

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

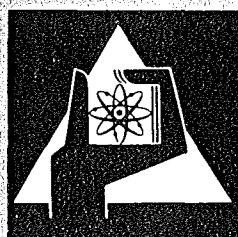
Januar 1974

KFK 1907

Institut für Experimentelle Kernphysik

Supraleitende Wendelsektion zur Beschleunigung von Protonen

J. Fricke



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1907

Institut für Experimentelle Kernphysik

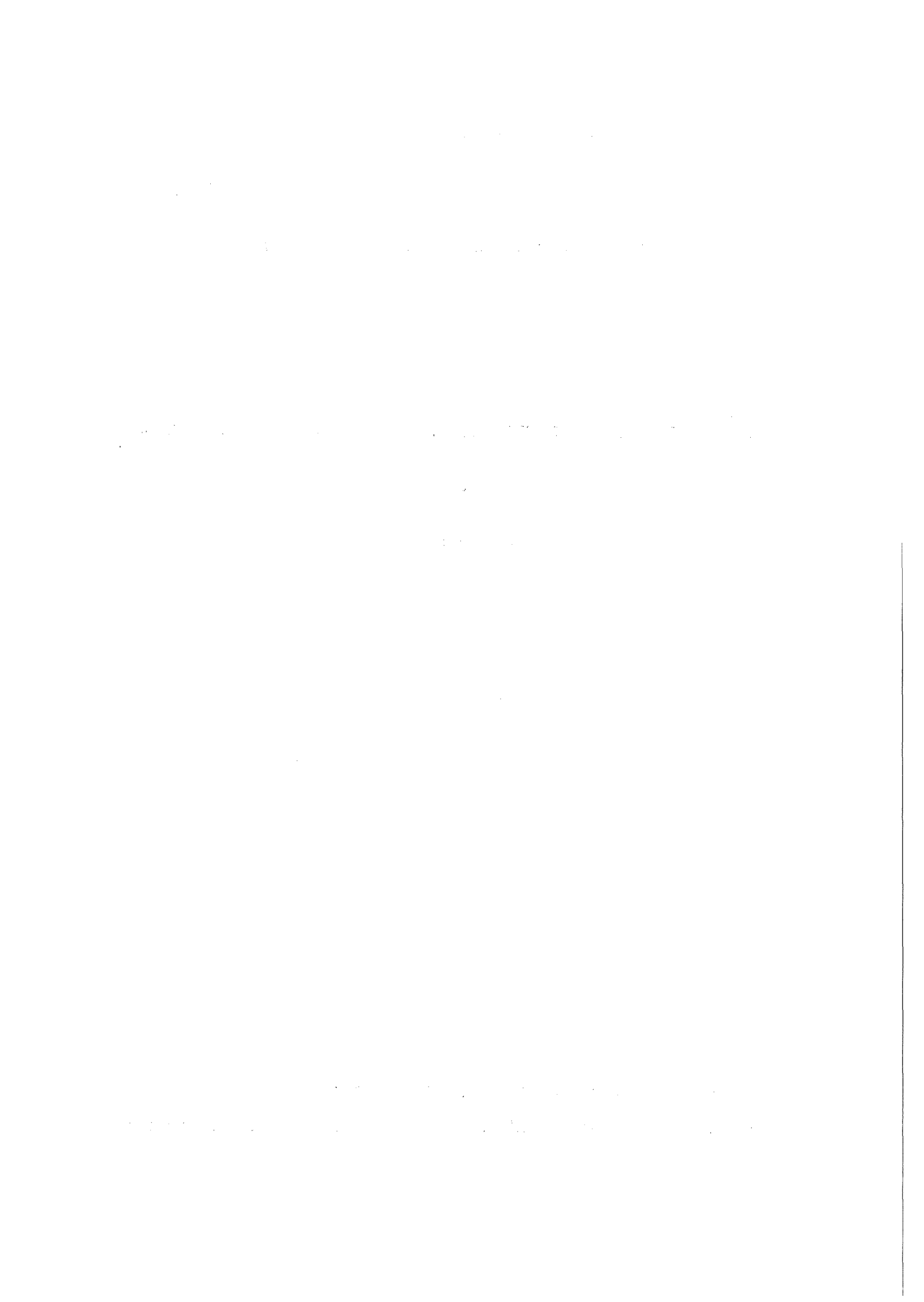
SUPRALEITENDE WENDELSEKTION ZUR BESCHLEUNIGUNG VON PROTONEN*

von

J. Fricke

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

*) von der Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation



Danksagung

Diese Arbeit entstand im Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe im Rahmen der Arbeiten zum Bau eines supraleitenden Protonenlinearbeschleunigers.

Herrn Prof.Dr. A. Citron danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit sowie deren Förderung durch wertvolle Anregungen.

Herrn Prof.Dr. H. Klein gilt mein Dank für sein Interesse an dieser Arbeit, die er durch zahlreiche Anregungen und Diskussionen förderte, und deren kritische Beurteilung.

Herrn Dr. M. Kuntze, dem Projektleiter des supraleitenden Linearbeschleunigerprogrammes, danke ich für Anregungen zu dieser Arbeit und für die administrative und organisatorische Unterstützung.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. J.F. Vetter und Dipl.Ing. B. Piosczyk für die fruchtbaren Anregungen und Diskussionen, die wesentlich zur Klärung der beobachteten Phänomene beitrugen, sowie ihrer tatkräftigen Unterstützung bei den Experimenten.

Auch danke ich Herrn Dr. J. Halbritter für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Frl. B. John und den Herren N. Münch und G. Westenfelder für ihre tatkräftige Hilfe beim Aufbau und der Durchführung der Experimente.

Herrn Dipl.Phys. K.W. Zieher und Herrn G. Redemann danke ich für den Aufbau und die Beteiligung an den Energie- und Strahlanregungsmessungen.

Der unermüdlichen Hilfe von Frau M. Rutz bei der Erstellung der Rechenprogramme und der Mithilfe bei der Auswertung der anfallenden Daten sei gedankt.

Frau G. Firl danke ich für das Schreiben des Textes.

Herrn R. Böhmer danke ich stellvertretend für alle Mitglieder der mechanischen Werkstatt, die maßgeblichen Anteil an der Fertigung der Versuchsaufbauten hatte.

Zusammenfassung

Bei dem Institut für Experimentelle Kernphysik im Bau befindlichen supraleitenden Prototypprotonenlinearbeschleuniger von ca. 60 MeV Endenergie ist als Strukturtyp für den Energiebereich von 0.75 - 15 MeV die supraleitende Wendel gewählt worden.

Eine spezifische Eigenschaft der Wendelresonatoren ist ihre geringe Formstabilität. Die elektromagnetischen Felder üben Kräfte auf die Wendelwindungen aus, die über Deformationen erheblichen Einfluß auf die Resonanzfrequenz der Struktur haben. Der Einfluß dieses Effektes (Strahlungsdruck) auf die Feldverteilung des Beschleunigungsfeldes wird experimentell an der I. Sektion des Wendelbeschleunigers untersucht und diskutiert.

Die niedrige Verlustleistung in den Strukturen eines supraleitenden HF-Beschleunigers kann bei hohem Strahlstrom zu Strahlrückwirkungsphänomenen führen. Die nichtresonante longitudinale Wechselwirkung des Protonenstrahles mit den Moden der Beschleunigungsbänder wird für die I. Wendelsektion des Beschleunigers berechnet und die Ergebnisse auf den ganzen Wendelbeschleuniger übertragen.

Superconducting helix section for the acceleration of protons

Abstract

A 60 MeV superconducting proton linear accelerator is under construction. Superconducting helically loaded resonators are chosen for the energy range of 0.75 MeV up to 15 MeV.

A specific property of the helix structure is its low mechanical stiffness. The electromagnetic fields cause deformations of the helix windings, resulting in a considerable change of eigenfrequency of the resonator. The influence of this effect ("radiation pressure") on the distribution of the accelerating field of the helix accelerator was investigated in an experiment on the first section of the superconducting helix accelerator and the results are discussed in this paper.

Eingereicht am 5. Dezember 1973

The interaction of the particle beam with the modes of the resonator can cause excitation of those modes and this limits the beam current of a superconducting accelerator. The nonresonant longitudinal interaction of the proton beam with the modes of the accelerating passbands is calculated for the first section of the superconducting accelerator. The results are extrapolated on the whole helix part of the accelerator.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. <u>EINLEITUNG</u>	1
II. <u>SUPRALEITENDE WENDELSEKTION</u>	2
II.1 Supraleitende Beschleunigungsstrukturen	2
II.2 Wahl der supraleitenden Beschleunigungsstruktur für Protonen bis zu 15 MeV	3
II.3 Die Wendelstruktur	5
II.4 Parameter der Wendelsektion	8
III. <u>ANFORDERUNGEN AN EINEN SUPRALEITENDEN WENDEL- BESCHLEUNIGER</u>	14
III.1 <u>Vergleich der Güten und Zusammenbruchfeldstärken der I.Wendelsektion mit denen von $\lambda/2$-Wendeln</u>	14
III.1.1 Versuchsaufbau	14
III.1.2 Oberflächenpräparation	19
III.1.3 Meßgrößen	19
III.1.4 Meßergebnisse	21
III.2 <u>Untersuchungen zur Feldverteilung unter Strahlungsdruck</u>	26
III.2.1 Störung der Feldverteilung von gekoppelten $\lambda/2$ -Wendeln durch den Abkühlprozess und den Strahlungsdruck	26
III.2.2 Statische Frequenzverschiebung durch Strahlungsdruck	29
III.2.3 Experimente zum Vergleich der Feldverteilungen in der Wendelsektion bei $T = 300$ K und $T = 1,8$ K bei großer statischer Frequenzverschiebung	33
III.2.3- 1 Experimenteller Aufbau	33
III.2.3- 2 Pegel und Phasen an den Auskoppelsonden	36
III.2.3- 3 Maximaler Energiegewinn eines DC-Strahls bei verschiedenen Resonatorpegeln	38
III.2.3- 4 Intensität eines beschleunigten DC-Strahls als Funktion des Energiegewinns bei großen statischen Frequenzverschiebungen	40
III.2.3- 5 Energiegewinn eines gebunchten Protonenstrahls als Funktion der Einschußphase	43

III.2.3-6	Schlußfolgerung	45
III.3	<u>Nichtresonante Anregung von Störmoden in der Wendelsektion</u>	45
III.3.1	Anregungsmechanismen	45
III.3.2	Nichtresonante Anregung von longitudinalen Störmoden	46
III.3.3	Auswirkung einer Nachbarmodeanregung	46
III.3.4	Formeln zur Berechnung des Startstromes	47
III.3.5	Parameterabhängigkeit des Startstromes und Gültigkeitsbereich der Startstromformeln	49
III.3.6	Feldverteilung der Moden des Beschleunigungsgrundbandes der I.Sektion	50
III.3.7	Bestimmung der Startströme für die Moden des Beschleunigungsgrundbandes der I.Wendelsektion	53
III.3.7-1	Ohne Beschleunigungsfeld	53
III.3.7-2	Mit Beschleunigungsfeld	56
III.3.7-3	Gültigkeitsbereich	59
III.3.8	Experiment zur Bestimmung der Startströme	60
III.3.9	Diskussion der Ergebnisse und Auswirkungen auf die Auslegung weiterer Sektionen	63
IV.	<u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	66

Anhang

I.	Toleranzen	67
II.	Darstellung von Wendelsektionen durch ein Ersatzschaltbild	68

I. EINLEITUNG

In Karlsruhe begann man im Jahre 1970 einen supraleitenden 60 MeV Protonenlinearbeschleuniger zu bauen, um die Voraussetzungen für den Bau einer supraleitenden π -Mesonenfabrik von etwa 500 MeV zu schaffen¹.

Der Beschleuniger besteht aus zwei Abschnitten. Von 0,75 MeV bis ca. 15 MeV werden supraleitende Wendelstrukturen benutzt, während für Energien oberhalb 15 MeV noch verschiedene Strukturen diskutiert werden².

Die hier vorliegende Arbeit nimmt nur auf den Wendelteil Bezug und behandelt zwei Problemkreise, die erstmals in einer supraleitenden Struktur von Bedeutung sind:

1. Das Flatnessproblem

Eine spezifische Eigenschaft von Wendelresonatoren ist die geringe Formstabilität der Wendel. Durch die Wirkung der elektromagnetischen Felder werden Kräfte auf die Windungen ausgeübt, die über Deformationen Einfluß auf die Resonanzfrequenz haben (Strahlungsdruck)³⁻⁵. Die Verstimmung durch diesen Effekt kann bis zu 1% der Resonanzfrequenz erreichen. Es bestand Grund zur Annahme, daß sich dadurch das Feldprofil in einer aus gekoppelten $\lambda/2$ -Wendeln bestehenden Wendelstruktur durch Strahlungsdruck so ändert, daß für die Beschleunigung keine ausreichende Flatness mehr vorhanden ist, da die maximalen Kräfte in den Bereich der Koppelenebenen fallen. Einer Erklärung dieses Problems ist ein Teil dieser Arbeit gewidmet.

2. Strahlinstabilitäten

Die niedrige Verlustleistung in den Strukturen eines supraleitenden Beschleunigers bringt bei hohen Strahlströmen Schwierigkeiten. Das Verhältnis von Strahlleistung zu Strukturverlustleistung, auch Beamloadingfaktor genannt, erreicht im Karlsruher Beschleuniger Werte von $P_b/P_s = 100$. Falls ungeeignete Betriebsparameter gewählt werden, kann dies zu Strahlinstabilitäten führen^{6,7}.

Außerdem begrenzt die nichtresonante Wechselwirkung des Strahls mit den Moden der Beschleunigungsbänder den Strahlstrom^{6,8,9}. Dieses Problem wird am Beispiel der I. Wendelsektion des Karlsruher Beschleunigers diskutiert.

II. SUPRALEITENDE WENDELSEKTION

II.1 Supraleitende Beschleunigungsstrukturen

Für die Erzeugung hoher Strahlintensitäten mit großer Energieschärfe sind normalleitende Beschleuniger ungeeignet. Denn um die nötigen Beschleunigungsfeldstärken von z.B. 10 MV/m zu erreichen, sind bei einem Oberflächenwiderstand von $R = 1,4 \cdot 10^{-2} \Omega$ für Cu bei 3 GHz Oberflächenverluste von typisch 1,5 MW/m zu erwarten. Um diese Beschleunigungsfeldstärken im Dauerstrich aufrecht erhalten zu können, wäre eine Verbesserung des Oberflächenwiderstandes um 10^3 notwendig¹⁰. Kühlt man normalleitende Metalle bis zu tiefen Temperaturen ab, so erreicht man höchstens einen Faktor 10 und nicht mehr wegen des anomalen Skin效ekts.

Mit supraleitenden Resonatoren hat man Verbesserungsfaktoren (Verhältnis des Oberflächenwiderstandes von Cu bei $T = 300$ K zum Oberflächenwiderstand von Supraleitern für $T = T_0 < T_c$) von $I = 10^6$ im Frequenzbereich von 10^8 bis 10^{10} Hz erreicht¹¹⁻¹³. Für die erste Sektion des Karlsruher Wendelbeschleunigers wurden Verbesserungsfaktoren von $I = 2 \cdot 10^4$ gemessen¹⁴. Durch verbesserte Technologie werden $I > 10^5$ erwartet. Kältemaschinen haben einen Wirkungsgrad von ca. $5 \cdot 10^{-4}$ (Lindeanlage Karlsruhe); d.h. 1 Watt Kälteleistung bei 1,8 K entsprechen einer Anschlußleistung von 2 kW. Bei den erreichten und zu erwartenden Verbesserungsfaktoren liegt die Anschlußleistung für die Kälteanlage um mehr als eine Zehnerpotenz unterhalb der obigen Leistung von 1,5 MW/m. Die Benutzung einer supraleitenden Struktur ist also sinnvoll.

Messungen am supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger in Stanford demonstrieren die hohe Energieschärfe, die man mit supraleitenden Strukturen erreichen kann. Es wurde gezeigt, daß es möglich ist, 250 μ A Strahlstrom im Dauerstrich bei einer Energieschärfe von $\Delta E/E = 10^{-4}$ zu beschleunigen¹⁵.

II.2 Wahl der supraleitenden Beschleunigungsstruktur für Protonen bis zu 15 MeV

Die Strukturen für Elektronenbeschleuniger sind einfacher Geometrie (mit Irisscheiben periodisch belasteter Hohlraum, z.B. ¹⁶). Die Beschleunigungsresonatoren für Protonen unterscheiden sich demgegenüber in zwei Punkten:

1. Ausgehend von einer so niedrigen Teilchengeschwindigkeit von $v/c = 0,04$ (750 keV Luftkaskade) muß ein großer Geschwindigkeitsbereich durchlaufen werden. Um Synchronismus zwischen Teilchen und Welle zu erreichen, muß die Geometrie der Beschleunigungsstruktur ständig der wachsenden Teilchengeschwindigkeit angepaßt werden. Erst bei sehr hohen Protonenenergien können ähnliche Strukturen verwendet werden, wie bei Elektronen.
2. Die Eigenfrequenzen von Protonenlinearbeschleunigerstrukturen werden erheblich niedriger als die von Elektronenbeschleunigerstrukturen gewählt, was mehrere Gründe hat. Der eine ist trivial: wegen der kleinen Teilchengeschwindigkeit braucht man Strukturen mit kleiner Phasengeschwindigkeit, die sich einfach nur bei tiefen Frequenzen erzeugen läßt. Der andere Grund betrifft die Energieschärfe und die Strahlführung: Die Beschleunigungsfeldstärke E_z ist in Achsennähe proportional zu $I_0(\gamma r)$ mit $\gamma^2 = (\omega^2/c^2) \cdot (1/\beta^2 - 1)$. Für relativistische Elektronen ($\beta = 1$) ist $\gamma = 0$, d.h. die Beschleunigungsfeldstärke im achsennahen Bereich ist unabhängig von r ; d.h. der ganze Strahlquerschnitt wird gleich beschleunigt. Für Protonen hält man den Unterschied in der beschleunigenden Feldstärke E_z zwischen Rand- und Achsenstrahl kleiner als 25%¹⁷.

Für kleine Teilchengeschwindigkeiten ergibt sich:

$$k \cdot r_{\max} \approx \omega \cdot r_{\max} / (\beta c) \approx 1 \quad (2.1)$$

r_{\max} = Abstand von der Achse.

Läßt man z.B. $r_{\max} = 2$ cm zu, so ergibt sich für $\beta = 0,04$ eine Eigenfrequenz des Resonators von $f = 95$ MHz.

Eine weitere Forderung an die Eigenfrequenz ist durch eine

möglichst große radiale Akzeptanz gegeben. Die defokussierende Kraft ist proportional zur Wellenzahl $k = \omega/v$; d.h. die Defokussierung ist bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten und großen Frequenzen am größten¹⁸. Folglich ist auch deshalb im Niederenergieteil eines Protonenbeschleunigers eine niedrige Eigenfrequenz anzustreben.

Mit dieser relativ niedrigen Frequenz ist eine große freie Weglänge (3,15m) verbunden. Daraus ergeben sich für geometrisch einfache Strukturen z.B. Iris unhandliche große Abmessungen. Es ist ein Vorteil der Wendelstruktur, daß diese Abmessungen durch starke induktive Belastung klein gehalten werden. Trotzdem ist die Beschleunigungswirkung bei der Wendel für niedrige Protonengeschwindigkeiten groß. Sie wird ausgedrückt durch die Shuntimpedanz η ,

$$\eta = \frac{E_z^2}{P_s} \quad (2.2)$$

Für ein festgelegtes Beschleunigungsfeld E_z gibt die Shuntimpedanz die Resonatorverluste P_s an, die pro Längeneinheit bei gegebener Beschleunigungsfeldstärke entstehen. Die supraleitende Shuntimpedanz ist nur solange ein entscheidender Parameter, wie die Hochfrequenzverluste einen wesentlichen Anteil der gesamten Tieftemperaturverluste erbringen. Für Verbesserungsfaktoren von $I > 10^5$ spielt die Shuntimpedanz eine weniger wichtige Rolle. Wesentlich ist dann die durch andere Effekte begrenzte Maximalfeldstärke im Resonator.

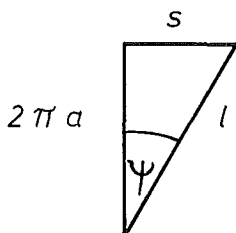
Um bei der Fertigung größere Toleranzen zulassen zu können, ist eine starke Kopplung zwischen benachbarten Resonatorzellen von Vorteil¹⁷. Außerdem ist damit der Abstand zu benachbarten Moden groß, was sich positiv bezüglich nichtresonanter Anregung von Nachbarmoden bei hohen Strahlströmen auswirkt⁶ (Kapitel III.3). Bei der Wendelstruktur ist diese starke Kopplung bei engem Abstand der Wendeln vorhanden.

Den letztlichen Ausschlag für die Wahl der supraleitenden Struktur im Niederenergieteil des Karlsruher Beschleunigers gibt die Technologie. Alvarez-Strukturen im Frequenzbereich von 100-200 MHz

haben große Abmessungen und sind deshalb aus Niob, das wegen seiner hohen Sprungtemperatur $T_c = 9,2 \text{ K}$ und seinem hohen kritischen Magnetfeld $H_c(0) = 2000 \text{ Gauß}$ gewählt wird, nur schwer und teuer zu fertigen. Auch nimmt die Wahrscheinlichkeit für Oberflächendefekte zu. Handlicher und weniger aufwendig in der Fertigung sind stark belastete Strukturen, wie die Reentrant-Struktur¹⁹ und der Wendelresonator^{1,14,20}. Beide Strukturen sind zur Beschleunigung niederenergetischer Protonen geeignet. Da bisher kein Vorschlag existiert, stark belastete Hohlraumresonatoren (reentrant cavities) genügend fest zu verkoppeln, wären viele Reentrant-Strukturen hintereinanderschalten, wobei jede für sich eine komplette Hochfrequenzeinheit benötigt. Dieser Aufwand ist für Protonenbeschleunigung zu groß, wegen des damit verbundenen großen Hochfrequenzregelaufwandes. Für das Karlsruher Projekt wurde daher die supraleitende Wendelstruktur gewählt^{1,21}.

II.3 Die Wendelstruktur

Die Wendelstruktur besteht aus einem wendelförmigen Wellenleiter, der von einem zylindrischen Außenleiter umgeben ist (Abb. 1)^{18,22}. Auf dem Wendeldraht läuft eine Hochfrequenzwelle, die auf der Wendelachse das in Z-Richtung laufende beschleunigende Feld erzeugt (Abb. 2). Außer dem TM_{010} -Mode, der von periodischen Ladungshäufungen auf der Wendel herrührt, existiert ein durch die Ströme längs des Wendeldrahtes erzeugter TE_{010} -Mode. Die Phasengeschwindigkeit auf der Achse der Wendel erhält man angenähert durch geometrische Betrachtungen:



$$\begin{aligned} \ell &= \text{Länge einer Windung} \\ s &= 2\pi a \tan\psi \\ \frac{V_{\text{Achse}}}{V_{\text{Draht}}} &= \frac{s}{\ell} = \sin\psi \end{aligned}$$

Nimmt man an, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle auf dem Draht $V_D \approx C$ ist¹⁸, so erhält man

$$\beta = \frac{V_{\text{Achse}}}{C} = \frac{s}{2\pi a} \quad (2.3)$$

Die Geschwindigkeit der Hochfrequenzwelle auf dem Draht V_D ist abhängig von der Geometrie der Wendel und ihrer Frequenz und liegt

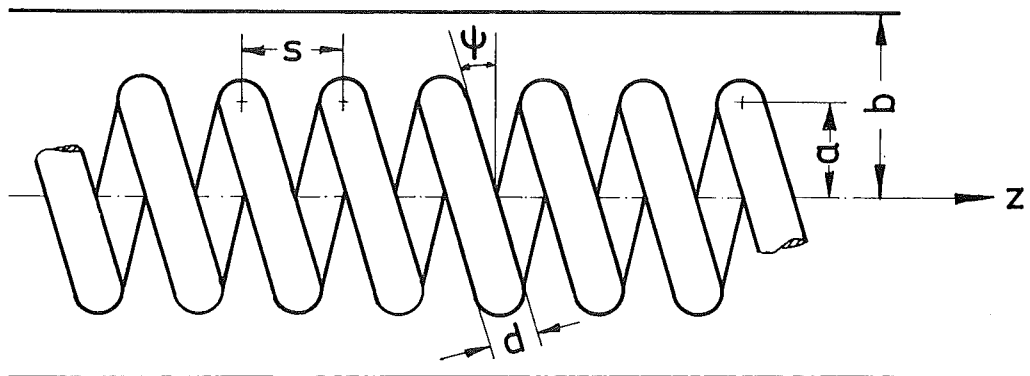


Abb. 1: Die Wendel im Außenleiter
 a Wendelradius, b Außenleiterradius,
 d Wendeldrahtstärke, s Windungsabstand,
 ψ Steigungswinkel ($\tan \psi = s/2\pi a$)¹⁸

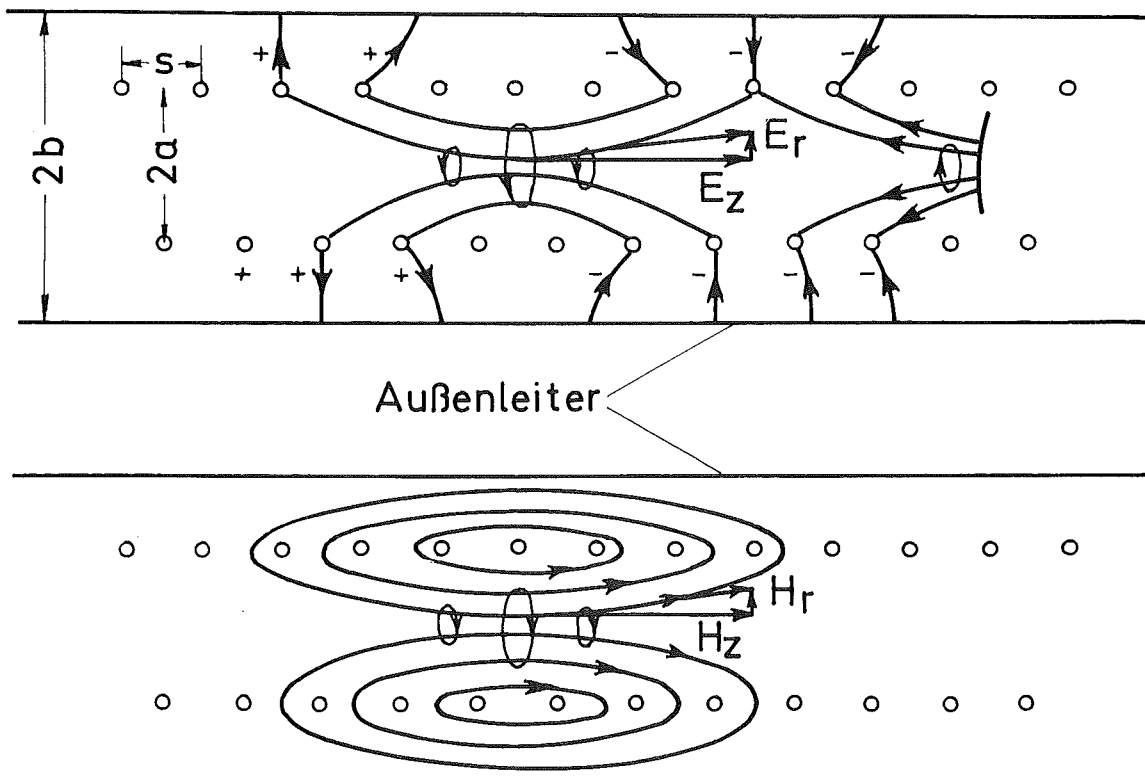


Abb. 2: Feldlinienbild der beiden Grundschwingungs-
 formen im Wendelleiter bei stehenden Wellen¹⁸.
 (Oben: TM - Mode, unten: TE - Mode)

im allgemeinen bei 1,3 c.

Durch die Wahl der Parameter s und a kann die Phasengeschwindigkeit der Wendel festgelegt werden, wobei so optimiert wird, daß sich maximale Beschleunigungsfeldstärke ergibt.

Aus Fokussierungsgründen ist der Wendelbeschleuniger sektionsweise aufgebaut. Jede Sektion besteht aus N metallisch gestützten $\lambda/2$ -Wendeln (N abhängig von der jeweiligen Fokussierungslänge). Sie wird im π -Mode betrieben. Die Phasengeschwindigkeiten einzelner Wendeln sind aus technischen Gründen an die mittlere Teilchengeschwindigkeit in der jeweiligen Wendel angepaßt, d.h. die Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle ändert sich sprunghaft von Wendel zu Wendel. Der Einfluß des Stehwellenbetriebes und der sich sprunghaft ändernden Phasengeschwindigkeit wird deutlich, wenn man den Energiegewinn der aus 5 $\lambda/2$ -Wendeln bestehenden I. Sektion in Abhängigkeit vom Ort z für verschiedene Einschußphasen ϕ bei Sollfeld betrachtet (Abb. 3). Das Verfahren zur Berechnung dieser Kurve wird in Abschnitt III.2.3-3 erläutert.

