

# Entwurf eines trajektorien-modulierten Höchstfrequenz-Klystrons

von Diplom-Ingenieur  
Rolf Christian Wegner  
aus Berlin

von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. G. Mönich  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. H. Henke  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. A. Nethe

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 20. Juli 2006

Berlin 2006  
D 83



# Danksagung

Die Arbeit für die vorliegende Dissertation wurde in der Zeit von Februar 2001 bis Februar 2006 am Institut für Theoretische Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin durchgeführt. Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein erster und ganz besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Heino Henke für seine Betreuung, stete Unterstützung und wertvolle Hilfe bei allen Fragen und Problemen sowohl fachlicher als auch außerfachlicher Natur. Ganz besonders möchte ich mich dabei für die umfangreichen Möglichkeiten der Weiterbildung und der Unterstützung bei der Zusammenarbeit mit anderen Organisationen bedanken, die ich erfahren habe, sowie für die vielseitigen Freiheiten in der Forschung, die ich genießen durfte. Außerdem möchte ich mich für das sehr schnelle und äußerst gründliche Korrekturlesen dieser Dissertation und ebenfalls das sehr schnelle Anfertigen des Gutachtens in einer Phase vieler anderer Aufgaben bedanken.

Ebenso gilt ein besonderer Dank Prof. Dr.-Ing. habil. Arnim Nethe für sein Interesse an dieser Dissertation, seinem sofortigen Einverständnis zur Übernahme der Aufgabe des zweiten Gutachters und nicht zuletzt für die vielen, hilfreichen Diskussionen, Ratschläge und Verbesserungsvorschläge sowie für seine Geschwindigkeit bei der Erstellung des Gutachtens.

Ferner möchte ich Prof. Dr.-Ing. habil. Gerhard Mönich für seine sofortige Bereitschaft den Vorsitz der Prüfungskommission zu übernehmen und das Angebot, als Gutachter einzuspringen sowie für das Interesse an dieser Arbeit danken. Die Gespräche mit Prof. Mönich waren durch seine humorvolle Art und sein tiefgreifendes Verständnis für elektromagnetische Vorgänge und weltliche Angelegenheiten jedes Mal ein Vergnügen.

Ein großes Dankeschön geht an alle Mitarbeiter des Institutes für Theoretische Elektrotechnik, durch die meine Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter zu einem Genuss wurde.

Insbesondere möchte ich Dr.-Ing. Manfred Filtz für die präzisen und detaillierten Antworten auf alle meine vielen feldtheoretischen und elektrodynamischen Fragen und für die zahlreichen, fruchtbaren Diskussionen meinen herzlichen Dank aussprechen. Außerdem möchte ich mich für all seine Unterstützung und Hilfe im gesamten Spektrum meiner Probleme und für seine stets sofortige Hilfsbereitschaft bedanken. Sehr habe ich die kameradschaftliche Atmosphäre und die kleinen Späßchen genossen.

Des Weiteren gilt ein spezielles Dankeschön Dr.-Ing. Warner Bruns für die unzähligen Diskussionen, Modellierungshilfen und Tipps in allen numerischen und elektrodynamischen Belangen. Ohne seine Hilfe und die etlichen Extra-Optionen in GdfidL zur Datenanalyse hätte diese Dissertation nie ihre Tiefe erreichen können.

Sehr gerne erinnere ich mich an die zahlreichen, äußerst anregenden, abendlichen Diskussionen mit meinen lieben Kollegen Michael Schmolke und Dr.-Ing. Steffen Solyga. Wie oft folgten danach Tage des Grübelns über diverse mathematische und elektrodynamische Probleme. Dafür und im Besonderen für die gute, kameradschaftliche Atmosphäre möchte ich mich herzlich bedanken.

Erst durch die gründlichen, ausdauernden und sehr schnellen Korrekturen und die ständige Unterstützung meiner Großmutter, Dr. med. Ruth Rudolph, meiner Mutter Dr. rer. nat. Brigitte Wegner und meiner Freundin Oxana Mircha konnte diese Dissertation ihre Qualität in der kurzen Zeit erlangen. Dafür möchte ich ihnen ganz herzlich danken. Ein besonderes Dankeschön verdient dabei Oxana, die einen großen Teil dieser Arbeit getippt und mir in ihrer humorvollen, optimistischen Art in allen Lebenslagen zur Seite gestanden hat.

# Abstract

Für Teilchenbeschleuniger, die im Frequenzbereich des W-Bandes arbeiten, sind derzeit nur wenige Verstärker mit Ausgangsleistungen von einigen Kilowatt verfügbar. Dichte-modulierte Klystrons stoßen wegen der benötigten Resonatordimensionen im Bereich einiger Millimeter an Grenzen, die die defokussierenden Coulombkräfte und die Verlustleistung in den Resonatoren setzen, so dass ihre Effizienz und die erlaubten An-Aus-Tastverhältnisse vergleichsweise gering ausfallen.

Dies motivierte den Entwurf eines trajektorien-modulierten W-Band Klystrons, bei dem der Elektronenstrahl räumlich ausgelenkt wird. Durch das Ablenkverhalten bedingt, wurde ein Oberwellenklystron entwickelt, bei dem die Modulationsfrequenz 30 GHz beträgt und die dritte Harmonische (bei 90 GHz) ausgekoppelt wird. Dem dadurch sinkenden Wirkungsgrad stehen zwei Vorteile gegenüber: Zum Ersten kann die benötigte Modulationsleistung von 18 W bei 30 GHz durch Halbleiterverstärker erzeugt werden und zum Zweiten verdoppelt sich durch die Oberwellenanregung die kühlbare Fläche des Ausgangsresonators, so dass das entworfene Klystron mit einem duty cycle von 5-10 % betrieben werden kann und eine Spitzen-Ausgangsleistung von 6,3 kW bereitstellt. Der Gesamtwirkungsgrad wird durch einen Depressed Collector von 6,3 % auf 20 % angehoben.



# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>   | <b>9</b>  |
| <b>2</b> | <b>Einleitende Erläuterungen</b>  | <b>13</b> |
| 2.1      | Die Shuntimpedanz . . . . .   | 13        |
| 2.2      | Die Simulationssoftware - GdfidL . . . . .  | 16        |
| 2.3      | Einige Kenngrößen des $\text{TM}_{m_x, m_y, 0}$ -Modes in einem Rechteckresonator . . . . . | 17        |
| <b>3</b> | <b>Lineare oder zirkulare Trajektorien-Modulation</b>                                       | <b>19</b> |
| 3.1      | Grundwellenanregung des $\text{TM}_{2,1,0}^{\square}$ -Modes . . . . .                      | 19        |
| 3.2      | Oberwellenanregung des $\text{TM}_{4,1,0}^{\square}$ -Modes . . . . .                       | 23        |
| 3.3      | Grundwellenanregung des $\text{TM}_{1,1,0}^{\circ}$ -Modes . . . . .                        | 25        |
| 3.4      | Oberwellenanregung des $\text{TM}_{3,1,0}^{\circ}$ -Modes . . . . .                         | 28        |
| 3.5      | Resonatoraufbau bei zirkularer Modulation . . . . .   | 32        |
| 3.6      | Überlegungen zur Verbesserung der Strahl-Resonator-Kopplung . . . . .                       | 33        |
| <b>4</b> | <b>Die Ablenkeinheit</b>  | <b>39</b> |
| 4.1      | Methoden der Strahlablenkung . . . . .  | 39        |
| 4.2      | Ablenkung im statischen Magnetfeld . . . . .  | 40        |
| 4.3      | Ablenkung im Crossed Field . . . . .  | 43        |
| 4.4      | Ablenkung in einer Laufwellenstruktur . . . . .   | 49        |
| 4.5      | Ablenkung im Resonator . . . . .  | 52        |
| 4.6      | Der Eingangsresonator . . . . .   | 66        |
| 4.7      | Der Idler . . . . .   | 70        |
| <b>5</b> | <b>Die Fokussierung</b>   | <b>77</b> |
| 5.1      | Die Strahlaufspreizung . . . . .  | 77        |
| 5.2      | Magnetische Linsen . . . . .  | 81        |
| 5.3      | Die Quadrupole . . . . .  | 88        |
| 5.4      | Der Wiggler . . . . .   | 92        |
| 5.5      | Die Abstimmung der Fokussierung . . . . .   | 94        |
| <b>6</b> | <b>Der Ausgangsresonator</b>  | <b>99</b> |
| 6.1      | Eine Zusammenfassung bisheriger Erkenntnisse . . . . .                                      | 99        |
| 6.2      | Laufwellenstruktur oder Resonator . . . . .   | 100       |
| 6.3      | Anregung und Optimierung eines mehrzelligen Resonators . . . . .                            | 104       |
| 6.4      | Modellierung und Simulation des Ausgangsresonators . . . . .                                | 117       |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| <b>7</b> | <b>Simulation des gesamten Klystronentwurfs</b>                           | <b>127</b> |
| <b>8</b> | <b>Depressed Collector</b>  | <b>135</b> |
| <b>9</b> | <b>Zusammenfassung</b>  | <b>139</b> |
|          | <b>Anhang</b>   | <b>141</b> |
| A1.1     | Bemerkungen zum Anhang . . . . .  | 141        |
| A2.1     | Die relativistische Bewegungsgleichung . . . . .                          | 142        |
| A4.1     | Geometriedetails für den Eingangsresonator . . . . .                      | 143        |
| A4.2     | Geometriedetails für den Idler . . . . .                                  | 150        |
| A5.1     | Die Lösung der Differentialgleichung für die Strahlaufspreizung . . . . . | 157        |
| A5.2     | Die Lösung der Bewegungsgleichung in magnetischen Linsen . . . . .        | 159        |
| A5.3     | Geometriedetails für die magnetischen Linsen . . . . .                    | 166        |
| A5.4     | Geometriedetails für die Final-Focus-Linse . . . . .                      | 173        |
| A5.5     | Geometriedetails für den Quadrupol $Q_y$ . . . . .                        | 183        |
| A5.6     | Geometriedetails für den Quadrupol $Q_x$ . . . . .                        | 188        |
| A5.7     | Geometriedetails für den Wiggler . . . . .                                | 194        |
| A6.1     | Geometriedetails für den Ausgangsresonator . . . . .                      | 200        |
| A8.1     | Geometriedetails für den Depressed Collector . . . . .                    | 210        |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>213</b> |

# 1 Einleitung

Am Institut für Theoretische Elektrotechnik der TU-Berlin wurde eine Vielzahl von Strukturen für Linearbeschleuniger im Frequenzbereich um 90 GHz (W-Band) entwickelt. Neben den handlichen Abmessungen eines kompletten Beschleunigers machen vor allem hohe erreichbare Feldgradienten und eine geringere Gefahr von Elektronenbreakdowns das W-Band attraktiv. Derzeit sind jedoch nur wenige Verstärker in diesem Frequenzbereich mit Ausgangsleistungen von einigen Kilowatt verfügbar. Bei Halbleiterverstärkern sind nur einige Watt möglich, da wegen der geringen Abmessungen die erlaubte Verlustleistung die limitierende Größe ist. Verstärkerröhren ergeht es noch etwas besser, jedoch leiden sie ebenfalls unter den Dimensionen. Zum Einen lässt sich der Elektronenstrahl, dessen kinetische Energie in hochfrequente Leistung umgesetzt werden soll, auf Grund der Coulombkräfte nicht beliebig dünn fokussieren. Dies wirkt sich sehr nachteilig aus, wenn man gut funktionierende Röhren aus tieferen Frequenzbereichen auf das W-Band skalieren möchte: Der Resonatorquerschnitt im Vergleich zum Strahlquerschnitt verschlechtert sich merklich, und die Öffnungen für das Strahlrohr führen zu einer deutlichen Schwächung der elektromagnetischen Felder - und das vor allem in Bereichen, in denen die Interaktion mit den Elektronen stattfinden soll. Zum Anderen kehren höherfrequente Felder schneller ihre Richtung um, was zur Folge hat, dass Resonatoren kürzer sein müssen, damit die Elektronen z.B. nur gebremst und nicht wieder beschleunigt werden. Dies verschlechtert zusätzlich die Kopplung zwischen dem Strahl und den elektromagnetischen Feldern. Zur Kompensation lässt sich die Teilchengeschwindigkeit erhöhen zu Lasten des technischen Aufwandes (Spannungsquellen, Isolation, Röntgenstrahlabschirmung) und damit der Kosten. Auf der anderen Seite ermöglicht eine höhere Strahlspannung bei gleicher Geometrie und Perveanz  $P$  der Elektronenkanone einen höheren Strahlstrom ( $P = I/U^{\frac{3}{2}}$ ), und dieser wiederum trägt kräftig zur Verbesserung des Wirkungsgrades bei ( $\eta \sim I$ ).

Welche Typen von Verstärkerröhren gibt es, und welche sind besonders gut für das Anwendungsgebiet der Linearbeschleuniger geeignet? Das sind vor allem Klystrons und Gyrotrons, da die Anforderungen an Bandbreite und Linearität eher moderat sind, jedoch eine möglichst hohe Ausgangsleistung bei guter Verstärkung gefragt ist. Magnetrons, die im Bereich einiger GHz als äußerst günstige Oszillatoren beliebt sind, leiden im Einsatz als Verstärker unter ihrem Eigenrauschen und bei hohen Frequenzen deutlich unter ihrer kleinen Kathodenfläche. Traveling Wave Tubes bieten eine sehr große Bandbreite, dafür ist ihre Verstärkung vergleichsweise gering. Gyrotrons können im gewünschten Frequenzbereich die besten elektrischen Eigenschaften aufweisen, dafür sind sie aber die weitaus kompliziertesten der aufgeführten Röhren. Sie sind ideale Kandidaten, wenn eine noch höhere Ausgangsleistung erfordert ist (einige MW) wie

z.B. bei der Plasmaheizung in Kernfusionsanlagen. Es verbleiben die Klystrons als praktischste Verstärkerröhren für Beschleuniger von Tischgröße.

Das Funktionsprinzip der Klystrons ist folgendes: Ein Elektronenstrahl, dessen Gleichstrom-Leistung in HF-Leistung umgewandelt werden soll, wird dazu durch eine kleine hochfrequente Eingangsleistung moduliert. Dies verursacht eine von der Driftlänge abhängige Strahlveränderung, entweder in der lokalen Teilchendichte (dichte-moduliertes Klystron) oder in der Form (trajektorien-moduliertes Klystron). In beiden Fällen kann diese zeitlich-periodische Strahlmodulation zur Anregung hochfrequenter Felder in einem Ausgangsresonator verwendet werden. Die Energieumwandlung findet also von der kinetischen Energie der Elektronen in elektromagnetische Feldenergie im Ausgangsresonator statt. Ein Teil dieser Energie kann ausgekoppelt werden und steht damit Nutzern zur Verfügung.

Die lokale Konzentration von Elektronen (bunch) bei dichte-modulierten Klystrons führt zwangsläufig zu größeren Coulombkräften zwischen den Elektronen, so dass eine gute transversale Fokussierung benötigt wird. Das ist nicht zu problematisch, jedoch bewirkt diese nochmals eine Erhöhung der abstoßenden Kräfte in longitudinaler Richtung. Dies erschwert die erwünschte lokale Teilchenanhäufung, und ist sie geringer ausgeprägt, dann leidet der Wirkungsgrad. Bei Klystrons im unteren GHz-Bereich ist dies unerwünscht, bei Höchsthfrequenzklystrons, bei denen man auf sehr dünne Elektronenstrahlen angewiesen ist, spürt man die beschriebenen Coulombkräfte sehr deutlich. Um die Größenordnung zu beschreiben sei erwähnt, dass die lokale Teilchendichte durchaus die fünf- bis zehnfache des anfänglich homogenen Strahles übersteigen kann.

Diese Überlegungen gaben Anlass, ein trajektorien-moduliertes Klystron zu untersuchen und einen Entwurf zu entwickeln. Wie bereits erwähnt, wird bei einem trajektorien-modulierten Klystron der energiereiche Elektronenstrahl räumlich abgelenkt. Das heißt, die Teilchen, die ursprünglich alle (fast) gleichschnell in die gleiche Richtung - in dieser Arbeit durchgehend als  $z$ -Richtung bezeichnet - flogen, erhalten einen transversalen Stoß in der Ablenkstruktur und bewegen sich fortan unter einem (nahezu) konstanten Winkel zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung ( $z$ -Achse). Damit dem Strahl später zeitlich periodisch Leistung entzogen werden kann, muss diese Ablenkung ebenfalls zeitlich periodisch erfolgen. Da es zwei transversale Richtungen gibt ( $x$ ,  $y$ ), ist die Ablenkung im Allgemeinen elliptisch, für die Praxis sind jedoch wegen der benötigten Fokussierung nur die beiden Spezialfälle, zirkulare Ablenkung und lineare Ablenkung, interessant.

Vor- und Nachteile der beiden Varianten werden im dritten Kapitel ausführlich diskutiert. Es wird sich herausstellen, dass eine lineare Ablenkung im Gegensatz zur zirkularen gut praktisch umsetzbar ist, weshalb in dieser Arbeit ein lineares trajektorien-moduliertes Klystron entworfen wird. An dieser Stelle sei gleich die benutzte Nomenklatur komplettiert: Die Anfangsflugrichtung der Teilchen sei die  $z$ -Richtung, die Ablenkrichtung sei die  $x$ -Richtung, und in der  $y$ -Richtung soll der Strahl (bei linearer Auslenkung) über das gesamte Klystron möglichst dünn bleiben. Nach erfolgter (zirkularer oder linearer) Ablenkung bewegt sich jedes Elektron geradlinig, gleichförmig weiter (wenn man die Coulombkräfte vernachlässigt) und vergrößert so kontinuierlich seinen Abstand zur  $z$ -Achse. Ist ein optimaler Versatz erreicht, dann kann der Strahl für den Ausgangsresonator vorbereitet werden, d.h. seine transversale Geschwindigkeit

wird ihm wieder entzogen, sodass er parallel zur  $z$ -Achse durch den Ausgangsresonator fliegt. Betrachtet man Elektronen, die zu verschiedenen Zeitpunkten durch die Eingangsstruktur laufen, so erfahren sie wegen der in ihr enthaltenen zeitlich-veränderlichen, elektromagnetischen Felder unterschiedliche Ablenkungen, bewegen sich unter einem anderen (für sie aber konstantem) Winkel zur  $z$ -Achse und erlangen so ihren individuellen Versatz beim Ausgangsresonator. Dieser zeitlich-periodische Versatz bildet die Grundlage dafür, dass bei einem richtig dimensionierten Resonator eine Interaktion zwischen Elektronenstrahl und dem hochfrequenten elektromagnetischen Feld stattfinden kann, so dass viel mehr Teilchen gebremst als beschleunigt werden. (Bei einer zylindersymmetrischen Struktur kann sogar mit einem zirkular-polarisierten Mode erreicht werden, dass alle Teilchen gleichmäßig abgebremst werden.) Woher kommt aber dieses bremsende elektromagnetische Feld? Die ersten Elektronen, die durch den Resonator laufen, streifen einen kleinen Teil ihres Feldes an der korrigierten Struktur des Ausgangsresonators ab (transition radiation). Diese Felder überlagern sich im Falle einer Resonanz konstruktiv mit jenen, die von den späteren Elektronen abgegeben werden. Stärkere Resonatorfelder führen zu einer stärkeren Abbremsung der folgenden Ladungen. Diese Prozedur wiederholt sich so lange, wie die vom Strahl abgegebene mittlere Leistung die im Resonator entstehende Verlustleistung und die extrahierte Leistung übertrifft. Ist ein Gleichgewicht erreicht, dann spricht man von dem eingeschwungenen Zustand. Er kann so lange aufrechterhalten werden, bis der Bedarf des Nutzers gedeckt ist oder bis thermische Überlegungen eine Unterbrechung erfordern.

Da die Coulombkräfte zwischen den Strahlelektronen leider auch das trajektorienmodulierte Klystron nicht verschonen, wird eine Fokussierung benötigt. Bei rotations-symmetrischen Strukturen können einfache magnetische Linsen, z.B. aus Permanentmagneten diese Aufgabe erfüllen, beim linear modulierten Elektronenstrahl jedoch ist die Fokussierung ein schwieriges Unterfangen. Eine gut realisierbare Variante wird in Kapitel 5 entwickelt.

Das anschließende Kapitel befasst sich mit dem Entwurf und der Optimierung eines mehrzelligen Ausgangsresonators, wobei die Schwierigkeit eindeutig auf der letzteren der beiden Aufgaben liegt, da die Verringerung der Teilchengeschwindigkeit bei einer achtzelligen Struktur nicht mehr vernachlässigt werden kann. Danach folgen Simulationen des gesamten Klystrontwurfes, um den Dynamikbereich zu untersuchen sowie die bisherigen Ergebnisse zu validieren. Abschließend wird ein Single-Stage-Depressed Collector beschrieben, der die Vorteile des trajektorien-modulierten Klystrons effizient zu nutzen vermag. Ein Großteil der verbliebenen kinetischen Energie des Elektronenstrahles kann hier durch ein statisches elektrisches Feld zurückgewonnen werden.

