt, die zur Berechnung der Feldverteilungen eingesetzt werden. Für heute übliche elliptische und sphärische Resonatoren und für den TM_{010} Mode liegt G zwischen 250 und 300 Ω.