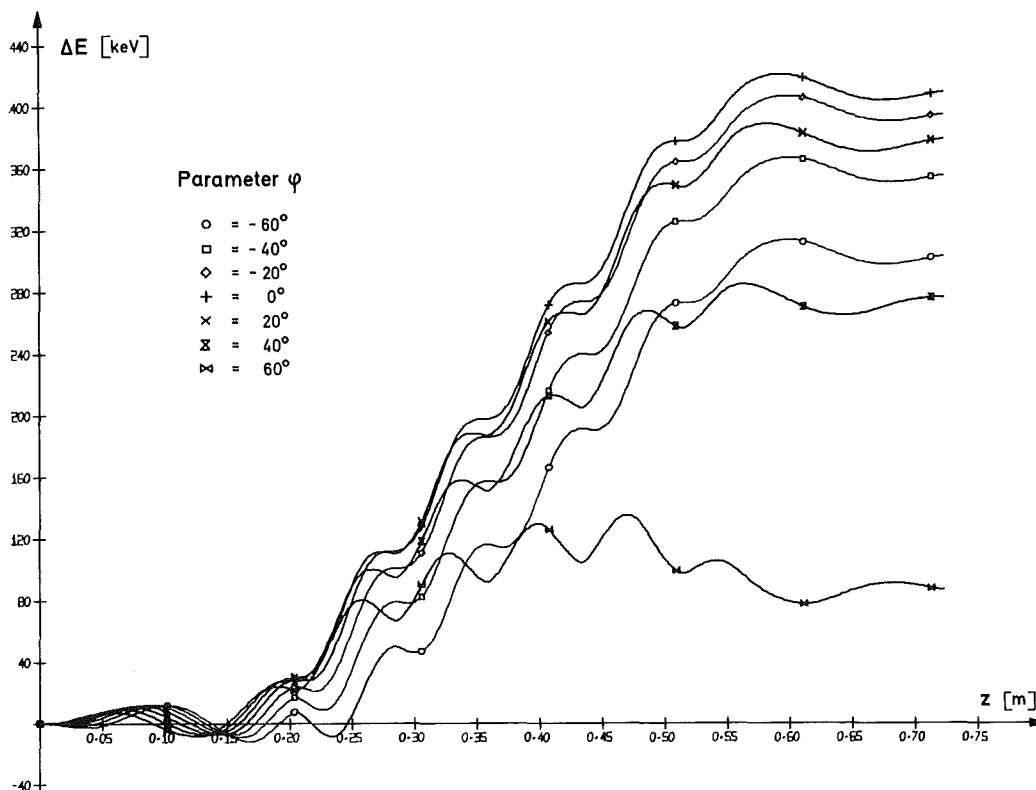


Abb. 3: Energiegewinn in Abhängigkeit von z für die I. Wendelsektion, mit ϕ als Parameter.

Die erreichbaren Spitzenfeldstärken in der supraleitenden Wendel bestimmen die maximalen Beschleunigungsfelder. Da mit zunehmender Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle das Verhältnis von Spitzenfeldstärke zur Achsenfeldstärke zunimmt ($f = \text{konst}$), wird die Wendelstruktur ab etwa 15 MeV gegenüber anderen Strukturen unökonomisch.

II.4 Parameter der Wendelsektion

Wie schon in Abschnitt II.1 erwähnt, soll die Phasengeschwindigkeit der Welle an die Teilchengeschwindigkeit angepaßt sein. Außerdem müssen die Parameter der Beschleunigungsstruktur so ausgelegt werden, daß man zu einem maximal möglichen Energiegewinn pro Meter kommt.

Für die Wendelstruktur existieren Theorien, die die Felder sowie den Zusammenhang zwischen Frequenz und Phasengeschwindigkeit (Dispersion) beschreiben²³⁻²⁵. Alle Theorien sind wegen der komplizierten (nicht rotationssymmetrischen) Geometrie der Wendel nicht exakt.

Als Basis für die Berechnung des Wendelbeschleunigers wird das Schichtmodell^{22,23} benutzt. In diesem Modell wird der Wendelleiter durch eine zylindrische Schicht mit unendlich großer elektrischer Leitfähigkeit in Richtung des Wendeldrahtes ersetzt. Aus dem Schichtmodell lassen sich für eine lange Wendel (Länge $n \cdot \lambda/2$, $n \gg 1$) Achsenfeldstärke und Shuntimpedanz in gute Näherung als Funktion der Parameter a, s, b, f_0 (Abb.1) bestimmen. Die Felder an der Oberfläche des Wendelleiters werden dagegen nur ungenügend beschrieben. Ihre Kenntnis ist aber für supraleitende Wendelstrukturen, bei denen die lokalen Überhöhungen der Oberflächenfelder für Zusammenbrüche verantwortlich sein können, von großer Wichtigkeit. Die Beschreibung der Felder in Drahtnähe wurde deshalb durch ein Ringmodell²⁶ wesentlich verbessert. Die aus diesem Modell resultierenden Feldüberhöhungen zwischen Schichtmodellwerten und den realen Feldwerten an der Leiteroberfläche, lassen sich durch eine Potenzreihe beschreiben²⁷. Dieser Fit ist auf einen bestimmten Parameterbereich beschränkt, der bei den für die hier beschriebene Sektion verwendeten Geometrien nicht überschritten wird. Da diese Potenzreihe im genannten Bereich um nur 7% vom

Ringmodell abweicht, werden die Feldüberhöhungen mit diesem Fit berechnet.

Die Frequenz des Wendelbeschleunigers wurde auf 90 MHz festgelegt. Die Gründe für die niedrige Eigenfrequenz ergeben sich aus Abschnitt II.2. Außerdem befindet man sich im UKW-Band und hat so die Möglichkeit preiswerte Hochfrequenzbauteile zu benutzen. Die genaue Frequenz von 90 MHz ist somit willkürlich. Der Innendurchmesser des Wendelrohres begrenzt die abführbare Wärmemenge aus der Wendel bei Kühlung mit superfluidem Helium. Bei 1,8 K sind bei etwa 3m langen Rohren maximal ca. 1,7 Watt/cm² abzuführen^{28,29}.

Messungen an $\lambda/2$ -Wendeln bei 90 MHz gaben die Grenzen für erreichbare Feldstärken und Güten an. Hochfeldgüten von $Q = 10^8$ sowie Feldstärken von $E_{\max} = 15$ MV/m und $H_{\max} = 450$ Gauß konnten im Dauerstrich erreicht werden²⁹.

Unter Berücksichtigung der durch die obigen Betrachtungen gegebenen Grenzen wurde ein Rechenprogramm entwickelt, mit dem die Parameter des Wendelbeschleunigers für maximal erreichbares Beschleunigungsfeld berechnet werden^{27,30}.

Die Wendeln sind aus kühlungstechnischen Gründen sowie mechanischer Stabilität möglichst kurz, d.h. $\beta \lambda/2$ lang und metallisch gestützt (Abb. 4).

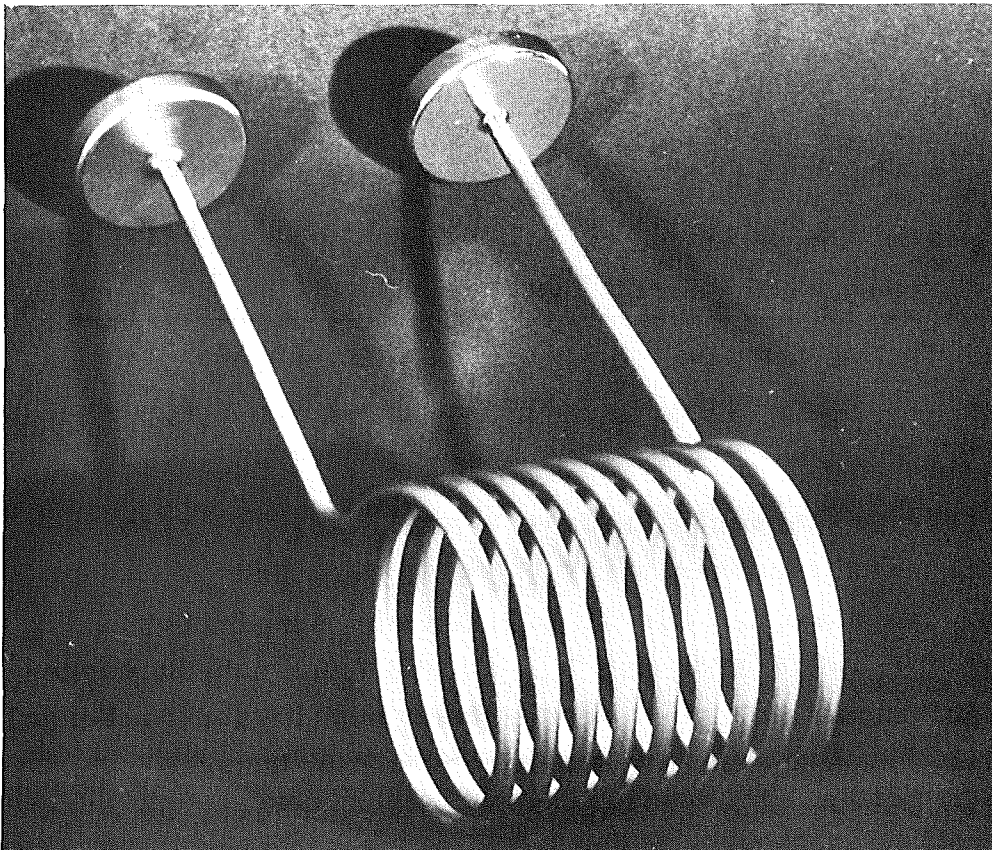


Abb. 4: Niob-
Wendel
metallisch-
gestützt

Die Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = \beta c$ der Hochfrequenzwelle auf der Achse der Wendel entspricht der mittleren Teilchengeschwindigkeit. In der nachfolgenden Tabelle sind die aus dem Rechenprogramm^{27,30} gewonnenen Daten für die I. Sektion, bestehend aus fünf $\lambda/2$ -Wendeln, zusammengestellt:

Tabelle I: Parameter der I. Wendelsektion nach Schichtmodell²³ und Siart²⁷ für: $b = 20\text{cm}$, $d = 0.63\text{cm}$, $f = 90\text{ MHz}$
 $E_{inj} = 750\text{ keV}$ und $E_{ax}^{TW} = 1.155\text{ MV/m}$

- n = Windungszahl
 H_z^{max}, E_z^{max} = max. H bzw. E-Feld in axialer Richtung
 H_r^{max}, E_r^{max} = max. H bzw. E-Feld in radialer Richtung
 E_{ax}^{TW} = beschleunigende Feldstärke auf der Achse

Wendel- Nr.	s [cm]	a [cm]	n	β	$\frac{E_z^{max}}{E_{ax}^{TW}}$	$\frac{E_r^{max}}{E_{ax}^{TW}}$	$\frac{H_r^{max}}{E_{ax}^{TW}}$	$\frac{H_z^{max}}{E_{ax}^{TW}}$
1	0.97	3.85	7	0.0408	11.64	6.77	334	277
2	1.01	4.15	7	0.0424	12.85	7.77	378	309
3	1.05	4.15	7	0.0441	11.62	7.53	340	299
4	1.09	4.15	7	0.0458	10.61	7.33	309	293
5	0.99	3.5	8	0.0476	9.1	5.81	247	251

$[H] = [\text{Gauss}]; \quad [E] = [\text{MV/m}]$

Mit einer vorgegebenen Achsenfeldstärke von $E_{ax}^{TW} = 1.155\text{ MV/m}$ ergeben sich Spitzenfeldstärken von $E_{max} = 15\text{ MV/m}$ und $H_{max} = 437\text{ Gauß}$. Damit werden die in $\lambda/2$ -Wendeln erreichten Spitzenwerte von $E_{max} = 16\text{ MV/m}$ und $H_{max} = 450\text{ Gauß}$ nahezu ausgeschöpft. Diese Spitzenfeldstärken werden aber nur in der 2. Wendel erreicht (Tabelle I). Auf eine Maximalisierung des Energiegradienten in den übrigen Wendeln wurde also verzichtet, um eine

übersichtliche, uniforme Feldverteilung auf der Beschleunigerachse zu erhalten.

Später gemessene Werte an $\lambda/2$ -Wendeln zeigten, daß man die obere Schranke für die Magnetfeldbegrenzung auf 600 Gauß heraufsetzen kann³¹. Die maximal erreichbaren elektrischen Feldstärken sind durch starke Feldemission begrenzt^{29,31}. Die feldemittierten Elektronen verursachen mit der Feldstärke exponentiell anwachsende Zusatzverluste²⁹ und Dissipation in Wendel und Außenleiter. Diese Zusatzverluste müssen durch das superfluide Helium ($T = 1,8\text{K}$) fortgekühlt werden.

Die in Tabelle I dargelegten Parameter wurden mit der Schichttheorie für eine unendlich lange Wendel berechnet. Für eine endlich lange Wendel ergeben sich an den Enden geänderte Felder, da die Reflexion der laufenden Welle auf dem Draht nicht genau definiert ist. Diese Endeffekte werden von der Schichttheorie nicht berücksichtigt. A.Schempp hat ein Verfahren entwickelt, welches die endliche Wendellänge bei der Parameterfindung von Wendelsektionen berücksichtigt^{32,33}. Das Verfahren von³² wird im folgenden kurz skizziert:

Betrachtet man die I.Sektion mit ihren fünf $\lambda/2$ -Wendeln, so läßt sich die mittlere Wendel mit der Schichttheorie gut beschreiben. Die restlichen Wendeln müssen korrigiert werden. Die Spannungsknoten zwischen Wendel und Außenleiter einer langen gleichförmig gewickelten Wendel mit metallischen Stützen an den Enden zeigen, daß die Abstände gemessen entlang der Wendeln zwischen den benachbarten Spannungsknoten, jeweils $\lambda/2$ lang, an den Enden länger sind als die Abstände in der Wendelmitte. Diese Abweichung von der Schichtwendel hängt von der Eigenfrequenz und den Geometrieparametern der Wendel ab. Den stärksten Einfluß hat der Radius a . Experimentell wurde ein Korrekturfaktor K für die Wellenlänge auf der Achse gefunden, indem die Eigenfrequenzen kurzer Wendeln ($\lambda/2$) mit verschiedenen Geometrien (a, s, d, b) im Bereich zwischen 80 und 115 MHz gemessen und mit dem Schichtmodell verglichen wurden. Die Randwendeln einer gekoppelten Wendelstruktur müssen bei gleichem s um den Korrekturfaktor K verlängert werden, damit die Wendelstruktur auf der gewünschten Eigenfrequenz schwingt. Um wieder auf eine ganzzahlige Windungszahl zu gelangen, wird auf iterativem Wege ein neuer Wendelradius bestimmt.

Die außen liegenden metallischen Stützen der letzten und der ersten Wendel sind nicht wie die mittleren stromfrei (gilt natürlich nur für Idealfall) und müssen zur Wendeldrahtlänge hinzugerechnet werden. Damit ergibt sich eine Verkleinerung des Korrekturfaktors K , so daß eine Verlängerung um eine Windung ausreicht.

Die Nachbarn der Randwendeln haben durch die kapazitive Belastung durch die Randwendeln eine relativ zur Schichtwendel zu niedrige Eigenfrequenz. Deshalb werden diese Wendeln bei gleichem s und gleicher Wendellänge auf eine höhere Phasengeschwindigkeit, d.h. kleineres a gewickelt.

A.Schempp hat so folgende korrigierte Parameter für die I.Wendelsektion bestimmt³² (Tabelle II):

Tabelle II: Wendelparameter der I.Sektion mit Endeffektkorrektur

Wendel-Nr.	s [cm]	a [cm]	n	
1	0,97	4,15	8	$b = 20$ cm
2	1,01	4,0	7	$f_0 = 90$ MHz
3	1,05	4,15	7	$d = 0,63$ cm
4	1,09	4,03	7	Länge des Außentanks
5	0,99	3,75	9	54 cm

Beim Fertigen der Wendelstruktur treten Fehler in den Geometriegrößen der Wendel auf, die sich in einer Änderung der Eigenfrequenz und der Feldverteilung äußern. Verändert man aber den Abstand benachbarter $\lambda/2$ -Wendeln, so ändert sich der Koppelfaktor zwischen beiden und damit die Gesamtinduktivität und -kapazität.

Man hat so die Möglichkeit, die Feldverteilung auf der Achse und die Eigenfrequenz der Wendelsektion korrekt einzustellen³²⁻³⁴.

In den Abbildungen 5 und 6 ist der gemessene Einfluß des Abstandes jeweils zweier $\lambda/2$ -Wendeln auf die Güte, Eigenfrequenz und Flatness dargestellt.

Durch Verschieben der Randwendeln läßt sich die gewünschte Eigenfrequenz der Sektion einstellen. Die Feldverteilung wird dann durch Verschieben der inneren Wendeln (2 und 4) korrigiert. Endgültige Frequenz und Feldverteilung erhält man so auf iterativem Wege. Es können so Frequenzstörungen von ca. ± 1 MHz durch Justierung ausgeglichen werden. Die Güteänderungen sind bei dieser Prozedur sehr gering.

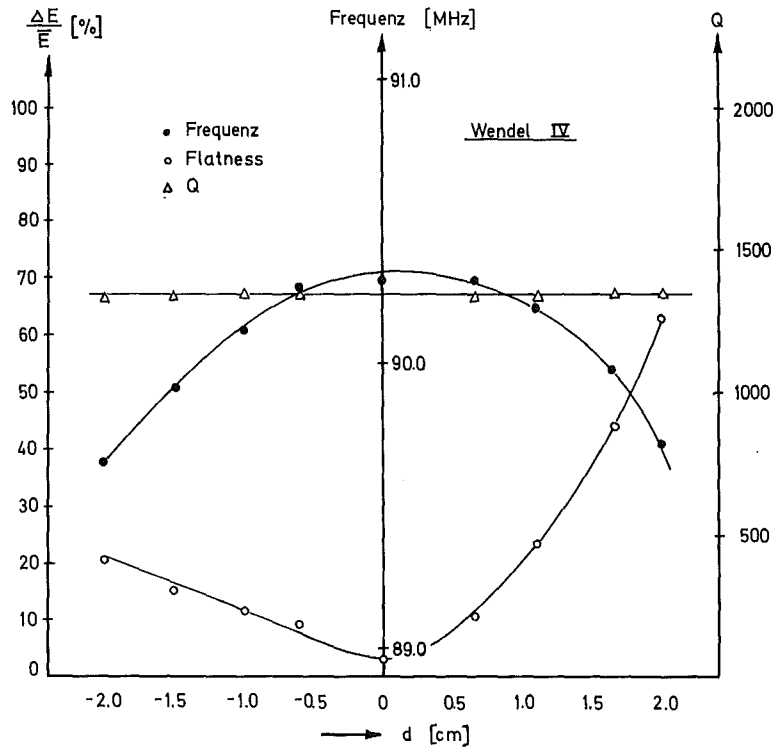


Abb. 5: Einfluß der Position der IV.Wendel relativ zu ihren Nachbarn auf die Flatness ($\Delta E = (E_{\max} - E_{\min}) / \bar{E}$), Frequenz und Güte

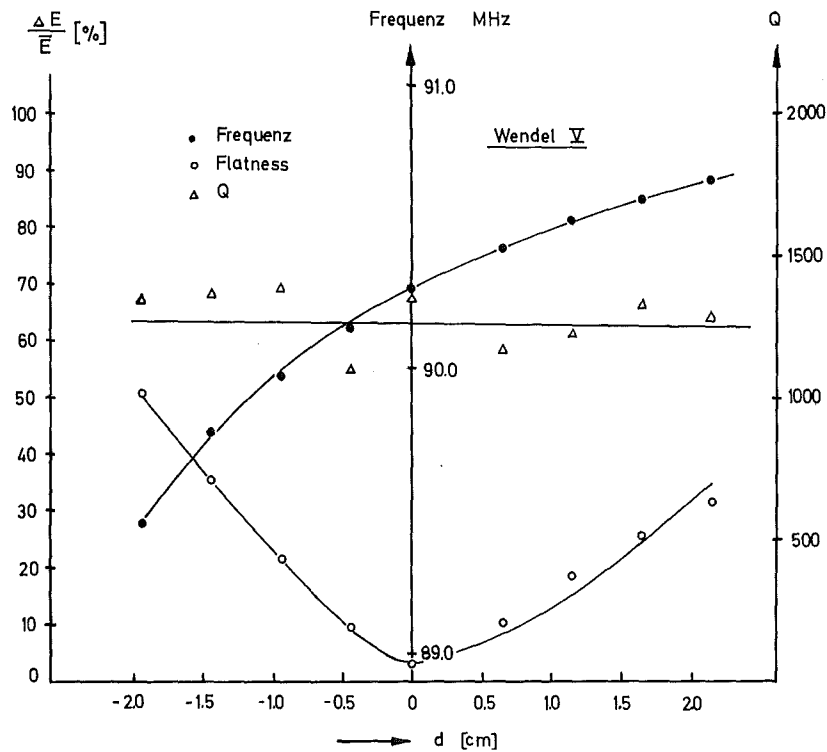


Abb. 6: Einfluß der Position der V.Wendel relativ zu ihrem Nachbarn auf die Flatness, Frequenz und Güte

Die Länge des Außentanks ist willkürlich gewählt worden. Es zeigt sich, daß der Einfluß des Abstandes der Wendel von der Stirnseite des Tanks gering ist, wenn der Abstand ≥ 2 cm ist³⁴.

Die Anforderungen, die an die Fertigungsgenauigkeit gestellt werden, sind im Anhang I abgehandelt.

III. ANFORDERUNGEN AN EINEN SUPRALEITENDEN WENDELBESCHLEUNIGER

An den supraleitenden Wendellinearbeschleuniger werden verschiedene Forderungen gestellt:

1. Die erreichbaren Beschleunigungsfeldstärken liegen in dem Bereich, den man anhand von Messungen an Einzelwendeln der Länge $\beta \lambda/2$ erwartet. Das heißt für die I.Wendelsektion eine Achsenfeldstärke von $E_{ax}^{TW} \geq 1,2$ MV/m!
2. Die durch Strahlungsdruck verursachte statische Frequenzverschiebung stört die Feldverteilung auf der Achse der Wendelsektion unwesentlich!
3. Bei dem zu beschleunigenden Betriebsstrom von $I = 1$ mA kommt es zu keiner Anregung der Moden der Beschleunigungsbänder!

Forderungen an die Energieschärfe und die Breite der beschleunigten Phasenpakete führen zu Kontrollmessungen, die aufgrund des technischen Standes des Beschleunigers noch nicht an der realen Struktur untersucht werden können.

In den folgenden Abschnitten werden am Beispiel der I.Wendelsektion Untersuchungen zu den Forderungen eins bis drei durchgeführt.

III.1 Vergleich der Güten und Zusammenbruchfeldstärken der I.Wendelsektion mit denen von $\lambda/2$ -Wendeln.

III.1.1 Versuchsaufbau

In Abbildung 7 ist die Wendelsektion schematisch dargestellt.

Erfahrungen an $\lambda/2$ -Wendeln führten zu einer Blei-Niob Mischtechnik²⁹. Der Außentank mit seinen integrierten Kühlkanälen ist galvanisch aus Kupfer hergestellt (Elektroforming). Auf die Kupferoberfläche wird eine 10 μ dicke Bleischicht abgeschieden³⁵.

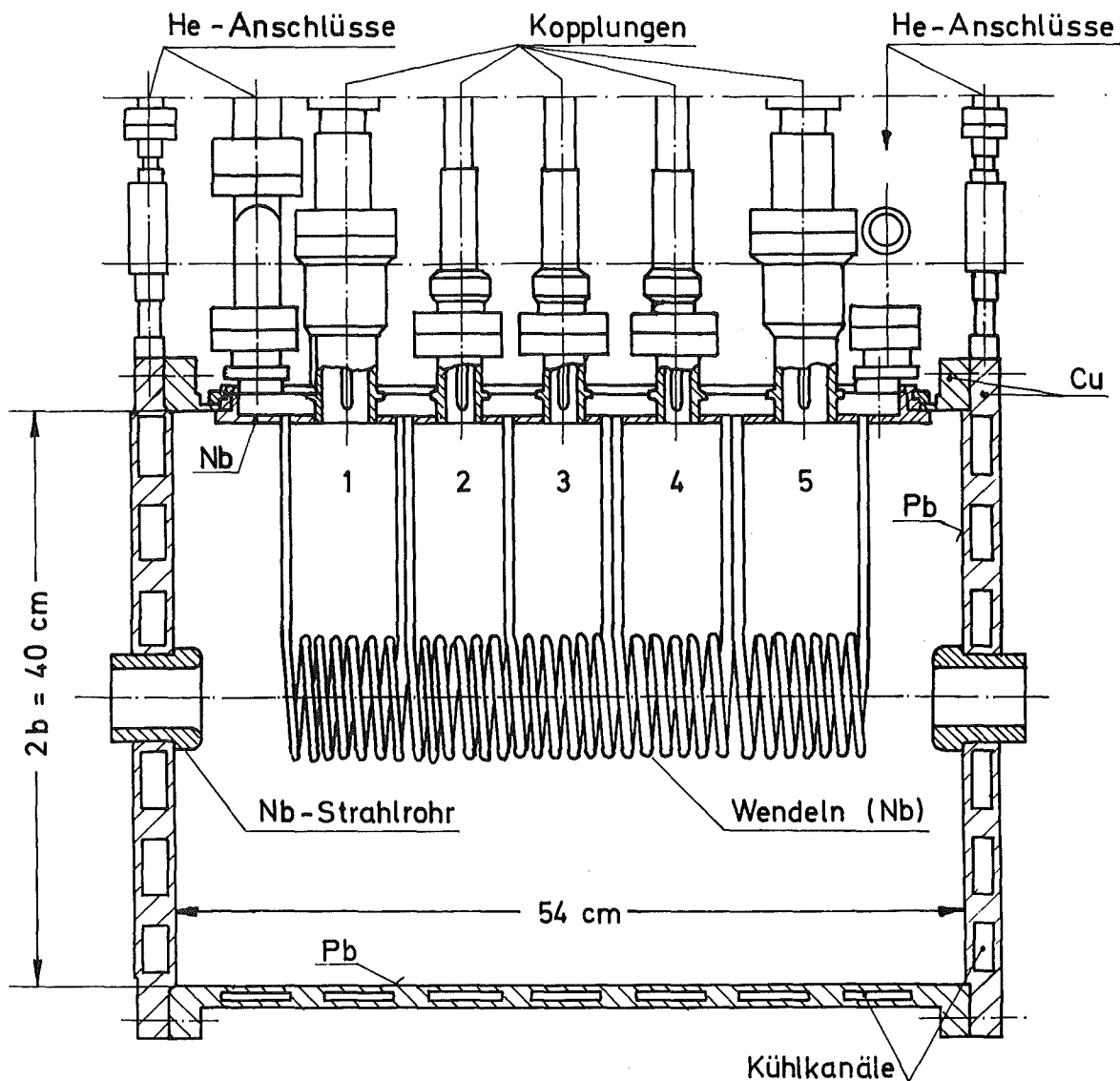
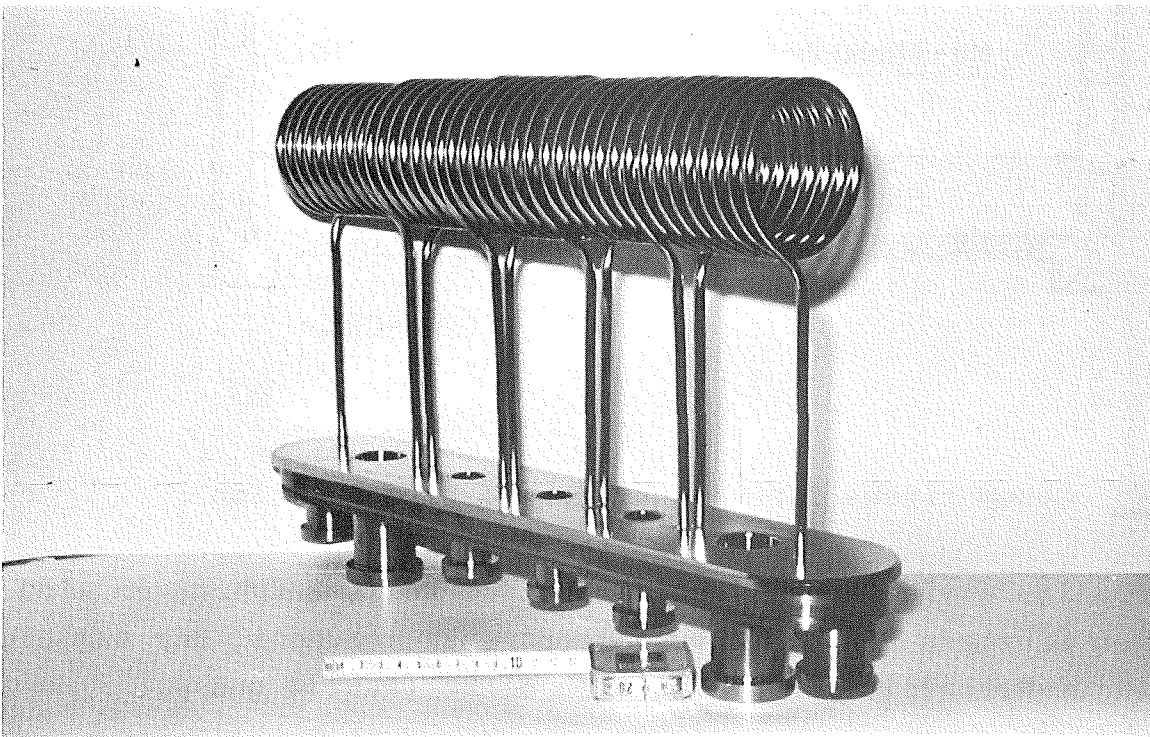
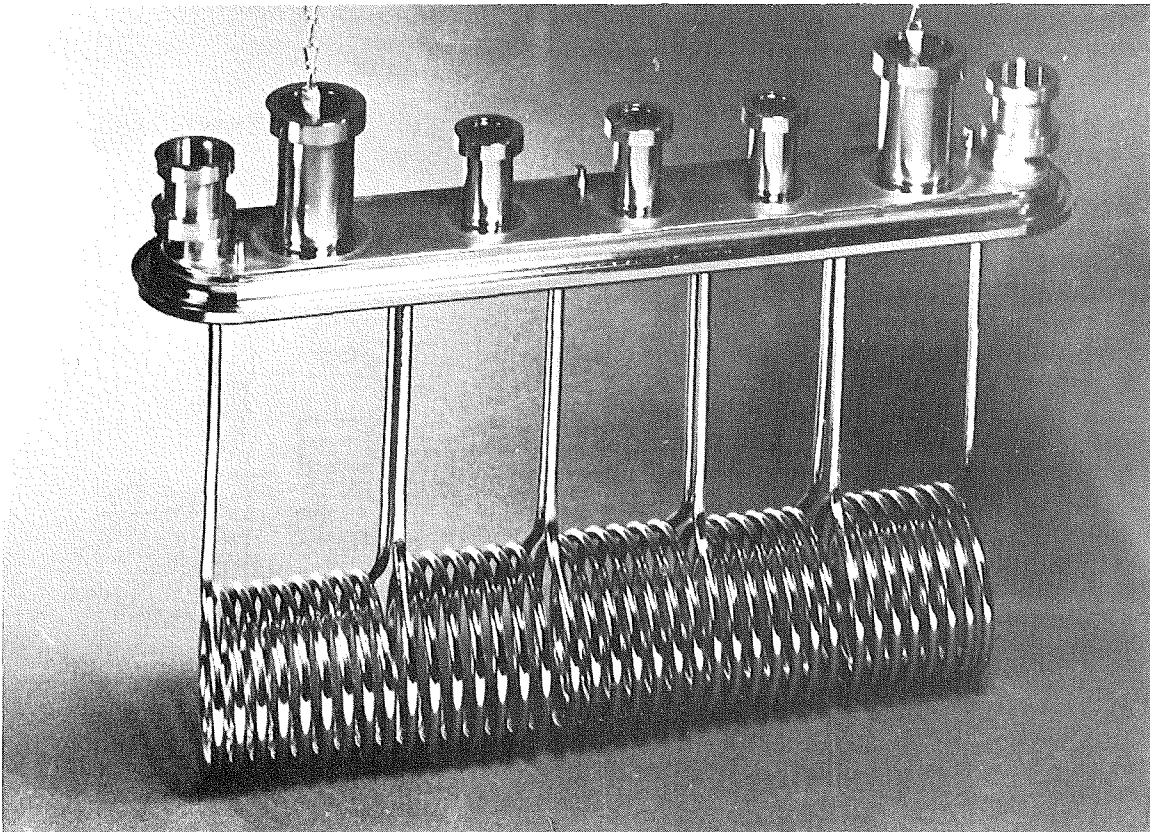


Abb. 7: Schematische Darstellung der I. Wendelsektion

Die Wendeln, sowie deren Koppelkamme und Heliumzuführungen sind in einen einzigen Flansch elektronenstrahlgeschweißt, der zugleich als Helium-Reservoir für die Wendeln dient (Abb. 8 und 9).