Bevor gleich die Details des Klystrontwurfes folgen, soll noch ein Überblick über die bereits entwickelten trajektorien-modulierten Klystrons gegeben werden: Die Idee der trajektorien-modulierten Verstärkerröhren ist nicht neu, nur ihre Anwendung im Bereich der Höchsthfrequenzröhren. Schon in den 40er Jahren wurden erste Konzepte entwickelt und die ersten Patente angemeldet ([31], [46], [47]). Auch den weiteren Verbesserungen in den 60er Jahren ([48], [49]) gelang kein nennenswerter Durchbruch. Erst Gersh Itzkowitsch (Andrej Michajlowitsch) Budker dachte 1967 an einen Einsatz relativistischer Elektronenstrahlen - d.h. äußerst hoher Kanonenspannungen (z.B.  $U_0 = 500$  kV ( $\gamma = 2.0$ ) bis  $U_0 = 3$  MV ( $\gamma = 6.9$ )) - in trajektorien-modulierten Röhren

und führte dadurch das Gyrocon (ein zirkular-trajektorien-moduliertes Klystron) zum Erfolg ([4], [5], [50]). Dichte-modulierte Klystrons können bei derartig energiereichen Strahlen theoretisch Gesamtwirkungsgrade von bis zu 80 % ohne Depressed Collector erreichen ([28], [26]). In der Praxis liegen sie meist noch unter 70 %. Die obere Grenze ist dadurch bedingt, dass durch die Bremsspannung im Ausgangsresonator keine Elektronen in das Klystron zurückreflektiert werden dürfen. Da das elektrische Feld eine sinusförmige Zeitabhängigkeit aufweist, können nicht alle Elektronen gleichmäßig abgebremst werden, sodass der maximal erreichbare Wirkungsgrad unter 80 % liegt. Genau diese Begrenzung wird durch die zirkulare Trajektorien-Modulation und den Einsatz einer zirkularen Laufwelle im Ausgangsresonator umgangen, da dadurch der Elektronenstrahl stets (nahezu) gleichmäßig abgebremst wird. Elektronische Wirkungsgrade von 80-90 % und entsprechend Gesamtwirkungsgrade von 70-85 % sind im praktischen Einsatz keine Seltenheit ([5], [25], [27], [32], [33]). Eine um 10 % höhere Effizienz bei einer Ausgangsleistung von 65 MW bedeutet 6,5 MW mehr HF-Leistung anstelle einer um 6,5 kW stärker zu kühlenden Anode (bei einem duty cycle von 1 ‰). Ein weiterer, bedeutender Vorteil der relativistischen Elektronenstrahlen ist ihr starkes, selbstfokussierendes Magnetfeld, so dass Gyrocons oft mit nur einer Fokussierungslinse auskommen bei einem sogar vergleichsweise kleinen Strahlradius.

Neben vielen erfolgreich entworfenen und eingesetzten Gyrocons im Budker Institute of Nuclear Physics (BINP) in Nowosibirsk gab es auch einige, wenige Untersuchungen ([40], [26], [27], [14], [15]) und Entwicklungen ([41], [42]) in den USA. In Los Alamos wurde ein Gyrocon mit einer Kanonenspannung von  $U_0 = 82$  kV gebaut - jedoch ist diese Spannung vergleichsweise gering, so dass der Wirkungsgrad nur 23 % beträgt ([43], [27], [32]).

Gyrocons sind sehr effiziente Verstärkerröhren für höchste Leistungen. Typische Operationsfrequenzen sind 180-450 MHz, während bei höheren Frequenzen der Wirkungsgrad schnell abnimmt ([2], [32]:  $f_0 = 7$  GHz,  $U_0 = 1,2$  MV,  $P_{out} = 60$  MW, Pulslänge:  $0,7 \mu\text{s}$ ,  $\eta = 25$  %). Das liegt zum Einen an dem ungünstigeren Verhältnis von Strahlquerschnitt zum Resonatorquerschnitt und zum Anderen an den höheren Wandverlusten bei einer kleineren, kühlbaren Oberfläche.

Linear-trajektorien-modulierte Klystrons weisen den gleichen Nachteil wie dichte-modulierte Klystrons auf, der den Wirkungsgrad auf unter 80 % limitiert. Da sie darüber hinaus wegen des benötigten Ausgangsresonatormodes ( $\text{TM}_{210}$ ) eine geringere Shuntimpedanz im Vergleich zu den dichte-modulierten Klystrons besitzen, lohnt sich ein Einsatz erst in Bereichen, in denen dichte-modulierte Klystrons ineffektiv werden, wie z.B. bei sehr hohen Frequenzen. Aus diesem Grund gibt es bisher nahezu keine linear-trajektorien-modulierten Klystrons.

## 2 Einleitende Erläuterungen

Die Modulation sowie das Abbremsen des Elektronenstrahls beruhen auf der Kopplung zwischen den geladenen Teilchen und den elektromagnetischen Feldern innerhalb der entsprechenden Strukturen. Um diesen Zusammenhang quantitativ zu erfassen, ist es überaus hilfreich, die Shuntimpedanz einzuführen. In der Beschleunigertechnik wird meist nur die longitudinale Shuntimpedanz benötigt, da das in dieser Arbeit entwickelte Klystron auf der Modulation der Teilchentrajektorien beruht, sind hier ebenfalls die transversalen Komponenten erforderlich. Ferner soll dieses Kapitel dazu genutzt werden, um einiges über die durchgeführten numerischen Simulationen zu berichten sowie die verwendete Simulationssoftware GdfidL vorzustellen. Abschließend werden einige der in [44] bestimmten elektrischen Größen für die  $\text{TM}_{m_x, m_y, 0}$ -Moden des geschlossenen Rechteckresonators zusammengefasst als eine kleine Formelsammlung für analytische Abschätzungen.

Bevor gleich die Details folgen, seien an dieser Stelle noch zwei Diplomarbeiten erwähnt, die direkt für das trajektorien-modulierte Klystron angefertigt wurden: zum Einen das „Trajektorien-modulierte Millimeterwellen-Klystron“ [44]. Hier wird das Funktionsprinzip beschrieben und die verwendeten, einfachen Strukturen werden idealisiert und analytisch charakterisiert. Die erhaltenen Resultate genügen bei weitem nicht für eine praktische Umsetzung, so dass eine deutliche Verbesserung der Ablenkung, der Fokussierung und des Ausgangsresonators erfolgen muss. Zum Anderen wird der „Entwurf des Ausgangsresonators für ein trajektorien-moduliertes Klystron“ [16] zitiert. Durch die gewonnenen Ergebnisse konnte der in dieser Arbeit verwendete Ausgangsresonator schnell angepasst werden.

### 2.1 Die Shuntimpedanz

Durchläuft ein geladenes Teilchen elektromagnetische Felder, dann folgt es der relativistischen Bewegungsgleichung, und man kann durch zeitliche Integration seine Impulsänderung ermitteln:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \vec{p} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

$$\Delta \vec{p}(\vec{r}(t), t) = q \int_{t_1}^t \left( \vec{E}(\vec{r}(\tau), \tau) + \vec{v}(\vec{r}(\tau), \tau) \times \vec{B}(\vec{r}(\tau), \tau) \right) d\tau. \quad (2.2)$$

Dies ist im allgemeinen Fall äußerst kompliziert auszurechnen, da die Position und Geschwindigkeit der Teilchen sowie die Orts- und Zeitabhängigkeit der elektromagne-

tischen Felder zu berücksichtigen sind. Fliegen die Ladungen schnell durch kurze Resonatoren, dann führt die Näherung des steifen Strahles zu Impulsänderungen, die mit den realen gut übereinstimmen: Dafür wird angenommen, dass die Teilchengeschwindigkeit über den Bereich der elektromagnetischen Felder konstant ist und erst danach schlagartig die bestimmte Impulsänderung vollzieht. Im vorliegenden Fall ist die Geschwindigkeit der Elektronen in transversaler Richtung wesentlich kleiner als in longitudinaler ( $z$ ), so dass die Geschwindigkeit noch weiter als  $\vec{v} \approx v_0 \vec{e}_z$  im Bereich der Felder genähert werden kann. Sind die Resonatoren außerdem groß in Relation zur Öffnung durch das Strahlrohr, dann kann für Näherungsrechnungen darüber hinaus mit den idealen Feldern des geschlossenen Resonators gearbeitet werden. Diese letzte Approximation stellt die größte der erwähnten Näherungen dar und wird an den entsprechenden Stellen diskutiert werden. In den Kapiteln zur Strahlableitung und dem Ausgangsresonator dienen analytische Abschätzungen dazu, schnell einen Überblick über die erreichbare Beeinflussung der Ladungen zu erlangen. Durch numerische Simulationen der Resonatoren mit Öffnungen für die Auskopplung und das Strahlrohr werden reale Strukturen berücksichtigt und anschließende Particle-In-Cell (PIC) Simulationen lassen sogar alle Vereinfachungen fallen und lösen die relativistische Bewegungsgleichung für die modellierten Strukturen exakt im Rahmen der numerischen Genauigkeit.

Gesucht ist an dieser Stelle eine Formel, mit deren Hilfe die Strahlbeeinflussung in einfacher Form durch Strukturgrößen und die Stärke der elektromagnetischen Felder ausgedrückt werden kann. Die ersteren sollen dabei sowohl analytisch abgeschätzt als auch numerisch (mit hoher Präzision) bestimmt werden können. Dazu führt man in Gleichung (2.2) die Näherung des steifen Strahles ein

$$z(t) = v_0(t - t_0), \quad \longleftrightarrow \quad t(z) = z/v_0 + t_0 \quad (2.3)$$

und benutzt harmonische, monomodale elektromagnetische Felder:

$$\Delta \vec{p} = \frac{q}{v_0} \operatorname{Re} \left( \int_{z_1}^{z_2} (\vec{E}(\vec{r}) + v_0 \vec{e}_z \times \vec{B}(\vec{r})) e^{j\omega z/v_0} dz e^{j\omega t_0} \right). \quad (2.4)$$

Durch die Einführung der Modulationsspannung  $\vec{V}$  lässt sich der Teilchenstoß in einfacher Weise bestimmen:

$$\Delta \vec{p}(x, y, t_0, v_0) = \frac{q}{v_0} \operatorname{Re} \left( \vec{V}(x, y, v_0) e^{j\omega t_0} \right), \quad (2.5)$$

$$\vec{V}(x, y, v_0) = \int_{z_1}^{z_2} (\vec{E}(x, y, z) + v_0 \vec{e}_z \times \vec{B}(x, y, z)) e^{j\omega z/v_0} dz. \quad (2.6)$$

Für die  $z$ -unabhängigen Felder des  $\text{TM}_{m_x, m_y, 0}$ -Modus in einem Rechteckresonator mit  $z_1 = -z_a/2$  und  $z_2 = z_a/2$  kann diese Integration leicht analytisch ausgeführt werden<sup>1</sup>, bei geöffneten Resonatoren und damit  $z$ -abhängigen Feldern helfen Simulationsprogramme.

---

<sup>1</sup>  $\vec{V}(x, y, v_0) = \left( \vec{e}_z \underline{E}(x, y) + v_0 \vec{e}_z \times \vec{B}(x, y) \right) z_a \operatorname{si} \left( \frac{\omega z_a}{2v_0} \right)$ , wobei  $\operatorname{si}(x) = \sin(x)/x$  die Spaltfunktion sei.

Jede Komponente des Spannungsvektors  $\underline{V}$  ist proportional zur Wurzel aus der mittleren Verlustleistung im Resonator. Das Quadrat dieser Proportionalitätskonstanten ist gerade die Shuntimpedanz:

$$\underline{V}_i = \sqrt{\overline{P}_v R_{sh,i}} e^{-j\varphi_i} \quad , i \in \{x, y, z\} \quad (2.7)$$

$$R_{sh,i} = \frac{|\underline{V}_i|^2}{\overline{P}_v}, \quad (2.8)$$

$$\Delta p_{i(x,y,t,v_0)} = \frac{q}{v_0} \sqrt{\overline{P}_v R_{sh,i(x,y,v_0)}} \cos(\omega t - \varphi_i). \quad (2.9)$$

Durch die Shuntimpedanz lässt sich die Wirkung elektromagnetischer Felder auf geladene Teilchen in einfacher Weise beschreiben - und ebenfalls umgekehrt, wie in Kapitel 6 hergeleitet wird. An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass der hier eingeführten Shuntimpedanz die Näherung des steifen Strahles  $\vec{v} \approx v_0 \vec{e}_z$  zugrunde liegt.  $R_{sh,i}$  hängt von der transversalen Einschussposition sowie von der Teilchengeschwindigkeit ab.

Ist man anstelle der Impulsänderung an der Geschwindigkeitsänderung interessiert, dann muss der Einfluss der relativistischen Massenzunahme berücksichtigt werden. In Anhang A2.1 wird die entsprechende Bewegungsgleichung ausführlich hergeleitet. Wenn die Impulsänderung klein ist im Vergleich zum anfänglichen Impuls, dann kann die Massenzunahme auch durch eine Taylorentwicklung erster Stufe abgeschätzt werden und die Geschwindigkeitsänderung  $\Delta \vec{v}$  kann durch die bestimmte Größe  $\Delta \vec{p}$  errechnet werden:

$$m(\vec{v}) = m_0 \gamma(\vec{v}), \quad \text{mit} \quad \gamma(\vec{v}) = \frac{1}{\sqrt{1 - |\vec{v}/c|^2}}$$

$$\Delta \vec{p} = m_0 \Delta(\gamma(\vec{v}) \vec{v}) \approx m_0 \partial_{\vec{v}}(\gamma(\vec{v}) \vec{v}) \cdot \Delta \vec{v},$$

$$\partial_{\vec{v}}(\gamma(\vec{v}) \vec{v}) = \gamma \left( \underline{\underline{1}} + \gamma^2 \frac{\vec{v}\vec{v}}{c^2} \right); \quad \partial_{\vec{v}}(\gamma(\vec{v}) \vec{v})^{-1} = \frac{1}{\gamma} \left( \underline{\underline{1}} - \frac{\vec{v}\vec{v}}{c^2} \right) \quad (\text{siehe Anhang A2.1})$$

$$\Delta \vec{v} \approx \left( \underline{\underline{1}} - \frac{\vec{v}\vec{v}}{c^2} \right) \cdot \frac{\Delta \vec{p}}{m_0 \gamma}. \quad (2.10)$$

Falls als Sonderfall  $\vec{v} \approx v_0 \vec{e}_z$  gilt, dann vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\Delta \vec{v} \approx \frac{1}{m_0 \gamma} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\gamma^2 \end{pmatrix} \cdot \Delta \vec{p}, \quad (2.11)$$

was bedeutet, dass eine Impulsänderung in longitudinaler Richtung zu einer um den Faktor  $1/\gamma^2$  kleineren Geschwindigkeitsänderung führt als im transversalen Fall. Oft ist auch ein Ausdruck für den Modulationsfaktor  $\alpha_i = \text{Max}(\Delta v_i/v_0)$  gefragt. An dieser Stelle bietet sich die Gelegenheit, ihn durch die Shuntimpedanz auszudrücken:

$$\alpha_i = \text{Max} \left( \frac{\Delta v_i}{v_0} \right) \approx \frac{q}{m_0 \gamma v_0^2} \sqrt{\overline{P}_v R_{sh,i}} \cdot \begin{cases} 1 & i \neq z \\ 1/\gamma^2 & i = z \end{cases}$$

$$\alpha_i \approx \frac{\sqrt{\overline{P}_v R_{sh,i}}}{\beta_0^2 (U_{m_0} + U_0)} \cdot \begin{cases} 1 & i \neq z \\ 1/\gamma^2 & i = z \end{cases}, \quad \text{mit } i \in \{x, y, z\}. \quad (2.12)$$

Diese Form ergab sich durch die Umformung von

$$m_0 \gamma v_0^2 = (m_0 c^2 + m_0 (\gamma - 1) c^2) \beta_0^2 = q(U_{m_0} + U_0) \beta_0^2 = q U_{m_0} \gamma \beta_0^2 \quad (2.13)$$

und der Korrelation zwischen Masse und Energie. Für Elektronen liegt die Ruheenergie  $qU_{m_0}$  bei etwa 511 keV. Der kinetische Energiegewinn der Teilchen nach der Kanone wird durch  $qU_0$  beschrieben und beträgt für diesen Entwurf 100 keV. Um den Elektronenstrahl stark zu beeinflussen, benötigt man eine hohe Modulationsleistung sowie eine möglichst große Shuntimpedanz.

## 2.2 Die Simulationssoftware - GdfidL [7]

Die Berechnung der elektromagnetischen Felder in der gesamten Klystronstruktur lässt sich rein analytisch höchstwahrscheinlich nicht durchführen. Auf keinen Fall in einem sinnvollen Verhältnis von Aufwand zu Nutzen. Aus diesem Grund werden numerische Simulationen durchgeführt, mit denen selbst äußerst komplizierte Strukturen vergleichsweise einfach charakterisiert werden können - heutzutage auch mit hohen Genauigkeiten. Dafür gibt es viele Programme. Neben der Berechnung elektromagnetischer Felder in Resonatoren und Laufwellenstrukturen sowie statischer Magnetfelder zur Fokussierung soll die Simulationssoftware in der Lage sein, frei bewegliche, geladene Teilchen zu berücksichtigen. Das bedeutet, dass sowohl die relativistische Bewegungsgleichung für jedes von ihnen gelöst als auch die Rückwirkung der Ladungen auf die elektromagnetischen Felder beachtet werden muss. Ein Algorithmus, der diese Aufgaben erledigt, wird Particle-In-Cell (PIC)-Algorithmus genannt.

Zu Beginn dieser Arbeit im Jahre 2001 gab es weltweit nur wenige Programm-Pakete mit PIC-Routinen. GdfidL war eines von ihnen. Ein bedeutender Vorteil von GdfidL ist neben der Simulationsgeschwindigkeit die Möglichkeit der Parallelrechnung. Dadurch können auch große Aufgaben, wie z.B. die Simulation dieses Klystrons, in vertretbarer Zeit durchgeführt werden. Die vielfältigen und detaillierten Ergebnisse von GdfidL bieten sehr gute Möglichkeiten für tiefgreifende Analysen und Optimierungen und machten GdfidL zu dem wichtigsten Hilfsmittel bei diesem Klystronentwurf. Der einzige kleine Nachteil besteht in der etwas gewöhnungsbedürftigen Bedienoberfläche. Diesen wiegt jedoch die Unterstützung des Entwicklers Dr. Bruns bei Modellierungsschwierigkeiten und allen Fragen wieder auf, und darüber hinaus hat sich seine „Kundennähe“ als unschätzbare Vorteil erwiesen: Wurden Teilchendaten oder Monitore benötigt, die in GdfidL noch nicht implementiert waren, so dauerte es nur wenige Tage, bis eigens dafür eine neue GdfidL-Version kompiliert war.

GdfidL basiert auf dem Finite-Differenzen-Algorithmus und zeigt seine Stärken bei planaren Strukturen, während bei rotationssymmetrischen Gebilden feinere Gitter für ähnliche Genauigkeiten benötigt werden. Der PIC-Algorithmus rechnet überaus stabil und vertrauenswürdig, wie mehrfach verifiziert wurde, solange man ein homogenes Gitter verwendet. Diese Bedingung führt bei großen Strukturen zu sehr vielen Gitterzellen und damit zu langen Rechenzeiten. Die Simulationszeit ist derzeit diejenige Größe, die die Rechengenauigkeit beschränkt: Das Simulationvolumen des gesamten trajektorien-modulierten Klystrons ist 16,8 mm x 16,0 mm x 74,0 mm, was bei einem

Gitter von 0,1 mm zu etwa  $20 \cdot 10^6$  Gitterzellen führt. 2000 Perioden des Modulations-signales (400.000 Zeitschritte) werden benötigt, bis sich alle Resonatoren eingeschwun-gen haben. In jedem Zeitschritt werden 60 Teilchen neu eingeschossen, so dass sich im gesamten Rechenvolumen etwa 150.000 Makropartikel befinden, die berücksichtigt werden müssen. (Bei einem Strahlstrom von 1,0 A repräsentiert jedes Makroteilchen etwa 19.000 Elektronen.) Die Simulationzeit beträgt etwa eine Woche auf einem Clu-ster aus sechs PCs, bestückt mit je zwei 1,6 GHz AMD-Athlon Prozessoren. Bei einer Gitterverfeinerung auf  $50 \mu\text{m}$  würde sich die Anzahl der Gitterzellen verachtfachen. Die Zeitschrittweite müsste ebenfalls halbiert werden, so dass die Rechenzeit auf 16 Wochen (4 Monate!) anwüchse. Eine Verdopplung der Teilchenzahl, wie zur Kontrolle der Ergebnisse am Ende der Klystronentwicklung durchgeführt wurde, führt ebenfalls zu einer Verdopplung der Simulationszeit. Lange Rechenzeiten erfordern Geduld und erhöhen das Risiko eines äußerst nervigen Rechnerabsturzes - vor allem bei Cluster-rechnern. Derzeit besteht nämlich noch keine Möglichkeit in GdfidL, abgebrochene PIC-Simulationen weiterlaufen zu lassen; sie müssen komplett neu gestartet werden.

## 2.3 Einige Kenngrößen des $\text{TM}_{m_x, m_y, 0}$ -Modes in ei-nem Rechteckresonator

Der geschlossene Rechteckresonator bildet das einfachste Modell zur Beschreibung pla-narer Resonatoren. Aus der Modenvielfalt sind für dieses Klystron nur die  $z$ -unabhängi-gen  $\text{TM}_{m_x, m_y, 0}$ -Moden interessant. In [44] wurden für diesen Fall bereits einige charak-teristische Größen berechnet, die im Folgenden aufgelistet werden sollen:

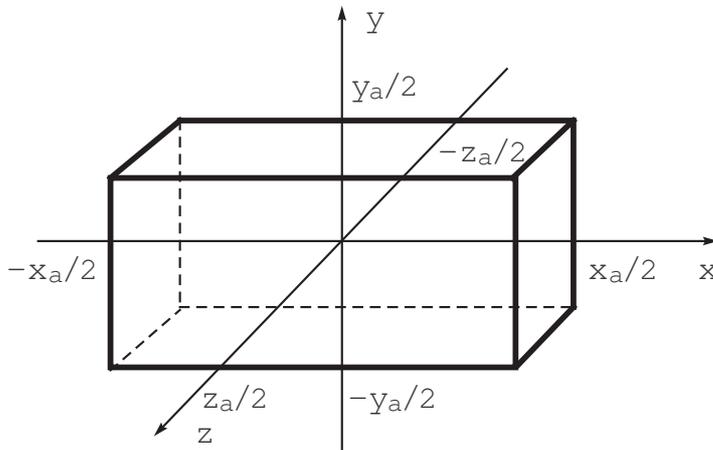


Abbildung 2.1: Der Recht-eckresonator mit den Kan-tenlängen  $x_a$ ,  $y_a$ , und  $z_a$

die Eigenwerte:

$$k_x = \frac{m_x \pi}{x_a}, \quad k_y = \frac{m_y \pi}{y_a}, \quad k_z = 0, \quad k = \frac{\omega}{c} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}, \quad (2.14)$$

die Skineindringtiefe:

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\kappa \omega \mu_0}}, \quad (2.15)$$

typische Werte für Kupfer ( $\kappa \approx 56 \cdot 10^6$  S/m) sind bei 30 GHz  $\delta_s \approx 0.388 \mu\text{m}$  und bei 90 GHz  $\delta_s \approx 0.224 \mu\text{m}$ ,

die Phasoren des elektromagnetischen Feldes (mit  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ ):

$$\begin{aligned}\underline{\vec{E}}_{(x,y)} &= \vec{e}_z E_0 \sin(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \sin(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) \\ \underline{\vec{H}}_{(x,y)} &= \vec{e}_x (+j) \frac{k_y}{k} \frac{E_0}{Z_0} \sin(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \cos(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) + \\ &\quad \vec{e}_y (-j) \frac{k_x}{k} \frac{E_0}{Z_0} \cos(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \sin(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) ,\end{aligned}\quad (2.16)$$

die mittlere gespeicherte Energie:

$$\overline{W} = \frac{1}{8} \varepsilon_0 E_0^2 x_a y_a z_a , \quad (2.17)$$

die mittlere Verlustleistung:

$$\overline{P}_v = \frac{1}{8} \varepsilon_0 E_0^2 \omega \delta_s x_a y_a z_a \left[ \left( \frac{k_x}{k} \right)^2 \frac{2}{x_a} + \left( \frac{k_y}{k} \right)^2 \frac{2}{y_a} + \frac{1}{z_a} \right] , \quad (2.18)$$

die Güte:

$$Q = \frac{\omega \overline{W}}{\overline{P}_v} = \frac{1}{\delta_s} \frac{1}{\left( \frac{k_x}{k} \right)^2 \frac{2}{x_a} + \left( \frac{k_y}{k} \right)^2 \frac{2}{y_a} + \frac{1}{z_a}} , \quad (2.19)$$

die Modulationsspannungen (für steife Strahlen nach Gleichung (2.3)):

$$\begin{aligned}\underline{\vec{V}}_{(x,y,v_0)} &= \vec{e}_x (+j) \frac{k_x}{k} \frac{v_0}{c} E_0 z_a \cos(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \sin(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) \text{si}\left(\frac{\omega z_a}{2v_0}\right) + \\ &\quad \vec{e}_y (+j) \frac{k_y}{k} \frac{v_0}{c} E_0 z_a \sin(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \cos(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) \text{si}\left(\frac{\omega z_a}{2v_0}\right) + \\ &\quad \vec{e}_z E_0 z_a \sin(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \sin(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) \text{si}\left(\frac{\omega z_a}{2v_0}\right) ,\end{aligned}$$

und die Shuntimpedanzen:

$$\begin{aligned}\hat{R}_{sh(v_0)} &= \frac{8Z_0}{k\delta_s} \frac{z_a}{x_a y_a} \frac{1}{\left( \frac{k_x}{k} \right)^2 \frac{2}{x_a} + \left( \frac{k_y}{k} \right)^2 \frac{2}{y_a} + \frac{1}{z_a}} \text{si}^2\left(\frac{\omega z_a}{2v_0}\right) , \\ R_{sh,x(x,y,v_0)} &= \hat{R}_{sh(v_0)} \beta_0^2 \left( \frac{k_x}{k} \right)^2 \cos^2(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \sin^2(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) \\ R_{sh,y(x,y,v_0)} &= \hat{R}_{sh(v_0)} \beta_0^2 \left( \frac{k_y}{k} \right)^2 \sin^2(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \cos^2(m_y \pi(y/y_a + 1/2)) \\ R_{sh,z(x,y,v_0)} &= \hat{R}_{sh(v_0)} \sin^2(m_x \pi(x/x_a + 1/2)) \sin^2(m_y \pi(y/y_a + 1/2))\end{aligned}\quad (2.20)$$

Da gilt:  $\beta_0 \leq 1$  und  $k_x, k_y < k$ , sind die Maxima der transversalen Shuntimpedanzen im Rechteckresonator leider stets kleiner als die Maxima der longitudinalen.

# 3 Lineare oder zirkulare Trajektorien-Modulation

Vor dem Klystronentwurf muss die Frage beantwortet werden, ob die Modulation der Teilchentrajektorien zirkular oder linear erfolgen soll, d.h. ob das Klystron vorteilhafter Weise rotationssymmetrisch oder planar aufgebaut werden soll. Die Entwicklung der Ablenkeinheit und der Fokussierungsstrukturen sind in beiden Fällen zu bewerkstellende Aufgaben, die entscheidende Struktur ist der Ausgangsresonator. In diesem Kapitel werden sowohl für den rotationssymmetrischen als auch den planaren Fall einzellige Ausgangsresonatoren entworfen und verglichen. Die gewünschten Resonatorfelder sollen von einem Elektronenstrahl angeregt werden, zum Einen als Grundwelle  $f_0 = f_s$  und zum Anderen als dritte Harmonische  $f_0 = 3f_s$ . Die weiteren Designparameter werden hier wie folgt gewählt (und in den folgenden Kapiteln erläutert):  $\beta_0 = 0,55$  (das entspricht einer Kanonenspannung von  $U_0 \approx 100$  kV), der Strahlstrom  $I_0 = 0,5$  A bei einem Strahldurchmesser von 0,5 mm. Die Strahlrohrbreite beträgt 0,8 mm. Das Verhältnis von aus dem Ausgangsresonator extrahierter Leistung zu interner Verlustleistung wird für die folgenden Simulationen auf 1 gesetzt, so dass die belastete Güte halb so groß ist wie die unbelastete. Eine zusätzliche Reduktion der Güte, z.B. durch Oberflächenrauigkeiten, wird in diesem Kapitel nicht berücksichtigt - es soll hier lediglich der Vergleich zwischen linearer und zirkularer Modulation diskutiert werden.

## 3.1 Grundwellenanregung des $\text{TM}_{2,1,0}^{\square}$ -Modes

Der rechteckige Resonator, betrieben im  $\text{TM}_{210}$ -Mode und erregt durch einen mit 90 GHz linear modulierten Strahl, wird als erster untersucht. Hier gibt es noch zwei Freiheitsgrade, die für eine möglichst hohe Shuntimpedanz optimierbar sind, nämlich das Kantenlängenverhältnis  $K_a = x_a/y_a$  und die Resonatorspaltlänge  $z_a$ . Die Gleichung (2.20) beschreibt die Zusammenhänge für einen geschlossenen Rechteckresonator und schon diese sind nicht ganz trivial. Am einfachsten ist hier eine semi-analytische Auswertung. Für die verwendete Frequenz von 90 GHz ergibt sich eine optimale Spaltlänge  $z_a = 0,85$  mm, die nahezu unabhängig von  $K_a$  ist. Für den  $\text{TM}_{210}$ -Mode beträgt das optimale Kantenlängenverhältnis etwa 1,7 und damit die maximale Shuntimpedanz  $R_{sh,z} \approx 144$  k $\Omega$ . Öffnet man den Resonator durch das Strahlrohr, dann bricht die Shuntimpedanz deutlich ein, so dass später mehrere Zellen zu einem mehrzelligen Ausgangsresonator gekoppelt werden. An dieser Stelle soll gleich berücksichtigt werden, dass wegen der erforderlichen Synchronität zwischen dem Strahl und den elektromagnetischen Feldern die Spaltlänge der einzelnen Zellen auf 0,7 mm begrenzt ist (vgl. Kapitel 6).

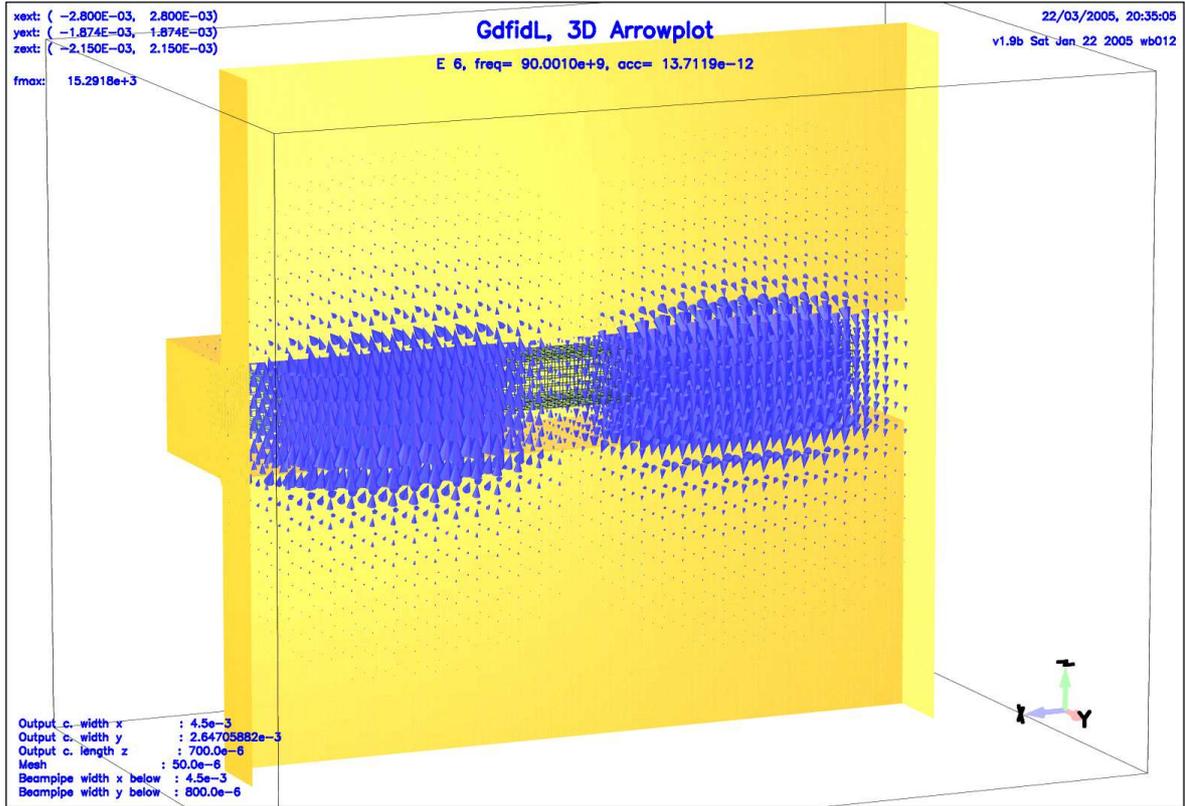


Abbildung 3.1: Der einzellige Ausgangsresonator mit Strahlrohr, entlang der  $x, z$ -Ebene aufgeschnitten und für den  $TM_{210}$ -Mode auf 90 GHz abgestimmt.

Bei  $z_a = 0,7$  mm sinkt die maximale Shuntimpedanz auf 131 k $\Omega$  im geschlossenen Fall. Der nächste Schritt ist das Einführen des Strahlrohres und die numerische Abstimmung bzw. Optimierung des geöffneten Resonators.

Bild 3.1 zeigt den  $TM_{210}$ -Mode im geöffneten Resonator. Die Güte beträgt  $Q_0 \approx 2600$  und die Shuntimpedanz  $R_{sh,z}(x=x_a/4, y=0, v=v_0)$  nur noch 33 k $\Omega$ . Diese gewaltige Reduktion um den Faktor vier wird durch die relativ große Öffnung des Resonators und die damit einhergehende Feldschwächung verursacht. Diagramm 3.2 stellt die Shuntimpedanz für den Fall ohne Beampipe und mit Beampipe in Abhängigkeit von  $y$  und für  $x = x_a/4$  gegenüber. Für die folgende PIC-Simulation wurde ein Dämpfungsmechanismus eingeführt: Verlustbehaftete Materialklötzchen wurden in Bereichen starker magnetischer Felder positioniert und so abgestimmt, dass sie die Resonatorverluste und die externen Verluste zusammen repräsentieren (hier  $Q_d = 1300$ ). Die Elektronen wurden so eingeschossen, dass alle Teilchen mit  $\vec{v} = v_0 \vec{e}_z$  in  $z$ -Richtung fliegen und die Strahlauslenkung den Resonator optimal anregt.

Abbildung 3.3 präsentiert eine Momentaufnahme des Szenarios. Nach etwa 1500 Perioden ist der Resonator eingeschwungen. Der  $TM_{210}$ -Mode bremst in der einen Resonatorhälfte die Ladungen ab, in der anderen beschleunigt er sie - durch die Trajektorienmodulation sollten dies jedoch nur sehr wenige sein, so dass dem Strahl effektiv Leistung entzogen wird. Diagramm 3.4 zeigt diese Leistung, da sie wegen der Energieerhaltung ebenso groß sein muss wie die in den verlustbehafteten Materialblöcken entste-

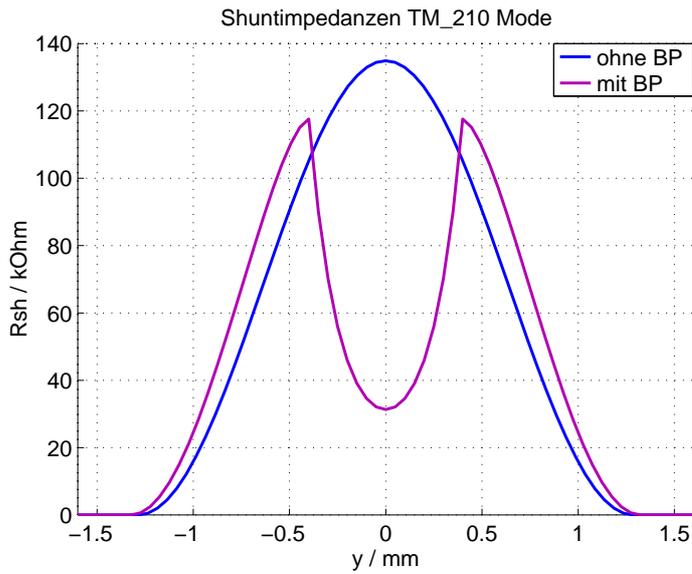


Abbildung 3.2: Die Shuntimpedanz  $R_{sh,z}$  in Abhängigkeit von der  $y$ -Position in einem Feldmaximum des TM<sub>210</sub>-Modes bei  $x = x_a/4$  für einen Resonator ohne und einen mit Beampipe.

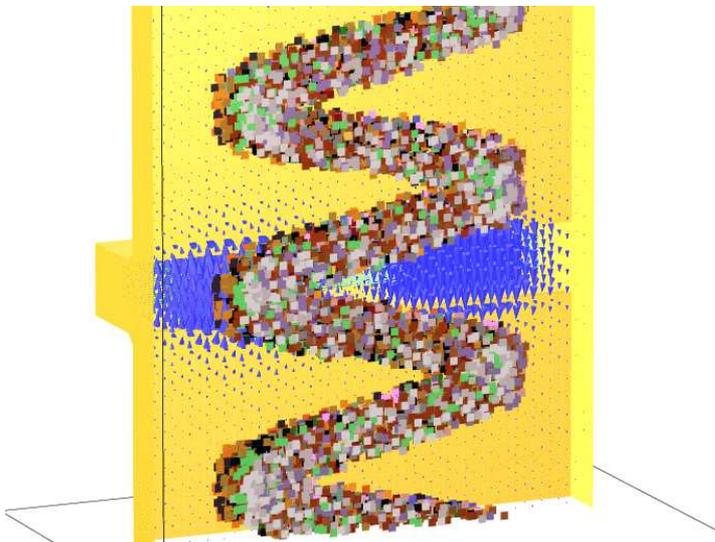


Abbildung 3.3: Ein Elektronenstrahl regt den TM<sub>210</sub>-Mode resonant an.

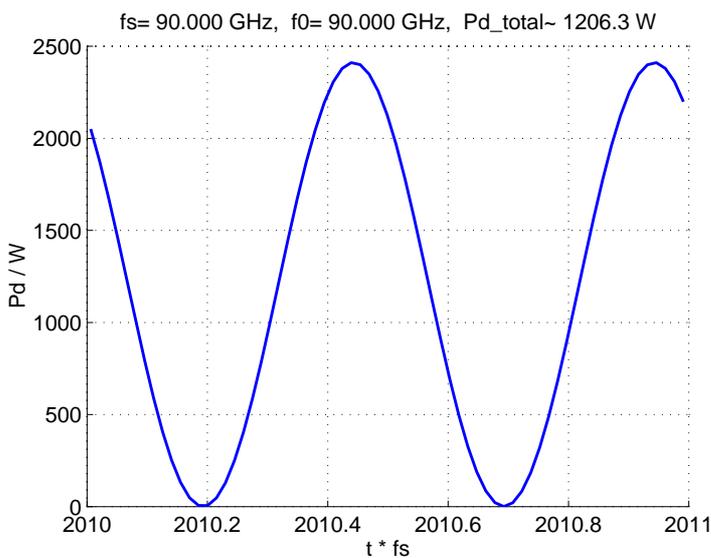


Abbildung 3.4: Die Verlustleistung über eine Strahlperiode im eingeschwungenen Zustand.

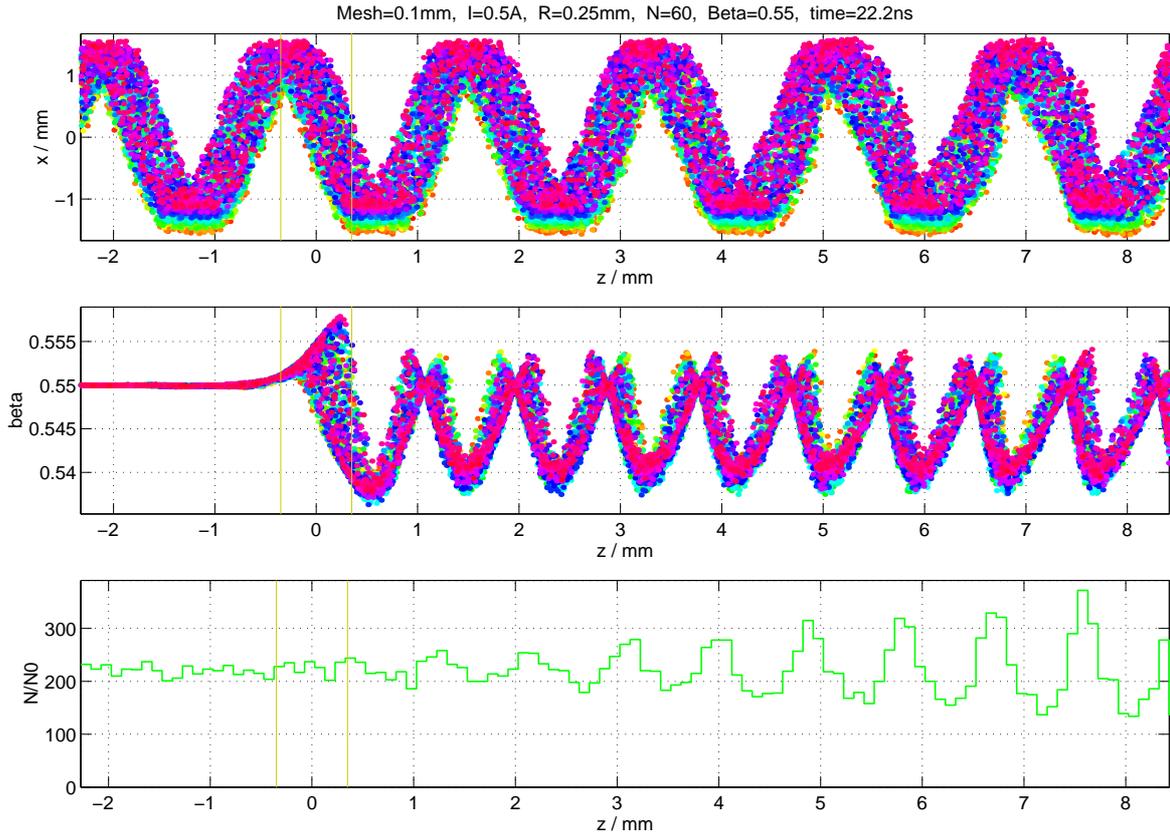


Abbildung 3.5: Ausgewählte Kurven der Teilchendynamik. Von oben nach unten, die  $x$ -Position, die normierte Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v_z/v_0$  und die normierte Teilchendichte, aufgetragen über der  $z$ -Position. Die Mitte des Ausgangsresonators befindet sich bei  $z = 0$  mm und die Spaltlänge beträgt 0,7 mm.

hende Verlustleistung. Die mittlere Leistung beträgt etwa  $\overline{P}_d \approx 1200$  W, so dass davon die Hälfte, also  $\overline{P}_{out} \approx 600$  W, ausgekoppelt zur Verfügung ständen. Aus Grafik 3.5 kann man ersehen, welche Elektronen einen großen Energiebeitrag liefern.

Es ist zu erkennen, dass die maximal abgelenkten Teilchen besonders gut gebremst werden, da sie durch maximale elektrische Felder fliegen. Weil der Strahl relativ dick ist, laufen auch einige wenige im falschen Moment durch die falsche Resonatorhälfte und werden demzufolge beschleunigt. Dieser Geschwindigkeitsunterschied führt am Ende der Darstellung nach 8 mm bereits zu einer lokalen Teilchenanhäufung und einer leichten Strahlverformung. Außerdem verursacht die  $y$ -Komponente des elektrischen Feldes eine lokale Strahlaufweitung in  $y$ -Richtung.

## 3.2 Oberwellenanregung des $\text{TM}_{4,1,0}^{\square}$ -Modes

Für eine Auskopplung der dritten Harmonischen der Strahlfrequenz eignet sich der  $\text{TM}_{410}$ -Mode am besten (vgl. Kapitel 6). In Bild 3.6 erkennt man weshalb: Es werden Elektronen im Bereich maximaler Auslenkung sowie im Bereich der Strahlflanken gebremst. Während einer Strahlperiode kehrt sich das Feld des  $\text{TM}_{410}$ -Modes sechs Mal um und bei einem ideal dünnen Strahl würden stets Teilchen gebremst. Für die Resonatorspalllänge wurde wieder  $z_a = 0,7$  mm gewählt (optimal wären ebenfalls 0,85 mm). Das optimale Kantenlängeverhältnis des  $\text{TM}_{410}$ -Modes für eine maximale Shuntimpedanz beträgt  $K_a = 3,2$  im geschlossenen Fall und  $K_a = 3,1$  mit Strahlrohr, welches wieder eine Öffnung von 0,8 mm besitzt. In Diagramm 3.7 wurde die Shuntimpedanz  $R_{sh,z}$  für beide Fälle in Abhängigkeit von  $y$  dargestellt. Wegen des  $\text{TM}_{410}$ -Modes verdoppelt sich die Verlustleistung gegenüber dem  $\text{TM}_{210}$ -Mode nahezu, so dass sich die Shuntimpedanz halbiert.