Dieser Flansch besitzt einen Schneidenkontakt²⁹, der die elektrische Verbindung zum Außenleiter herstellen soll. Gedichtet werden kann wegen des benutzten Doppelvakuumsystems des Kryostaten mit Vitonringen für $T = 300 \text{ K}$ und Spaltdichtungen für $T = 1,8 \text{ K}$ ⁶. In der Mittelebene senkrecht zur Wendelachse ist je ein Koppelkamin zwischen den Wendelstützen angebracht. In den Koppelkaminen



Abbildungen 8 und 9: I.Wendelsektion aus Nb

befindet sich jeweils ein Koppelstift aus Kupfer, der mit dem Innenleiter einer Koaxialleitung mit einem Wellenwiderstand $Z = 50\Omega$ verbunden ist. Die beiden äußeren Kopplungen sind variabel d.h. durch Ändern der Koppelstiftstellung (Hub ca. 60mm) läßt sich der Koppelfaktor um mehrere Zehnerpotenzen variieren.

Gepumpt wird mit vier Ionengetterpumpen (Pumpgeschwindigkeit 50 l/sec) durch die Strahlrohre der Struktur.

Die Wendeln sind aus nahtlos gezogenem Rohr gewickelt, das aus elektronenstrahlgeschmolzenem Niob hoher Reinheit ($> 99,8\%$) gefertigt wurde.

Die Kühlung der Wendel geschieht durch Wärmetransport im superfluidem Helium bei 1,8 K.

Die Abbildungen 10 und 11 zeigen die montierte Wendelsektion im Kryostaten.

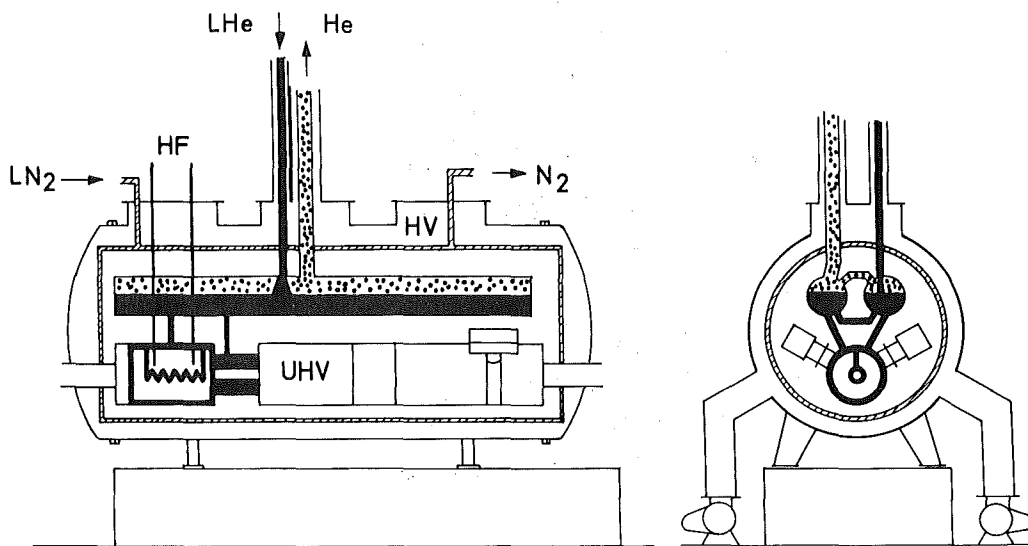


Abb. 10: Schematische Darstellung der eingebauten Wendelsektion im Kryostaten mit Kühlprinzip für superfluides Helium

Bei Güten von $Q \geq 10^8$ ist die Bandbreite der bei 90 MHz betriebenen Wendelsektion kleiner als 1 Hz. Die externen mechanischen Störungen, z.B. durch die Kompressoren der Kälteanlage, sowie ponderomotorische Rückkopplungen können zu dynamischen Frequenzexcursionen der Wendelsektion von 10 kHz Hub und mehr führen³. Deshalb ist es notwendig ein Regelsystem zu haben, das die Frequenz des Generators auf die der Wendelsektion abstimmt. Für den endgültigen Beschleuniger muß aus teilchendynamischen Gründen ein Festfrequenzgenerator das frequenzbestimmende Glied sein. Eine Regelung für diesen Betrieb befindet sich im Aufbau^{37,38}. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurde mit einer Regelschleife der Sender auf die Frequenz des Resonators nachgezogen^{39,40}.

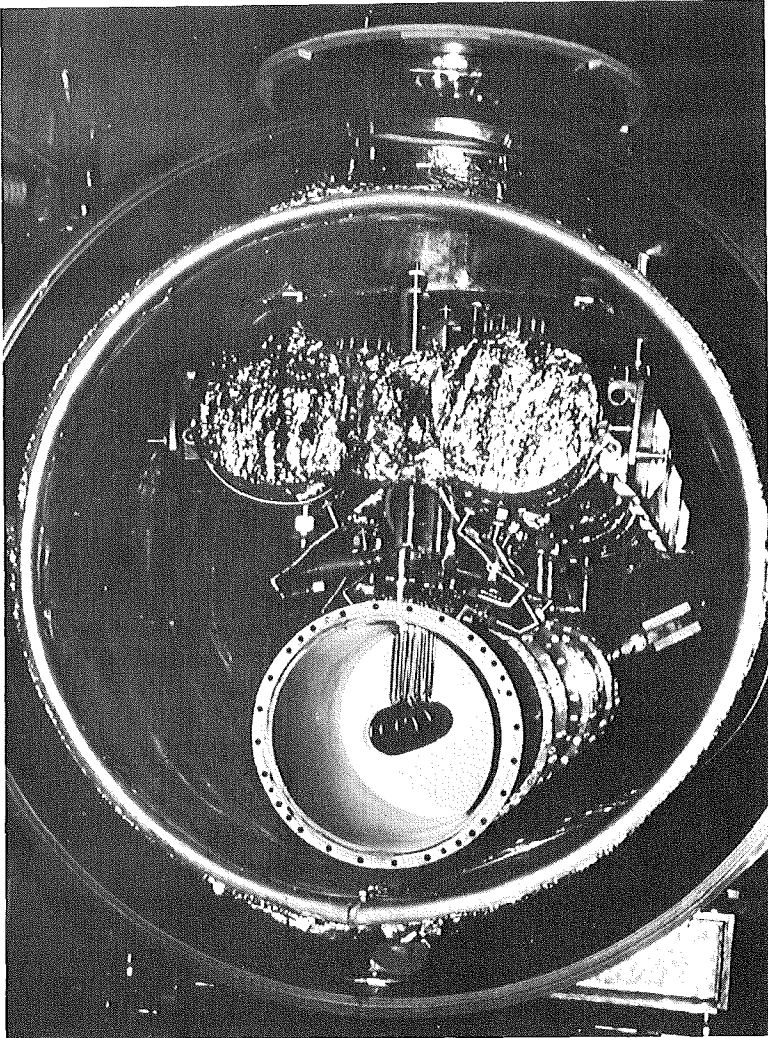


Abb. 11: Wendelsektion nach der Montage im Wendelkryostaten

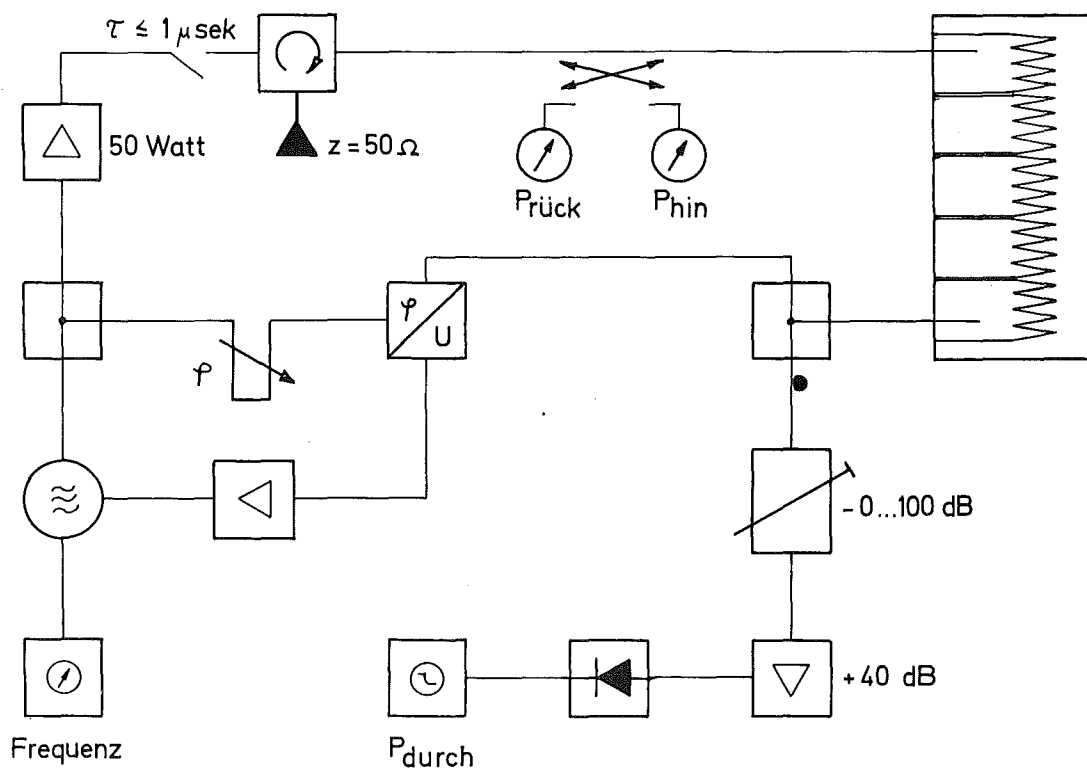


Abb. 12: Hochfrequenzmeßaufbau schematisch

Die Meßanordnung ist in Abbildung 12 schematisch dargestellt. Die Frequenzregelung des Senders geschieht durch das Signal eines Mixers, der die Phasen des vorlaufenden und durchgekoppelten Signals vergleicht.

III.1.2 Oberflächenpräparation

Eine aufwendige Behandlung der Nioboberflächen ist notwendig, um für den Betrieb der Beschleunigersektion ausreichend geringe Oberflächenwiderstände zu erhalten.

Die Präparation der Oberfläche der Niobwendeln wurde in einigen Veröffentlichungen beschrieben^{14,31,41}, so daß hier nur kurz darauf eingegangen wird.

Die Wendelstruktur wurde nach einem von der Firma Siemens, Erlangen entwickelten Verfahren ca. 50µ elektropoliert⁴² und anschließend in einer 0,1 N Schwefelsäure - oder 12,5%-igen Ammoniaklösung anodisch oxidiert^{43,44}. Die Schichtdicke des entstandenen amorphen Nb₂O₅ lag zwischen 200 und 400 Å. Die Dicke der Oxidschicht ist durch die angelegte Spannung gegeben (1 V $\hat{=}$ 20 Å)⁴⁵.

III.1.3 Meßgrößen

Die Hochfrequenzverluste eines supraleitenden Resonators lassen sich durch seinen Gütefaktor $Q_0 = \omega \tau$ messen, wobei τ die Abklingzeit der im Resonator gespeicherten Energie $W = \frac{1}{2} \mu_0 \int dV H^2$ ist. Die Beziehung zwischen Q_0 und der gespeicherten Energie ist gegeben durch⁴⁶:

$$Q_0 = \omega W / P_s \quad (\text{III.1})$$

wobei P_s die in den Resonatorwänden absorbierte Leistung ist. Für normalleitende Metalle gilt i.a.:

$$P_s = \frac{1}{2} R \oint ds H^2 \quad (\text{III.2})$$

wobei der Oberflächenwiderstand R nur vom Oberflächenmaterial abhängt. Dann kann Q_0 geschrieben werden als⁴⁷

$$Q_0 = \frac{G}{R} \quad (\text{III.3})$$

mit der Geometriekonstanten

$$G = \omega \mu_0 \int dV H^2 / \oint ds H^2 . \quad (\text{III.4})$$

Die Hochfrequenzfeldstärken lassen sich über die Bestimmung der gespeicherten Energie (Formel III.1) durch folgende Zusammenhänge gewinnen:

$$E = a \cdot \sqrt{PQ} \quad \text{bzw.} \quad H = a' \sqrt{PQ} \quad (\text{III.5})$$

Die Konstanten a und a' sind in einfachen Geometrien durch Lösen der Maxwellgleichungen zu bestimmen, während man bei komplizierten Geometrien durch die experimentelle Methode der Störkörpermessung zum Ziele kommt^{48, 49}.

Als Folge des Strahlungsdrucks³ verschiebt sich die Eigenfrequenz f_0 der Wendelsektion mit steigender Feldstärke zu tieferen Frequenzen. Die Frequenzverschiebung ist für $\lambda/2$ -Wendeln proportional zur gespeicherten Energie^{29, 31}:

$$\Delta f_{\text{stat}}(W) = f_0(0) - f_0(W) \sim W . \quad (\text{III.6})$$

Damit läßt sich mit einer zuvor aufgenommenen Eichung die Feldstärke in der Wendelstruktur direkt über die jeweilige statische Frequenzverschiebung ablesen. Allerdings treten bei den Strukturen aus elektrisch gekoppelten $\lambda/2$ -Wendeln die größten Kräfte im Bereich der Koppelbenen zwischen je zwei Wendeln auf. Im allgemeinen unterscheiden sich die Radien benachbarter Wendeln, so daß sich durch Geometrieänderungen im Koppelbereich verursacht durch den Strahlungsdruck die Kopplung von Wendel zu Wendel nicht synchron ändert. Als Folge hiervon wäre eine Störung der Feldverteilung auf der Achse der Wendelsektion möglich. Dieses Problem wird in Abschnitt III.3 untersucht.

Die zur Bestimmung von $W = P_s Q_0'$ nötige Größe P_s wird über einen geeichten und symmetrierten Richtkoppler über $P_s = P_{\text{hin}} - P_{\text{rück}}$ gemessen (Abb. 12). Zur Messung der Güte wurde die durchgekoppelte Leistung P_d mit einer im quadratischen Bereich betriebenen Diode gleichgerichtet und zur Messung der Abklingzeit benutzt. Um den Einfluß verschiedener Belastungsverhältnisse auf die Abklingzeit auszuschalten, wurde ein Zirkulator im Senderzweig verwendet.

Der Zirkulator bewirkt, daß die am Resonatoreingang reflektierte Welle aufgefangen wird und damit leitungslängenabhängige Reflexionen unterbunden werden. Bei kleinen Koppelfaktoren ($\beta \leq 0,01$) ist der Einfluß der äußeren Belastungen vernachlässigbar, so daß man bei weit herausgezogenen Koppelstiften die der unbelasteten Güte entsprechende Abklingzeit direkt messen kann. Bei stärkerer Ankopplung wird der Koppelfaktor gemessen, und die Resonatorgüte errechnet sich aus:

$$Q'_0 = Q_L(1+\beta) \quad (\text{III.7})$$

In Q'_0 sind die Verluste der Kopplung eingeschlossen,

$$\frac{1}{Q'_0} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_K} \quad (\text{III.8})$$

wobei der Kopplung eine Koppelgüte Q_K zugeordnet wird, die abhängig von der Koppelstiftstellung ist. Zur Bestimmung des Oberflächenwiderstandes der Wendelsektion muß die Koppelgüte bei jeweiliger Koppelstiftstellung bekannt sein. Man erhält sie durch Messen von $Q'_0 = Q_L(1+\beta)$ bei konstanter Feldstärke im Resonator in Abhängigkeit von der Einkoppelstiftstellung über Formel (III.8):

$$Q_K = \frac{Q_0 \cdot Q'_0}{Q_0 - Q'_0} = \frac{Q_0 \cdot Q_L(1+\beta)}{Q_0 - Q_L(1+\beta)} \quad (\text{III.9})$$

mit $\beta = \frac{1-r}{1+r}$ für $\beta < 1$

$\beta = \frac{1+r}{1-r}$ für $\beta > 1$

$$r = \sqrt{\frac{P_{\text{rück}}}{P_{\text{hin}}}}$$

III.1.4 Meßergebnisse

Aus Störungsmessungen mit einer dielektrischen Kugel ergibt sich folgende E-Feldverteilung auf der Achse der I.Sektion (Abb. 13).

Das Feld in der Mitte einer jeweiligen $\lambda/2$ -Wendel ist gleich Null. Durch die endliche Ausdehnung der Störkörpers wird dies in der Störungsmessung nicht verifiziert (Abb.13). Der Einfluß dieser Fehlmessung auf alle weiteren Betrachtungen ist jedoch unwesentlich.

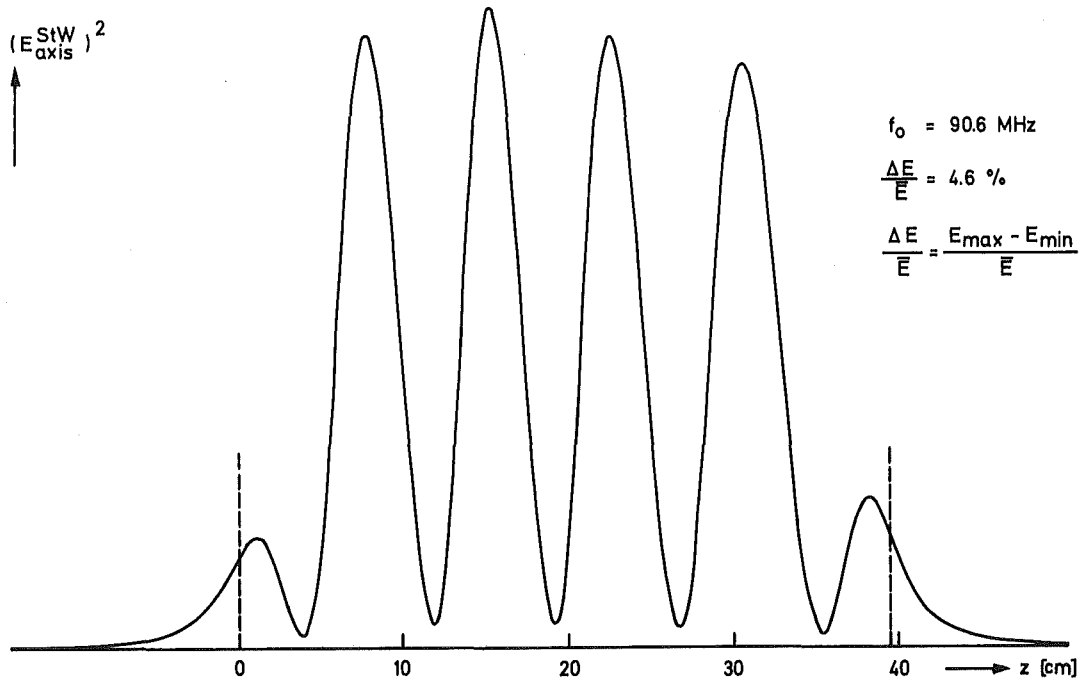


Abb. 13: Feldverteilung auf der Achse der I.Wendelsektion bei $T = 300 \text{ K}$

Unter Vernachlässigung der beiden Randmaxima und Mittelung über die restlichen Maxima erhält man aus dieser Störkörpermessung ein mittleres Feld:

$$E_{\text{ax}}^{\text{TW}} = 1,05 \cdot 10^{-4} \sqrt{P_{\text{S}} Q'_{\text{O}}} \text{ [MV/m]} . \quad (\text{III.10})$$

Diese Formel ist Grundlage aller weiteren Feldstärkebetrachtungen. Sämtliche Spitzenfeldstärken ergeben sich aus Formel (III.10) und Tabelle I.

Wie schon in Abschnitt III.1.3 berichtet, ist die gespeicherte Energie $P_{\text{S}} Q'_{\text{O}} / \omega$ einer $\lambda/2$ -Wendel direkt proportional zur statischen Frequenzverschiebung Δf_{stat} . Für die I.Wendelsektion ergibt sich ebenfalls Proportionalität zwischen statischer Frequenzverschiebung und gespeicherter Energie des Gesamtsystems. Abbildung 14 zeigt die gemessenen $P_{\text{S}} Q'_{\text{O}}$ -Werte aufgetragen gegen Δf_{stat} .

Somit ergibt sich (Abb.14):

$$\Delta f_{\text{stat}} / \text{kHz} = 0,571 \cdot 10^{-5} P_{\text{S}} \cdot Q'_{\text{O}} / \text{Watt} \quad (\text{III.11})$$

$$E_{\text{ax}}^{\text{TW}} / \text{MV/m} = 4,38 \cdot 10^{-2} \sqrt{\Delta f_{\text{stat}} / \text{kHz}} . \quad (\text{III.12})$$

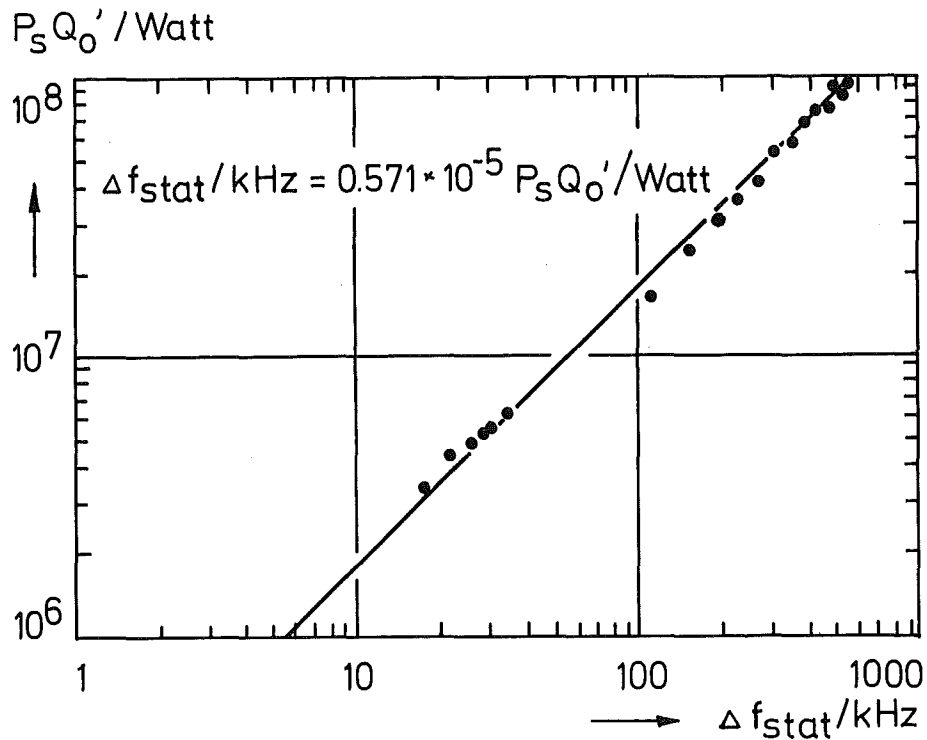


Abb. 14: Statische Frequenzverschiebung der I.Wendelsektion als Funktion ihrer Blindleistung

Der Fehler der obigen Gleichungen kann mit $\pm 5\%$ angegeben werden.

Bei allen Messungen mußten Begrenzungen in der Feldstärke durch pendelnde Elektronen (Multipactoring) überwunden werden. Dies geschieht durch Anbieten maximaler Hochfrequenzleistung (Processing). Die Begrenzung in der ersten Sektion reicht von Achsenfeldstärken $E_{\text{ax}}^{\text{TW}} = 220 \text{ kV/m}$ bis 450 kV/m^2 . Sie tritt bei Temperaturzyklen $1,8 \text{ K} - 300 \text{ K} - 1,8 \text{ K}$ erneut auf. Die Processingzeit ist im allgemeinen etwa 15 Stunden.

Die Gütwerte als Funktion der Achsenfeldstärke sind in Abbildung 15 aufgetragen.

Der Verlauf der Güten mit der Feldstärke ist ähnlich wie bei $\lambda/2$ -Wendeln^{29,31}, nur liegen Nieder- wie Hochfeldgüte etwa eine Zehnerpotenz unter den Werten für $\lambda/2$ -Wendeln. Entsprechendes gilt wegen des etwa gleichen Geometriefaktors von ca. 5Ω für die Oberflächenwiderstände.

Insbesondere die Verluste bei hohen Feldern sind unbefriedigend groß. Beobachtete Temperaturschwankungen im Helium in der Nähe des Blei-Niob Kontaktes (Joint) bei großer angebotener Hochfrequenzleistung deuten auf Zusatzverluste im Joint hin. Andererseits

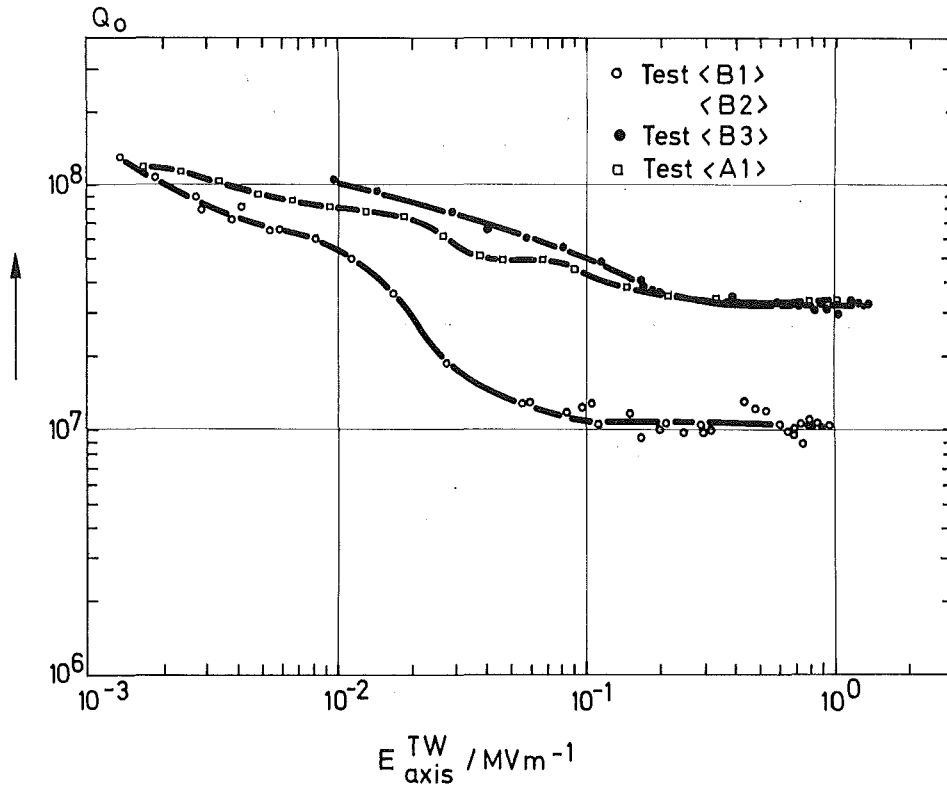


Abb. 15: Güten der ersten Wendelsektion als Funktion der Achsenfeldstärke

sieht die Wendelstruktur während des Abkühlvorganges warme Oberflächen, was zur Kontamination durch kondensierende Gase an der Oberfläche führt. Die Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes der Wendel von Kontaminationen mit Gasen wird von B.Piosczyk untersucht¹¹. Nähere Ergebnisse sind noch nicht veröffentlicht.

Für supraleitende Hochfrequenzresonatoren kann der beobachtete Oberflächenwiderstand $R = G/Q_0$ in zwei Teile aufgespalten werden⁴⁷:

$$R_{\text{Exp}}(T) = R_{\text{SL}}(T) + R_{\text{Rest}} \quad (\text{III.13})$$

Der supraleitende Anteil R_{SL} läßt sich durch die BCS Theorie beschreiben^{50,51}:

$$R_{\text{SL}} \propto \frac{1}{kT} \exp^{-\Delta/kT} \quad (\text{III.14})$$

(Δ = Gapparameter).

Für $\lambda/2$ -Wendeln ergab sich für den experimentell bei $T = 4,2$ K ermittelten Wert für $R_{SL}(4,2K) = R_{Exp}(4,2K) - R_{Rest} = 4,2 \cdot 10^{-9} \Omega$. Dieser Wert stimmt gut mit dem nach der BCS-Theorie ermittelten Wert überein⁵². Bei höheren Feldstärken überwiegt der Anteil des Restwiderstandes am gesamten Oberflächenwiderstand, da $R_{SL}(T)$ nur wenig von der Feldstärke abhängt. Es wird versucht Teile des noch immer nicht geklärten Restwiderstandes durch Kontamination von Gasen an der Oberfläche und eingefrorenes Magnetfeld, verursacht durch Thermostrome beim Abkühlen, zu erklären⁵³. Das eingefrorene Magnetfeld verursacht eine Zunahme des Restwiderstandes mit steigender Feldstärke ($f = 90$ MHz), was auf Biegebewegungen der eingefrorenen Flußschläuche im Hochfrequenzfeld zurückgeführt wird⁵⁴.

Die Ergebnisse der an der ersten Wendelsektion durchgeführten Testläufe sind in Tabelle III zusammengefaßt.

Tabelle III: Ergebnisse der Messungen an der I.Wendelsektion

Test Datum	Vorbehandlung	max. E_{ax}^{TW} [MV/m]	$E_{ax}^{TW} = 10^{-2}$ [MV/m]	$E_{ax}^{TW} = 1$ [MV/m]
A1 6.-17.3.1972	neue Oberfl.- Präparation	1.07 ⁺	8.5×10^7	3.3×10^7
A2 20.-24.3.1972	Temperatur- zyklus 1.8K- 300K-1.8K	-	8.5×10^7	-
B1 12.-17.6.1972	neue Oberfl.- Präparation	1.15 ⁺⁺	5.5×10^7	1.1×10^7
B2 20.-28.6.1972	Temperatur- zyklus 1.8K- 77K-1.8K	1.15 ⁺⁺	5.5×10^7	1.1×10^7
B3 30.6.-7.7.72	Temperatur- zyklus 1.8K- 300K-1.8K	1.4 ^{++/+}	10×10^7	3.3×10^7
C Dezem-ber1972	neue Oberfl.- Präparation	0.89 ⁺	8×10^7	8×10^6

⁺begrenzt durch thermischen Zusammenbruch

⁺⁺begrenzt durch Regelung

Die erreichbaren Spitzenfeldstärken sind zumeist thermisch begrenzt durch die maximal abführbare Wärmemenge aus dem Wendelrohr mit superfluidem Helium bei $T = 1,8$ K von ca. $1,7 \text{ Watt/cm}^{2,8}$, wenn die Regelung einwandfrei arbeitet. Bei Messungen an $\lambda/2$ -Wendeln wurden zunächst ebenfalls nur thermische Zusammenbrüche beobachtet^{29,31,55,56}, teilweise verursacht durch reine Oberflächenverluste und durch feldemittierte Elektronen, die sich bei Feldern größer als $E_{\text{max}} = 10 \text{ MV/m}$ bemerkbar machen^{29,31,55,56}. Neueste Messungen an einer $\lambda/2$ -Wendel mit 8 mm Rohrdurchmesser bei 90 MHz zeigten magnetischen Zusammenbruch bei ca. 600-800 Gauß¹¹. Die Güten dieser Wendel waren höher als bei vorangegangenen Messungen^{29,31,55}, wo bis zu 1200 Gauß Spitzenfeldstärke erreicht wurde, die thermisch begrenzt war^{31,55}. Erklären kann man sich dieses Phänomen durch eine stabilisierende Wirkung hoher Restwiderstände. Da der Restwiderstand eine weit geringere Temperaturabhängigkeit zeigt als der supraleitende Widerstand (Formel III.14), breiten sich bei hohen Restwiderständen lokal auftretende Überhitzungen nicht über die ganze Oberfläche aus.

Die erreichten Beschleunigungsfeldstärken in der I. Wendelsektion reichten zum Teil aus, um die Sektion bei Sollfeld oder darüber zu betreiben (Tabelle III). Obwohl der Oberflächenwiderstand etwa um einen Faktor 10 höher liegt als der von $\lambda/2$ -Wendeln, ergab sich im Hochfrequenzsupraleitungsverhalten kein prinzipieller Unterschied (Abb. 15).

Eine Vollniobwendelsektion, bei der kritische Hochfrequenzkontakte vermieden werden, und die mit geeigneter Kühlfalle gegen Kontamination von Gasen ausgerüstet ist, soll in Zukunft bessere Oberflächenwiderstände und somit sicher erreichbare Sollenergiegradienten liefern.

III.2 Untersuchungen zur Feldverteilung unter Strahlungsdruck

III.2.1 Störung der Feldverteilung von gekoppelten $\lambda/2$ -Wendeln durch den Abkühlprozess und den Strahlungsdruck

Beim Abkühlprozess ändert sich die Länge der Wendelrohre (thermische Kontraktion); und zwar entspricht für kleine Längenänderungen $|\frac{\Delta\omega}{\omega}| \approx |\frac{\Delta l}{l}|$, d.h. jede $\lambda/2$ -Wendel ändert ihre Eigenfrequenz gemäß ihrer Längenänderung. Die relative Frequenzänderung ist für jede Wendel gleich und liegt bei etwa 150 kHz. Die Feldverteilung wird wegen dieses Synchronismus nicht gestört.

Anders ist dagegen das Verhalten der Wendelstruktur bei Strahlungsdruck. Wie im Abschnitt III.2.2 erläutert wird, ergeben sich im Bereich der Zellenkopplungen durch den Strahlungsdruck geometrische Veränderungen. Die Wendeln haben unterschiedliche Radien a (Tabelle II), so daß zu befürchten ist, daß sich die Kopplung zwischen den Zellen so ändert, daß das Feldprofil gestört wird. Die Auswirkungen einer Feldstörung auf den Energiegewinn der Protonen in der I.Wendelsektion ist in den Abbildungen 16, 17 und 18 dargestellt. Die Feldstörung in Abb.17 wurde durch Vergrößern des Abstandes zwischen der ersten und zweiten Wendel willkürlich in einem Cu-Modell der I.Sektion erzeugt.

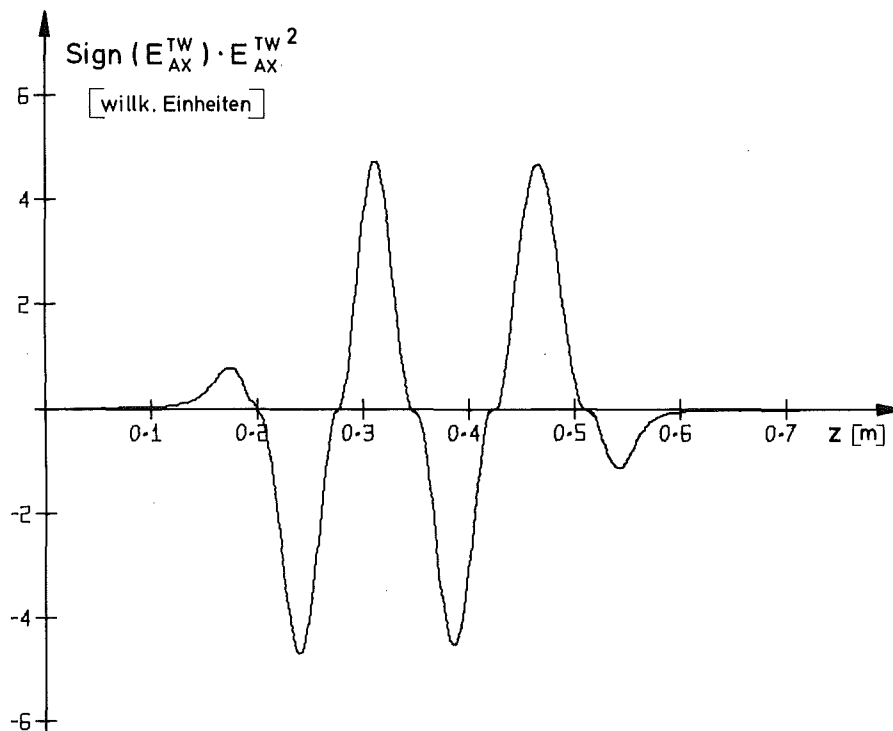


Abb. 16: Feldverteilung der I.Wendelsektion ohne Störung ($\frac{\Delta E}{E} = 3,3\%$)

Es gibt bisher keine theoretische Arbeit, die das Verhalten der Felder metallisch gestützter gekoppelter $\lambda/2$ -Wendeln bei statischer Frequenzverschiebung beschreibt.

In den folgenden Abschnitten werden Experimente zur Messung des Feldprofils der I.Wendelsektion bei $T = 1,8$ K und Δf_{stat} bis zu 900 kHz beschrieben.

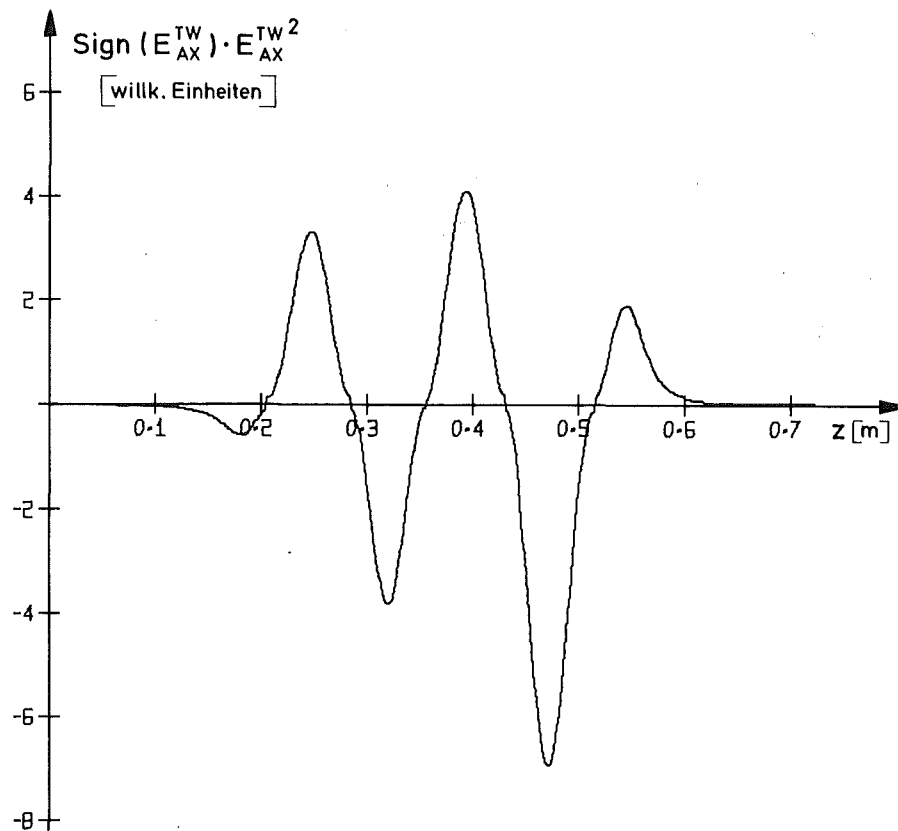


Abb. 17: Gestörte Feldverteilung der I.Wendelsektion ($\Delta E/E = 39\%$)

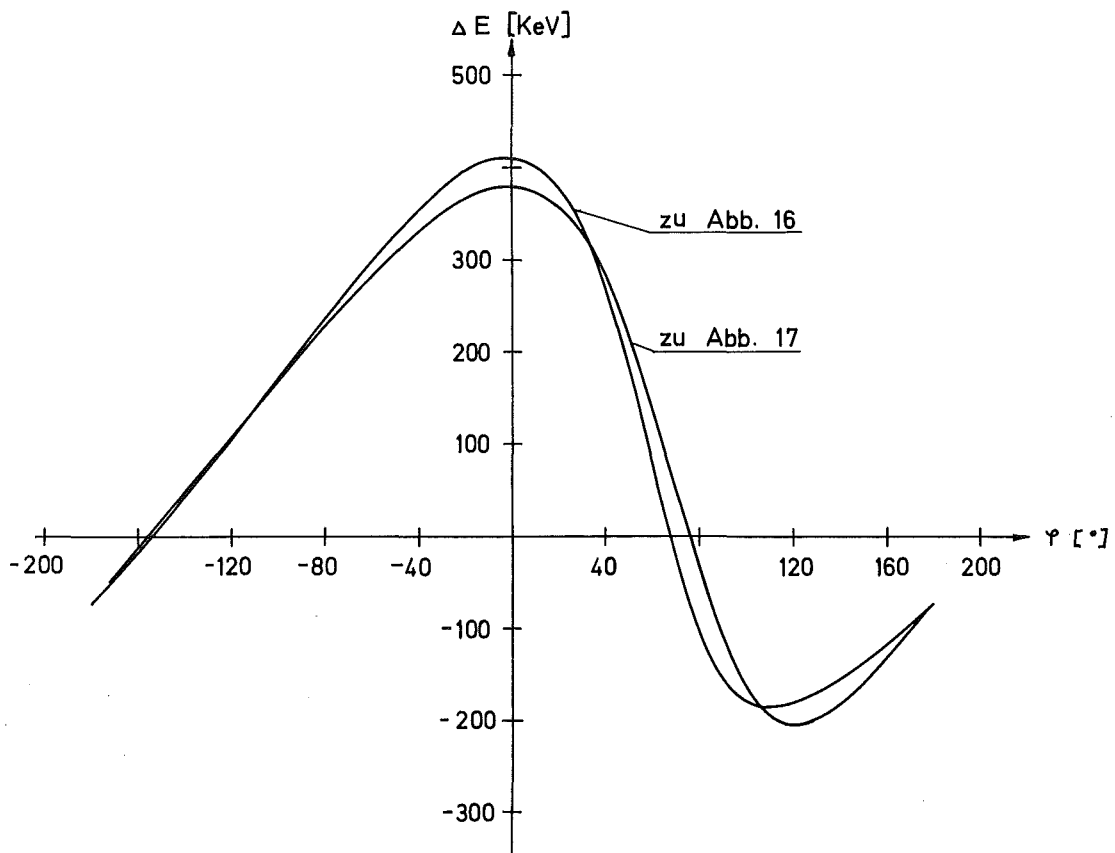


Abb. 18: Energiegewinn als Funktion der Einschubphase für die Feldverteilungen der Abbildungen 16 und 17

Im ersten Experiment wird versucht, das Feldprofil mithilfe einer reinen Hochfrequenzfeldmessung zu kontrollieren. In den dann folgenden Abschnitten wird das Feldprofil anhand von Beschleunigungsexperimenten untersucht. Dazu wird festgestellt, inwieweit sich die statische Frequenzverschiebung auf den Energiegewinn von Protonen in der I.Wendelsektion auswirkt. Auf die Betrachtung der Austrittsphasen der Protonen wird bewußt verzichtet, da die Wendelsektion nicht mit Festfrequenz betrieben wird.

Um zunächst einen Einblick in die Ursache der statischen Frequenzverschiebung und ihre zahlenmäßige Größe im Wendelbeschleuniger zu bekommen, ist der nächste Abschnitt diesem Problemkreis gewidmet.

III.2.2 Statische Frequenzverschiebung durch Strahlungsdruck

Wenn Hochfrequenzfelder mit Strömen oder Ladungen wechselwirken, so sind ihre Einwirkungen auf die Resonatorwände eine Funktion von E^2 bzw. H^2 , d.h. der gespeicherten Energie⁵. Bewirken die Hochfrequenzfelder eine Deformation der Resonatorwände, so wird die Arbeit A aufgewendet, die der gespeicherten Energie W des Resonators entzogen wird:

$$\Delta W + A = 0 \quad (\text{III.15})$$

Diese Deformation äußert sich in einer Eigenfrequenzänderung des Resonators^{3,5}:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{\Delta W}{W} = - \frac{A}{W} = \frac{\int_V dV (\frac{\mu_0}{4} H^2(\vec{r}) - \frac{\epsilon_0}{4} E^2(\vec{r}))}{\int_V dV (\frac{\mu_0}{4} H^2(\vec{r}) + \frac{\epsilon_0}{4} E^2(\vec{r}))} \quad (\text{III.16})$$

D. Schulze liefert eine Formel für die statische Frequenzverschiebung der Wendel³. Für das elektromagnetische Verhalten benutzt er das Schichtmodell, z.B.²², für das mechanische Verhalten das Modell einer Feder mit fest eingespannten Enden unter Betrachtung reiner Kompressionsbewegungen. Dann folgt für die statische Frequenzverschiebung des Wendelresonators im elektrischen Mode ν :

$$\Delta \omega_\nu = \frac{E_{ax}^{TW^2} \cdot 16}{\pi \cdot Z_0 G} \frac{a^3}{(D^4 - d^4)} \sigma(x) \quad (\text{III.17})$$

mit

- G = Schubmodul [kp/mm²]
 Z_0 = Vakuumwellenimpedanz $120\pi \Omega$
 a = Radius der Wendel [cm]
 D = Äußerer Drahtdurchmesser [cm]
 d = Innerer Drahtdurchmesser [cm]

$$\sigma(x) = \frac{I_0(x)}{x} \sqrt{\frac{I_0(x)}{I_1(x)K_0(x)K_1(x)}} \quad (\text{III.18})$$

$$x = \gamma \cdot a = a \sqrt{\left(\frac{\omega_v}{v_{ph}}\right)^2 - \left(\frac{\omega_v}{c}\right)^2} \quad (\text{III.19})$$

I_0, K_0, I_1, K_1 = modifizierte Bessel- bzw. Hankelfunktionen
 1. und 2. Art

In Abbildung 19 ist die Funktion σ dargestellt³.

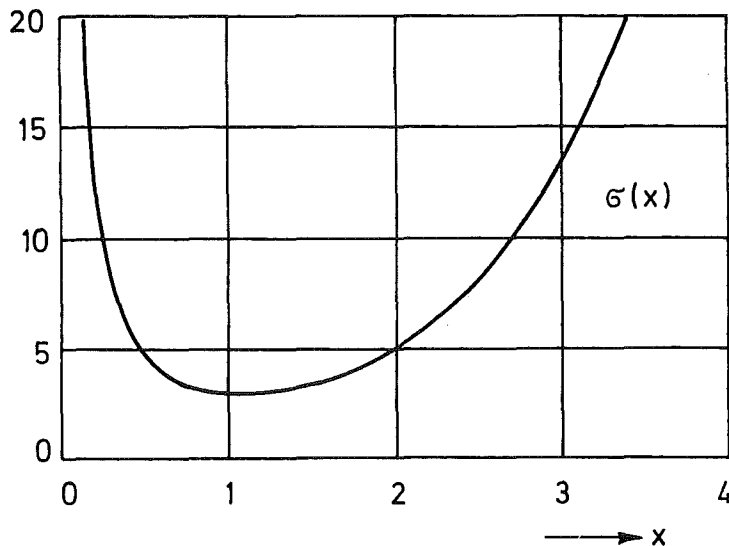


Abb. 19: Normierte absolute statische Frequenzverschiebung

Im Minimum von $\sigma(x)$ ist die statische Frequenzverschiebung $\Delta f_{\text{stat}} \sim a^3$ (Formel III.17). Die Steigung s der Wendel geht dann nicht ein. Außerhalb des Minimums von $\sigma(x)$ ist die Radiusabhängigkeit noch stärker. Drahtaußen- und Drahtinnendurchmesser gehen mit der Differenz ihrer vierten Potenzen ein. Bei der Wahl des Wendelrohrmaterials muß also ein Kompromiß zwischen möglichst großer mechanischer Steifigkeit und gutem Wärmeübergang zum kühlenden Helium gemacht werden.

D. Schulze diskutiert die statische Frequenzverschiebung für einen Wendelbeschleuniger³. Maximale Shuntimpedanz und minimale statische Frequenzverschiebung fallen zusammen, da dann der Resonator bei vorgegebener Achsenfeldstärke die kleinstmögliche gespeicherte Energie hat. Beschleuniger werden nach Shuntimpedanz optimiert, was bei oberflächlicher Betrachtung auf minimale Frequenzverschiebung deutet. Bei näherer Betrachtung ergeben sich aus der sich ändernden Phasengeschwindigkeit und technischen Gründen (Wickelradius nach unten begrenzt $a \geq a_{\min}$) fallende Werte für $\gamma \cdot a$, so daß sich nur in einem Teilbereich des Beschleunigers minimale statische Frequenzverschiebung ergibt.

Messungen an $\lambda/2$ -Wendeln ergaben $\Delta f_{\text{stat}} \propto E_{\text{ax}}^{\text{TW}^2}$ (Abschnitt III.1.3)^{29,31,52}. Die Formel (III.17) liefert bei einem für Nb angenommenen Schubmodul von $G = 3000 \text{ kp/mm}^2$ um einen Faktor zwei zu große Werte in $\Delta \omega_{\nu}$. Ein Fit zwischen Experimenten und Theorie ergibt Schubmodulwerte zwischen $5000 - 7000 \text{ kp/mm}^2$ ⁵⁷. Eine Anpassung in G reichte also aus, um die statische Frequenzverschiebung von $\lambda/2$ -Wendeln verschiedener Geometrien bis auf 20% vorherzusagen⁵⁸.

Die statische Frequenzverschiebung für gekoppelte metallisch gestützte $\lambda/2$ -Wendeln läßt sich nicht aus der Theorie und dem experimentellen Fit des Schubmoduls, gewonnen an $\lambda/2$ -Wendeln, berechnen. Abbildung 20 zeigt die berechneten statischen Frequenzverschiebungen für die Wendeln 1-5 (I.Sektion) und für die Wendeln 6-10 (II.Sektion).

Die Mittelwerte $\overline{\Delta f}_{1-5}$ sowie $\overline{\Delta f}_{6-10}$ stimmen mit dem Experiment nicht überein (Tabelle IV).

Tabelle IV: Statische Frequenzverschiebung der I. und II. Sektion. Theorie mit $G = 6,96 \cdot 10^3 \text{ kp/mm}^2$ berechnet

Sektion-Nr.	$\overline{\Delta f}_{\text{stat}}^{\text{Theorie}}$ [kHz]	$\Delta f_{\text{stat}}^{\text{Exp}}$ [kHz]
I	270	695
II	123	237
$\frac{\Delta f \text{ I}}{\Delta f \text{ II}}$	2,2	2,93

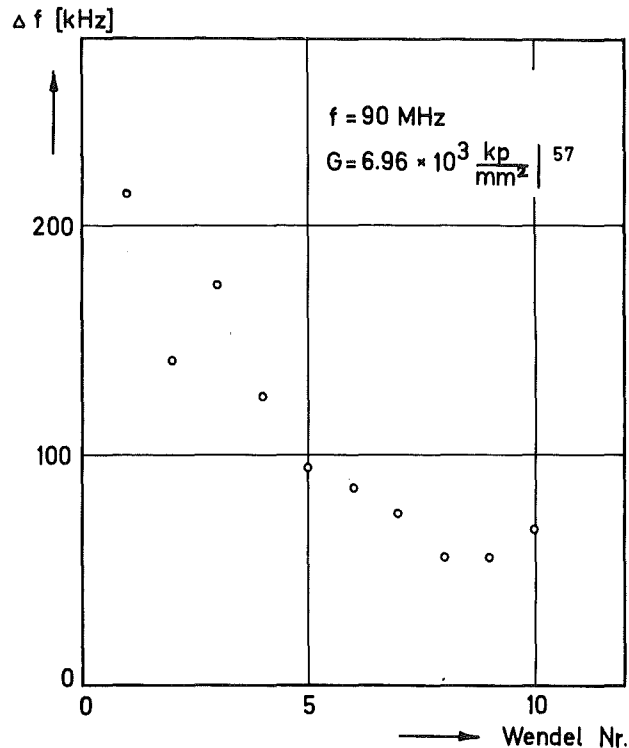


Abb. 20: Statische Frequenzverschiebung der ersten 10 Wendeln des Beschleunigers

Die zur Berechnung der statischen Frequenzverschiebung nötige Größe $\gamma \cdot a$ wurde mithilfe des Schichtmodells aus der Eigenfrequenz, dem Radius a und der Steigung s der Wendeln bestimmt.

Der Unterschied zwischen theoretischer Vorhersage und Experiment legt die Vermutung nahe, daß der Koppelbereich, d.h. die Felder zwischen benachbarten Wendeln, starken Einfluß auf die statische Frequenzverschiebung haben. Die Einstellung der Eigenfrequenz der I.Sektion durch Verschieben von einzelnen $\lambda/2$ -Wendeln deutete dies schon in Kapitel II.4 an. Das heißt, daß das mechanische Modell der Feder mit fest eingespannten Enden hier nicht voll gültig ist. Die Übereinstimmung der relativen theoretischen und experimentellen Werte ist zufriedenstellend. Der Unterschied ist hier kleiner als 30 % (Tabelle IV). Man kann also durch einen Fit an die vorhergehende Sektion in G die statische Frequenzverschiebung für die folgenden Sektionen berechnen. Wie vorsichtig aber vorzugehen ist erkennt man daran, daß der Schubmodul von Nb je nach Lieferfirma und thermischer Behandlung zwischen 2900 kp/mm^2 und 4800 kp/mm^2 bei $T = 300 \text{ K}$ variiert. Eine Messung des Schubmoduls der $\lambda/2$ -Wendeln im Fertigungszustand muß also vorgenommen werden, um sichere Vorhersagen über die statische Frequenzverschiebung machen

zu können, und damit die Anforderungen an ein langsames Frequenzstellglied in Grenzen zu halten⁵⁹.

III.2.3 Experimente zum Vergleich der Feldverteilungen in der Wendelsektion bei $T = 300$ K und $T = 1,8$ K bei großer statischer Frequenzverschiebung

III.2.3-1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist für die Experimente ohne Strahl, DC-Strahl und dichtemodulierten Strahl (gebuncht) gleich. Einige Einheiten werden dann wahlweise abgeschaltet, so daß hier der komplette Aufbau beschrieben wird.

Als Injektor dient eine Hochspannungskaskade (max. 800 kV) der Firma Tunzini-Sames (Grenoble). Sie liefert mit einer Duoplasmatronquelle einen Protonenstrahl von 1 mA und 750 keV bei einer normierten Emittanz von 0,072 cm mrad für 80% des Strahles⁴¹.

Von dem von der Kaskade elektrostatisch beschleunigten kontinuierlichen Protonenstrahl (DC-Strahl) würde der Wendelbeschleuniger bei der gewählten Sollphase von $\phi_s = -30^\circ$ etwa $3\phi_s = 90^\circ$ akzeptieren, also nur 25% des Gesamtstrahles. Der andere Teil des Strahls liegt außerhalb des Phaseneinfangbereichs und geht verloren¹⁸. Die auf die Strukturwände auftreffenden Teilchen erzeugen Wärme, die zusätzlich zur Strukturverlustleistung durch Helium vorgekühlt werden müßte. Vergleicht man die Hochfrequenzverluste mit eventuellen Strahlverlusten, so ergeben sich bei 15 MeV und 1 mA Strahlstrom für die Hochfrequenzverluste ca. 50 Watt und 1% Strahlverlust ca. 150 Watt. Mangelnde Wärmeabfuhr an der SL-Oberfläche führt zu lokaler Aufheizung und damit zum Zusammenbruch der Supraleitung. Außerdem können eventuelle Strahlenschäden des Supraleiters nicht ausgeschlossen werden, die das kritische Feld herabsetzen und den Oberflächenwiderstand verschlechtern⁶⁰. Durch ein Chopper-Buncher-System werden Strahlverluste weitgehend vermieden^{61,62}.