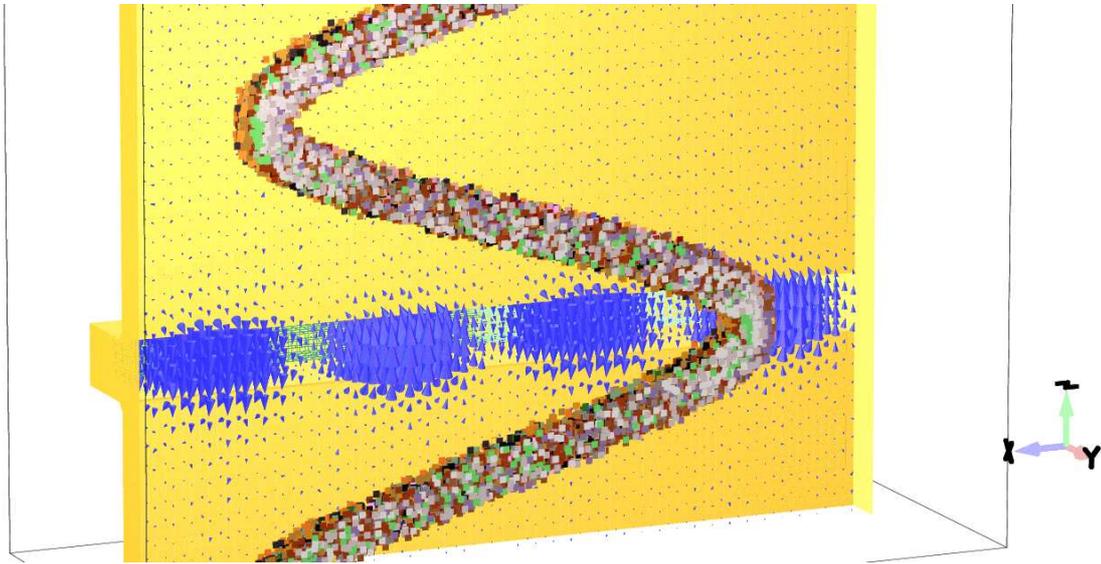


Abbildung 3.6: Ein mit 30 GHz modulierter Elektronenstrahl regt den  $\text{TM}_{410}$ -Mode bei 90 GHz resonant an.

Die Resonatorgüte beträgt  $Q_0 \approx 2800$  und die simulierte, belastete Güte  $Q_d = 1400$ . Bei Verwendung der dritten Harmonischen kann dem Strahl nur noch  $\bar{P}_d \approx 380$  W entzogen und damit  $\bar{P}_{out} \approx 190$  W ausgekoppelt werden. Das ist weniger als ein Drittel der Leistungsausbeute bei Grundwellenanregung. Schuld daran sind erstens die deutlich geringere Shuntimpedanz, zweitens die drei Gebiete schwachen elektrischen Feldes im Strahlauslenkungsbereich (bei  $x = 0$  und  $x = \pm x_a/4$ ) im Vergleich zu nur einem (bei  $x = 0$ ) und drittens die Strahlbreite im Verhältnis zur Breite des Maximums der Feldstärkeverteilung, so dass hier mehr Elektronen beschleunigt werden als im Grundwellen-Szenario - vor allem im Bereich der Strahlflanken, wie die in Abbildung 3.8 dargestellte Strahldynamik verrät.

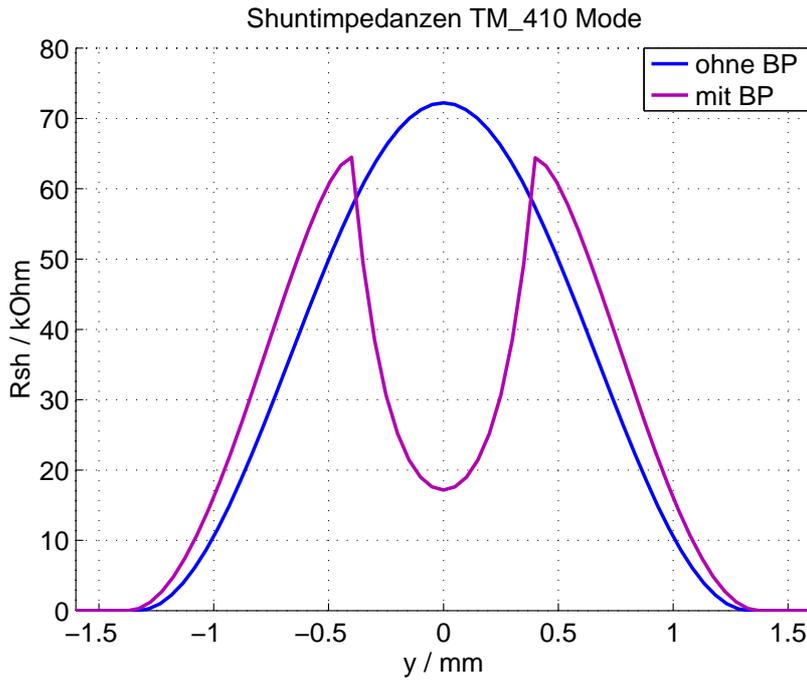


Abbildung 3.7: Die longitudinale Shuntimpedanz als Funktion von  $y$  bei  $x = x_a/8$ .

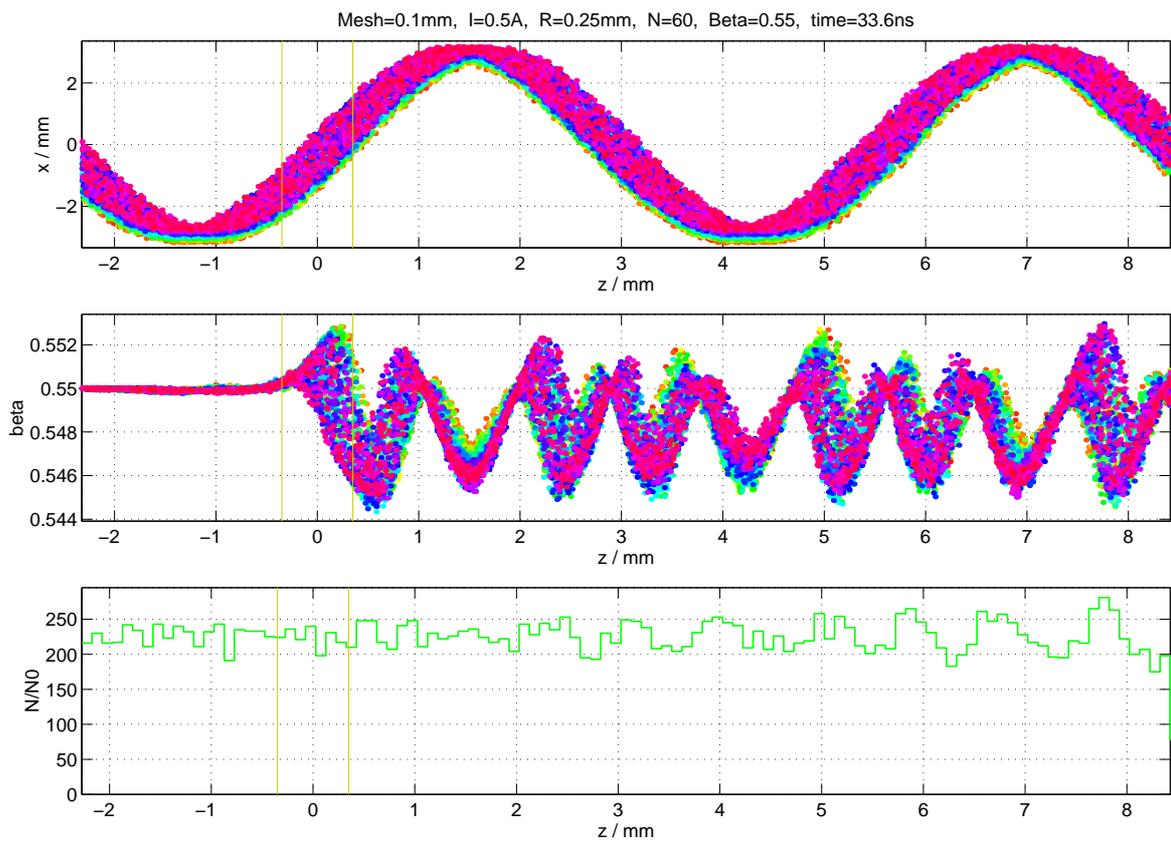


Abbildung 3.8: Die Teilchendynamik im Falle der Oberwellenanregung des TM<sub>410</sub>-Modes.

### 3.3 Grundwellenanregung des $\text{TM}_{1,1,0}^{\circ}$ -Modes

Im zweiten Teil wird das Abbremsen eines zirkular modulierten Elektronenstrahles untersucht. Der große Vorteil dieser Variante ist die Möglichkeit, im Ausgangsresonator die zwei Polarisationsrichtungen des  $\text{TM}_{1,1,0}^{\circ}$ -Modes zeitlich  $90^{\circ}$  versetzt anzuregen und so einen zirkular polarisierten Mode zu erzeugen, der den Strahl überall gleichmäßig abbremsen. So genial diese Methode ist, so viele Probleme wird sie in der Praxis auch bereiten, da beide Polarisierungen sehr genau auf eine Frequenz abgestimmt werden müssen. Wie genau? Das wird etwas später im Detail untersucht werden.

Als Struktur benötigt man einen kreiszylindrischen Resonator. Die Strahlrohröffnung sollte an der Stelle maximalen elektrischen Feldes erfolgen. Entfernt man dazu den kompletten Innenraum, so wird die Shuntimpedanz unbrauchbar klein und unsymmetrisch um die Einstrahlposition (was folglich zu einer Strahldeformation in radialer Richtung führt). Außerdem wäre das Strahlrohr damit ein Wellenleiter mit sehr kleiner cut-off-Frequenz, so dass die Felder aus dem Ausgangsresonator hinauslaufen. Eine koaxiale Geometrie wie in Abbildung 3.9 dargestellt, ist die Lösung.

Das Abstimmen ist etwas aufwendiger als im planaren Fall. Analytisch setzt sich die

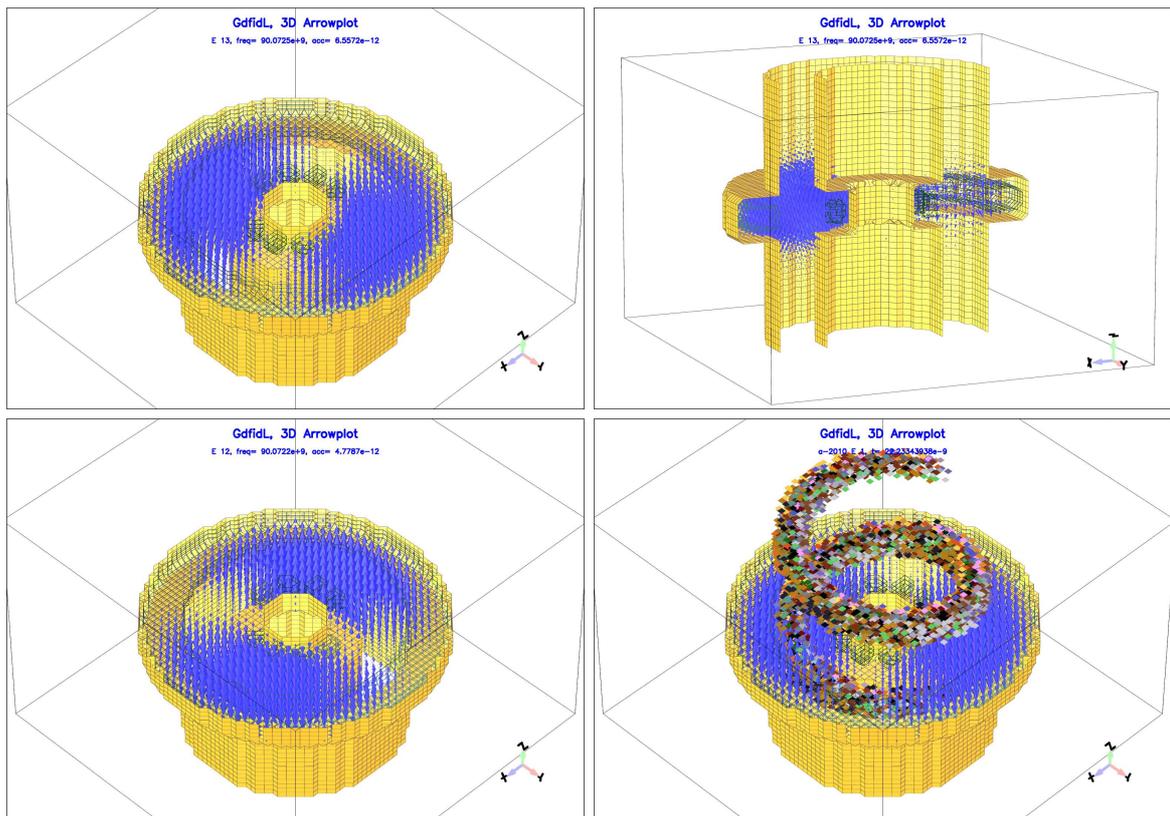


Abbildung 3.9: Oben: Der koaxiale Ausgangsresonator mit dem Arbeitsmode  $\text{TM}_{1,1,0}^{\circ}$ , dargestellt in zwei Schnitten. Unten: Die zweite Polarisationsrichtung und ein Schnappschuss bei Strahlanregung.

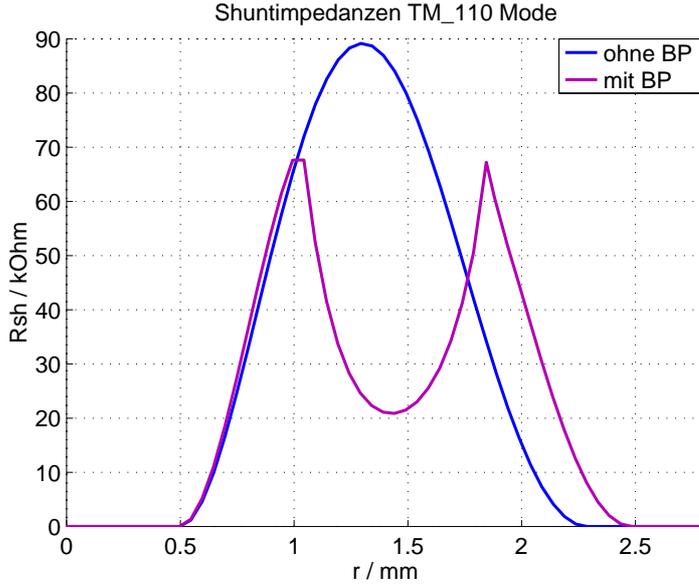


Abbildung 3.10: Die longitudinale Shuntimpedanz als Funktion der radialen Position in einem E-Feldmaximum eines Resonators mit Beam pipe und eines ohne.

E-Feldverteilung wegen des coaxialen Innenteiles aus Bessel- und Neumannfunktionen zusammen, so dass eine numerische Nullstellensuche für die Frequenzanpassung erforderlich ist. Beim Einführen des Strahlrohres verschiebt sich die Feldverteilung und die Frequenz erneut. Geeignete Korrekturen führen zu einer ausreichenden Symmetrie der Shuntimpedanz zur Strahlrohrmitte, in Bild 3.10 bei  $r \approx 1,45$  mm. Gegenübergestellt sind wieder der geschlossene und der geöffnete Resonator. Die erkennbaren Unterschiede im Außenradius sind Folge der beschriebenen Anpassungen. Wegen der Verluste auf dem Innenteil ist klar, dass dieses für eine hohe Shuntimpedanz so dünn wie möglich ausfallen sollte; hier wurde ein Durchmesser von 1 mm gewählt. Die Resonatorgüte beträgt 2240 und die simulierte belastete Güte 1120.

Diagramm 3.11 zeigt die vom Strahl abgegebene Leistung für eine Periode. Sie ist wie gewünscht zeitlich nahezu konstant  $\overline{P}_d \approx 1150$  W, so dass  $\overline{P}_{out} \approx 575$  W ausgekoppelt werden können.

Die Teilchendynamik (Abbildung 3.12) verbucht ebenfalls vorzügliche Kurven: Der Strahl wird wie gewünscht zeitlich nahezu gleichmäßig abgebremst; wegen der an den Strahlrohrwänden höheren Shuntimpedanz erfolgt dort eine räumlich etwas stärkere Verzögerung. Das erklärt die erhöhte Geschwindigkeitsstreuung nach dem Resonator in dem mittleren der Diagramme 3.12. Der Geschwindigkeitsverlust  $\Delta\beta \approx 5 \cdot 10^{-3}$  ( $\Delta v_z/v_0 \approx 0,9$  %) entspricht bei dem Strahlstrom von  $I = 0,5$  A einer Leistungsreduktion von etwa  $1200$  W<sup>1</sup>, die gerade  $\overline{P}_d$  deckt.

<sup>1</sup>Die Reduktion der kinetischen Energie entspricht einer Verringerung der Strahlspannung um  $\Delta U$  und diese in Verbindung mit dem Strahlstrom  $I$  bedeutet eine Leistungsabgabe von  $P_b = I\Delta U$ :

$$\begin{aligned} \Delta E_{kin} &= m_0 c^2 \Delta\gamma = q\Delta U \\ P_b = I\Delta U &= \frac{m_0 c^2}{q} I \Delta\gamma = U_{m_0} I \Delta\gamma \\ U_{m_0} &\approx 511 \text{ kV}, \quad \Delta\gamma \approx \gamma^3 \frac{\vec{v}}{c^2} \cdot \Delta\vec{v} \approx \gamma^3 \beta_0 \Delta\beta \approx 0,95 \Delta\beta \\ P_b &\approx U_{m_0} I \gamma^3 \beta_0 \Delta\beta \approx 240 \text{ kW} \quad \Delta\beta \approx 1200 \text{ W} \end{aligned}$$

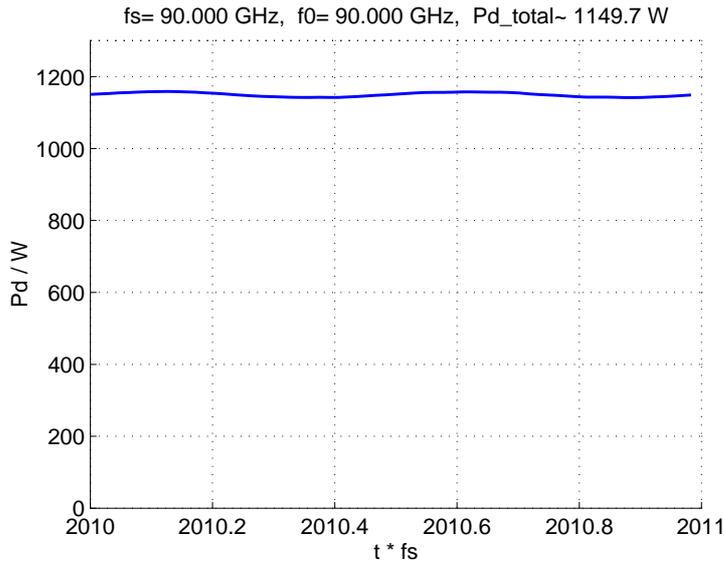


Abbildung 3.11: Die in den verlustbehafteten Materialklötzchen umgesetzte Verlustleistung über eine Strahlperiode im eingeschwungenen Zustand. (Die Dämpfungsklötzchen sind im zylindrischen Fall Ringe, die nahe der Resonatoraußenwand angeordnet wurden.)

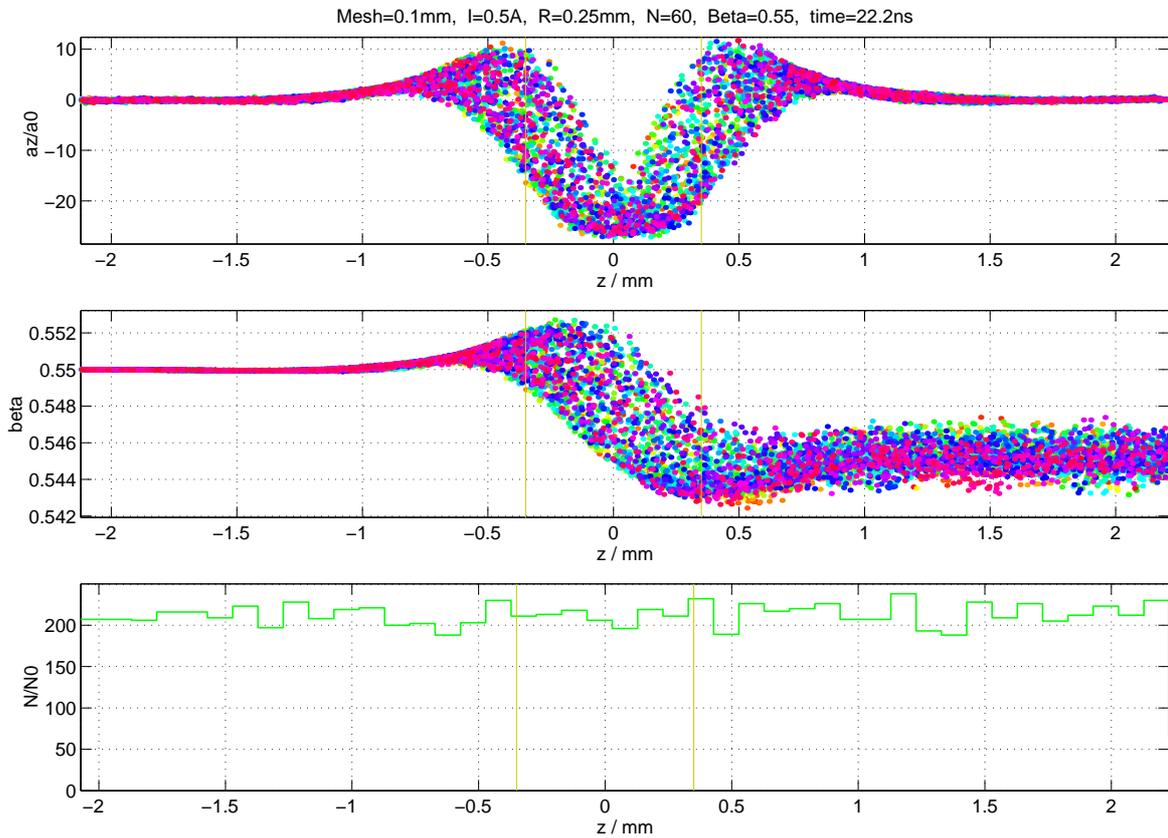


Abbildung 3.12: Die Teilchendynamik beim Abbremsen eines zirkular modulierten Strahles mit dem zirkular polarisierten  $TM_{110}^0$ -Mode. Von oben nach unten: die normierte Beschleunigung bzw. Geschwindigkeit in  $z$ -Richtung sowie die normierte Teilchendichte als Funktionen der  $z$ -Position.

Durch die radialen Komponenten des elektrischen Feldes erfährt der Strahl eine Kraft, die ihn aufzuspreizen versucht und an die Strahlrohrwände treibt. Außerdem führt das im Strahlbereich vorhandene magnetische Feld zu einem leichten Kick in azimuthaler Richtung von  $\Delta v_\varphi/v_0 \approx -0,25\%$ ; bei einem mehrzelligen Ausgangsresonator müsste dieser für die letzten Zellen unter Umständen bereits kompensiert werden.

### 3.4 Oberwellenanregung des $\text{TM}_{3,1,0}^\circ$ -Modes

Im rotationssymmetrischen Fall lassen sich mit dem Elektronenstrahl ebenfalls Oberwellen anregen. Für die dritte Harmonische sollte der  $\text{TM}_{310}^\circ$ -Mode verwendet werden, wie ihn Abbildung 3.13 zeigt. Analog zum planaren Szenario wechseln die elektromagnetischen Felder an jeder Position während einer Strahlperiode sechs Mal ihre Orientierung, so dass die dritte Harmonische erregt wird. Die Simulationen erfordern ein extrem genaues Abstimmen der beiden Polarisationsrichtungen, damit der Strahl zeitlich gleichmäßig abgebremst werden kann: Sollten beide Polarisationsrichtungen des  $\text{TM}_{310}^\circ$ -Modes leicht verschiedene Resonanzfrequenzen aufweisen, dann führt die Anregung mit einem Elektronenstrahl zu unerwünschten Phasenverschiebungen. Im Folgenden soll die Situation betrachtet werden, in der die Modulationsfrequenz des Strahles gerade dem Mittelwert dieser beiden Resonanzfrequenzen entspricht. In diesem Fall

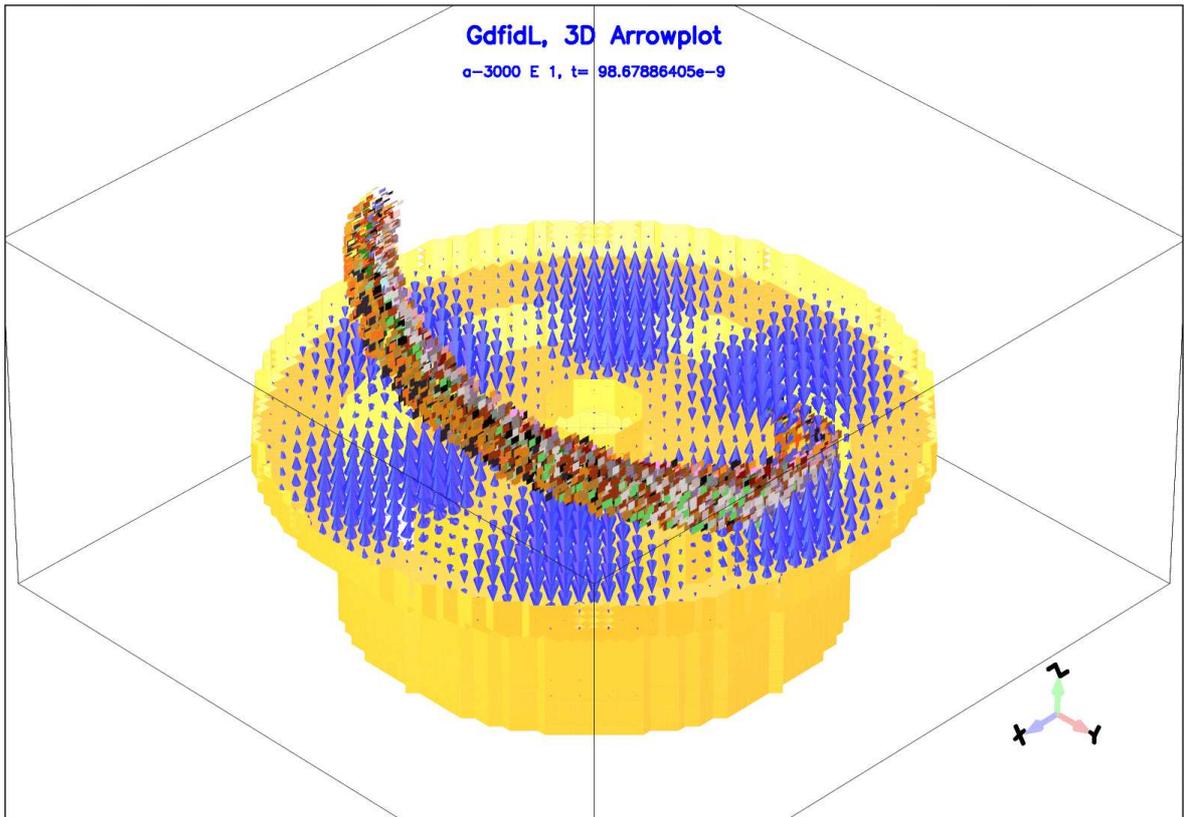


Abbildung 3.13: Ein mit 30 GHz zirkular modulierter Elektronenstrahl regt den  $\text{TM}_{310}^\circ$ -Mode bei 90 GHz resonant an.

erreicht der eine Mode zeitlich zu spät sein Maximum und der andere zu früh, so dass aus der zirkularen Polarisation eine elliptische wird - mit zwei Vorzugsrichtungen. Die Größenordnung dieses Effektes beschreiben Formeln am besten. Der Produktansatz zur Lösung der Wellengleichung bei monomodaler Anregung ergibt eine funktionale Abhängigkeit des elektrischen Feldes von:

$$E_{z(\varrho,\varphi,z,t)} = RZ_{(\varrho,z)}F(\varphi,t) . \quad (3.1)$$

Bei zirkularer bzw. allgemeiner elliptischer Polarisation ist

$$F(\varphi,t) = A \cos(n\varphi) \cos(n\omega_s t - \varphi_a) + B \sin(n\varphi) \sin(n\omega_s t - \varphi_b) . \quad (3.2)$$

Der erste Summand beschreibt die Abhängigkeiten der einen Polarisationsrichtung und der zweite entsprechend der anderen. Beide sind gegeneinander räumlich  $90^\circ/n$  und zeitlich  $(90^\circ - (\varphi_a - \varphi_b))/n$  versetzt, schwingen mit der  $n$ -ten Harmonischen der Strahlfrequenz  $f_s$  und besitzen die Amplituden  $A$  bzw.  $B$  und die Phasen  $\varphi_a$  bzw.  $\varphi_b$  bezüglich der Elektronenstrahlphase. Damit ergibt sich eine zeitliche Energieverteilung von:

$$W_e(t) = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 dV = W_0 \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\varphi,t)^2 d\varphi . \quad (3.3)$$

Werden beide Polarisierungen gleich stark angeregt (wie im hiesigen Fall), dann ist das Ergebnis der Integration gerade noch ansehnlich:

$$W_e(t) = W_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \left[ \cos(2n\omega_s t) \cdot (\cos(2\varphi_a) - \cos(2\varphi_b)) + \sin(2n\omega_s t) \cdot (\sin(2\varphi_a) - \sin(2\varphi_b)) \right] \right) .$$

Die Phasen  $\varphi_a$  und  $\varphi_b$  lassen sich aus der Resonanzkurve eines Parallelschwingkreises, dessen Resonanzfrequenz  $f_a$  bzw.  $f_b$  und dessen Bandbreite  $B$  ist und dem eine Schwingung der Frequenz  $n f_s$  auferzungen wird, bestimmen und bei kleinen Abweichungen nähern:

$$\varphi_{a/b} = \arctan \left( 2 \frac{f_{a/b} - n f_s}{B} \right) \approx 2 \frac{f_{a/b} - n f_s}{B} . \quad (3.4)$$

Durch die günstige Wahl der Modulationsfrequenz  $n f_s = 1/2 (f_a + f_b)$  ergibt sich für die Phase  $\varphi_a = -\varphi_b \approx (f_a - f_b)/B$ , so dass sich der obige Ausdruck der elektrischen Energie deutlich vereinfacht:

$$W_e(t) = W_0 (1 + \sin(2\varphi_a) \sin(2n\omega_s t)) = W_0 (1 + c \cdot \sin(2n\omega_s t)) . \quad (3.5)$$

Die elektrische Energie im Resonator und damit ebenfalls die auskoppelbare Leistung besitzt einen konstanten Anteil, der von einem mit der doppelten Resonanzfrequenz schwingenden Rippeln überlagert ist. Die relative Amplitude dieses Rippelns ist  $c$  und beträgt für gut abgestimmte Resonatoren in etwa dem  $2Q$ -fachen der relativen Frequenzabweichung zwischen beiden Polarisierungen:

$$c = \sin(2\varphi_a) \approx 2 \frac{f_a - f_b}{B} \approx 2Q \frac{f_a - f_b}{f_a} , \quad (3.6)$$

$$\Delta f = |f_a - f_b| \leq \frac{1}{2} B c \quad (3.7)$$

oder andersherum kann aus einem maximal tolerierbaren Rippeln schnell die erforderliche Frequenzgenauigkeit  $\Delta f$  errechnet werden. Soll z.B.  $c$  unter 10 % liegen, dann dürfen sich die beiden Polarisationsrichtungen in ihren Resonanzfrequenzen nicht mehr als 1/20 der Bandbreite unterscheiden. Im vorliegenden Fall ( $f_a \approx 90$  GHz,  $Q_d \approx 1500$ ) bedeutet das  $\Delta f \leq 3$  MHz!

Schon numerisch führte das rechteckige Gitter zu Vorzugsrichtungen und damit zu einem kleinen Frequenzunterschied der beiden Polarisierungen. Die Kompensation erwies sich als schwierig, da bei Abstimmung eines Modes mit Materialklötzchen in seinen räumlich starken Feldbereichen eine Drehung beider Moden einsetzte, sobald die Resonanzfrequenzen sich näherten ( $\Delta f \leq B/2$ ). Mit weiteren Klötzchen konnte auch diese Erschwernis überlistet werden. Für den Aufbau in der Realität sind die gleichen Schwierigkeiten zu überwinden - und dies bei Resonatorabmessungen von  $R_i = 0,5$  mm und  $R_a = 3,5$  mm.

Nach gelungener Abstimmung wurde die Shuntimpedanz mit ihrer radialen Abhängigkeit aufgenommen und für die Fälle des geschlossenen und des Resonators mit Strahlrohr in den Diagrammen 3.14 gegenübergestellt.

Dass die Shuntimpedanz bei vorhandenem Strahlrohr lokal stärker als im geschlossenen Resonator ist, verwundert zuerst, liegt aber an der verringerten Verlustleistung im Strahlrohrbereich. Die Resonatorgüte beträgt  $Q_0 \approx 3300$  und die simulierte belastete  $Q_d = 1650$ . Die Frequenzabweichung der beiden Polarisierungen konnte auf 4,1 % der Bandbreite angepasst werden ( $\Delta f \approx 2,24$  MHz), so dass das Rippeln auf der Verlustleistung nur 8,2 % beträgt, wie Abbildung 3.15 bestätigt.

Die Verlustleistung beträgt  $\bar{P}_d \approx 790$  W; es könnten  $\bar{P}_{out} \approx 395$  W ausgekoppelt werden, also doppelt so viel wie im planaren Fall. Wieso gewinnt man derart viel trotz vergleichbarer Shuntimpedanz? Bei richtiger Abstimmung des Resonators wird der Elektronenstrahl im zirkularen Fall stets durch ein E-Feldmaximum gebremst, während er im planaren Klystron teilweise ungebremst den Ausgangsresonator durchqueren kann. Die Teilchendynamik (Bild 3.16) ähnelt der der Grundwellenanregung.

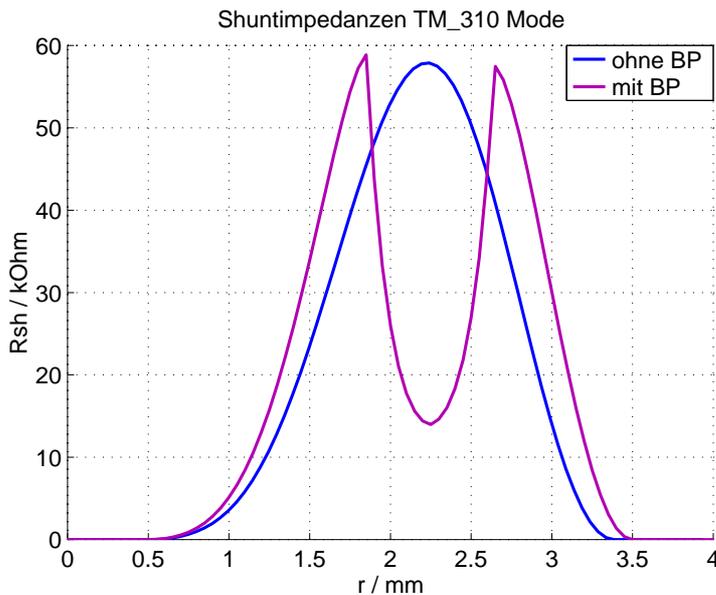


Abbildung 3.14: Die Shuntimpedanz  $R_{sh,z}$  des  $TM_{310}^o$ -Modes als Funktion des Abstandes zu Symmetrieachse, verglichen für einen Resonator mit und einen ohne Beampipe.

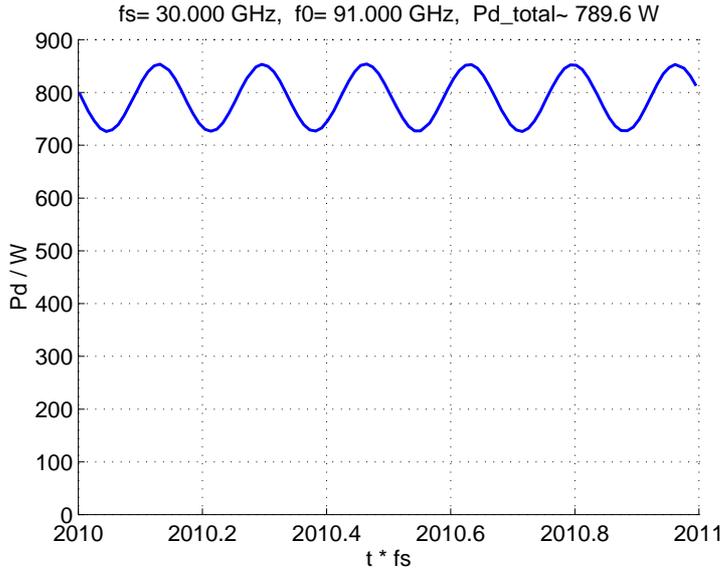


Abbildung 3.15: Die vom Strahl abgegebene Leistung, aufgetragen über einer Strahlperiode. Das Rippeln liegt an einem kleinen Phasenversatz der beiden Polarisationsrichtungen bei Strahlanregung.

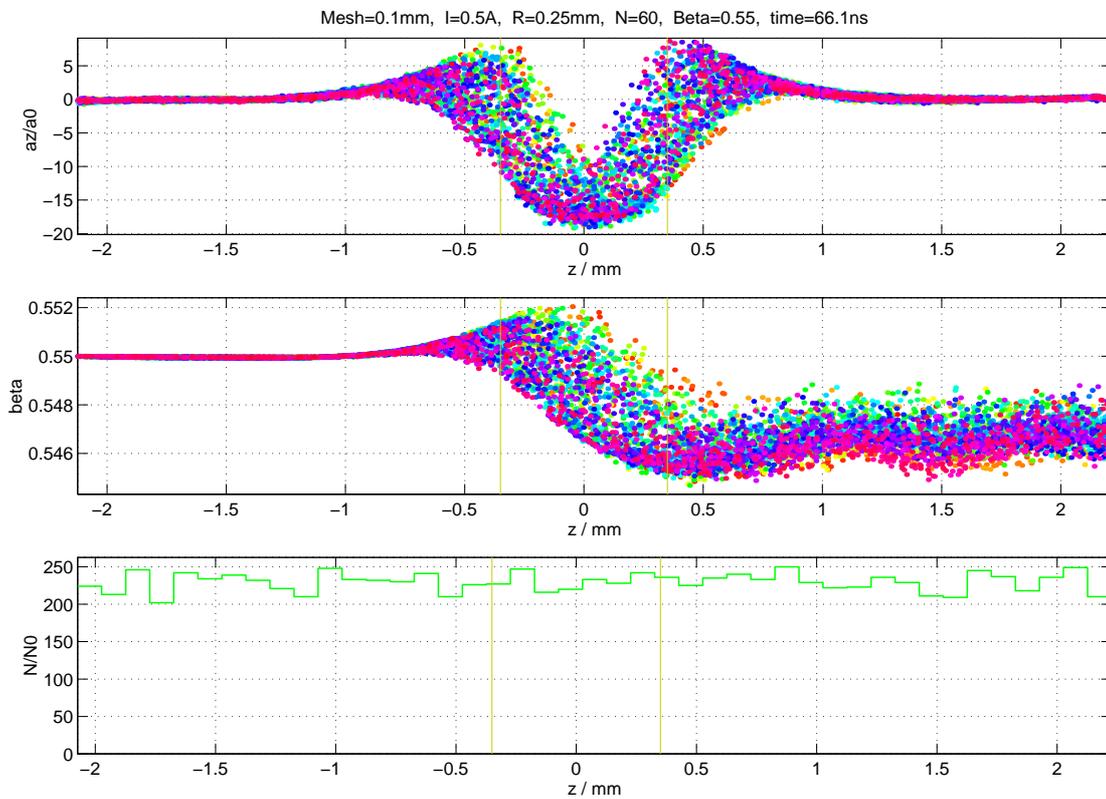


Abbildung 3.16: Die Teilchendynamik bei Abbremsung eines zirkular modulierten Elektronenstrahles mit dem  $TM_{310}^O$ -Mode.

Bei scharfem Blick kann man das dem Rippeln der Ausgangsleistung entsprechende Schwingen auch der Teilchengeschwindigkeit entnehmen. Ähnlich wie bei der Grundwellenanregung wird der Strahl durch die elektrischen Felder radial aufgeweitet und nähert sich den Strahlrohrwänden. Auch der azimuthale Kick ist mit  $\Delta v_\varphi/v_0 \approx -0,35\%$  vorhanden.

### 3.5 Resonatoraufbau bei zirkularer Modulation

Wie wirken sich die Vorteile und Schwierigkeiten bei Verwendung der rotationssymmetrischen Strukturen im praktischen Einsatz aus? Gibt es weitere Nachteile?

Ja, leider. Es ist die mechanische Stabilität. Abbildung 3.17 zeigt eine Skizze, die die Größenverhältnisse des Ausgangsresonators veranschaulicht.

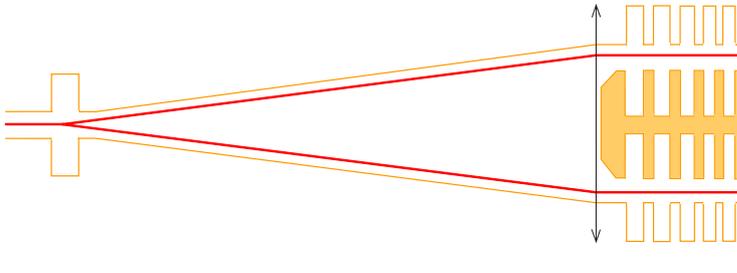


Abbildung 3.17: Ein Schnitt durch das rotationssymmetrisch aufgebaute Klystron. Die roten Linien symbolisieren den Elektronenstrahl. Links ist schematisch die Ablenkstruktur dargestellt und rechts der koaxiale Ausgangsresonator.

Man kann erahnen, dass ein mehrzelliger koaxialer Ausgangsresonator einige mechanische Probleme mit sich bringt. Eine unterstützende Aufhängung z.B. an der ersten Zelle in Richtung der Ablenkstruktur, wie sie Abbildung 3.18 zeigt, ist nicht realisierbar, da zu viele Elektronen aufträfen und damit die Aufhängung beschädigten bzw. zu stark erhitzen. Bei einer Breite der Aufhängung von  $d = 0,5 \text{ mm}$  hinterlässt der Elektronenstrahl pro Aufhängung im Dauerbetrieb etwa

$$P_a \approx \frac{d}{u} P_b \approx \frac{0,5}{14} \cdot 50 \text{ kW} = 1,8 \text{ kW} ,$$

bei einem An-Aus-Tastverhältnis von 1:50 sind das noch 36 W.

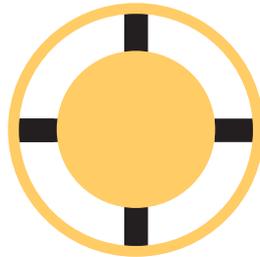


Abbildung 3.18: Aufhängungen wie diese könnten die mechanische Stabilität des koaxialen Innenteiles erhöhen. Leider heizt der Strahl sie zu stark auf.