Für den Beschleuniger liefert ein Chopper-Buncher System bei 750 keV Einschußenergie einen Strahl mit einer Energiemodulation von 2,3% und einer Phasenbreite von 11% beim Einschuß in die I.Sektion⁶³. Diese Werte lassen sich über die Feldstärke in den Feldspalten des normalleitenden Buncherresonators ändern, so daß sich Phasenpakete

von $|\Delta\phi|_{\min} = 7^\circ$ erzeugen lassen. Zur radialen Fokussierung des Strahls zwischen Injektor und Wendelbeschleuniger dienen zwei normaleitende Quadrupoldoublets. Der Fokus des Strahls wird in die Mitte der I. Wendel gelegt. Hinter jeder Wendelsektion liegt ein supraleitendes Quadrupoldoublet zur Strahlführung. Am Ausgang des Kryostaten dient ein Magnet zur Energieanalyse. Zur Energieeichung wird der Strahl des Injektors benutzt:

$$E = E_0 \left(\frac{i_{|\vec{H}|}}{i_0} \right)^2 \quad (\text{III.20})$$

mit

$$\begin{aligned} i_0, E_0 &= \text{Eichstrom bzw. Feldstärke} \\ i_{|\vec{H}|} &= \text{Erregerstrom bei der Magnetfeldstärke } |\vec{H}|. \end{aligned}$$

Zur Messung des Magnetfelderregerstromes für eine feste Auslenkung des Strahls wurden verschiedene Methoden verwendet.

Zur Bestimmung der Maximalenergie eines beschleunigten DC-Strahls wurde die Auslenkung des Strahls auf einem Leuchtschirm mit Fadenkreuz gemessen.

Zur gleichzeitigen Intensitäts- und Energieanalyse des Strahls diente ein im Strahlrohr axial versetzter, isoliert aufgehängter Draht, wobei die Strahlintensität als Funktion des Magnetfelderregerstromes aufgezeichnet wurde.

Für beide Methoden ergab sich ein Auflösungsvermögen von $\Delta E/E = 5\%$.

Um störende Strahlgeometrieänderungen zu eliminieren, wurde in einer dritten Anordnung der Strahl nach zwei Seiten abgelenkt. Als Auffänger dient eine mit symmetrisch angeordneten Schlitzen versehene Kupferplatte mit nachfolgenden Cu-Auffängern zur Messung des Strahlteilchenstromes, der durch den Schlitz fällt. Hier ergab sich ein Auflösungsvermögen von $\Delta E/E = 2\%$.

Die Hysterese des Analysatormagneten bringt keine merkbaren Fehler. Der Aufbau der Wendelsektion wurde schon in Kapitel II.4 beschrieben, so daß hier darauf verzichtet werden kann. So zeigt das folgende Diagramm nur den schematischen Aufbau des Hochfrequenzsystems (Abb. 21).

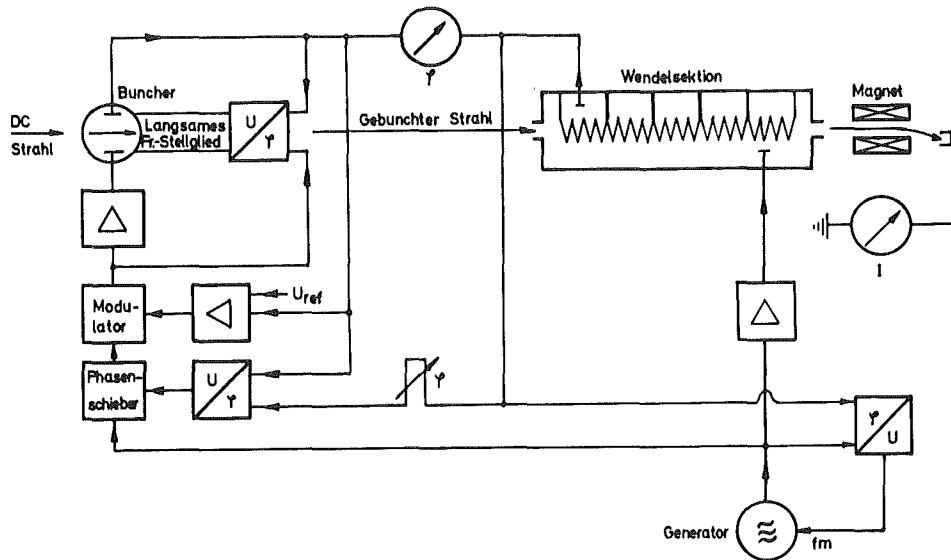


Abb. 21: Hochfrequenzaufbau schematisch

Für den endgültigen Betrieb des Beschleunigers muß wegen der festen Phasenbeziehung zwischen den Sektionen der Beschleuniger bei Festfrequenz betrieben werden. Für den Betrieb der I.Sektion mit dem normalleitenden Buncher ist dies nicht notwendig, da die Bandbreite des Bunchers mit ca. 75 kHz groß ist gegen die durch externe Störungen verursachten dynamischen Frequenzexkursionen der Wendelsektion von ca. 10-15 kHz.

Die Frequenz des Hochfrequenzgenerators wird auf die Frequenz der Wendelsektion abgestimmt. Die Phasensignale des Bunchers und der Wendelsektion werden miteinander verglichen und mit einem elektronischen Phasenregler geregelt, so daß die Phase zwischen Buncher und Wendel konstant bleibt. Der Phasenfehler betrug ca. 2° bei einer externen Frequenzstörung von $\Delta f_{\text{dynam}} = 10-15 \text{ kHz} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} f_0$ der Wendelsektion. Die Einschußphase, d.h. die Phase zwischen Buncher und Wendelsektion, wird über einen Phasenschieber eingestellt und mit einem Vektorvoltmeter gemessen. Die Meßgenauigkeit beträgt $\Delta\phi = \pm 0,1^\circ$ (Herstellerangabe). Langsame Frequenzdriften der Wendelsektion werden am Buncher durch ein langsames Frequenzstellglied ausgeglichen⁶⁴.

Der übrige Hochfrequenzaufbau wurde schon in Kapitel III.1.1 erläutert.

III.2.3-2 Pegel und Phasen an den Auskoppelsonden

Die Wendelsektion hat fünf Auskopplungen, jeweils eine Stiftkoppelung senkrecht zur Beschleunigerachse über jeder Wendel (Abb. 7). Bei fester Auskoppelstiftstellung ist die ausgekoppelte Leistung P_d proportional zu E^2 am Koppelort, was wiederum in etwa die gespeicherte Energie dieser Wendel repräsentiert:

$$P_d \sim W = P_{\text{Wendel}} \cdot Q'_0 / \omega \sim E^2, H^2 \quad (\text{III.21})$$

P_{Wendel} = Verlustleistung einer $\lambda/2$ -Wendel

$\omega = 2\pi \cdot$ Eigenfrequenz der Wendelsektion.

Ändert sich die Feldverteilung der Wendelsektion mit wachsender Feldstärke nicht, so ist P_d proportional zur gesamten gespeicherten Energie der Wendelsektion.

Nimmt die durchgekoppelte Leistung mit wachsender Feldstärke in allen Auskopplungen in gleichem Maße zu, so ändert sich die Feldverteilung in der Sektion mit zunehmender statischer Frequenzverschiebung infolge Strahlungsdrucks nicht.

Schon in Kapitel III.1.4 wurde die Proportionalität zwischen der statischen Frequenzverschiebung des Gesamtsystems und dem durchgekoppelten Pegel an einer Auskoppelsonde gezeigt. Ergänzend dazu wurden die Pegel zweier fester Auskopplungen (Sonden 2 und 3 in Abb.7) in Abhängigkeit von der statischen Frequenzverschiebung gleichzeitig gemessen. Die Werte P_{d2} und P_{d3} wurden für kleine Feldstärken, d.h. $\Delta f_{\text{stat}} \approx 0$ aneinander angepaßt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 21 aufgetragen. Die Zunahme der durchgekoppelten Pegel ist streng proportional zur statischen Frequenzverschiebung Δf_{stat} . Verwunderlich war zunächst, daß sich an der Auskoppelsonde 4 im π -Mode kein Pegel messen ließ. Erst im $\pi/2$ -Mode ergab sich dort eine Anzeige.

Die Phasenverschiebung zwischen benachbarten Wendeln sollte im π -Mode per Definition gerade 180° sein, wies aber bei den Messungen diese nicht auf. Mit zunehmender Feldstärke bleibt allerdings die Phasendifferenz konstant. Dies kann man wie folgt erklären: Es wird nicht nur das E_r -Feld der Wendel mit der Stiftkoppelung gemessen, sondern zusätzlich die Felder, die durch die zwischen

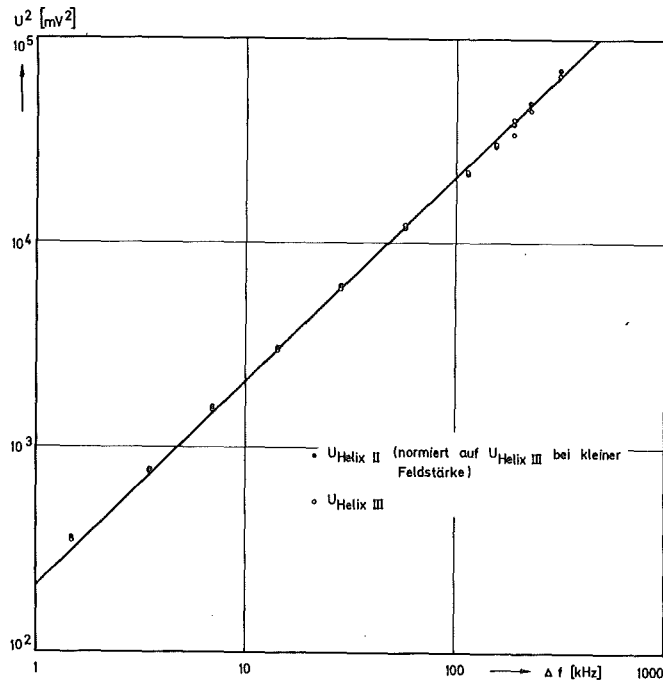


Abb. 21: Leistungen an den Auskoppelsonden als Funktion von Δf_{stat}

den Wendelstützen fließenden Ströme erzeugt werden. Bestätigt wird diese Vermutung durch Messung der Phasen zwischen benachbarten Wendeln an einem Kupfermodell der ersten Wendelsektion mit verschiebbaren Stiftkopplungen; d.h. ein Koaxialleiter mit kurz überstehendem Innenleiter dient senkrecht zur Wendelachse über jeder Wendelmitte stehend als Einkopplung. Der Koaxialleiter läßt sich senkrecht verschieben.

Erst als der Abstand zwischen Innenleiterende der Koaxialleitung und Wendeldraht kleiner als der Wendelradius a war, zeigte sich eine Phasenverschiebung von 180° im π -Mode zwischen benachbarten Wendeln. Auch für die restlichen Moden des Beschleunigungsgrundbandes ergab sich eine korrekte Messung.

Die Messung der durchgekoppelten Pegel an den Auskoppelsonden in Abhängigkeit von der statischen Frequenzverschiebung zeigt zwar Erhaltung der Feldverteilung mit wachsendem Feldpegel an, jedoch deutet die Phasenmessung darauf hin, daß nicht ausschließlich das E_r -Feld gemessen wird. Zusätzliche Untersuchungen sind deshalb notwendig.

III.2.3-3 Maximaler Energiegewinn eines DC-Strahls bei verschiedenen Resonatorpegeln

Weitere Untersuchungen zur Feldverteilung in der kalten Wendelsektion lassen sich mit dem Protonenstrahl durchführen.

Zunächst wird mit einer Störkörpermessung die elektrische Feldverteilung auf der Achse der Originalsektion vor dem Einbau in den Kryostaten gewonnen. Für eine dielektrische Kugel ergibt sich mit den Maxwellgleichungen ein Störungsausdruck, der in niedrigster Ordnung folgende Beziehung zwischen Frequenzstörung des Resonators und der elektrischen Feldstärke liefert^{4,9}:

$$\frac{P_S Q_O}{\omega} \frac{\Delta\omega}{\omega} = -\pi a^3 \left[\frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1 + 2} \epsilon_O E_O^2 \right] \quad (\text{III.21})$$

mit ϵ_1 = relative Dielektrizitätskonstante des Störkörpers

a = Radius der störenden Kugel

P_S = Verlustleistung des Resonators

Q_O = Güte des Resonators

ω = 2π •Eigenfrequenz des Resonators.

Stört man nun das Feld auf der Achse der Wendelsektion mit einer dielektrischen Kugel, so erhält man mit Formel III.21 und den zugehörigen Frequenzdaten die Feldverteilung des beschleunigenden Feldes. Mithilfe dieser Feldverteilung läßt sich der Energiegewinn eines Protonenstrahls in Abhängigkeit von der Einschußphase ϕ und der gespeicherten Energie $W = P_S Q_O / \omega$ der Wendelsektion berechnen^{6,5}. Der gesamte Energiegewinn über die Länge L der Struktur ist gegeben durch:

$$\Delta W(L) = e \int_0^L E(z) \cos(\omega t(z) + \phi) dz \quad (\text{III.22})$$

$$\text{mit } t(z) = \int_0^z \frac{dz}{v(z)}$$

Drückt man $v(z)$ durch die kinetische Energie des Teilchens aus, so folgt:

$$v(z) = c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_O c^2}{T_O + \Delta W(z) + m_O c^2} \right)^2}$$

mit T_O = Einschußenergie

m_O = Ruhemasse

$\Delta W(z)$ = Energiegewinn am Punkt z .

Damit ergibt sich durch numerische Integration der Energiegewinn eines Protons bei gegebener Feldverteilung in Abhängigkeit von der Einschubphase ϕ und der gespeicherten Energie des Resonators^{6 5}.

Der maximale Energiegewinn eines kontinuierlichen Protonenstrahls wurde in Abhängigkeit von der Feldstärke in der I.Wendelsektion bei einer Injektionsenergie von 750 keV gemessen und mit den berechneten Werten (Formeln III.22 und III.23), denen die Feldverteilung der Originalsektion bei $T = 300$ K zugrunde liegt, verglichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 22 zusammengefaßt.

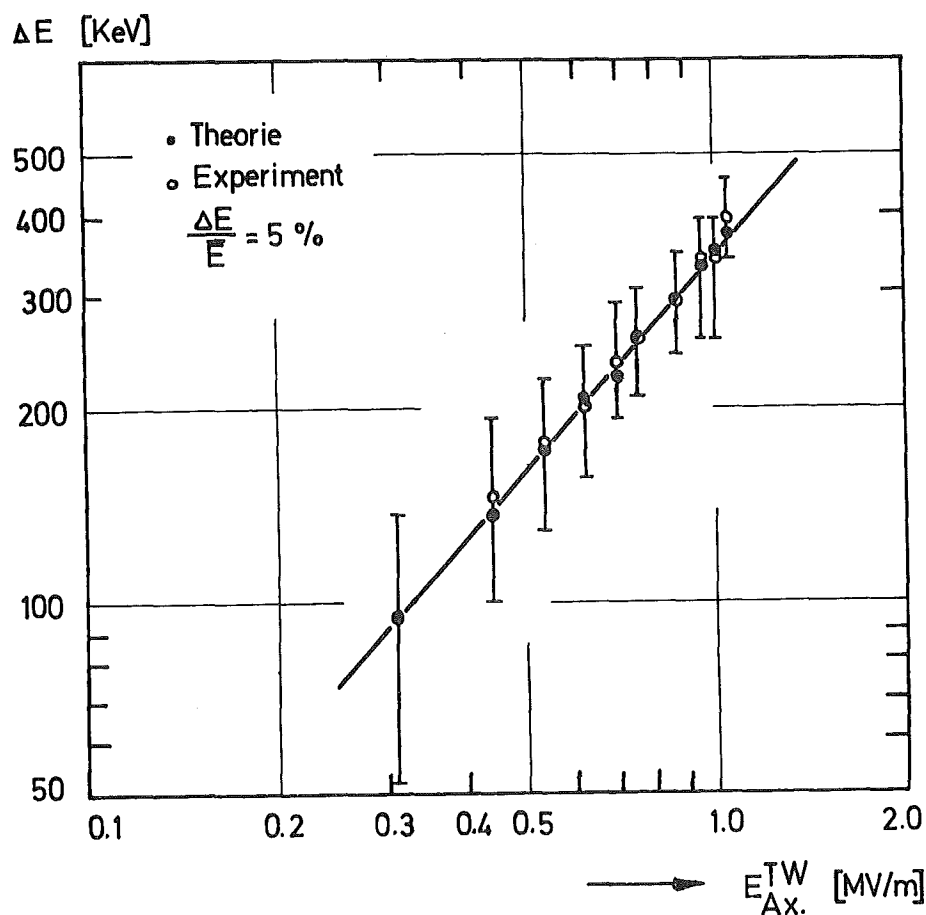


Abb. 22: Energiegewinn der maximal beschleunigten Teilchen eines DC-Strahls in der Wendelsektion $E_{Inj} = 750$ keV

Der theoretische Energiegewinn unterscheidet sich innerhalb der Meßfehlergrenzen nicht von den Meßwerten. Es zeigt sich auch keine Tendenz zu größeren Abweichungen bei höheren statischen Frequenzverschiebungen.

Diese Messung zeigt, daß sich die Feldverteilung in der supra-

leitenden Wendelsektion unter Strahlungsdruck nicht so ändert, daß die Änderung einen Einfluß auf den maximalen Energiegewinn eines DC-Strahls ausüben könnte, wie man es bei Unflatness nach Abbildung 18 erwarten könnte.

III.2.3-4 Intensität eines beschleunigten DC-Strahls als Funktion des Energiegewinns bei großen statischen Frequenzverschiebungen

Beschleunigt man einen DC-Protonenstrahl in der I.Wendelsektion, so ergibt sich im Prinzip folgende Energieverteilung am Ausgang der Struktur in Abhängigkeit von der Einschubphase ϕ :

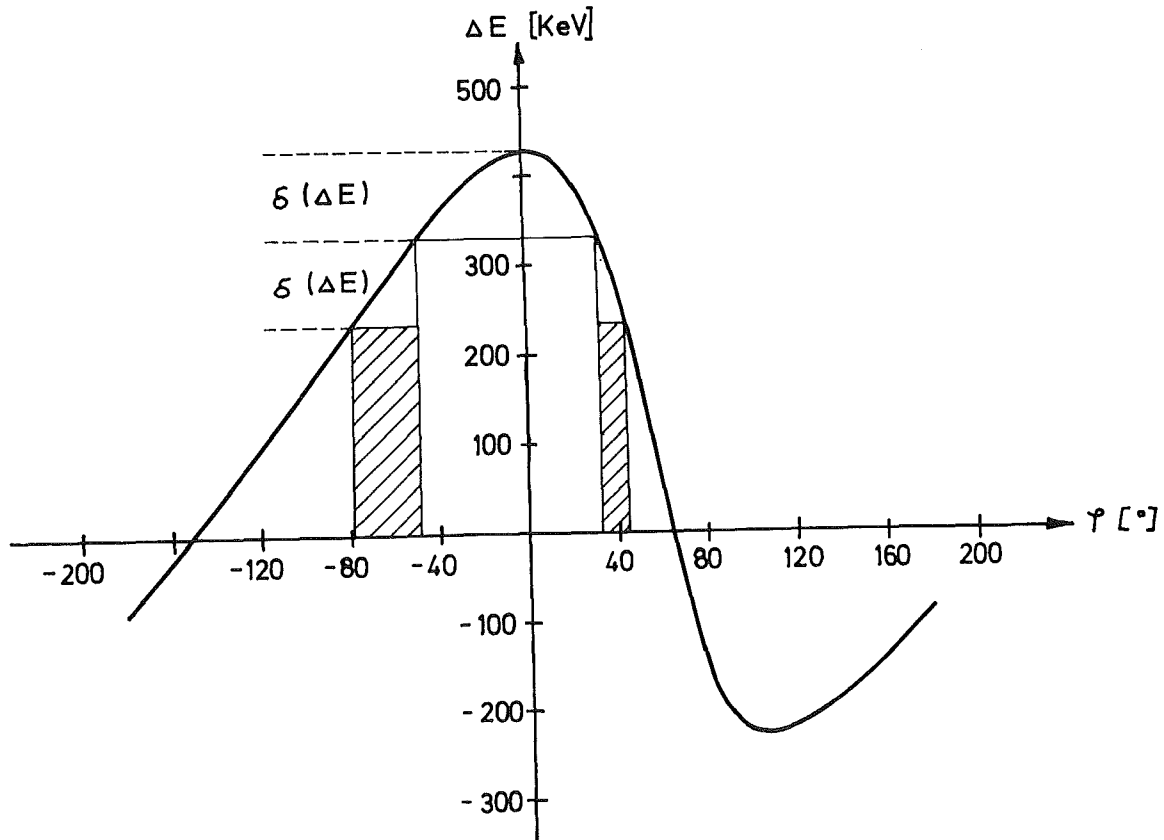


Abb. 23: Energiegewinn der I.Sektion als Funktion von ϕ bei Sollfeld

Ordnet man jeder Phasenlage ϕ_i in äquidistanten Abständen ein Teilchen zu und betrachtet die Anzahl dieser Teilchen in äquidistanten Energieintervallen $\delta(\Delta E)$ (Abb. 23), so erhält man die Intensität des beschleunigten DC-Strahls als Funktion des Energie-

gewinnes für gegebene Einschußenergie, Feldverteilung und gespeicherte Energie.

Ändert man die Feldverteilung, so ergibt sich bei sonst konstant gehaltenen Parametern eine veränderte Form der Funktion $\Delta E(\phi)$ (Abb.18) und damit eine andere Intensitätsverteilung des Strahls als Funktion des Energiegewinnes. Außerdem ändern sich maximaler Energiegewinn und Verlust.

Es wurde diese Intensitätsverteilung des DC-Protonenstrahls über dem Energiegewinn bzw. Verlust gemessen für großes Δf_{stat} (bis ca. 900 kHz). Hierzu wurde wie in III.3.1 erwähnt, der Strahlstrom an einem gegen das Strahlrohr isoliert aufgehängten Draht in Abhängigkeit vom Erregerstrom des Analysiermagneten gemessen. Als Energieeichung diente der Protonenstrahl des Injektors für gegebene Hochspannung $U = F_0/e$ bei abgeschalteter Hochfrequenzleistung in der Wendelsektion, so daß sich mit der Formel (III.20) jedem Erregerstrom I des Analysiermagneten eine Energie E zuordnen ließ.

Die gemessenen Intensitätsverteilungen werden mit den zugehörigen theoretischen Verteilungen verglichen, wobei für die Theorie wieder die Feldverteilung auf der Achse der I.Wendelsektion zugrundegelegt wird. Die Abbildungen 24 und 25 zeigen die theoretischen und die gemessenen Intensitätsverteilungen bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Inj}} = 700 \text{ keV}$ für statische Frequenzverschiebungen, die einmal bei Sollfeld liegen und zweitens 1% der Gesamtfrequenz ausmachen.

Da die Meßapparatur ein Auflösungsvermögen von $\Delta F/E = 5\%$ hat, war die theoretische Verteilung mit einer Fehlerfunktion zu falten. Hier wurde eine Gaußverteilung zugrundegelegt.

$$\rho_{\text{resultierend}}(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{App}}(E_i - E) \rho_{\text{Strahl}}(E_i) dE_i \quad (\text{III.24})$$

mit $\rho_{\text{Strahl}}(E) =$ theoretische Verteilung ohne Fehler

$$\text{und } \rho_{\text{App}}(E) = \frac{1}{\sigma(E_0) \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2(E_0)}}$$

Die Übereinstimmung zwischen berechneten- und gemessenen Werten ist relativ gut. Es zeigen sich keine Asymmetrien, wie bei Unflatness nach Abb. 18 zu erwarten.

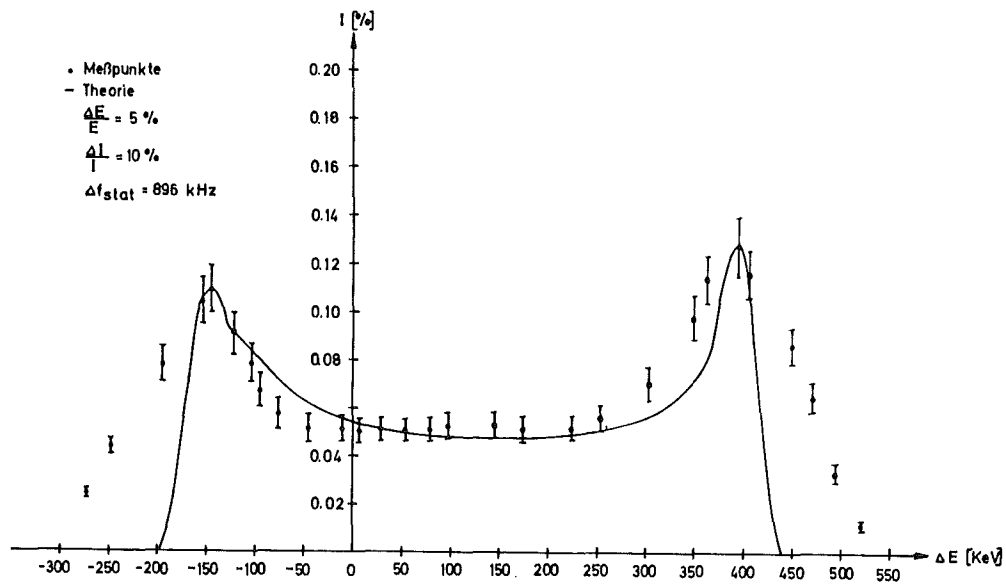
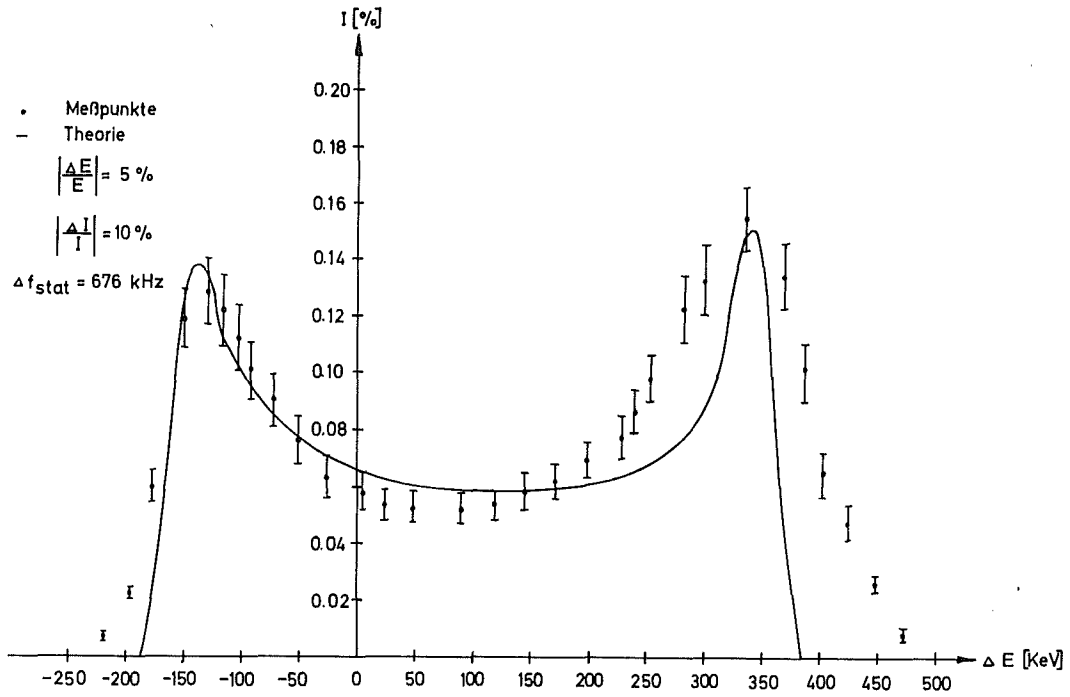


Abb. 24 und 25: Intensität als Funktion des Energiegewinns für DC-Protonenstrahl beschleunigt in der I.Wendelsektion

Größere Abweichungen der theoretischen und gemessenen Intensitäten lassen sich zwanglos aus Strahlstromschwankungen erklären, die bei kleinen Strahlströmen ($\leq 5 \mu\text{A}$) bis zu 20% der Gesamtintensität ausmachen können. Der Strahlstrom wurde deshalb so klein gewählt, um eventuelle Rückwirkungen vom Strahl auf die Wendelsektion auszuschließen. Kleinere Abweichungen im Energiegewinn erklären sich

aus der Ablesegenauigkeit der Injektorhochspannung. Sie dürfte $\approx 2\%$ betragen. Auch dieses Experiment zeigt, daß sich die Feldverteilung mit zunehmender statischer Frequenz nicht wesentlich ändert.

III.2.3-5 Energiegewinn eines gebunchten Protonenstrahls als Funktion der Einschußphase

Eine Reproduzierung der Funktion Energiegewinn als Funktion der Einschußphase durch Meßwerte bei hoher Feldstärke, d.h. großer statischer Frequenzverschiebung, dürfte als letzte Messung eine Erhaltung der Feldverteilung auf der Achse einer aus metallisch gestützten stark elektrisch gekoppelten $\lambda/2$ -Wendeln bestehenden supraleitenden Wendelsektion unter Strahlungsdruck sicherstellen.

So wird zum Vergleich der Feldverteilung auf der Achse der warmen Struktur mit der Feldverteilung der supraleitenden Struktur der theoretische Energiegewinn eines Protonenstrahls in Abhängigkeit von der Einschußphase berechnet (Formel III.22), unter Zugrundelegung der bei $T = 300$ K durch Störkörpermessung an der Originalsektion gewonnenen Feldverteilung. Die theoretischen Werte werden verglichen mit dem gemessenen Energiegewinn des gebunchten Protonenstrahls in der supraleitenden Wendelsektion bei gleicher gespeicherter Energie. Der Feldpegel in der Wendelsektion war durch die schlechte Güte auf ca. $0,9$ MV/m begrenzt, was einem Δf_{stat} von 407 kHz entspricht. Die Einschußenergie betrug im Mittel 750 keV. Die Phasenbreite des Protonenpaketes beim Einschuß in die Wendelsektion lag bei ca. $\Delta\phi = 7^\circ$. Das Auflösungsvermögen des Energieanalysators betrug $\Delta E/E = 2\%$ (Kapitel III.2.3-1). In der theoretischen Rechnung wurde auf eine Berücksichtigung der Energiemodulation und der endlichen Phasenbreite des Bunches verzichtet, da diese im Meßfehler untergehen würden.

Abbildung 26 zeigt die gemessenen und theoretischen Energiegewinne als Funktion der Einschußphase für $E_{\text{ax}}^{\text{TW}} = 0,89$ MV/m.

Auch hier ergibt sich, wie aus den vorangegangenen Kapiteln zu erwarten war, relativ gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Lediglich im radial fokussierenden Bereich der Energiegewinn - Einschußphasenkurve kommt es zu größeren Abweichungen. Relativ kleine Phasenfehler von ca. 5° haben in diesem steilen Bereich der $\Delta E - \phi$ Kurve großen Einfluß auf den Energiegewinn der Protonen. Größere Phasenabweichungen lassen sich folgendermaßen

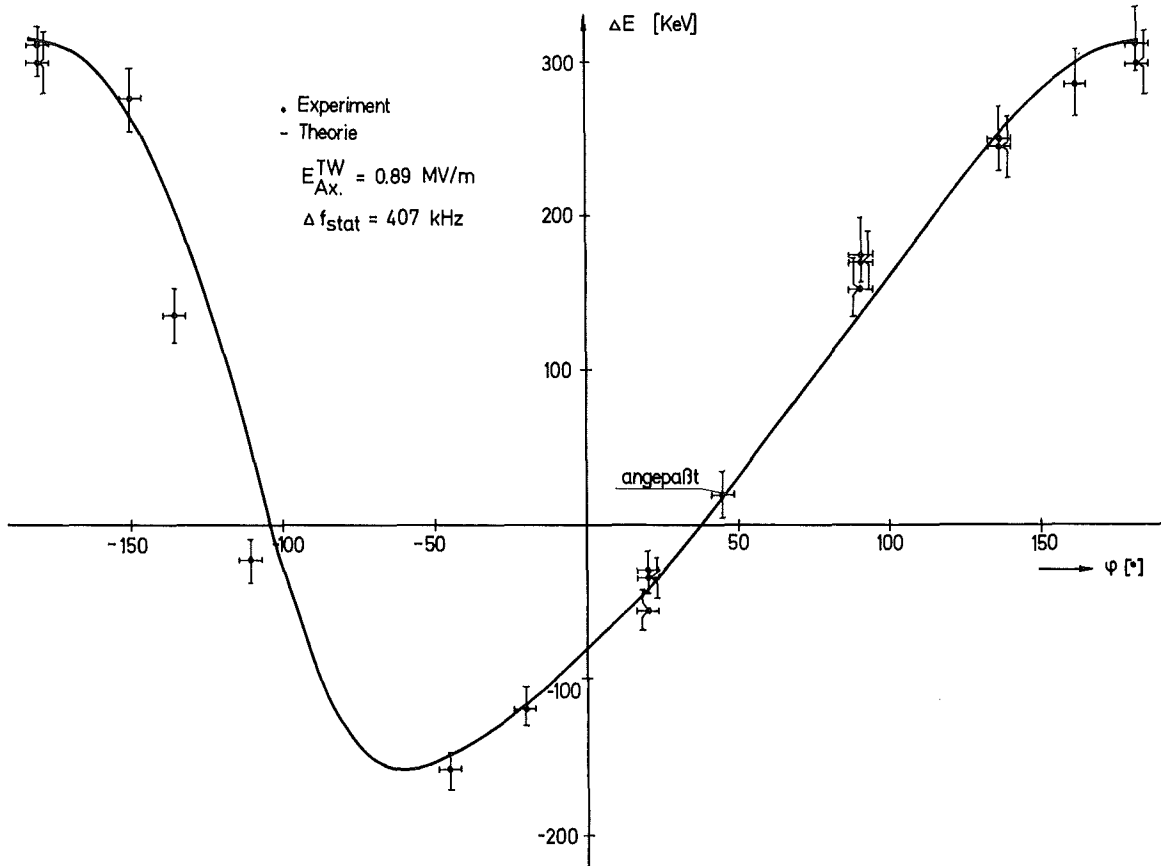


Abb. 26: Energiegewinn bei gebunchtem Strahl

verstehen.

Dynamische Frequenzexkursionen der Wendelsektion haben zwangsläufig eine Störung der Einschußphase von $\Delta\phi$ zur Folge

$$|\Delta\phi| = \frac{D}{\beta\lambda} \cdot 360 \frac{\Delta f}{f} \quad (\text{III.25})$$

D = Länge der Driftstrecke Buncher - Wendel

β = relative Phasengeschwindigkeit des Protons beim Einschuß

λ = Vakuumwellenlänge bei 90 MHz

mit $\Delta f/f = 1,5 \cdot 10^{-4}$

$$|\Delta\phi| = 295/13,17 \cdot 360 \cdot 1,5 \cdot 10^{-4} = 1,2^\circ$$

Hinzu kommt ein in III.2.3-1 beschriebener Phasenfehler von 2° .

III.2.3-6 Schlußfolgerung

Aus diesen drei Messungen läßt sich folgendes schließen:

Auch bei großer statischer Frequenzverschiebung ist die Feldverteilung in der supraleitenden Wendelsektion ($T = 1,8 \text{ K}$) nur wenig verschieden von der Feldverteilung in der warmen Struktur.

Also lassen sich Wendelbeschleuniger aus Wendelsektionen bauen, die wiederum aus metallisch gestützten, elektrisch stark gekoppelten $\lambda/2$ -Wendeln bestehen, deren statische Frequenzverschiebung durch Strahlungsdruck bis zu 1% der Resonanzfrequenz beträgt. Merkliche Änderungen im Energiegewinn sind nicht zu befürchten. Bei der Optimierung auf minimale Feldüberhöhungen zwischen Achsen- und Oberflächenfeldern, muß auf Sprünge in Radien benachbarter Wendeln nicht verzichtet werden (s. Tabelle I).

III.3 Nichtresonante Anregung von Störmoden in der Wendelsektion

III.3.1 Anregungsmechanismen

Geladene Teilchen, die Hochfrequenzresonatoren eines Beschleunigers durchlaufen, induzieren dort elektromagnetische Felder, die sich dem Beschleunigungsfeld störend überlagern. Sind die Oberflächenverluste der Resonatoren so klein, daß die induzierten Felder die Größenordnung der Beschleunigungsfelder erreichen können, so kommt es zu Störungen im Beschleunigungsvorgang. Während man dieses Phänomen bei normalleitenden Beschleunigern erst im Bereich von 100 mA Strahlstrom beobachtet, kann es in supraleitenden Beschleunigern aufgrund ihrer kleineren Hochfrequenzverlustleistung schon bei Strömen von 100 μA zu Strahlrückwirkungsphänomenen (beam loading) kommen^{6, 10, 66}.

Im wesentlichen kann man drei verschiedene Anregungsmechanismen unterscheiden:

- Resonante Anregung, bei dem der hochfrequenzgebunchte Strahl Hochfrequenzfelder im gleichfrequenten Beschleunigungsmodus induziert und so die Betriebsparameter ändert, was zu geringerem Energiegewinn führt als ohne Strahlrückwirkung.
- Nichtresonante Anregung der dem Beschleunigungsmodus benachbarten Moden, was sich in größerer Energieunschärfe bzw. Auffächerung des Strahls äußert.

- Kumulative Anregung in aufeinanderfolgenden Beschleunigersektionen, wenn es in einer einzigen Sektion noch nicht zur Anregung gekommen ist.

Störungen, die durch einen gepulsten Strahl auftreten, verlieren für den supraleitenden Linearbeschleuniger naturgemäß ihre Bedeutung, da er mit einem Tastverhältnis von eins betrieben wird.

III.3.2 Nichtresonante Anregung von longitudinalen Störmoden

Während der Beschleunigungsphase des Resonators durch einen externen Generator angeregt wird (Abb. 21), werden alle anderen möglichen Schwingungsmoden durch thermisches Rauschen angeregt. Solche Teilwellen (space harmonics) eines Modes, deren Phasengeschwindigkeit etwa gleich der Phasengeschwindigkeit des Strahls sind, werden den Strahl in axialer oder radialer Richtung dichtemodulieren. Diesen dichtemodulierten Teilchen entspricht ein Hochfrequenzstrom, der ein Feld im Resonator anregt. Ist der Phasenschlupf zwischen dem Zentrum eines solchen Strahlpaketes und den space harmonics eines Modes so, daß die Teilchen im Mittel Energie an eine elektrische Feldkomponente dieses Modes abgeben, so kann es zur Anregung kommen. Die Anregungsgrenze, d.h. der Strom I_{start} , bei dem es zur Anregung kommt, ist so definiert, daß Strukturverlustleistung P_s und Strahlleistung P_b (die vom Strahl an den Mode abgegebene Leistung) gleich sind. P_b ist unabhängig von der Güte des Resonators und proportional zur Strahlstromstärke I . Da P_s umgekehrt proportional zur belasteten Güte Q_L des Resonators ist, folgt daß I_{start} umgekehrt proportional zu Q_L ist. Für supraleitende Linearbeschleuniger mit hoher Güte kann die nichtresonante Strahlanregung zu einem schwerwiegenden Problem werden.

III.3.3 Auswirkung einer Nachbarmodeanregung

Das Feld des störenden Modes kann so groß aufgebaut werden, daß es in die Größenordnung der Beschleunigungsfeldstärke kommt^{6,8}. Hat die angeregte Welle z.B. eine kleinere Phasengeschwindigkeit als die Welle des Beschleunigungsmoden, so verlassen die Teilchen den Phaseneinfangbereich der Hauptwelle in Richtung kleinerer Energie⁶.

III.3.4 Formeln zur Berechnung des Startstromes

Zur Berechnung der Startströme bei nichtresonanter longitudinaler Wechselwirkung des Teilchenstrahls mit den Moden der Beschleunigungsbänder einer Beschleunigungsstruktur sind von mehreren Autoren Formalismen entwickelt worden^{6,8,9,67,68,69}. Im folgenden werden die Formeln von F.Heller^{6,8} benutzt, der die Wechselwirkung auch bei Anwesenheit starker Beschleunigungsfelder beschreibt. Auf eine Herleitung wird verzichtet.

$$I_{sv} = \left[Q_{Lv} \frac{4e\ell^2}{\pi^2 m_0 c^2 \lambda_v \beta^3 \gamma^3} \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{Z_{mv}}{Q_v} \right) \frac{A_{nv}}{A_{mv}} G(m,n) \right]^{-1}$$

ohne Beschleunigungsfeld (III.26)

$$I_{sv} = \left[Q_{Lv} \frac{4e\ell^2}{\pi^2 m_0 c^2 \lambda_v \bar{\beta}^3 \gamma^3} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \left(\frac{Z_{mv}}{Q_v} \right) \frac{A_{nv}}{A_{mv}} G(m,n,B) \right]^{-1}$$

ideale Beschleunigungsbedingungen (III.27)

mit Q_{Lv} = belastete Güte des Resonators im Mode v

I = Startstrom im Mode v

ℓ = Länge der Struktur

$m_0 c^2$ = Ruheenergie des Protons

λ_v = Vakuumwellenlänge des Störmodes v

β = relative Phasengeschwindigkeit des Protons

$\bar{\beta}$ = mittlere relative Phasengeschwindigkeit des Protons

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

Z_{mv} = Shuntimpedanz der m -ten Teilwelle des Modes v

Q_v = unbelastete Güte des Modes v

A_{mv}, A_{nv} = Teilwellenamplituden des Modes v

B = Phasenschwingungskonstante^{6,18,70}

Das Einwirken zweier Teilwellenamplituden A_{mv}, A_{nv} im Ausdruck

$$\sum_{mv, nv=-\infty}^{+\infty} \frac{Z_{mv}}{Q} \frac{A_{nv}}{A_{mv}} G \quad (III.28)$$

der Formeln (III.26) und (III.27) hat folgende Ursache:

Die Teilwelle n des Modes v moduliert den Strahl. Dieser so modulierte Strahl tauscht mit der Teilwellenamplitude m des Modes v

Energie aus.

Die Funktion $G(m,n)$ beschreibt den Einfluß des Phasenschlupfes $\alpha_m = m\pi - \omega_v \ell / \beta c$ zwischen Teilwellen und Protonen:

$$G(m,n) = \frac{\pi^3}{4\alpha_n^2} \left[\frac{\alpha_m + \alpha_n}{\alpha_m^2} (1 - \cos\alpha_m) - \frac{\alpha_n}{\alpha_m} \sin\alpha_m \right] \quad (\text{III.29})$$

Bei $G(m,n,B)$ wird außerdem die Phasenschwingungskonstante B (Anzahl der Phasenschwingungen pro Sektion) berücksichtigt:

$$G(m,n,B) = \frac{\pi^3}{4(\alpha_n^2 - B^2)(\alpha_m^2 - B^2)} \cdot \left[\frac{(\cos(\alpha_n - \alpha_m) - 1)(\alpha_n^2 - B^2)}{\alpha_n - \alpha_m} + (\alpha_m + \alpha_n)(1 - \cos\alpha \cos B) - (B^2 + \alpha_n \alpha_m) \sin\alpha_n \frac{\sin B}{B} \right] \quad (\text{III.30})$$

Die Funktion (III.30) hat mit wachsendem B immer kleiner werdende flachere Maxima, die sich zu größeren α verschieben. Dies ist ein typisches Beispiel für den Einfluß der Phasenfokussierung ($B > 0$), dessen physikalisches Bild kurz erläutert wird⁸.

Wie berichtet, beschleunigen wir bei $\phi_s = -30^\circ$ (Anhang I), wo wir Phasenfokussierung haben¹⁸. Diese Phasenfokussierung kann man auch durch Schwingungen in einem Potentialtopf beschreiben. Die Protonen, die keine Sollteilchen sind (keine fixierte Phase), schwingen in einem Potentialtopf der beschleunigenden Welle. Die Abhängigkeit der Rückstellkräfte auf das Proton relativ zum Sollteilchen ist für kleine Amplituden linear in der Phasendifferenz, so daß sich das eingefangene Proton wie ein harmonischer Oszillator mit konstanter Resonanzfrequenz verhält. Die Phasenschwingungen werden gedämpft, da mit zunehmender Wellen- und Teilchengeschwindigkeit das Phasenintervall, welches zu einer gegebenen Amplitude gehört, kleiner wird.

Jede Teilwelle des schwach angeregten Störmodes übt eine Kraft auf das Proton aus, welche sich zeitlich mit der Dopplerfrequenz $\omega_v - n\pi\beta c/\ell$ ändert, während es sich relativ zur Teilwelle bewegt. Das Verhalten des eingefangenen Teilchens ist deshalb für Störmodefrequenzen nahe der Resonanzfrequenz des Beschleunigungsmodus sehr verschieden von denen freier Teilchen.

III.3.5 Parameterabhängigkeit des Startstromes und Gültigkeitsbereich der Startstromformeln

Betrachtet werden die Formeln (III.26) und (III.27). Der Einfluß der Funktionen (III.29) und (III.30) ist wesentlich abhängig von den Amplituden der Teilwellen m, n bzw. deren Shuntimpedanz $Z_{m,n}$. Geht man davon aus, daß die Shuntimpedanzen der Teilwellen etwa gleich groß sind, so erhält man folgende Proportionalität zwischen dem Startstrom und den übrigen Parametern:

$$I_{sv} \sim \frac{\lambda_v \bar{\beta}^3 \bar{\gamma}^3}{Z_v \ell^2} \quad (\text{III.31})$$

Der Startstrom für den Niederenergieteil eines supraleitenden Beschleunigers für lange Beschleunigungsstrukturen ist am niedrigsten. Höhere Frequenzen, d.h. kleineres λ_v , sind leichter anregbar, da die Shuntimpedanz Z_v nur schwach frequenzabhängig ist. Die Abnahme der Transittimefaktoren oder Teilwellenamplituden $A_{m,n}$ mit zunehmender Frequenz erniedrigt

$\sum_{m,n} \left(\frac{Z_m}{Q}\right) \frac{A_n}{A_m} G(m,n,B)$ beträchtlich, so daß sich insgesamt die Anregbarkeit verringert. Anregungen höherer Frequenzen, d.h. höherer Longitudinal- und Transversalbänder sind dann zu betrachten, wenn Anregungen im Beschleunigungsgrundband nicht ausgeschlossen werden können⁶.

Den Formeln (III.26) und (III.27) ist eine Zerlegung des Feldes einer periodischen Struktur (Floquet-Theorem) und des Strahlstroms in Fourierkomponenten zugrundegelegt. Sie berücksichtigen sämtliche Teilwellen eines Modes. Der Strahlstrom muß kleiner sein als:

$$I_o \ll \frac{\pi^3}{2} \left| \frac{\omega_v^2 - \omega_v'^2 \pm 1}{\omega_v - \omega_v' \pm 1} \right| \frac{m Q_L (\bar{\beta}c)^3 \bar{\gamma}^3}{e \omega_o \ell^2 Z_v} \quad (\text{III.32})$$

und die elektrische Feldstärke:

$$\frac{e \ell |E_z|_{\max}}{m (\bar{\beta}c)^2 \bar{\gamma}^3} \leq 3 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III.33})$$

Formel (III.27) gilt nur für Beschleunigungsraten von weniger als 20%.

III.3.6 Feldverteilung der Moden des Beschleunigungsgrundbandes der I.Sektion

Benutzt man die Formeln (III.26) bzw. (III.27) zur Bestimmung der Startströme, so ist eine Idealisierung der Felder und der Feldverteilung des Störmodes zugrundegelegt, denn für die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle wird ein mittleres $\beta = \bar{\beta}$ angenommen. Das Achsenfeld wird in eine Fourierreihe zerlegt. Eine Voraussetzung hierfür ist Periodizität in der Feldverteilung. Diese Voraussetzungen sind bei der realen Wendelstruktur nicht gegeben. Die Phasengeschwindigkeit nimmt von Wendel zu Wendel zu, und das Achsenfeld ist an den Rändern der Struktur durch Endeffekte stark gestört, so daß eine Entwicklung des Feldes in eine Fourierreihe den Sachverhalt nicht voll befriedigend wiedergeben kann. Für eine genauere Betrachtung der Strahlwechselwirkung ist deshalb die Kenntnis der Feldverteilung der realen Struktur in den Störmoden notwendig.

Mithilfe einer Störkörpermessung läßt sich die Verteilung der stehenden elektrischen Welle $|E_{ax}^{STW}|^2$ auf der Achse der Wendelsektion messen (Kapitel III.2.3-3).

Das Vorzeichen (E_{ax}^{STW}) läßt sich mithilfe einer Phasenmessung am radialen Feld E_r bestimmen wegen $dE_r/dz \sim E_z^{18}$. Hierzu wurde die Phase des E_r -Feldes in Abhängigkeit von Ort Z gegen eine Referenzphase gemessen. Daraus ergeben sich für das Grundband der I.Wendelsektion folgende Feldverteilungen (Abb. 27-31):

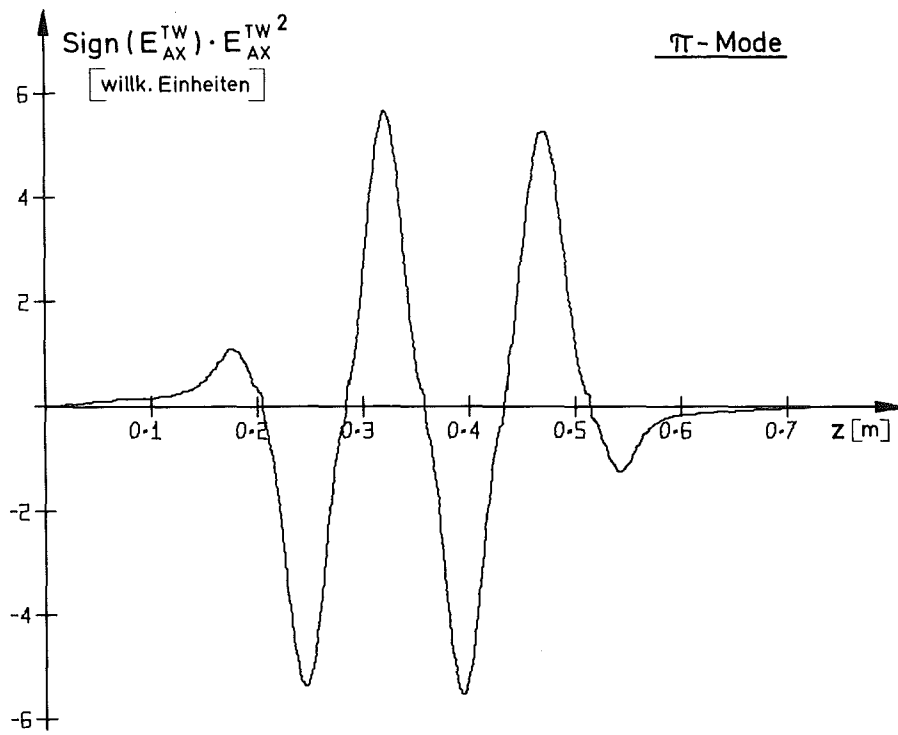


Abb. 27

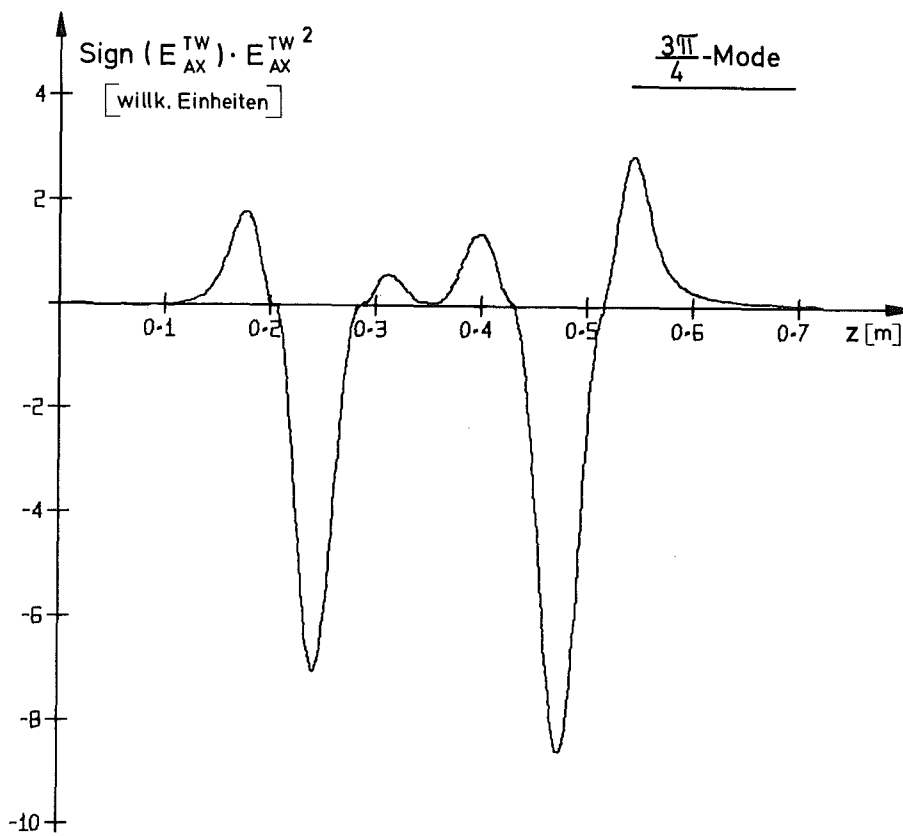


Abb. 28

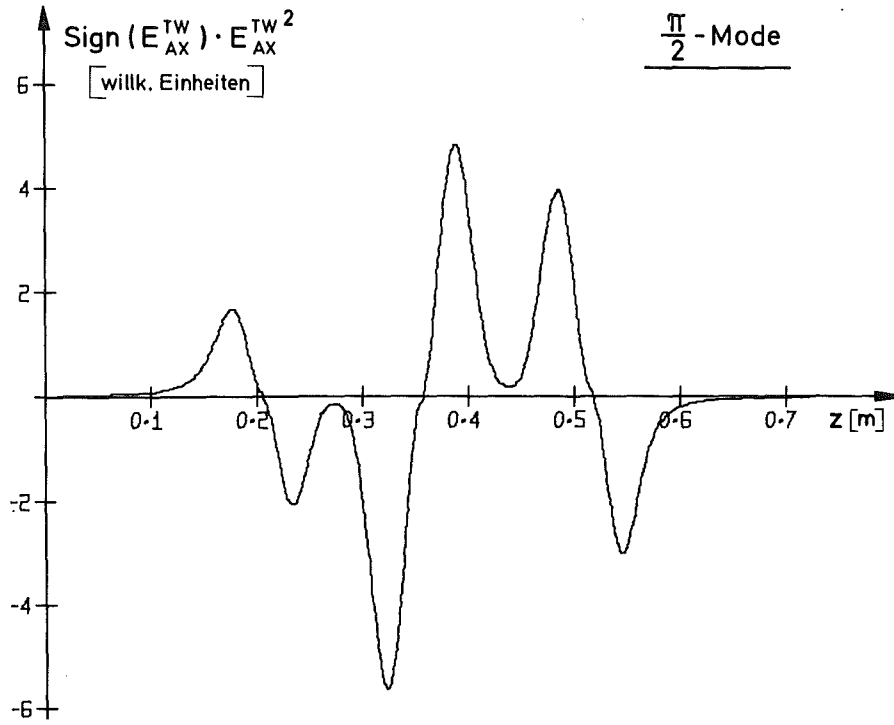


Abb. 29

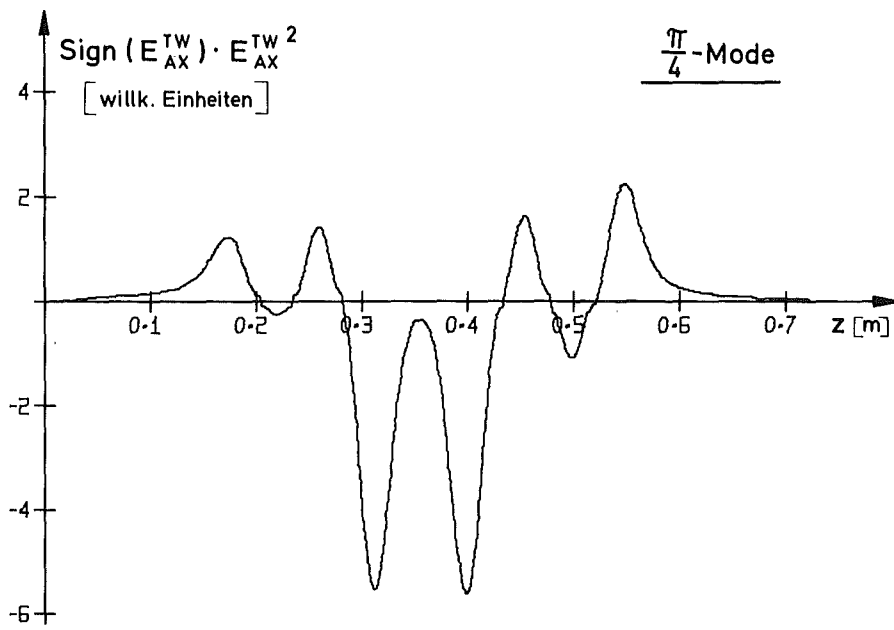


Abb. 30

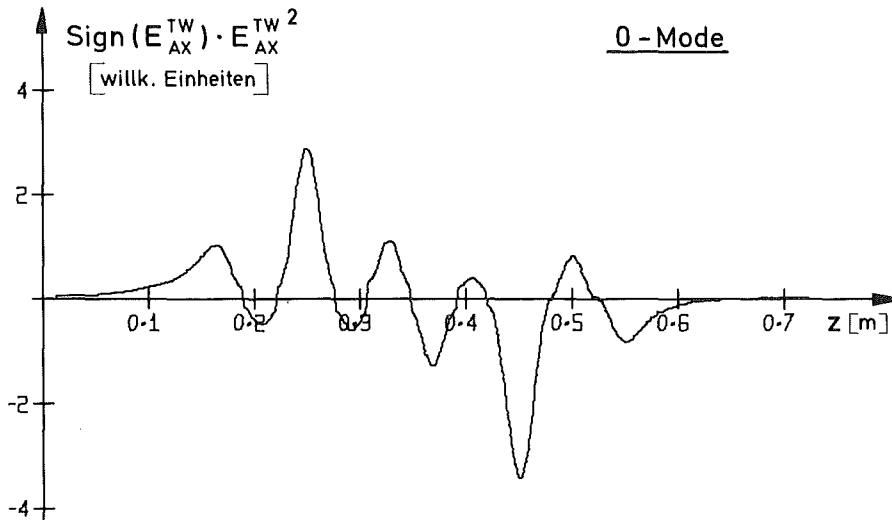


Abb. 31: Feldverteilungen des Beschleunigungsgrundbandes der I. Wendelsektion (Abb. 27 bis Abb. 31)

III.3.7 Bestimmung der Startströme für die Moden des Beschleunigungsgrundbandes der I. Wendelsektion

III.3.7-1 Ohne Beschleunigungsfeld

Zur Berechnung der Startströme werden folgende Voraussetzungen gemacht:

1. Gegebene Feldverteilung auf der Achse der Struktur $E(z)$.
2. Die Strahlteilchen fliegen genau auf der Achse eines zylindersymmetrischen Feldes und erfahren nur Kräfte in longitudinaler Richtung.
3. Die Einschwingzeit des Resonators ist sehr groß gegen die Durchflugszeit der Teilchen:
Das Teilchen durchquert den Tank bei konstanter Feldamplitude. Es sieht weder den Einfluß auf das Feld, noch den anderer Teilchen, die zugleich im Resonator sind.
4. Es treten im Mittel alle Phasen zwischen Teilchen und dem longitudinalen Störfeld auf, d.h. die vom gebunchten Strahl an die Struktur abgegebene Leistung ist gleich der eines kontinuierlichen Strahls mit der mittleren Stromstärke des gebunchten Strahls. Das ist gewährleistet, wenn die Störfrequenz ω_y verschieden von der Folgefrequenz der Strahlpakete und die Ein-

schwingzeit des Resonators hinreichend groß ist.