Das Resümee für ein zirkular moduliertes Klystron fällt aus diesen Gründen leider schlecht für den Einsatz im W-Band aus: Die mechanischen Stabilitätsprobleme des koaxialen Innenteiles zusammen mit den extremen Anforderungen an die Resonanzfrequenzen der beiden Polarisationsrichtungen des  $\text{TM}_{n10}^{\circ}$ -Modes führen zu großen Schwierigkeiten. Auch wäre der Dynamikbereich deutlich eingeschränkt, d.h. der Strahl und die Ablenkvorrichtung müssten genau aufeinander abgestimmt sein, damit der Strahl den Ausgangsresonator exakt im Strahlrohrbereich trifft (für den Einsatz in der Beschleunigertechnik kann dies jedoch meist toleriert werden). Ein trajektorienmoduliertes Klystron im W-Band sollte im Hinblick auf die Umsetzbarkeit planar entworfen werden.

### 3.6 Überlegungen zur Verbesserung der Strahl-Resonator-Kopplung bei linearer Modulation

Ausgangspunkt für die folgenden Untersuchungen ist die unerfreuliche Tatsache, dass die Auskopplung der dritten Harmonischen der Modulationsfrequenz zu einer Drittelung der auskoppelbaren Leistung führt. Ist es möglich, dieses Verhalten zu verbessern?

Bei einem dünneren Strahl - vor allem im Bereich der Flanken - wird der Ausgangsresonator stärker angeregt: So kann dem in Bild 3.19 zu Grunde liegenden Strahl  $\overline{P}_{out} \approx 240$  W im Vergleich zu den bisherigen  $\overline{P}_{out} \approx 190$  W mittlerer Leistung entzogen werden. Das liegt daran, dass weniger Teilchen beschleunigt werden und dies dann auch nur in geringerem Maße.

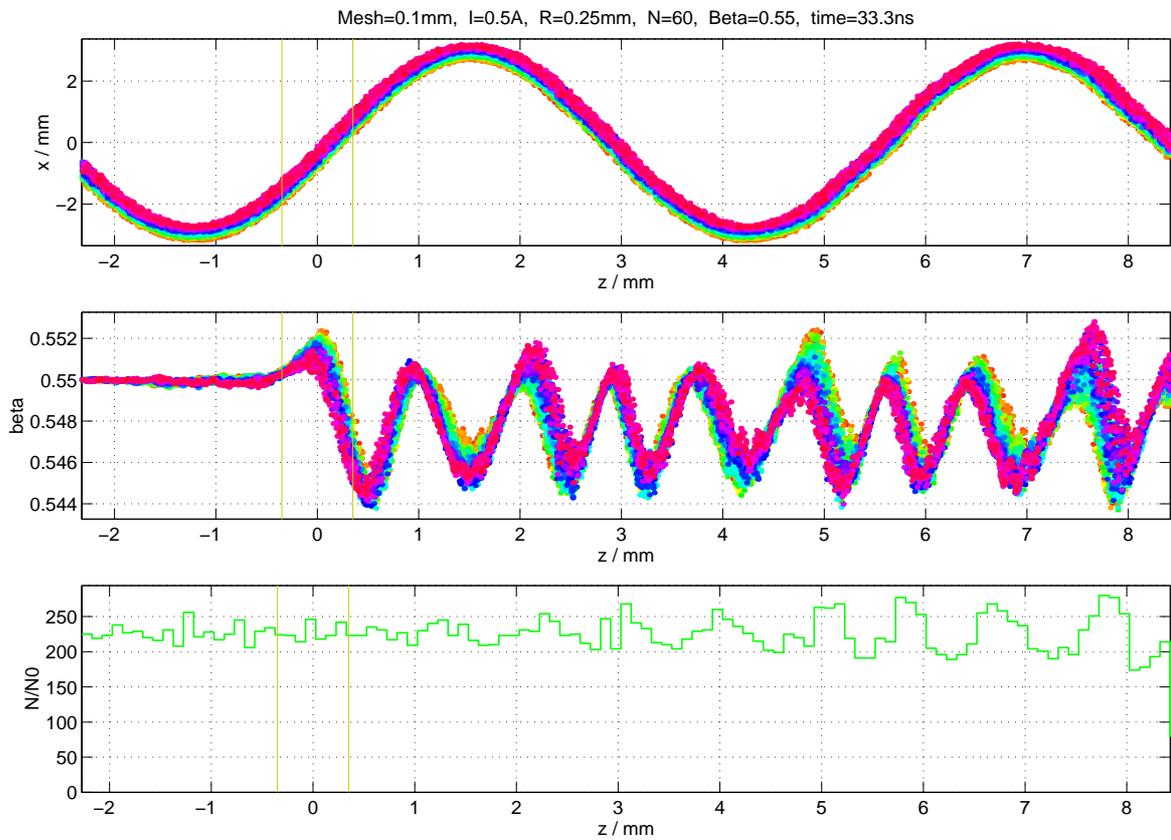


Abbildung 3.19: Die Teilchendynamik bei Anregung des  $TM_{410}$ -Modes mit einem an den Strahlflanken dünneren Elektronenstrahl.

Die nächste Idee ist, die Shuntimpedanz zu erhöhen, indem der  $TM_{210}$ -Mode statt des  $TM_{410}$ -Modes auch für die Anregung der dritten Harmonischen genutzt wird. Die Shuntimpedanz verdoppelt sich nahezu, jedoch wird der Strahl weniger ausgelenkt (siehe Abbildungen 3.20 und 3.21) und damit nimmt die Anzahl der beschleunigten Teilchen dramatisch zu, so dass die auskoppelbare Leistung auf  $\overline{P}_{out} \approx 100$  W sinkt.

Durch den Geschwindigkeitsunterschied bilden sich wie bei einem dichte-modulierten Klystron nach einer gewissen Driftstrecke Bunches aus, die dann effek-

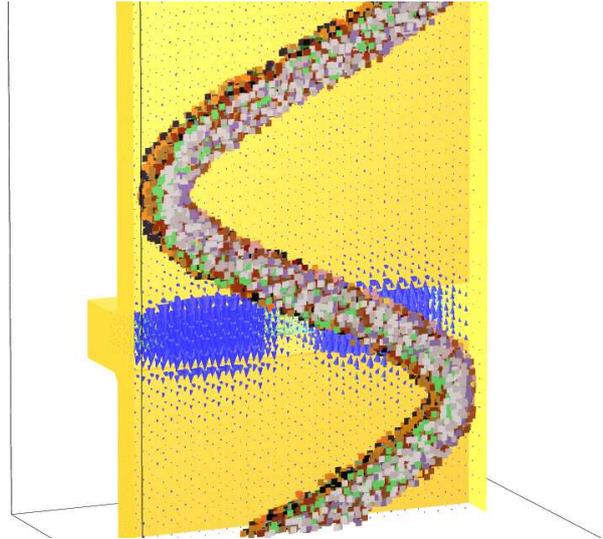


Abbildung 3.20: Die Oberwellenanregung des  $TM_{210}$ -Modes auf der dritten Harmonischen der Strahlfrequenz.

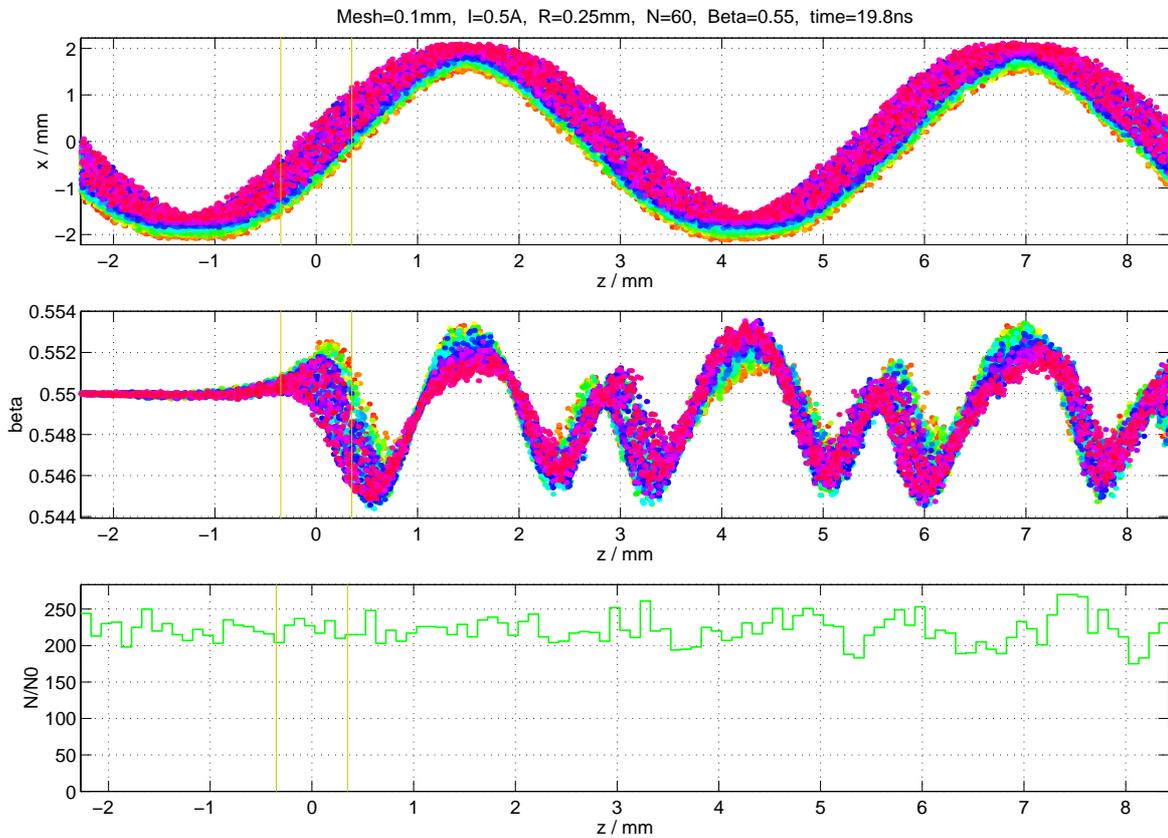


Abbildung 3.21: Die Teilchendynamik bei Oberwellenanregung des  $TM_{210}$ -Modes.

tiver gebremst werden können - bei einer Modulation von  $\Delta v_z/v_0 = 1,5\%$  würde diese Driftstrecke etwa 60 mm betragen. Eine stärkere Modulation ist durch mehrzellige Resonatoren erreichbar. Es besteht außerdem die Möglichkeit, die Auslenkungsextrema des Strahls nichtlinear, z.B. durch inhomogene Magnetfelder, zurückzustößen, so dass die Strahlform schließlich einem Trapez ähnelt. Damit wird erreicht, dass auch die beschleunigten Teilchen an Positionen maximalen elektrischen Feldes den Resonator

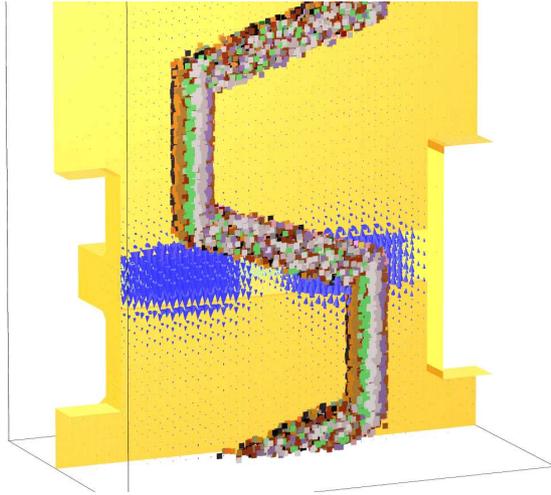


Abbildung 3.22: Ein trapezförmiger Elektronenstrahl regt den  $TM_{210}$ -Mode mit seiner dritten Harmonischen an.

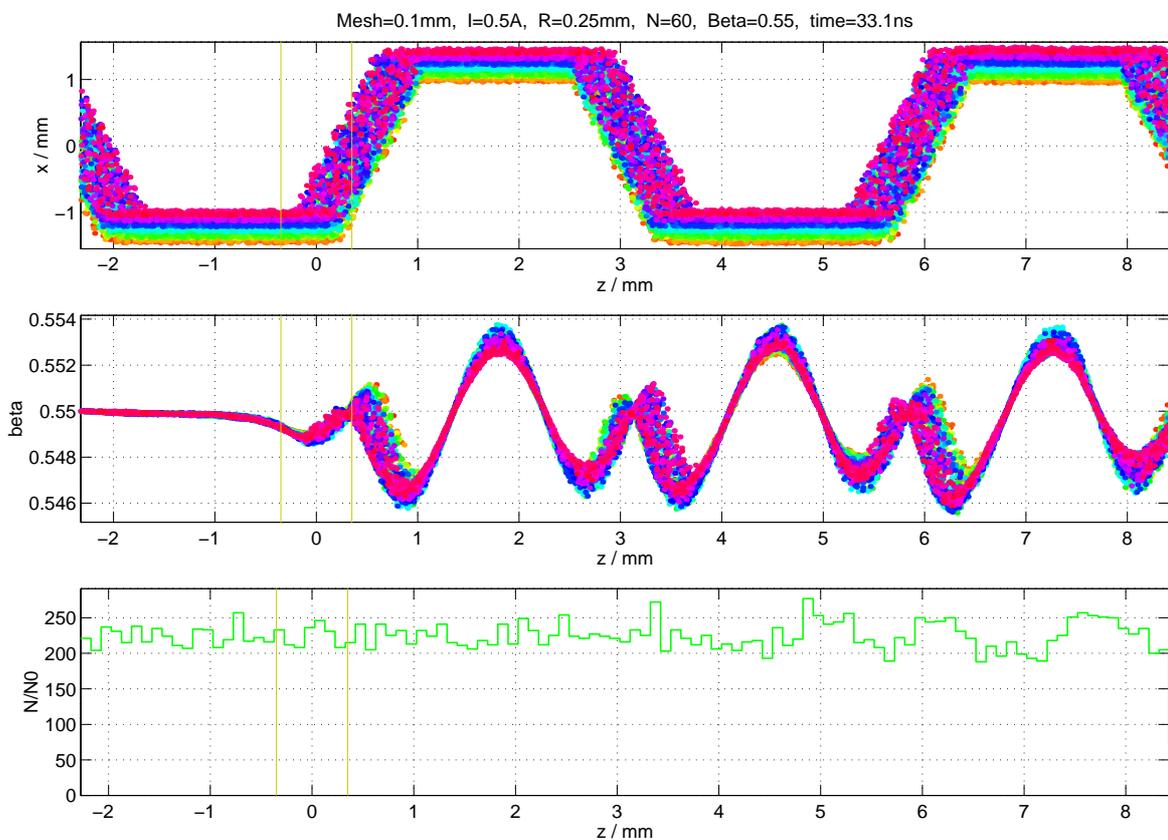


Abbildung 3.23: Die Teilchendynamik bei Oberwellenanregung des  $TM_{210}$ -Modes mit einem trapezförmigen Elektronenstrahl.

durchlaufen und so das Bunching sowie das Abbremsen verbessern. Ein solches Klystron wäre eine Kombination aus trajektorien- und dichte-moduliertem. Abbildung 3.22 zeigt die Geometrie und Grafik 3.23 die entsprechende Teilchendynamik.

Die gesamte Verlustleistung bei  $Q_d = Q_0/2$  beträgt nur  $\overline{P}_v = 115$  W. In diesem Fall wäre es günstig, die entworfene Struktur nicht auszukoppeln, sondern als Idler zu betreiben, um nur eine Strahlverformung zu bewirken. Wegen der Oberwellenanregung

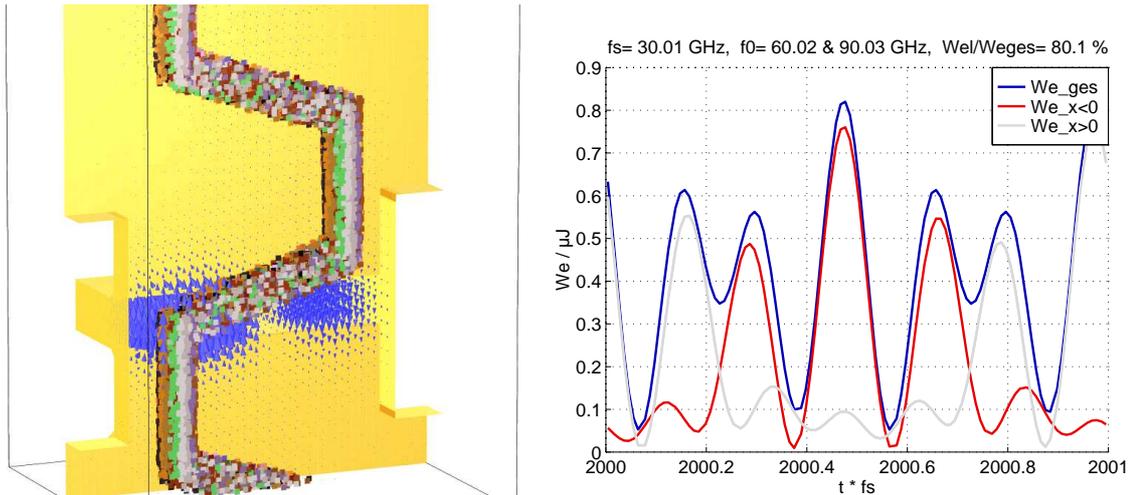


Abbildung 3.24: Links: In einem günstig abgestimmten Idler überlagern sich der  $TM_{210}$ -Mode und der  $TM_{110}$ -Mode. Beide wurden durch den Elektronenstrahl angeregt und dienen der Strahlmodulation. Rechts ist die Verteilung der elektrischen Energie dargestellt: Die rote Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf der Energie in der linken Resonatorhälfte, die graue entsprechend für die rechte und die blaue Kurve repräsentiert die Gesamtenergie im Resonator.

ließe sich ein solcher Idler noch deutlich verbessern: Bei geschicktem Resonatorentwurf lassen sich der  $TM_{210}$ -Mode bei 90 GHz und der  $TM_{110}$ -Mode bei 60 GHz zusammen anregen. Die Überlagerung führt zu einem Beaten des elektrischen Feldes in diejenige Resonatorhälfte, in der sich gerade der Strahl befindet. Die Optimierung ergibt, dass sich bei einem Amplitudenverhältnis  $E_{TM_{210}} : E_{TM_{110}} = 1 : 1$  und einer Phasenverschiebung von  $\Delta\varphi = 90^\circ$  zwischen beiden Moden 82,4 % der Gesamtenergie in der gewünschten Resonatorhälfte befindet. In Simulationen wurden 80 % erreicht. Bild 3.24 zeigt eine typische Momentaufnahme sowie den zeitlichen Verlauf der elektrischen Energie. In Grafik 3.25 ist die daraus resultierende Teilchendynamik abgebildet. Sie ist ausgesprochen günstig, da die meisten der gebremsten Teilchen etwa die gleiche Endgeschwindigkeit erlangen und die beschleunigten Teilchen einen deutlichen Geschwindigkeitszuwachs verbuchen können.

Welches der beiden Konzepte: Trajektorien-Modulation oder Trajektorien-Dichte-Modulation soll für die weitere Klystrontwicklung verfolgt werden? Der wesentliche Vorteil der zweiten Variante besteht in dem höheren erreichbaren Wirkungsgrad auf Grund der größeren Shuntimpedanz; sie ist aber ihrerseits einem gewöhnlichen dichte-modulierten Klystron unterlegen. Wegen der nichtlinearen Strahlverformung zum Trapezstrahl sind ebenfalls deutliche Auswirkungen auf die Linearität zwischen Eingangs- und Ausgangsleistung zu erwarten. Aus diesen Überlegungen heraus wird für den weiteren Entwurf des Höchstfrequenzklystrons ein sinusförmig linear-trajektorien-modulierter Elektronenstrahl eingesetzt werden.

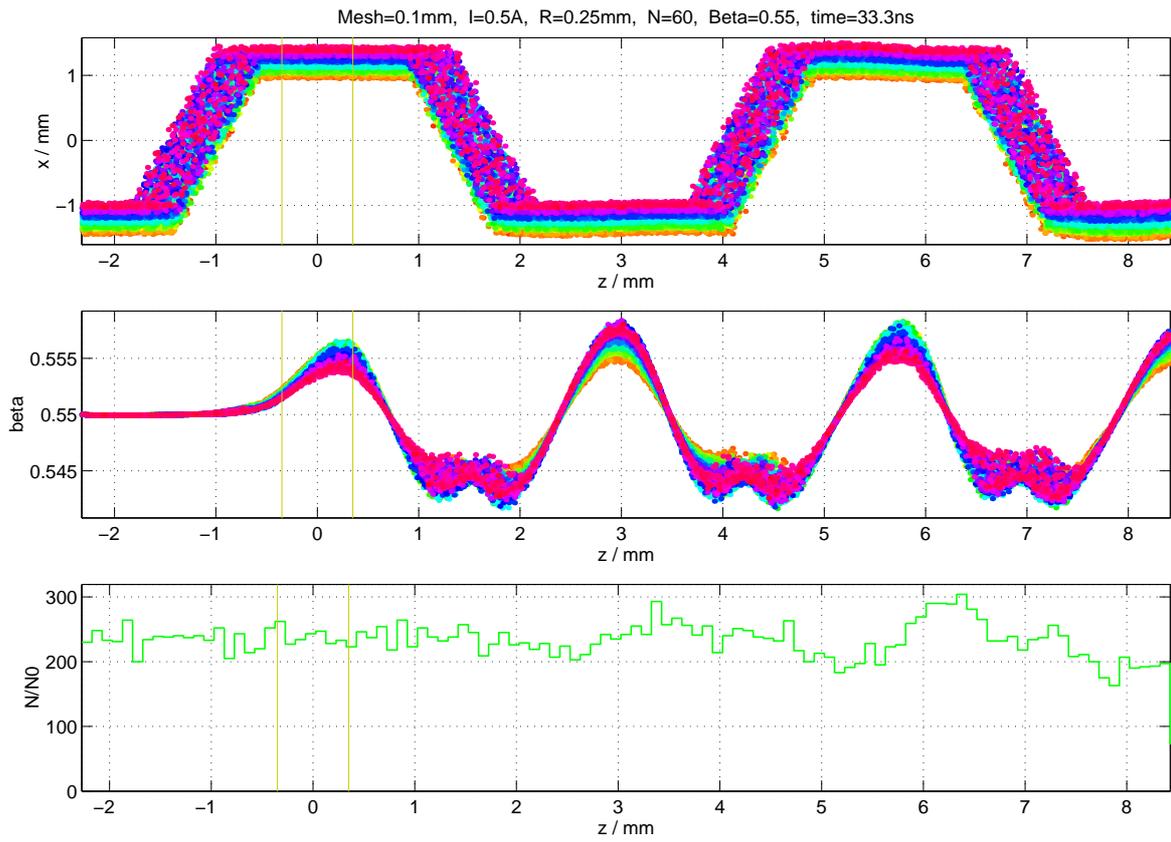


Abbildung 3.25: Die Teilchendynamik für einen trapezförmig ausgelenkten Elektronenstrahl, der den diskutierten, beatenden Idler passiert hat.



# 4 Die Ablenkeinheit

## 4.1 Methoden der Strahlablenkung

Dieses Kapitel wird die Ablenkung eines Elektronenstrahles erörtern, basierend auf verschiedenen Prinzipien. Ausgangspunkt ist dabei die relativistische Bewegungsgleichung für ein einzelnes, geladenes Teilchen im elektromagnetischen Feld<sup>1,2</sup>:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \vec{p} = m_0 \frac{d}{dt} \gamma(\vec{v}) \vec{v} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.1)$$

$$\frac{d}{dt} \vec{v} = \frac{q}{m_0 \gamma(\vec{v})} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{\vec{v}}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E})). \quad (4.2)$$

Die benötigte, zeitlich periodische, räumliche Strahlablenkung kann demnach durch ein zeitlich veränderliches transversales elektrisches oder magnetisches Feld z.B. innerhalb von Resonatoren oder Laufwellenstrukturen hervorgerufen werden. Außerdem ist es möglich, den einlaufenden Elektronenstrahl in seiner Geschwindigkeit zu modulieren  $\vec{v} = \vec{v}_0 (1 + M \sin(\omega_s t + \varphi))$  und ihn anschließend in einem statischen Magnetfeld abzulenken. Die Geschwindigkeitsmodulation wird so in einen örtlichen Versatz umgewandelt. Ist man an einem geradlinigen Strahlverlauf interessiert, dann kann durch ein statisches elektrisches Feld die Kraft  $\vec{v}_0 \times \vec{B}$  kompensiert werden, so dass Teilchen mit der Geschwindigkeit  $\vec{v} = \vec{v}_0$  das Crossed Field geradlinig durchlaufen, während geschwindigkeitsmodulierte Ladungen eine Ablenkung erfahren.

Nach erfolgter Ablenkung bewegen sich alle Teilchen geradlinig gleichförmig weiter. An dieser Stelle bietet es sich an, die in dieser Arbeit benutzte Symbolik für die mathematische Beschreibung des Elektronenstrahles zu erläutern. Die Strahlform in  $x$ -Richtung ist eine Funktion der  $z$ -Position sowie der Zeit  $t$  und wird mit  $x_s(z,t)$  bezeichnet. Weiterhin wird die Amplitude der Strahlauslenkung  $x_{sa}(z)$  an einer beliebigen Stelle  $z$  benötigt; sie ist definiert als das zeitliche Maximum der Strahlauslenkung  $x_{sa}(z) = \max_t (x_s(z,t))$  bei einem ideal dünnen Strahl. Zur Beschreibung realer Strahlen wird zusätzlich ein ortsabhängiger Radius  $R(z)$  eingeführt. Als letzte Größe sei hier die optimale Strahlauslenkung  $x_{saopt}$  erläutert: Sie ist diejenige Amplitude  $x_{sa}$ , bei der dem Strahl im Ausgangsresonator die maximale Leistung entzogen werden kann.

---

<sup>1</sup>Diese Vorgehensweise berücksichtigt nicht die Wechselwirkung der Ladungen innerhalb des Strahles untereinander und führt deshalb zu schönen, einfachen Ergebnissen. Bei kleinen Strömen, hohen Teilchengeschwindigkeiten und kurzen Driftstrecken differieren Realität und diese Näherung nur wenig, genauere Aussagen über die Abweichung können numerische Simulationen oder Messungen bieten.

<sup>2</sup>Die Äquivalenz der beiden Gleichungen wurde im Anhang A2.1 bewiesen.

## 4.2 Ablenkung im statischen Magnetfeld

Dieser Abschnitt diskutiert, wie ein geschwindigkeitsmodulierter Elektronenstrahl durch ein statisches Magnetfeld in einen trajektorien-modulierten umgewandelt werden kann und welche Nebeneffekte dabei auftreten.

Ein (auch zeitlich veränderliches und inhomogenes) Magnetfeld kann die Richtung, nicht aber den Betrag der Geschwindigkeit von bewegten, geladenen Teilchen ändern. Mit diesem Wissen vereinfacht sich die Bewegungsgleichung (4.1) erheblich, da keine relativistischen Einflüsse mehr auftreten.

$$\frac{d}{dt} \vec{p} = m_0 \gamma \dot{\vec{v}} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.3)$$

Ein statisches, homogenes Magnetfeld veranlasst einfliegende Teilchen, sich auf einer Kreisbahn zu bewegen, die stets senkrecht zum Magnetfeld steht. In Formeln bedeutet das:

$$\text{Ansatz:} \quad \vec{r}(t) = \vec{r}_0(v) + R(v) \vec{e}_\varphi, \quad (4.4)$$

wobei  $\vec{r}_0(v)$  der (geschwindigkeitsabhängige) Mittelpunkt der Kreisbahn und  $R(v)$  ihr (geschwindigkeitsabhängiger) Radius ist. Eingesetzt in die Bewegungsgleichung ergibt sich für ein Teilchen, das mit konstanter Geschwindigkeit  $v = |\vec{v}(t)|$  fliegt:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}}(t) &= R(v) \frac{d}{dt} \vec{e}_\varphi = R(v) \vec{e}_\varphi \dot{\varphi} = R(v) \vec{e}_\varphi \Omega \\ \ddot{\vec{r}}(t) &= R(v) \left( -\vec{e}_\varphi \Omega^2 + \vec{e}_\varphi \dot{\Omega} \right) \\ m_0 \gamma \ddot{\vec{r}}(t) &= m_0 \gamma R(v) \left( -\vec{e}_\varphi \Omega^2 + \vec{e}_\varphi \dot{\Omega} \right) \\ q \dot{\vec{r}}(t) \times \vec{B} &= q R(v) \Omega \vec{e}_\varphi \times \vec{B}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Nach diesem Ansatz kann  $\dot{\vec{r}}(t) \times \vec{B}$  keine  $\varphi$ -Komponente besitzen und so gilt  $\dot{\Omega} = 0$ , d.h. die Winkelgeschwindigkeit  $\Omega = \dot{\varphi}$  ist konstant und zwar betragsmäßig gleich der Zyklotronfrequenz. Damit ist die Bewegungsgleichung gelöst.

$$\Omega = -\frac{q}{m_0 \gamma} B \quad (4.6)$$

Für alle Ablenkstrukturen soll im Folgenden das gleiche Koordinatensystem zugrundegelegt werden, um die Ergebnisse gut vergleichen zu können. Dabei soll der Elektronenstrahl vor der Struktur mit  $v(t)$  in die  $z$ -Richtung fliegen und an der Stelle  $x = y = z = 0$  zur Zeit  $t = t_i$  in sie eintreten, um dann in  $x$ -Richtung abgelenkt zu werden (vergleiche Abbildung 4.1). Mit diesen Anfangsbedingungen ist die Bahnkurve eindeutig festgelegt:

$$\begin{aligned} \vec{r}(t) &= R(v(t_i)) \left[ \sin(\Omega(t - t_i)) \vec{e}_z + (1 - \cos(\Omega(t - t_i))) \vec{e}_x \right] \\ \dot{\vec{r}}(t) &= v(t_i) \left[ \cos(\Omega(t - t_i)) \vec{e}_z + \sin(\Omega(t - t_i)) \vec{e}_x \right] \\ R(v(t_i)) &= \frac{v(t_i)}{\Omega}, \quad \Omega = -\frac{q}{m_0 \gamma} B. \end{aligned} \quad (4.7)$$

So durchlaufen schnellere Teilchen eine Bahn mit größerem Radius, während langsamere auf einen kleineren Radius gezwängt werden. Die Winkelgeschwindigkeit ist dabei aber stets die gleiche.

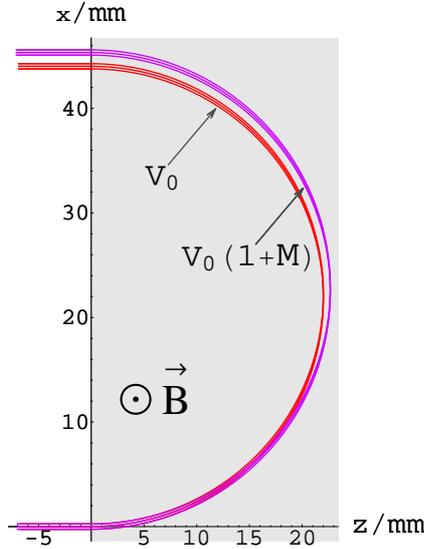


Abbildung 4.1: Die Bahnkurven von Elektronen ( $q_e < 0$ ) mit den Geschwindigkeiten  $v_0 = c\beta_0$  und  $v_1 = v_0(1 + M)$  bei  $\beta_0 = 0,55$  und  $M = 3\%$  unter einem statischen, homogenen Magnetfeld der Stärke  $B = 50$  mT.

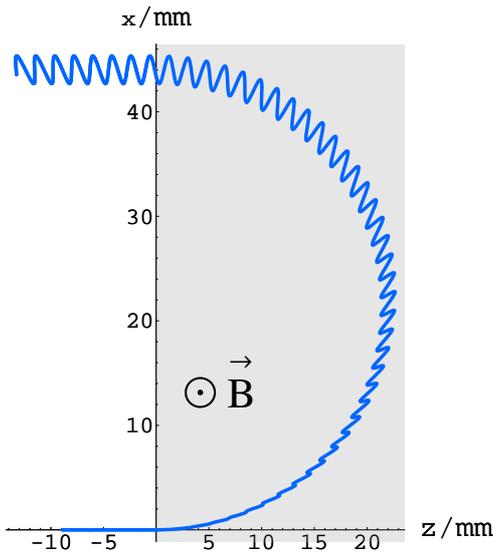


Abbildung 4.2: Eine Momentaufnahme eines Elektronenstrahles, der mit  $v(t) = v_0(1 + M \sin(\omega_0 t))$  bei  $x = y = z = 0$  in die Ablenkstruktur eingeschossen wurde. Die Geschwindigkeitsmodulation wird in eine Modulation der Trajektorien umgesetzt. Die Coulombkräfte, mit denen sich die Elektronen untereinander abstoßen, wurden bei der Betrachtung vernachlässigt.

Für den Ausgangsresonator möchte man die zeitlich harmonische Geschwindigkeitsmodulation in eine zeitlich harmonische Versetzung der Teilchenposition umwandeln. Dies gelingt verzerrungsfrei erstmalig nach einer  $180^\circ$  Drehung (siehe Abbildung 4.2):

$$\begin{aligned}
 t_{out} &= t_i + t_e, & t_e &= \frac{\pi}{\Omega} \\
 \vec{r}(t_{out}) &= 2R(v_{(t_i)}) \vec{e}_x \\
 \dot{\vec{r}}(t_{out}) &= -v_{t_i} \vec{e}_z .
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

Aus einer ursprünglichen Geschwindigkeitsmodulation  $v(t) = v_0(1 + M \sin(\omega_0 t))$  wird damit eine harmonische Modulation der  $x$ -Position des Strahles am Ausgang der Ab-

lenkstruktur mit einem maximalen Versatz bezüglich der Referenzposition  $x_0 = 2 R_0$ :

$$\begin{aligned}\Delta x &= 2 |R_{(v=v_0(1+M))} - R_{(v=v_0)}| = 2 |R_0| M \\ R_0 &= R_{(v=v_0)} = -\frac{m_0 \gamma c \beta_0}{q B}.\end{aligned}\tag{4.9}$$

Die Erörterungen zum Ausgangsresonator ergeben nach Gleichung (6.18) und Tabelle 6.2, dass im Falle einer Grundwellenanregung die optimale Leistungsauskopplung bei einer Amplitude von  $x_{saopt} \approx 0,293 x_a$  vorliegt. Für den  $TM_{210}$ -Mode bei  $f_0 = 90$  GHz sind das  $x_{saopt} \approx 1,38$  mm.

In der folgenden Tabelle wurden exemplarisch einige denkbare Kombinationen zum Entwurf einer Ablenkstruktur mit einem statischen Magnetfeld zusammengestellt.

|             |         |         |         |         |
|-------------|---------|---------|---------|---------|
| $\beta_0$   | 0,33    | 0,33    | 0,55    | 0,55    |
| $U_0$       | 30,3 kV | 30,3 kV | 101 kV  | 101 kV  |
| $M$         | 3 %     | 5 %     | 3 %     | 5 %     |
| $\Delta x$  | 1,38 mm | 1,38 mm | 1,38 mm | 1,38 mm |
| $B$         | 26,3 mT | 43,8 mT | 49,6 mT | 82,6 mT |
| $R_0$       | 22,7 mm | 13,6 mm | 22,7 mm | 13,6 mm |
| $u_h$       | 71,2 mm | 42,7 mm | 71,2 mm | 42,7 mm |
| $n_\lambda$ | 65,8    | 39,5    | 39,5    | 23,7    |

Tabelle 4.1: Einige mögliche Parameter zum Ablenken mit einem statischen Magnetfeld. Die beiden letzten Reihen geben den halben Umfang  $u_h = \pi R_0$  bzw. die Anzahl der Perioden  $n_\lambda = \pi R_0 / \lambda_e = \pi R_0 f_0 / (c \beta_0)$  an, welche mit dem Weg der Teilchen mit  $v = v_0$  korrespondieren.

Aus diesen Werten ist ersichtlich, dass die Erzeugung der Stärke des Magnetfeldes kein Problem darstellt. Um die Driftlängen relativ kurz zu halten, sind hohe Geschwindigkeitsmodulationen notwendig. 5% sind durchaus mit einem zweistufigen Resonator bei  $\overline{P}_{in} = 100$  W erreichbar. Problematisch ist dabei nur, dass sich bereits am Resonatorausgang die Elektronen gegeneinander verschoben hätten und damit den Strahlverlauf „verschmieren“ würden. Weitere Schwierigkeiten sind die Fokussierung, die den Coulombkräften innerhalb des Elektronenstrahles entgegenwirken soll, und die unterschiedlichen Teilchengeschwindigkeiten nach der Ablenkstruktur (siehe Darstellung 4.2). Die lokalen Maxima und Minima des Strahles sind um  $\frac{\Delta z}{z} = 2M$  zueinander versetzt, d.h. bei  $M = 5$  % sind das nach zwei Strahlperioden bereits  $72^\circ$ , was für den Ausgangsresonator nicht unproblematisch ist. Eine sehr positive Eigenschaft besitzt diese Art der Ablenkung: Sie ist völlig unabhängig von der Modulationsfrequenz. (Die Erzeugung der Geschwindigkeitsmodulation wird sich dagegen nicht so breitbandig realisieren lassen.)

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine Ablenkung mit einem statischen Magnetfeld möglich ist, es gibt jedoch eine Anzahl von Problemen zu überwinden. Außerdem wird bei der Konstruktion eines Klystrons mit einer derartigen Ablenkung zusätzlich noch eine Struktur zur Geschwindigkeitsmodulation benötigt.

### 4.3 Ablenkung im Crossed Field

Ist man an einem trajektorien-modulierten Klystron interessiert, bei dem alle Strukturen auf einer Linie angeordnet sind, dann kann man eine Ablenkung im statischen Magnetfeld verwenden, wenn zusätzlich ein statisches elektrisches Feld der magnetischen Ablenkung entgegenwirkt. So sollen mit  $v_0$  in die Struktur eingeschossene Teilchen nicht abgelenkt werden. Damit ist das elektrische Feld mit dem magnetischen über  $\vec{E} = -\vec{v}_0 \times \vec{B}$  verknüpft - die beiden Felder stehen senkrecht zueinander, weshalb eine derartige Anordnung Crossed Field genannt wird. Um eine geschwindigkeitsabhängige Ablenkung in  $x$ -Richtung zu erreichen, wird die folgende Konfiguration verwendet:

$$\vec{E} = \vec{e}_x E, \quad \vec{B} = \vec{e}_y B, \quad E = v_0 B, \quad (4.10)$$

so dass die (relativistische) Bewegungsgleichung in der  $x$ - $z$ -Richtung lautet:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} v_x \\ v_z \end{pmatrix} = \frac{q}{m_0 \gamma(\vec{v})} \begin{pmatrix} E - v_z B - \frac{v_x^2}{c^2} E \\ v_x B - \frac{v_z v_x}{c^2} E \end{pmatrix} = \frac{qB}{m_0 \gamma(\vec{v})} \begin{pmatrix} -v_z + v_0(1 - \frac{v_x^2}{c^2}) \\ v_x(1 - \frac{v_z v_0}{c^2}) \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Im vorliegenden Fall bewegen sich die Strahlpartikel vornehmlich in die  $z$ -Richtung, d.h.  $|v_x| \ll |v_z| < c$  mit  $v_z \approx v_0$ , so dass  $1 - \frac{v_x^2}{c^2} \approx 1$ ,  $1 - \frac{v_z v_0}{c^2} \approx 1 - \frac{v_0^2}{c^2} = \frac{1}{\gamma^2}$  und  $\gamma(\vec{v}) \approx \gamma$  sind. Damit vereinfacht sich das obige Differentialgleichungssystem zu einem linearen, inhomogenen:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} v_x \\ v_z \end{pmatrix} = \frac{qB}{m_0 \gamma^2} \begin{pmatrix} 0 & -\gamma \\ 1/\gamma & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} v_x \\ v_z \end{pmatrix} + \frac{qB}{m_0 \gamma^2} \begin{pmatrix} \gamma v_0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

dessen Eigenwerte und Eigenvektoren sind:

$$\begin{aligned} \text{EW: } \lambda_+ &= +j\Omega, & \text{EV: } \vec{v}_+ &= \begin{pmatrix} j\gamma \\ 1 \end{pmatrix}, & \Omega &= \frac{qB}{m_0 \gamma^2} \\ \text{EW: } \lambda_- &= -j\Omega, & \text{EV: } \vec{v}_- &= \begin{pmatrix} -j\gamma \\ 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Ist  $B \neq 0$ , dann sind die Eigenwerte nicht entartet und die Lösung der Differentialgleichung lautet:

$$\begin{pmatrix} v_x(t) \\ v_z(t) \end{pmatrix} = v_1 \begin{pmatrix} j\gamma \\ 1 \end{pmatrix} e^{j\Omega(t-t_i)} + v_2 \begin{pmatrix} -j\gamma \\ 1 \end{pmatrix} e^{-j\Omega(t-t_i)} + v_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Der letzte Term  $v_0 \vec{e}_z$  stellt mathematisch die partikuläre Lösung für die Inhomogenität  $\Omega \gamma v_0 \vec{e}_x$  dar, physikalisch bedeutet sie eine Zerlegung der Geschwindigkeit in den Gleichgewichtsanteil  $v_0 \vec{e}_z$  und die Abweichung  $\Delta v = v_z - v_0$  von ihm, welche dann die Bewegung in  $x$ -Richtung verursacht.

Zum Zeitpunkt  $t = t_i$  soll das jeweilige Teilchen an der Stelle  $x = y = z = 0$  mit der Geschwindigkeit  $v_x = 0$ ,  $v_z(t_i) = v_0 + \Delta v(t_i)$  in das Crossed Field eintreten. Mit diesen

Anfangsbedingungen ist die Bewegung der Teilchen durch das elektromagnetische Feld eindeutig bestimmt:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} v_x(t) \\ v_z(t) \end{pmatrix} &= \Delta v(t_i) \begin{pmatrix} -\gamma \sin(\Omega(t - t_i)) \\ \cos(\Omega(t - t_i)) \end{pmatrix} + v_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} s_x(t) \\ s_z(t) \end{pmatrix} &= \frac{\Delta v(t_i)}{\Omega} \begin{pmatrix} \gamma (\cos(\Omega(t - t_i)) - 1) \\ \sin(\Omega(t - t_i)) \end{pmatrix} + v_0(t - t_i) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Man kann diesen Modulator nach zwei verschiedenen Prinzipien betreiben.

Erstens kann man das Crossed Field so weit ausdehnen, dass der Strahl beim Austritt bereits die gewünschte Auslenkung besitzt und im direkt folgenden Ausgangsresonator gleich abgebremst werden kann. Dafür wird die Länge  $L$  des Crossed Fieldes gerade so bemessen, dass  $\Omega(t_{out} - t_i) = \pi$  ist. Für eine anfängliche Geschwindigkeitsmodulation  $v_z(t_i) = v_0(1 + M \sin(\omega_0 t_i + \varphi))$  ergibt sich eine maximale Auslenkung von

$$s_{x,max} = \Delta x = 2 \frac{\gamma^3 v_0}{|\frac{q}{m_0}| B} M \quad (4.16)$$

bzw., wenn die gewünschte Amplitude  $\Delta x = x_{saopt}$  bekannt ist, dann benötigt man Felder folgender Größen:

$$B = 2 \frac{\gamma^3 v_0}{|\frac{q}{m_0}| x_{saopt}} M, \quad E = 2 \frac{\gamma^3 v_0^2}{|\frac{q}{m_0}| x_{saopt}} M, \quad L = \frac{\pi x_{saopt}}{2\gamma M}. \quad (4.17)$$

Die Austrittsgeschwindigkeit aus diesem Crossed Field beträgt damit

$$v_{x,out} = 0, \quad v_{z,out} = v_0 (1 - M \sin(\omega_0 t_i + \varphi)); \quad (4.18)$$

die anfänglich schnelleren Teilchen werden durch die Ablenkung abgebremst, so dass sie am Ausgang gerade die langsameren Teilchen sind und umgekehrt:  $\Delta v(t_{out}) = -\Delta v(t_i)$ . Es folgen eine Tabelle für einige denkbare Parameter und eine Visualisierung für die relevanteste Kombination.

|            |           |           |           |           |
|------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $\beta_0$  | 0,33      | 0,33      | 0,55      | 0,55      |
| $U_0$      | 30,3 kV   | 30,3 kV   | 101 kV    | 101 kV    |
| $M$        | 3 %       | 5 %       | 3 %       | 5 %       |
| $\Delta x$ | 1,38 mm   | 1,38 mm   | 1,38 mm   | 1,38 mm   |
| $B$        | 29,5 mT   | 49,2 mT   | 71,0 mT   | 118,4 mT  |
| $E$        | 2,92 MV/m | 4,87 MV/m | 11,7 MV/m | 19,5 MV/m |
| $L$        | 67,2 mm   | 40,3 mm   | 59,4 mm   | 35,7 mm   |
| $n_L$      | 62,1      | 37,2      | 32,9      | 19,8      |

Tabelle 4.2: Eine Zusammenstellung einiger Entwurfsparameter für eine Ablenkung in einem Crossed Field, welches den Strahl bis  $s_{x,max} = x_{saopt}$  auslenkt.