Der Startstrom ist definiert als $I_{\text{start}} = I \Big|_{P_b/P_s = 1}$.

Es müssen also die Strahlleistung P_b und die Strukturverlustleistung P_s bestimmt werden.

Mit dem in Kapitel III.2.3-3 erwähnten Energiegewinnprogramm kann für einen DC-Strahl der mittlere Energiegewinn oder Verlust in Abhängigkeit von der Injektionsenergie für gegebenes Feld in der Wendelsektion berechnet werden. Aus dem mittleren Energiegewinn bzw. Verlust ergibt sich die Strahlleistung zu:

$$\frac{\Delta E}{e} \cdot I_b = P_b \quad (\text{III.34})$$

Vorzugeben sind:

Die Feldverteilung auf der Resonatorachse in Abhängigkeit vom Ort z , die Resonanzfrequenz f des Störmodos, die gespeicherte Energie $P_s Q/\omega$ und die Güte Q , sowie die Strahlstromstärke I_b . Es kommt natürlich nur zu einer Anregung eines Störmodos durch den Strahl, wenn er im Mittel Energie verliert und diese an die Wendelsektion abgibt.

Zur Bestimmung von P_s ist nur die gespeicherte Energie $W = P_s Q/\omega$ und die Güte Q notwendig. Auf eine bestimmte Feldamplitude $E_{\text{ax}}^{\text{TW}}$ auf der Achse muß man nicht achten, da $P_b, P_s \sim E_{\text{ax}}^{\text{TW}2}$.

P_b/P_s wurde für die vier Störmoden des Grundbandes (Abb. 28-31) der I.Wendelsektion für eine Güte von $Q = 10^6$ berechnet, wobei die Injektionsenergie von 700 keV bis 1200 keV variiert wurde (Abb. 32). Die mittlere Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle im π -Mode der I.Wendelsektion $v_{\text{ph}} = 1.3345 \cdot 10^9$ cm/sec entspricht einer Teilchenenergie von 934 keV, d.h. es wäre im Grunde genommen nur eine Berechnung für $E_{\text{Inj}} = 934$ keV notwendig. Trotzdem ist die Erweiterung des Bereichs nützlich. Erstens dürfte die Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle der realen Wendelsektion nicht exakt gleich der oben angegebenen sein. Zweitens benötigt man zum Vergleich mit Experimenten zur Bestimmung des Startstromes die Werte für 700 - 800 keV, denn das sind mögliche Injektionsenergien gegeben durch den vorhandenen Injektor des Beschleunigers. Von diesen Punkten wäre dann eine Extrapolation möglich.

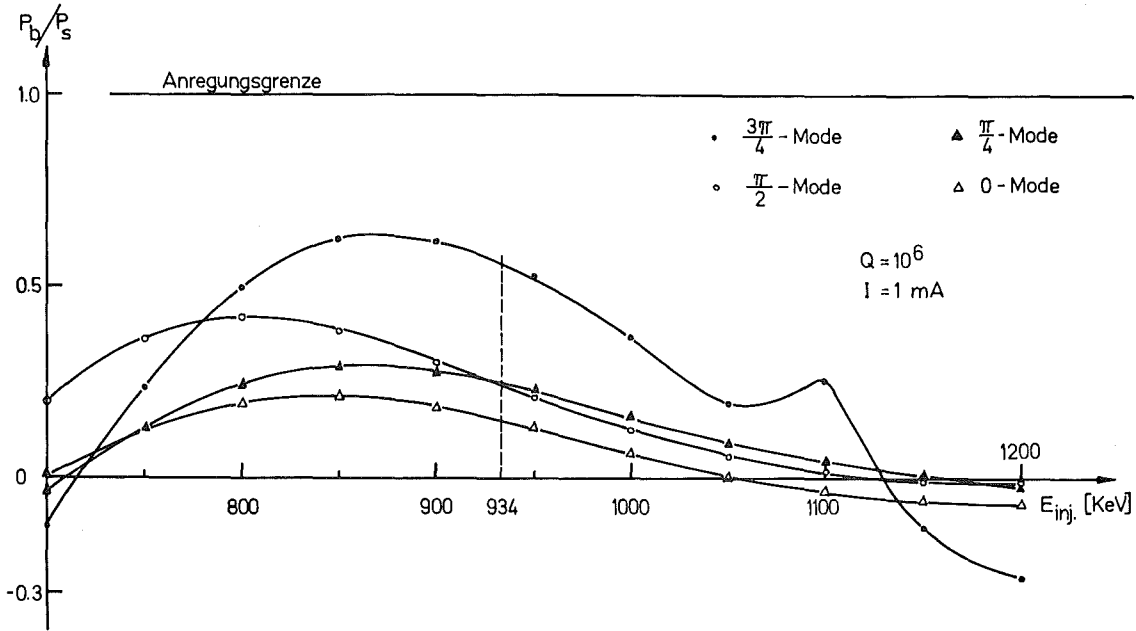


Abb. 32: Anregungsfunktion $P_b/P_s = f(E_{inj})$ der 5-zelligen Beschleunigersektion ohne Beschleunigungsfeld für die vier Störmodes des Grundbandes.

Im interessierenden Bereich bei 934 keV ergibt sich für P_b/P_s und damit I_{start} :

Tabelle V: Startströme der I.Wendelsektion ohne Beschleunigungsfeld

Mode	Q	$P_b/P_s I=1mA$	$I_{start} [mA]$
$3/4\pi$	10^6	0,56	1,786
$2/4\pi$	10^6	0,24	4,17
$1/4\pi$	10^6	0,245	4,08
0	10^6	0,15	6,67

Die Formel (III.26) liefert für den $3/4\pi$ -Mode, den Mode mit dem niedrigsten Startstrom, einen Startstrom von 5 mA. Bedenkt man, daß dieser Wert für eine Feldverteilung einer ideal periodischen Struktur unter Berücksichtigung nur zweier Teilwellen mit nahezu gleicher Phasengeschwindigkeit wie der des Teilchens berechnet wurde, so ist die Übereinstimmung gut. Man wird also mit Formel (III.26) unter den genannten Voraussetzungen auf Startströme weiterer Wendelsektionen extrapolieren können.

III.3.7-2 Mit Beschleunigungsfeld

Im Gegensatz zur vorherigen Betrachtung wird der Protonenstrahl im π -Mode beschleunigt. Der Strahl sieht ein sehr starkes longitudinales elektrisches Feld (Sollfeld $E_{ax}^{TW} = 1.155 \text{ MV/m}$).

Zur Bestimmung des Anregungsverhaltens ist wieder P_b/P_s zu bestimmen.

Mit dem Energiegewinnprogramm (Kapitel III.2.3-3) läßt sich der Energiegewinn und damit die Gesamtenergie der Protonen in Abhängigkeit von Ort z in der Wendelsektion für beliebige Einschußphasen bestimmen, wenn Feldverteilung und gespeicherte Energie des beschleunigenden Modes vorliegen. Der Rechenvorgang vollzieht sich genauso wie in III.3.7-1, nur wird die Injektionsenergie mit z so variiert, daß sie in jedem Punkt mit der Energie des beschleunigten Protons übereinstimmt:

$$\int_0^{360^\circ} \Delta E_v(L) = e \int_0^z E_v(z) \cos(\omega_v t(z) + \phi) dz \quad (\text{III.35})$$

mit

$$\omega_v t(z) = \frac{\omega_v}{c} \int_0^z \left[1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E_{Inj}(z) + \Delta E_v(z) + m_0 c^2} \right)^2 \right]^{-1/2} dz$$

und

$$E_{Inj}(z) = E_{Inj\pi} + \Delta E_\pi(z) = e \int_0^z E_\pi(z) \cos(\omega_\pi t(z) + \phi_\pi) dz + E_{Inj\pi}$$

ϕ_π ist die für den Beschleunigungsvorgang gewählte Einschußphase

sowie

$$\omega_\pi t(z) = \frac{\omega_\pi}{c} \int_0^z \left[1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E_{Inj\pi} + \Delta E_\pi(z) + m_0 c^2} \right)^2 \right]^{-1/2} dz$$

Die Phasenlage ϕ_π während des Beschleunigungsvorganges bezieht sich auf die Phase des maximal beschleunigten Protons, dem $\phi_\pi = 0^\circ$ zugeordnet wird. Die Sollphase für den Wendelbeschleuniger ist $\phi_s = -30^\circ$. Die Breite der zu beschleunigenden Teilchenpakete ist $\pm 11^\circ$.

Die Strahlwechselwirkung mit den Störmoden des Grundbandes der I.Sektion wurde für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken berechnet (Abb. 33 - 36). Als Injektionsenergie wurde die Soll-einschußenergie von 750 keV gewählt. Die Einschubphase wurde zwischen $\phi_{\pi} = -20^{\circ}$ und $\phi_{\pi} = -40^{\circ}$ variiert.

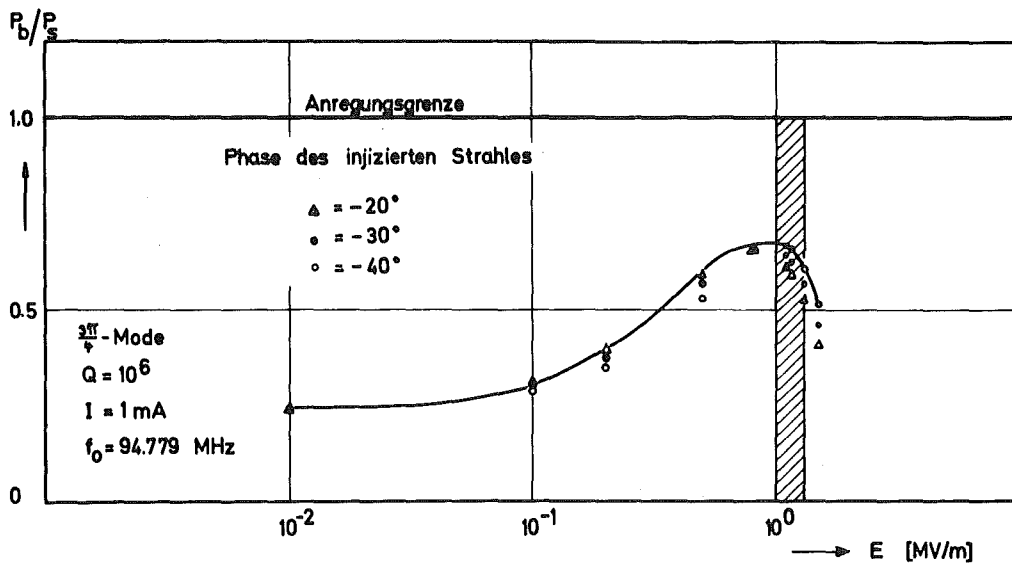


Abb. 33

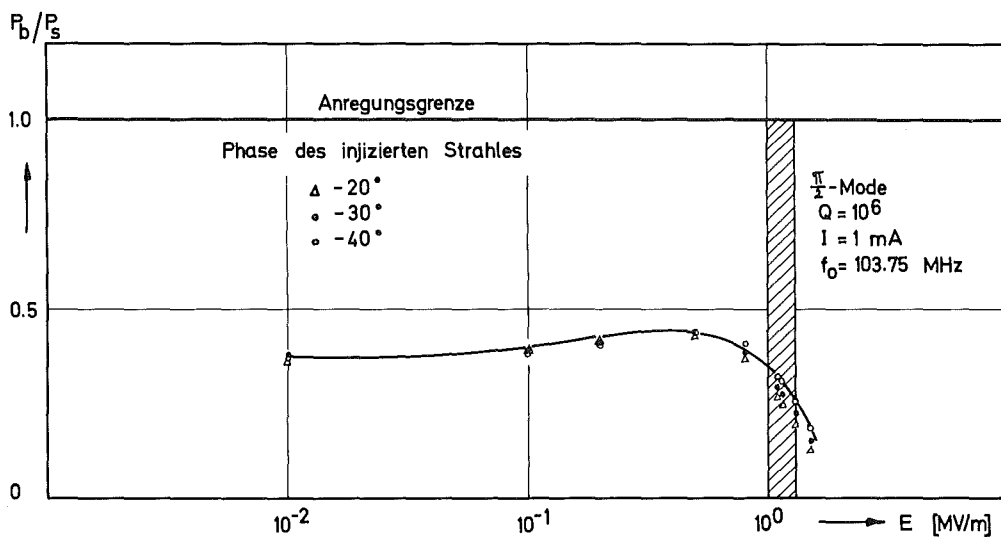


Abb. 34

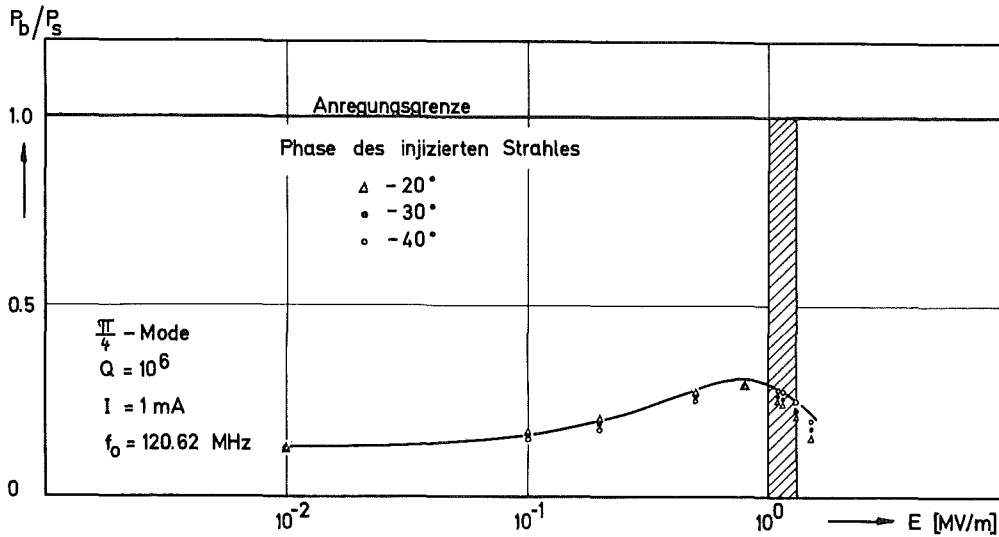


Abb. 35

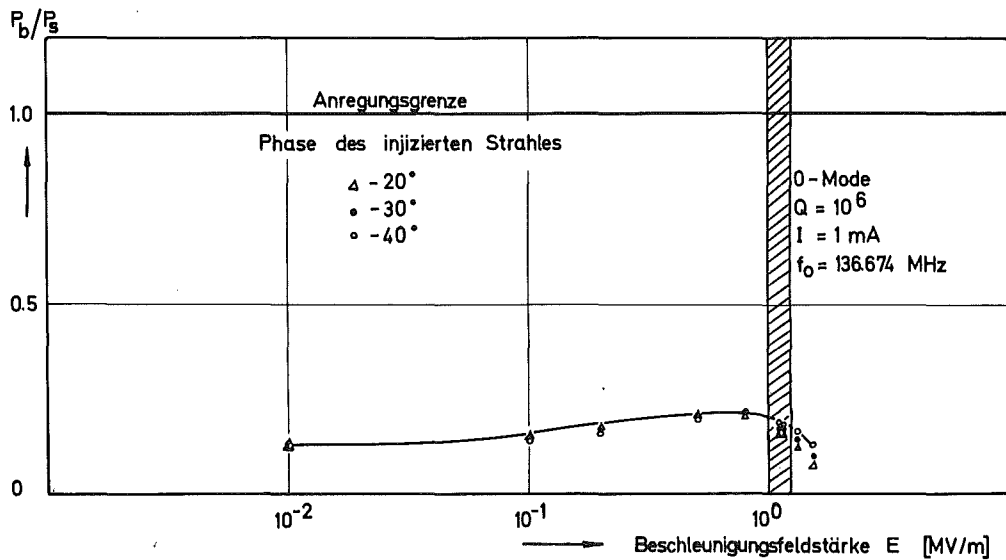


Abb. 36: Strahlwechselwirkung in der I.Sektion unter Beschleunigungsbedingungen (Abb. 33 - Abb. 36)

Für den Bereich der Sollfeldstärke im Beschleunigungsmodus ergibt sich aus Abb. 33 - 36 für $P_b/P_s \Big|_{I=1\text{mA}}^{\text{max}}$ und I_{start} :

Tabelle VI: Startströme der I.Wendelsektion und Beschleunigungsbedingungen

Mode	Q	$P_b/P_s \Big _{I=1\text{mA}}^{\text{max}}$	I_{start} [mA]	$E_{\text{ax}\pi}^{\text{TW}}$ [MV/m]	ϕ_π [°]
$3/4\pi$	10^6	0,64	1,563	1,155	-40
$2/4\pi$	10^6	0,31	3,226	1,155	-40
$1/4\pi$	10^6	0,28	3,571	1,155	-40
0	10^6	0,19	5,263	1,155	-40

Der direkte Nachbar des π -Modes liefert, wie in Abschnitt III.3.5 vorhergesagt, den niedrigsten Startstromwert. Für diesen Mode, den $3/4\pi$ -Mode, wurde der Startstrom mit der Formel (III.27) berechnet. Ausgangsparameter waren das Sollteilchen ($\phi_{\pi} = -30^{\circ}$, $E_{ax}^{TW} = 1,155$ MV/m) sowie die beiden Teilwellen des $3/4\pi$ -Modes, die Phasengeschwindigkeiten haben, die mit der Geschwindigkeit des Sollteilchens vergleichbar sind.

Der Startstrom ergibt sich zu

$$I_{\text{start}} = 5,5 \text{ mA aus Formel (III.27)}$$

während sich aus der Abb.33 ein Startstrom von

$$I_{\text{start}} = 1,6 \text{ mA ergibt.}$$

Der Grund für die Abweichung wurde schon in III.3.7-1 erläutert.

Die Ergebnisse für I_{start} mit und ohne Beschleunigungsfeld sind nahezu gleich (Tabelle V und VI). Die Ursache hierfür ist in der kurzen Struktur $l = 38$ cm relativ zur Phasenschwingungslänge Λ_{ϕ} zu suchen. Die Phasenschwingungslänge ergibt sich zu

$$\Lambda_{\phi} = \frac{2\pi l}{B} = 1,73 \text{ m} \quad (\text{III.3})$$

mit $B = 0,44$

$l =$ Länge der Struktur

in linearer Näherung¹⁶. Außerdem ist der Frequenzabstand zwischen $3/4\pi$ - und π -Mode groß ($\Delta\omega = 2\pi \cdot 4,2$ MHz). Die Phasenfokussierung wird sich bei dieser kurzen Wendelsektion kaum auswirken (Kapitel III.3.4).

III.3.7-3 Gültigkeitsbereich

Bei einem supraleitenden Resonator, wie der fünfzelligen Wendelsektion, sind die Voraussetzungen 1 und 3 aus III.3.7-1 erfüllt. Die Einschwingzeit für eine Güte von $Q = 10^5$, wie sie bei voller Strahllast im π -Mode vorliegt, beträgt $\tau = 1,77 \cdot 10^{-4}$ sec gegenüber einer Teilchendurchflugzeit von $T = 2,759 \cdot 10^{-8}$ sec. Die Güten der übrigen Moden liegen durch die für den großen Strom ausgelegten Kopplungen im Bereich von 10^5 bis 10^6 (III.3.9).

Die Protonen, die sich in der Wendelstruktur außerhalb der Achse bewegen, sehen radial defokussierende Kräfte durch

$$E_r = \frac{ikz}{\gamma} I_1(\gamma r) E e^{i(\omega t - kz)}. \quad (\text{III.37})$$

Eine Berücksichtigung dieser Kräfte in radialer Richtung führt zu einer sehr komplexen Einzelteilchenverfolgungsrechnung. Der zusätzliche Effekt sollte für achsennahe Teilchen keinen signifikanten Beitrag liefern, da E_r in der Nähe der Achse klein ist.

Die Voraussetzung 4 aus Abschnitt III.3.7-1 ist für die I.Wendelsektion erfüllt. Einer Phasenverschiebung von 2π zwischen Teilchen und Störwelle entspricht für den $3/4\pi$ -Mode, den in diesem Fall zu betrachtenden Mode, eine Zeit von $T = 2,37 \cdot 10^{-7}$ sec. Diese Zeit ist wiederum klein gegen die Einschwingzeit. $\tau = 1,77 \cdot 10^{-4}$ sec für $Q = 10^5$, so daß dieser Mode im Mittel Protonen aller Einschußphasen sieht.

III.3.8 Experiment zur Bestimmung der Startströme

Man kann nichtresonante Strahl-Feldwechselwirkungen unterhalb des Startstromes beobachten, wenn man den zu untersuchenden Mode in der Struktur mit einem externen Generator anregt. Die Amplitude dieses Modes muß groß gegen die durch das Rauschen erzeugten Amplituden anderer Moden sein. Der Energieaustausch zwischen Strahl und Feld bewirkt eine Änderung der Resonanzfrequenz ω_v des Störmodes, eine Änderung der gespeicherten Energie PQ/ω_v sowie die Änderung der für zeitliche Änderungen von PQ/ω_v charakteristischen Zeitkonstanten τ^9 . Eine Messung der Frequenzverschiebung ist wegen der dynamischen Eigenfrequenzmodulation der Wendelstruktur nicht sinnvoll. Dagegen erhält man über die Abklingzeiten das gesuchte Verhältnis^{8,9}

$$P_b/P_s = 1 - \frac{\tau_0}{\tau_s} \quad (\text{III.38})$$

mit τ_0 = Abklingzeit ohne Strahl

τ_s = Abklingzeit mit Strahl.

Die I.Wendelsektion wurde jeweils im $3/4\pi$, $\pi/2$, $\pi/4$ und 0-Mode durch einen externen Generator angeregt, so daß die maximale Feldstärke $E_{axmax}^{TW} \leq 20$ kV/m war. Nach Formel III.33 ist die Grenze für theoretische Vorhersagen für die I.Wendelsektion bei $E_{max} \leq 100$ kV/m. Es wurde die Funktion $P_b/P_s = f(F_{Inj})$ für einen kontinuierlichen Protonenstrahl aufgenommen. Die Strahlstromstärke war konstant, und die Injektionsenergien wurden in Schritten von 20 keV zwischen 700 keV und 800 keV geändert. Die Ergebnisse stimmen mit den theoretischen Ergebnissen in keiner Weise überein. Als Beispiel sind die theoretischen Werte und die gemessenen Werte von $P_b/P_s |_{I=konst}$ für den $\pi/4$ -Mode in Abb.37 aufgetragen.

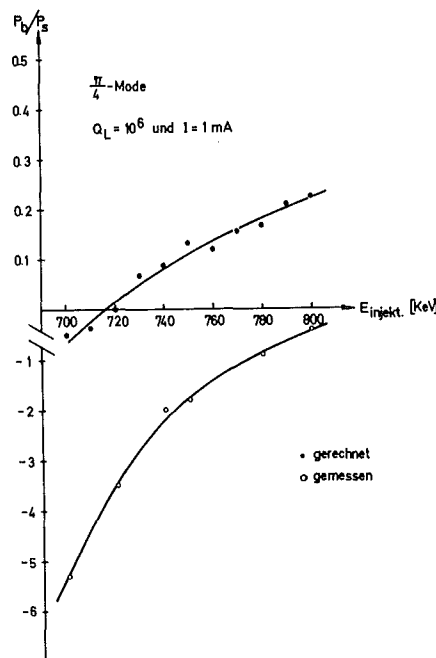


Abb. 37: Nichtresonante Strahlwechselwirkung mit DC-Strahl ohne Beschleunigungsfeld.

Eine Erklärung hierfür sind Ionisationsverluste im Heliumrestgas des Strahlvakuums.

Um die Größenordnung dieses Effektes festzustellen, wurde folgendes Experiment durchgeführt:

Es wurden die Restgasionisationsverluste P_I als Funktion der Beschleunigungsfeldstärke E_{ax}^{TW} im π -Mode für einen kontinuierlichen Protonenstrahl bestimmt und mit der zugehörigen Strahlleistung P_b verglichen. Es gilt:

$$P_{\text{Gesamt}} = P_{\text{I}} + P_{\text{O}} + P_{\text{k}} + P_{\text{b}} + P_{\text{rad}} \quad (\text{III.39})$$

mit $P_{\text{b}} = \overline{\Delta E}/e \cdot I$; $\overline{\Delta E}$ mittlerer Energiegewinn oder Verlust der Protonen

P_{O} = Oberflächenverlustleistung

P_{k} = Koppelverluste

P_{rad} = in die Koppelleitung abgestrahlte Leistung.

P_{rad} kann für kleine Koppelfaktoren $\beta \ll 1$ vernachlässigt werden

$\beta = P_{\text{rad}}/P_{\text{O}}$ (idealer Resonator).

Damit ergibt sich:

$$P_{\text{I}} = P_{\text{Gesamt}} - P_{\text{O}} - P_{\text{k}} - P_{\text{b}} \quad (\text{III.40})$$

P_{Gesamt} ist gleich der gemessenen Verlustleistung für $I = \text{konst.}$ und $p = \text{konst.}$ (Strahlvakuum). $P_{\text{O}} + P_{\text{k}}$ erhält man auf gleiche Weise bei abgeschaltetem Strahl. P_{b} wird über die Feldverteilung der warmen Wendelsektion ($T = 300 \text{ K}$) mit Formel (III.22) berechnet, was für den π -Mode aufgrund von Kapitel III.2 zulässig ist.

P_{I} und P_{b} sind über der Beschleunigungsfeldstärke $E_{\text{ax}}^{\text{TW}}$ für den π -Mode in Abbildung 38 aufgetragen. Man erkennt, daß im interessierenden Bereich von $E_{\text{ax}}^{\text{TW}} < 30 \text{ kV/m}$ für $p = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$ die Ionisationsverluste mindestens die gleiche Größe haben wie die zugehörigen Strahlleistungswerte. Die Ionisationsverluste nehmen mit abnehmender Feldstärke zu, was sich in einer nicht mehr exponentiell abklingenden Energie im Resonator äußert. Betrachtet man die durch Ionisation entstandenen Elektronen als freie Teilchen im elektromagnetischen Feld, so ergeben sich für kleinere Feldstärken bei der vorhandenen Geometrie längere Aufenthaltszeiten im felderfüllten Raum, was obigen Effekt des wachsenden P_{I} erklärt.

Die Zusatzverluste P_{I} sind proportional zum Druck p des Strahlvakuums (Abb.38). In der I.Wendelsektion müßte für eine Messung der Strahlanregung ein Druck von $p < 10^{-7} \text{ Torr}$ herrschen.

Dieses Vakuum ist aufgrund eines Lecks in der Struktur, das sich bei $T = 300 \text{ K}$ nicht lokalisieren läßt, nicht zu erreichen.

Andererseits sind die theoretischen Vorhersagen (Formel III.26)

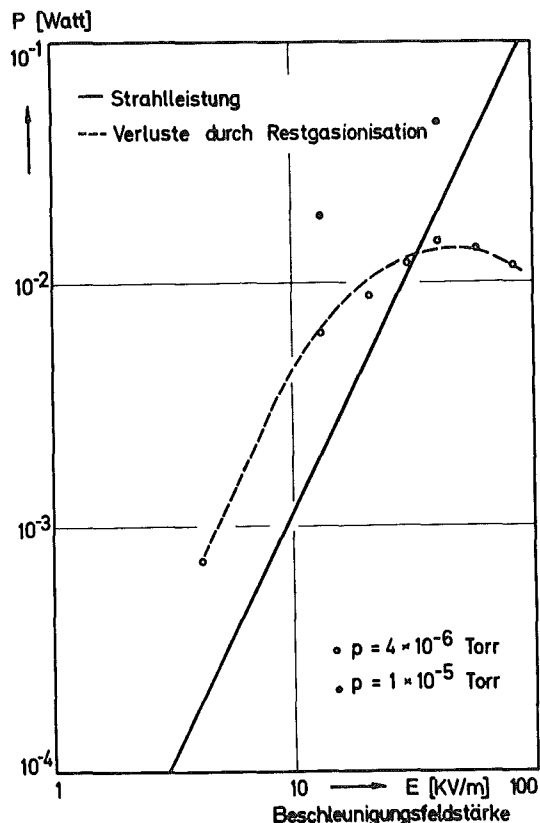


Abb. 38: Zusatzverluste durch Restgasionisation im π -Mode

durch Experimente an anderen Strukturen verifiziert worden, so daß auch ohne Experiment überzeugende Aussagen zu machen sind^{8,9,69,71}.

III.3.9 Diskussion der Ergebnisse und Auswirkungen auf die Auslegung weiterer Sektionen

In den obigen Betrachtungen wurde eine Güte des Resonators von $Q_L = 10^6$ angenommen. Dieser Wert darf beim Wendelbeschleuniger nicht wesentlich überschritten werden, da sonst eine nicht-resonante longitudinale Anregung nicht auszuschließen ist.

Die belastete Güte der Wendelsektionen des Wendelbeschleunigers ist kleiner als $Q_L = 10^6$. Für die belastete Güte eines Resonators gilt:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_O} + \frac{1}{Q_{rad}} = \frac{1}{Q_O} + \frac{\beta}{Q_O} \quad (\text{III.41})$$

mit

$$\frac{1}{Q_{rad}} = \frac{P_{rad}}{\omega W} \quad (\text{III.42})$$

Die abgestrahlte Leistung verursacht eine zusätzliche Bedämpfung des Resonators.

Bei der Auslegung der Kopplungen für die Sektionen des Wendelbeschleunigers werden volle Strahllast und der Anschluß eines schnellen Frequenzstellgliedes berücksichtigt⁷². Diese Kopplung belädt den Resonator auch in den anderen Moden des Grundbandes. Das zur Kopplung gehörende $Q_{\text{rad}} = Q_0/\beta$ wurde für die verschiedenen Grundbandmoden gemessen⁷³. Die Werte sind in Tabelle VII angegeben.

Tabelle VII: Q_{rad} in den Moden des Grundbandes der I.Sektion

Mode	$3/4\pi$	$\pi/2$	$\pi/4$	0
Q_{rad}	$2,3 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^5$	$9,7 \cdot 10^5$	$9,7 \cdot 10^5$

Die wirksame Belastung kann sich beim Anschluß eines schmalbandigen Verstärkers und des hauptsächlich als Reaktanz arbeitenden schnellen Frequenzstellgliedes ändern. Man muß für die Störmoden mit dem niedrigsten Startstrom (Tabelle VI) eine selektive Bedämpfung von $Q_{\text{rad}} \sim 10^6$ vorsehen⁷¹.

Inwieweit ist nun dieses Ergebnis repräsentativ für den gesamten Wendelbeschleuniger? Nach Kapitel III.3.5 ergibt sich für nicht-relativistische Teilchen ein Startstrom

$$I_{sV} \sim \frac{\lambda_V \cdot \beta^3}{Z_V \cdot \ell^2} \quad (\text{III.43})$$

wobei die Koppelfunktion G (Formeln III.29, III.30) zunächst außer Acht gelassen wird. Den niedrigsten Startstrom liefert eine lange Struktur im Niederenergieteil des Beschleunigers. Die V.Sektion des Wendelbeschleunigers hat eine mittlere Phasengeschwindigkeit $\bar{\beta} \cdot c = \bar{v}_\phi = 2,65 \cdot 10^9 \text{ cm/sec}$ und ist mit $\ell = 1,17 \text{ m}$ die erste längere Struktur des Wendelbeschleunigers³⁰. Wesentlich längere Strukturen wird es aus technischen Gründen nicht geben. Mit der Betrachtung dieser Struktur sollte der gesamte Wendelteil bezüglich nichtresonanter longitudinaler Strahlanregung betrachtet sein.

Für die V.Sektion wurde der Startstrom mit den Formeln III.26 und III.27 für den Nachbarmode des π -Modes berechnet. Für diesen Mode werden sich die niedrigsten Startströme ergeben, da die Koppelfunktion für diesen Mode den größten Wert liefert. Die Struktur ist achteckig. Die Eigenfrequenz ergibt sich für den $6/7\pi$ -Mode nach Formel A-II-2 zu 91,94 MHz. Die Shuntimpedanzen für die I. und V.Sektion werden als gleich angenommen.

Der Startstrom liegt für $Q = 10^6$ unter Berücksichtigung zweier Teilwellen bei $I_{\text{start}} = 23,3$ mA ohne Beschleunigungsfeld, während sich unter Beschleunigungsbedingungen keine Anregung ergibt.

Der Grund für den höheren Startstrom der V.Sektion liegt in einem kleineren Wert der Koppelfunktion G und der stark ins Gewicht fallenden β^3 Abhängigkeit.

Die erste Wendelsektion ist somit repräsentativ für die nicht-resonante longitudinale Strahlanregung des Wendelbeschleunigers. Sie liefert folgendes Ergebnis:

Für den angestrebten Protonenstrom von 1 mA Stärke ist keine nichtresonante Anregung von longitudinalen Störmoden durch den Strahl zu erwarten, wenn eine ausreichende externe Bedämpfung von etwa $Q_{\text{rad}} = 10^6 - 10^7$ gegeben ist.

IV. ZUSAMMENFASSUNG

Supraleitende Wendelresonatoren aus elektrisch stark gekoppelten metallisch gestützten $\lambda/2$ -Niobwendeln lassen Beschleunigungsfelder zwischen 1 und 2 MV/m zu. Bei der hier verwendeten Pb-Nb Technik, bei der der Außenleiter aus Pb und die Wendeln aus Nb gefertigt sind, sind die Oberflächenverluste für den Maximalwert der Beschleunigungsfeldstärke maßgebend. Eine verbesserte Technologie, d.h. Vollniobsektion, die beim Abkühlen durch geeignete Kühlfallen nicht kontaminiert, ist erforderlich, um zu geringeren Oberflächenverlusten und damit zu höheren Achsenfeldstärken zu gelangen.

Die geringe Formstabilität der Wendelstruktur führt bei der I.Wendelsektion durch Strahlungsdruck³⁻⁵ zu einer statischen Frequenzverschiebung von etwa 700 kHz bei Sollfeld. Das sind etwa 1% der 90 MHz betragenden Eigenfrequenz des Wendelbeschleunigers. Ursache dieser Frequenzverschiebung ist eine Geometrieänderung der Wendelstruktur nicht zuletzt im Bereich der Koppelerebenen zwischen benachbarten $\lambda/2$ -Wendeln. Sie führt aber zu keiner Deformation der elektrischen Feldverteilung auf der Achse der Beschleunigersektion, die sich in abweichenden Energiespektren, des beschleunigten Protonenstrahls äußern. Die Übereinstimmung der gemessenen Energiespektren gebunchter und kontinuierlicher Protonenstrahlen beschleunigt in der I.Wendelsektion mit den auf Störungsmessung an der warmen Sektion basierenden gerechneten Spektren ist gut.

Supraleitende Beschleunigungsstrukturen sind wegen ihrer kleinen Verluste besonders anfällig gegenüber nichtresonanter longitudinaler Anregung von Störmoden durch den zu beschleunigenden Protonenstrahl^{6,8,9}. Besonders gefährdet sind lange Strukturen im Niederenergieteil eines Beschleunigers. Die I.Wendelsektion ist diesbezüglich repräsentativ für den gesamten Karlsruher Wendelbeschleuniger. Die berechneten Startströme für die Moden des Beschleunigungsgrundbandes zeigen, daß bei vorgesehenem Betriebsstrom von 1 mA Protonen eine selektive externe Bedämpfung zwischen $Q_{\text{rad}} = 10^6$ bis 10^7 für die Störmoden vorgesehen werden muß.

A N H A N G

I. Toleranzen

Die geometrischen Dimensionen der Wendelstruktur werden aufgrund von Fertigungstoleranzen von den Idealwerten abweichen. Die Auswirkungen dieser Abweichungen müssen festgestellt werden, um die Grenzen für mechanische Fertigungstoleranzen festzulegen. Im wesentlichen sind drei Fertigungsfehler bei der Wendelstruktur zu betrachten:

1. Fehler im Radius der Wendel Δa
2. Fehler in der Steigung Δs
3. Fehler im Rohrdurchmesser Δd .

Fehler im Wendelradius haben Auswirkungen auf die Eigenfrequenz der Sektion. Für kleine Störungen im Radius ergibt sich $|\Delta a/a| \sim |\Delta f/f|$. Ein Fehler von 1% in a , der sich bei der Wendelfertigung einhalten läßt, verursacht einen Fehler von 1% oder 900 kHz in f . Der Tuningbereich für die Wendelsektion ist aber nach Kapitel II.4 sogar etwa 1 MHz. Da die Fehler in s und d bezüglich der Eigenfrequenz des Resonators nur Bedingungen 2.Ordnung sind, reicht also die Forderung von $|\Delta a/a| \leq 1\%$ für die Eigenfrequenz aus.

Fehler in s und a haben Auswirkungen auf die Phasengeschwindigkeit der beschleunigenden Welle.

Legt man für die Phasengeschwindigkeit die geometrische Betrachtung aus (II.3) $\beta \sim s/a$ zugrunde (für kleine Abweichungen zulässig), so ergibt sich für s ein zulässiger Fehler von 1%, wenn man für a einen Fehler von 1% annimmt. Für einen Fehler von $|\Delta\beta/\beta| = 2\%$ wird der maximal mögliche Fehler im Energiegewinn des in der Struktur bei Sollfeld beschleunigten Protonenstrahls ausgerechnet. Dazu dient folgende Rechnung:

Zunächst wird der Energiegewinn bei Sollfeld für die gegebenen Schichtwendeldaten unter Zugrundelegung einer \cos -Verteilung des Beschleunigungsfeldes berechnet. Für die Originalsektion ist dies nur eine Abschätzung, da Endeffekte vernachlässigt werden.

Dann werden die einzelnen Wendeln prozentual verlängert oder verkürzt, was wegen β -s einer Vergrößerung oder Verringerung der Phasengeschwindigkeit entspricht. Betrachtet wird nur der Phasenbereich um die Sollphase¹⁸ (-30°) von $\pm 10^\circ$ bei einer Injektionsenergie von 750 keV, was etwa den Einschußparametern entspricht. Auf eine dem Injektionsstrahl entsprechende Energiemodulation wurde verzichtet, da sie zu gering ist, um bei der Geschwindigkeitsakzeptanz der Wendel großen Einfluß zu haben¹⁴. Die Ergebnisse sind in Tabelle A-I zusammengefaßt. Die Abweichungen bei $|\Delta\beta/\beta| = 2\%$ im Energiegewinn sind gering im Vergleich mit der Eingangsenergiemodulation durch den Buncher.

Tabelle A-I:

$\frac{\Delta\beta}{\beta}$ [%]	$\frac{\Delta E}{E_0} \Big _{\phi=-20^\circ}$ [%]	$\frac{\Delta E}{E_0} \Big _{\phi=-30^\circ}$ [%]	$\frac{\Delta E}{E_0} \Big _{\phi=-40^\circ}$ [%]
2%	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$
-2%	$-7,8 \cdot 10^{-2}$	$-1,3 \cdot 10^{-1}$	$-1,7 \cdot 10^{-1}$

Der Einfluß auf die Phase ist bei diesen geringen Energieabweichungen vernachlässigbar.

Beim Wickeln der Wendeln lassen sich Stauchungen des Rohrmaterials nicht vermeiden, so daß sich ein ovaler Rohrquerschnitt ergibt. Die Abstände zwischen den Oberflächen benachbarter Windungen verringert sich, was zu größeren Feldüberhöhungen an der Oberfläche des Wendeldrahtes führt. Dies resultiert in einem Anwachsen der Spitzenfeldstärken, die ja das beschleunigende Feld der Wendelstruktur begrenzen (Abschnitt II.4). Die Rechengenauigkeit für die Feldüberhöhungen liegen für die Parameter des Wendelbeschleunigers in der Größenordnung von $7\%^{27}$, so daß man für die für Feldüberhöhungen maßgebliche Größe d/s einen Fehler kleiner als 2% fordern muß.

II. DARSTELLUNG VON WENDELSEKTIONEN DURCH EIN ERSATZSCHALTBILD

Die elektrischen Eigenschaften einer Wendelsektion bestehend aus N $\lambda/2$ -Wendeln kann man durch ein System von N gekoppelten Oszillatoren mit konzentrierten Schaltelementen beschreiben.

Im folgenden wird das Verfahren von T. Khoe skizziert, das bezüglich der Eigenfrequenzen gut mit der Praxis übereinstimmt⁷⁴.

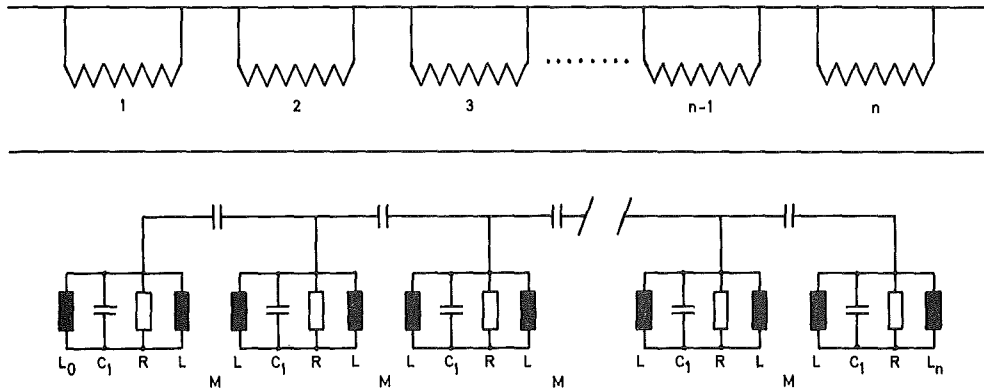


Abb.A1: Darstellung der Wendelsektionen durch ein Ersatzschaltbild

Die Induktivitäten L_0 und L_N sind kleiner als die Induktivitäten der $N-2$ innenliegenden Wendeln, welche als identisch angenommen werden. Die Wendelstruktur kann nicht ideal durch Halbzellen abgeschlossen werden wegen der gemeinsamen existierenden Moden TE und TM. Man ändert nun C_1 derart, daß man L_0, C_1 und L_n, C_1 durch $C_{1/2}$ ersetzen kann. Der π -äquivalente Kreis für eine induktive Kopplung führt zu einem resonanten Kreis (Abb. A2).

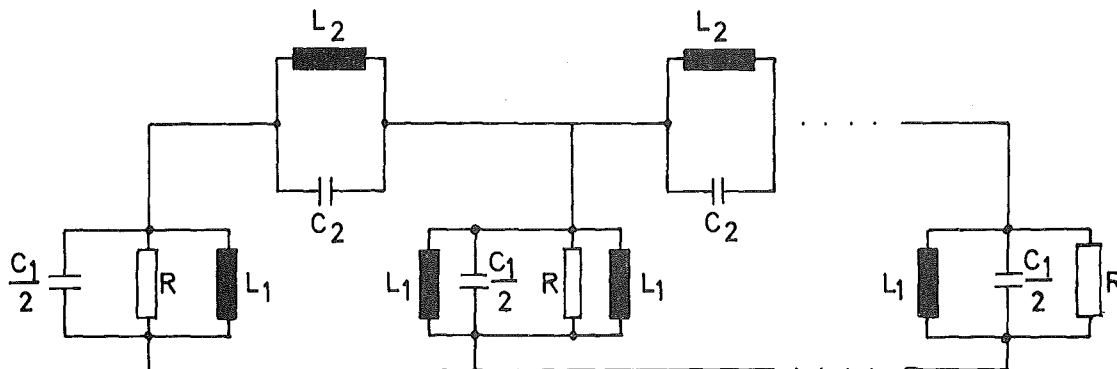


Abb. A2: Ersatzschaltbild einer Wendelsektion mit Resonanzkreisen

Die Kreisgleichungen ergeben sich zu:

$$\begin{aligned}
 xU_1 + U_2 + \dots + 0 &= 0 \\
 U_1 + 2xU_2 + U_3 + 0 + \dots + 0 &= 0 \\
 0 + U_2 + 2xU_3 + U_4 + 0 + \dots + 0 &= 0 \\
 \cdot & \\
 \cdot & \\
 \cdot & \\
 \cdot & \\
 0 + \dots + U_{N-2} + 2xU_{N-1} + U_N &= 0 \\
 0 + \dots + 0 + U_{N-1} + xU_N &= 0
 \end{aligned}
 \tag{II-1}$$

mit

$$x = - \frac{1 - \left(\frac{\omega}{\Omega_1}\right)^2}{\frac{M}{L} \left(1 - \left(\frac{\omega}{\Omega_2}\right)^2\right)}$$

$$\Omega_1 = \sqrt{\frac{L}{\left(\frac{1}{2}C_1 + C_2\right) (L^2 - M^2)}} = \Omega$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\frac{M}{C_2 (L^2 - M^2)}}$$

Der Ansatz $x = \cos\theta$ führt zur Lösung des Gleichungssystems für $\theta = \frac{m\pi}{N-1}$, ($m \geq 0$, ganze Zahl). Vernachlässigt man Terme zweiter und höherer Ordnung in $\frac{M}{L}$ so erhält man:

$$\omega = \frac{\Omega}{\sqrt{1 - K \cos \frac{m\pi}{N-1}}} \quad m, N \geq 0, \text{ ganz}
 \tag{II-2}$$

mit

$$K = \frac{C_2}{\frac{1}{2}C_1 + C_2} - \frac{M}{L}$$

Dies ergibt N Resonanzfrequenzen gehörend zu N-Moden. Aus zwei gemessenen Resonanzfrequenzen der I.Wendelsektion lassen sich die

Parameter K und Ω bestimmen. Die übrigen gerechneten Frequenzen des Beschleunigungsgrundbandes stimmen zufriedenstellend mit den gemessenen Frequenzen überein (Abb.A3). Besonders gut ist die Übereinstimmung für den $3/4\pi$ -Mode, der als Nachbar des π -Modes besonders interessant bezüglich nichtresonanter Anregung durch den Strahl ist (Kapitel III.3).

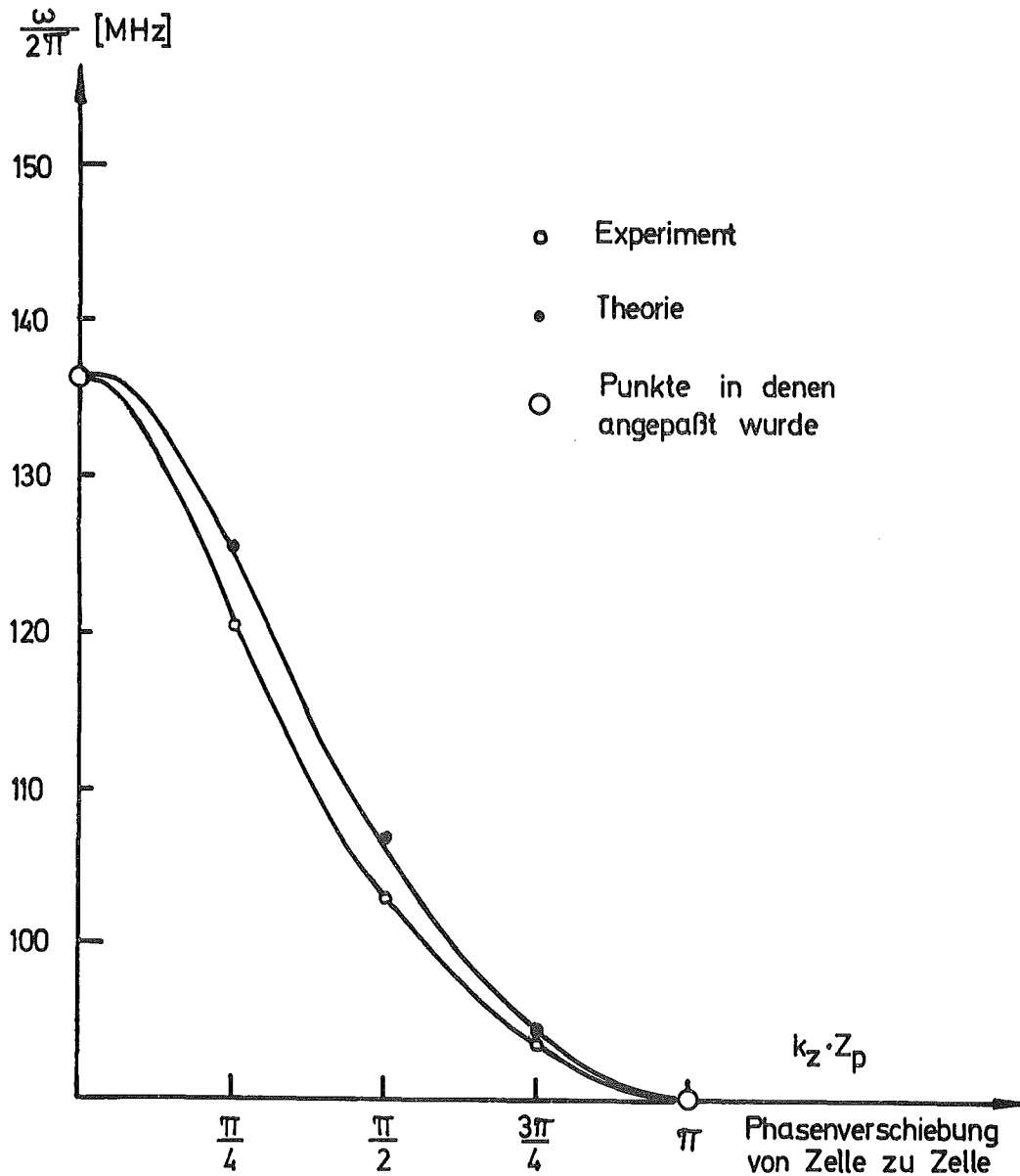


Abb. A3: Frequenzen des Beschleunigungsgrundbandes der I.Sektion

Literaturverzeichnis

- ¹A. Citron
Proc. 1970 Proton Linear Accelerator Conf., Batavia, Ill.
(NAL, 1970), Vol.1, p. 239
- ²K. Mittag
private Mitteilung
- ³D. Schulze
Dissertation (Universität, Karlsruhe, 1971)
- ⁴V.E. Shapiro
JETP 28, 301 (1969)
- ⁵J. Halbritter
Ext. Bericht 3/70-3 (KFZ, Karlsruhe, 1970)
- ⁶F. Heller
Ext. Bericht 3/71-6 (KFZ, Karlsruhe, 1971)
- ⁷D. Schulze
Ext. Bericht 3/68-2 (KFZ, Karlsruhe, 1968)
- ⁸F. Heller et al.
Ext. Bericht 3/69-11 (KFZ, Karlsruhe, 1968)
- ⁹K. Mittag
Ext. Bericht 3/69-29 (KFZ, Karlsruhe, 1969)
- ¹⁰P.B. Wilson
Linear Accelerators, North Holland Publishing Co., Amsterdam,
1970, Kapitel E2
- ¹¹B. Piosczyk
private Mitteilung
- ¹²J.P. Turneaure et al.
J.Appl.Phys., 39, 4417 (1968)
- ¹³P. Kneisel
Dissertation (Universität, Karlsruhe, 1972)
- ¹⁴J.L. Fricke et al.
Proc. 1972 Proton Linear Accelerator Conf. Los Alamos,
(LA-5115, 1972) p. 15
- ¹⁵M.S. McAshan et al.
Appl.Phys.Lett., 22, (1973)
- ¹⁶J.N. Weaver et al.
IEEE Trans. NS-14, No.3, 345 (1967)
- ¹⁷P. Lapostolle
Linear Accelerators, North Holland Publishing Co., Amsterdam,
1970, Kapitel C 1.1.a
- ¹⁸H. Klein
Habilitationsschrift (Universität, Frankfurt, 1968)
- ¹⁹I. Ben Zvi et al.
IEEE Trans. NS-20, No.3, 54 (1973)
- ²⁰J. Aron et al.
IEEE Trans. NS-20, No.3, 76 (1973)
- ²¹A. Citron et al.
Proc. 1972 Proton Linear Accelerator Conf. Los Alamos,
(LA-5115, 1972) p. 93

- ²²K. Johnson
Chr.Michelsen Institut, Beretninger, 16, 40 (1954)
- ²³F. Ollendorff
Grundlagen der HF-Technik (Springer-Verlag, Berlin, 1926)
- ²⁴R.M. Bevensee
Electromagnetic Slow Wave Systems (John Wiley and Sons, New York, 1964)
- ²⁵H. Herminghaus
Dissertation (Universität, Frankfurt, 1961)
- ²⁶O. Siart
Dissertation (Universität, Frankfurt, 1970)
- ²⁷O. Siart
Bericht (Universität, Frankfurt, 11.10.71) (unveröffentlicht)
- ²⁸G. Krafft
Dissertation (Universität, Karlsruhe, 1973)
- ²⁹J.L. Fricke et al.
Part.Acc. 3, 35 (1972)
- ³⁰E. Sauter
private Mitteilung
- ³¹A. Citron et al.
Proc. 8th Int.Conf. on High Energy Acc., Geneva, 1971
(CERN 1971) p. 278
- ³²A. Schempp
Bericht (Universität, Frankfurt, 2.3.71) (unveröffentlicht)
- ³³A. Schempp
Dissertation (Universität, Frankfurt, 1973)
- ³⁴A. Schempp
Bericht (Universität, Frankfurt, 5.4.71) (unveröffentlicht)
- ³⁵D. Günzel et al.
Ext. Bericht 3/70-4 (KFZ, Karlsruhe, 1970)
- ³⁶W. Barth et al.
Proc. 4th Int.Cryogenic Engineering Conf., Eindhoven, 1972,
ICEC4, p. 101
- ³⁷D. Schulze et al.
Proc.1972 Proton Linear Accelerator Conf. Los Alamos, (LA-5115,
1972) p. 156
- ³⁸G. Hochschild et al.
IEEE Trans. NS-20, No.3, 116 (1973)
- ³⁹J.E. Vetter et al.
Proc.1970 Proton Linear Accelerator Conf., Batavia, Ill.
(NAL, 1970), Vol.1, p. 249
- ⁴⁰H. Strube
Int.Bericht 155 (KFZ, Karlsruhe, IEKP, Juli 71) (unveröffentl.)
- ⁴¹A. Brandelik et al.
Part.Acc., 4, 111 (1972)
- ⁴²H. Diepers et al.
Phys.Lett. 37A, 139 (1971)
- ⁴³H. Martens et al.
Phys.Lett. 34A, 439 (1971)

- ⁴⁴P. Kneisel et al.
IEEE Trans. NS-18, No.3, 159 (1971)
- ⁴⁵L. Young
Anodic Oxide Films (Academic Press, London, 1961)
- ⁴⁶J.C. Slater
Microwave Electronics (D.van Nostrand, New York, 1950)
- ⁴⁷J. Halbritter
J.Appl.Phys., 42, 82 (1971)
- ⁴⁸H. Hahn et al.
IEEE MTT-16, 20 (1968)
- ⁴⁹L.C. Maier, Jr. et al.
J.Appl.Phys., 23, 68 (1952)
- ⁵⁰J.P. Turneure
HEPL Rep. No.507 (High Energy Phys.Lab., Stanford University 1967)
- ⁵¹J. Halbritter
Ext.Bericht 3/70-6 (KFZ, Karlsruhe, 1970)
- ⁵²J.L. Fricke
Int.Notiz 148 (KFZ,Karlsruhe,IEKP, Juni 71) (unveröffentlicht)
- ⁵³B.Piosczyk
Dissertation (Universität, Karlsruhe, 1973)
- ⁵⁴B. Piosczyk et al.
IEEE Trans.NS-20, No.3, 108 (1973)
- ⁵⁵J.E. Vetter et al.
Proc.1972 Proton Linear Accelerator Conf. Los Alamos,
(LA-5115, 1972) p. 145
- ⁵⁶R. Benaroya et al.
Appl.Phys.Lett. 21, 235 (1972)
- ⁵⁷J.L. Fricke et al.
Int.Notiz 183 (KFZ,Karlsruhe,IEKP, Mai 72) (unveröffentlicht)
- ⁵⁸J.E. Vetter, E. Sauter
private Mitteilung
- ⁵⁹C.M. Jones et al.
Proc.1972 Proton Linear Accelerator Conf. Los Alamos,
(LA-5115, 1972) p. 163
- ⁶⁰H.J. Halama
Proc. 8th Int.Conf.on High Energy Acc., Geneva, 1971
(CERN 1971) p. 242
- ⁶¹K.W. Zieher
Int.Notiz 93 (KFZ,Karlsruhe,IEKP, 24.4.70) (unveröffentlicht)
- ⁶²L. Szecsi
Ext. Bericht 3-73-6 (KFZ, Karlsruhe, 1973)
- ⁶³K.W. Zieher
Nucl.Instr.Meth. 105, 221 (1973)
- ⁶⁴L. Szecsi
Int.Notiz 150 (KFZ,Karlsruhe,IEKP, 26.5.71) (unveröffentlicht)
- ⁶⁵W. Jüngst et al.
Ext. Bericht 3/67-15 (KFZ, Karlsruhe, 1967)

- ⁶⁶A. Citron und H. Schopper
Linear Accelerators, North Holland Publishing Co., Amsterdam,
1970, Kapitel E3
- ⁶⁷R.L. Gluckstern
LASL, P-11/RLG-1 (Los Alamos, 1964)
- ⁶⁸P.B. Wilson
HEPL TN-67-2 und 67-6 (Stanford University, 1967)
- ⁶⁹K. Mittag et al.
Nucl.Instr.Meth. 76, 245 (1969)
- ⁷⁰C. Passow
Ext.Bericht 3/69-15 (KFZ, Karlsruhe, 1969)
- ⁷¹K. Mittag et al.
Proc.1972 Proton Linear Accelerator Conf., Los Alamos
(LA-5115, 1972) p. 131
- ⁷²J.E. Vetter
private Mitteilung
- ⁷³J.E. Vetter
Int.Notiz Nr. 189 (KFZ, Karlsruhe, IEKP, 5.7.1972) (unveröffentl.)
- ⁷⁴T. Khoe
TKK-37, Bldg.211 design note (Argonne, Februar 1971)