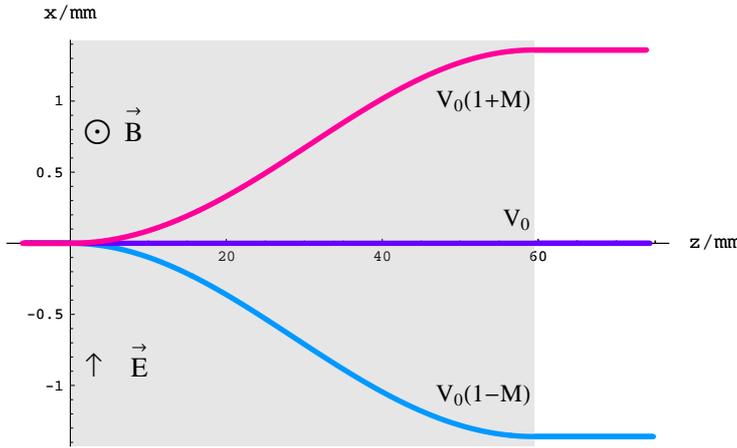


Abbildung 4.3: Die Ablenkung von 3 Elektronen ( $q < 0$ ) mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ( $\beta_0 = 0,55$ ,  $M = 3\%$ ) im Crossed Field der Stärken  $E = 11,7$  MV/m,  $B = 71,0$  mT und einer Länge  $L = 59,438$  mm.

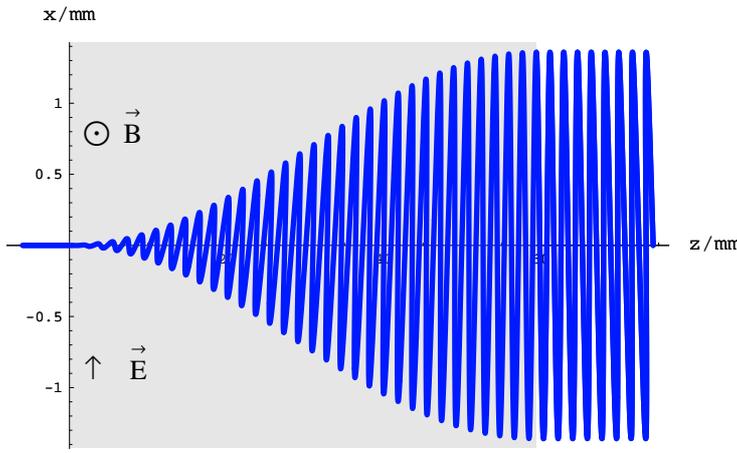


Abbildung 4.4: Die Momentaufnahme eines abgelenkten Elektronenstrahles in diesem Crossed Field. Die Modulationsfrequenz beträgt 90,0 GHz.

Diese Art der Ablenkung hat zwei sehr positive Eigenschaften: Zum Ersten ist die Ablenkung unabhängig von der Modulationsfrequenz des Strahles. Zum Zweiten ist  $v_x = 0$  nach dem Crossed Field, so dass sich der Elektronenstrahl nicht weiter ausdehnt, was günstig für die Abbremsung in einem mehrzelligen Ausgangsresonator ist. Zu den Nachteilen dieser Ablenkmethode zählen die benötigten Feldstärken der statischen Felder und die notwendige Länge. Ferner besteht das Problem, dass sich Teilchen unterschiedlicher Auslenkung unterschiedlich schnell in  $z$ -Richtung bewegen und sich so die Positionen der extremalen Auslenkung mit zunehmender  $z$ -Koordinate gegeneinander verschieben, was nachteilig für mehrstufige Ausgangsresonatoren ist.

Nach dem zweiten Prinzip kann man den Strahl kürzer ablenken, so dass er sich nach dem Crossed Field noch weiter aufweitet (siehe Grafik 4.5). Bei der geschickten Wahl  $\Omega(t_{out} - t_i) = \pi/2$  kann man erreichen, dass  $v_{x,out}$  maximal und  $v_{z,out} = v_0$  wird. Dazu müsste man das Crossed Field genau genommen ein wenig verformen (damit sich die schnellen Teilchen ebenso lange im Ablenkkfeld befinden wie die langsamen) - hier wird die Länge  $L$  aber gleichmäßig als  $L = v_0\pi/(2|\Omega|)$  angesetzt. Es ergibt sich damit für eine anfängliche Geschwindigkeitsmodulation  $v_z(t_i) = v_0(1 + M \sin(\omega_0 t_i + \varphi))$  eine maximale Auslenkung von ungefähr:

$$s_{x,max} = \Delta x \approx \underbrace{\frac{\gamma v_0}{|\Omega|}}_{\frac{2}{\pi}L\gamma} M + \underbrace{\frac{v_{x,out}}{v_{z,out}}}_{\gamma M} \Delta z = \gamma M \left( \frac{2}{\pi} L + \Delta z \right). \quad (4.19)$$

Der erste Term beschreibt den Versatz, den das Crossed Field direkt verursacht, der zweite die stetige Aufweitung des Strahles als Funktion der Driftlänge  $\Delta z$  nach der Ablenkstruktur. Die Stärke des Feldes ist frei wählbar, aber über  $L = v_0\pi/(2|\Omega|)$  mit seiner Länge verknüpft. In der folgenden Tabelle sind einige Kombinationen zusammengestellt.

| $\beta_0$       | 0,55      | 0,55     | 0,55     | 0,55      |
|-----------------|-----------|----------|----------|-----------|
| $M$             | 3 %       | 3 %      | 3 %      | 5 %       |
| $\Delta x$      | 1,38 mm   | 1,38 mm  | 1,38 mm  | 1,38 mm   |
| $L$             | 30,0 mm   | 40,0 mm  | 50,0 mm  | 30,0 mm   |
| $n_L$           | 16,6      | 22,2     | 27,7     | 16,6      |
| $B$             | 70,4 mT   | 52,8 mT  | 42,2 mT  | 70,4 mT   |
| $E$             | 11,6 MV/m | 8,7 MV/m | 7,0 MV/m | 11,6 MV/m |
| $v_{x,out}/v_0$ | 3,6 %     | 3,6 %    | 3,6 %    | 3,6 %     |
| $\Delta z$      | 18,7 mm   | 12,4 mm  | 6,0 mm   | 3,6 mm    |
| $n_z$           | 10,4      | 6,9      | 3,3      | 2         |

Tabelle 4.3: Eine Zusammenstellung einiger Entwurfparameter für eine Ablenkung im Crossed Field, welches den Strahl so ablenkt, dass das Verhältnis  $\frac{v_{x,out}}{v_{z,out}}$  maximal wird.

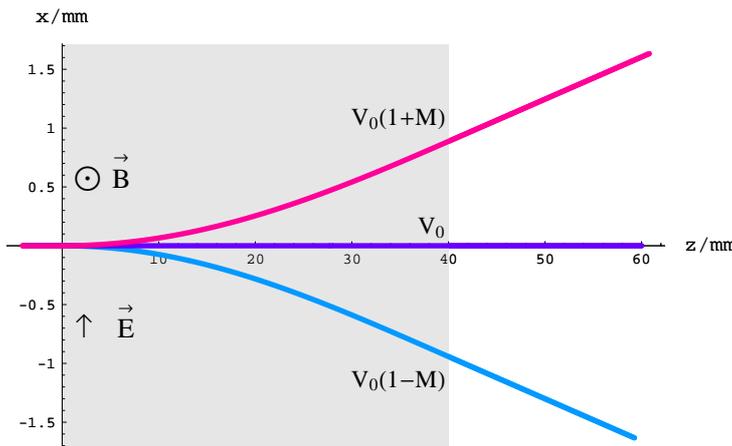


Abbildung 4.5: Die Bahnkurven von 3 Elektronen ( $q < 0$ ) mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ( $\beta_0 = 0,55$ ,  $M = 3\%$ ) im Crossed Field der Stärken  $E = 8,7$  MV/m,  $B = 52,8$  mT. Die Länge wurde mit  $L = 40,0$  mm so ausgelegt, dass die abgelenkten Strahlen ein maximales Verhältnis von  $v_x$  zu  $v_z$  am Ausgang besitzen.

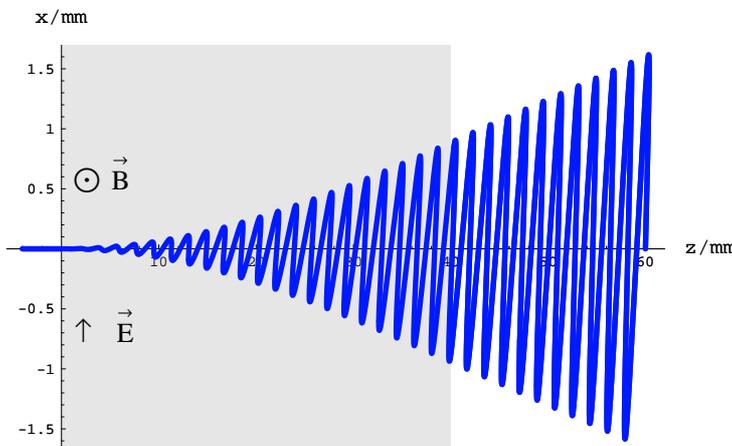


Abbildung 4.6: Die Momentaufnahme eines abgelenkten Elektronenstrahles in diesem Crossed Field. Die Modulationsfrequenz beträgt 90,0 GHz.

Die Vorteile dieser Art von Ablenkung sind die Modulationsfrequenzunabhängigkeit und die nahezu konstante Ausgangsgeschwindigkeit in  $z$ -Richtung nach dem Crossed Field. Mit der Wahl der Feldstärken ist man flexibler als in der vorher diskutierten Betriebsweise und könnte sie auf Kosten der Driftlänge reduzieren. Nachteile sind die kontinuierliche Strahlaufweitung und die Lage der maximalen und minimalen Auslenkungen bei fast gleicher  $z$ -Position. Um im Ausgangsresonator abwechselnd Maxima und Minima abzubremesen, müsste man ihn bezüglich der  $z$ -Achse drehen, was problematisch für die Konstruktion einer mehrzelligen Struktur ist.

Das letztgenannte Problem kann man durch eine Betriebsweise beheben, die die beiden vorgestellten Varianten miteinander kombiniert, wie die folgenden Abbildungen zeigen. Der Elektronenstrahl wird etwas länger abgelenkt als zuvor:  $\Omega(t_{out} - t_i) > \pi/2$ , so dass sich der Strahl nach dem Crossed Field noch aufweitet, aber bereits eine Geschwindigkeitsumkehr der anfänglich schnelleren in die langsameren Teilchen stattgefunden hat. Damit existiert eine Position  $z$  hinter der Ablenkstruktur, bei der die maximale und die minimale Auslenkung gerade um  $180^\circ$  versetzt sind. In den folgenden Beispielen besitzt der abgelenkte Strahl gerade dort die gewollte Auslenkung von  $x_{saopt} = 1,38$  mm. Die Effekte der Strahlaufweitung und der unterschiedlichen Ausgangsgeschwindigkeiten treten beide auf, je nach Wahl der Parameter fallen sie mehr oder weniger stark aus.

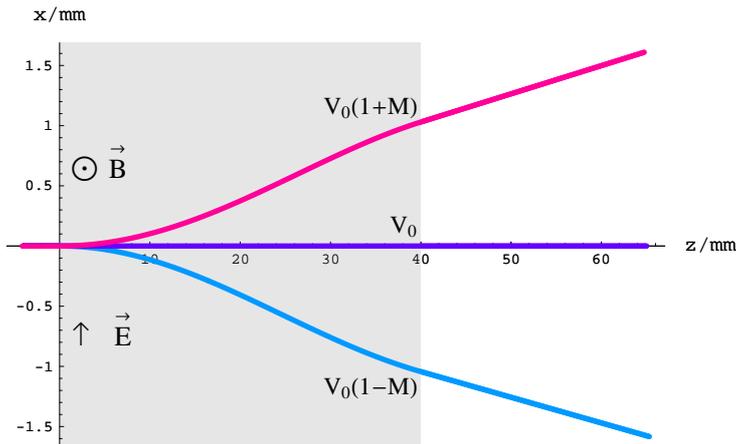


Abbildung 4.7: Die Bahnkurven von 3 Elektronen ( $q < 0$ ) mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ( $\beta_0 = 0,55$ ,  $M = 3\%$ ) im Crossed Field der Stärken  $E = 13,7$  MV/m,  $B = 83,0$  mT und der Länge  $L = 40$  mm.

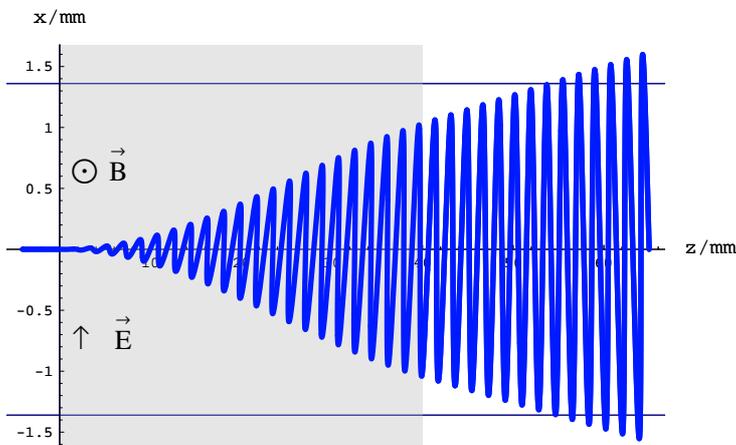


Abbildung 4.8: Die Momentaufnahme eines abgelenkten Elektronenstrahles in diesem Crossed Field. Die Modulationsfrequenz beträgt 90,0 GHz. Nach etwa 53,5 mm hat sich der Strahl „aufgerichtet“.

Die Ablenkung in einem Crossed Field bietet viele Varianten mit positiven Eigenschaften. Vor allem sind dabei die Unabhängigkeit von der Modulationsfrequenz und die mögliche Positionierung von Eingangs- und Ausgangsresonator auf einer Linie zu erwähnen. Jedoch bestehen einige konstruktive Schwierigkeiten wie z.B. die Erzeugung der benötigten starken, homogenen Felder und ihre räumliche Anordnung in einem sehr kurzen Abstand nach dem Geschwindigkeitsmodulator. Wenn es nicht einen Resonator mit sehr guten Ablenkeigenschaften gäbe, dann wäre höchstwahrscheinlich diese Ablenkmethode für den Entwurf des trajektorien-modulierten Klystrons verwendet worden.

## 4.4 Ablenkung in einer Laufwellenstruktur

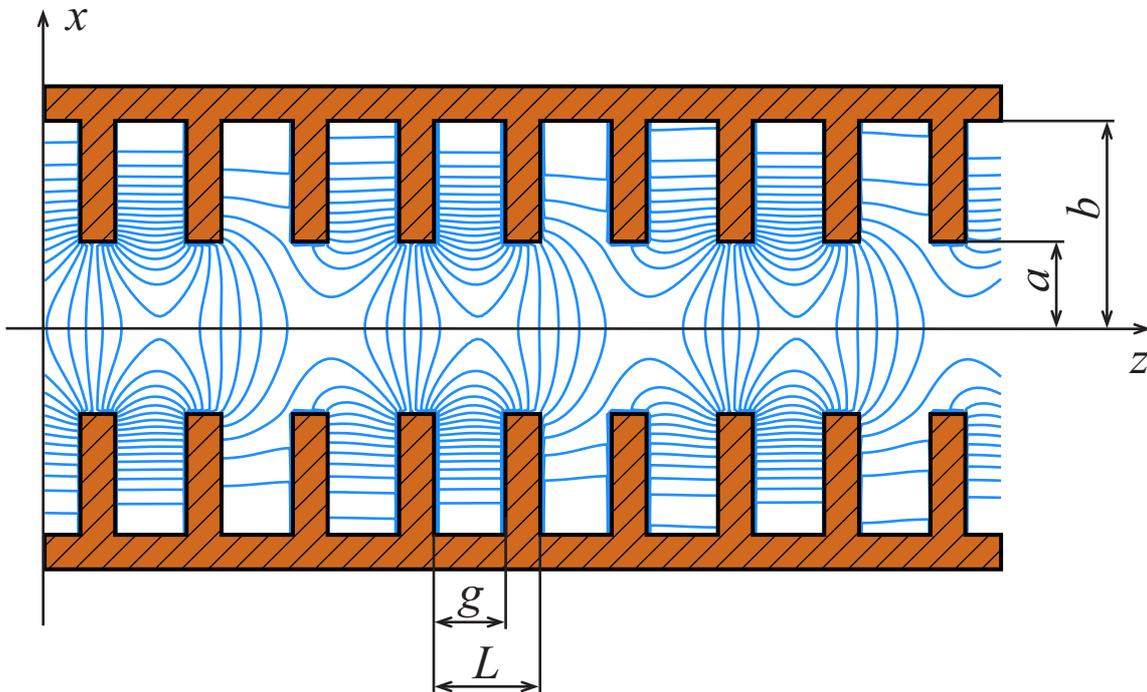


Abbildung 4.9: Das elektrische Feld des zur Strahlableitung verwendeten  $2\pi/3$ -Modes in einer Laufwellenstruktur, die für eine Teilchengeschwindigkeit von  $\beta_0 = 0,55$  entworfen wurde. Dieses Felddiagramm wurde mit dem Programm PST [12] berechnet. Die Tiefe der Struktur (in  $y$ -Richtung) betrage  $y_a$ .

In Bild 4.9 ist eine typische Laufwellenstruktur mit dem Arbeitsmode dargestellt. Durch die Korruptionen wird erreicht, dass die eingekoppelte elektromagnetische Welle gebremst wird, d.h. mit einer Phasengeschwindigkeit durch die Struktur läuft, die mit der Teilchengeschwindigkeit synchron ist. So werden die Elektronen durch das für sie statisch erscheinende elektrische Feld abgelenkt. Gewünscht ist eine kräftige Ablenkung in  $x$ -Richtung, d.h. eine starke  $E_x$ -Komponente. Diese wird hauptsächlich durch kleine Strukturhöhen  $a$  erreicht; jedoch darf  $a$  nicht beliebig klein gewählt werden, damit der Strahl die Struktur nicht beschädigt. Die Ablenkung der Teilchen muss dabei berücksichtigt werden und führt folglich zu einer Vergrößerung des minimal möglichen Wertes für  $a$ . In diesem Abschnitt wird untersucht, in welcher Größenordnung die erreichbare Shuntimpedanz sowie der transversale Modulationsfaktor  $\alpha_x$  liegen.

Als erster Parameter soll die beschriebene Strukturhöhe  $a$  festgelegt werden. Der Elektronenstrahl besitzt am Anfang der Laufwellenstruktur einen Radius von  $R_0 = 0,25$  mm. Im nächsten Kapitel wird berechnet werden, dass man den Strahl so fokussieren kann, dass er über 15 - 20 mm diese Dicke nicht überschreitet. Besitzt der Strahl am Ende der Laufwellenstruktur eine Auslenkung von  $\Delta x = 0,1$  mm, dann sollte  $a$  mindestens 0,5 mm betragen. Ergäbe sich aus der Simulation eine größere Auslenkung (was leider nicht der Fall sein wird), dann müsste  $a$  vergrößert werden. Der Mode mit

einem Phasenvorschub pro Zelle von  $\varphi = 2\pi/3$  wird wegen seiner hohen Gruppengeschwindigkeit und Shuntimpedanz gern benutzt und daher auch für diese Abschätzung verwendet. Damit ist die Zelllänge  $L$  festgelegt: Der Phasenvorschub der elektromagnetischen Wellen beträgt  $\varphi$  über diese Länge, d.h.  $\varphi/L = 2\pi/\lambda_z$  und soll synchron mit der Elektronbewegung erfolgen, d.h.  $\lambda_z = v_0 T$ , so dass gilt:

$$L = \frac{\varphi}{2\pi} \frac{c \beta_0}{f_0}. \quad (4.20)$$

Bei einer Frequenz von  $f_0 = 90,0$  GHz ergeben sich folgende Längen:  $L = 0,366$  mm bei  $\beta_0 = 0,33$  und  $L = 0,611$  mm bei  $\beta_0 = 0,55$ . Die Wandstärke  $w = L - g$  sollte mindestens  $100 - 200 \mu\text{m}$  betragen. Je kleiner sie ist, desto größer wird die Spaltlänge  $g$ , und damit steigt ebenfalls die Shuntimpedanz. Die noch unbestimmte Länge  $b$  und die Strukturtiefe  $y_a$  werden so abgestimmt, dass sich gerade der gewünschte Phasenvorschub pro Zelle bei der Betriebsfrequenz  $f_0 = 90,0$  GHz einstellt und die transversale Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  ihr Maximum erreicht. Zur Bestimmung des Modulationsfaktors  $\alpha_x$  und der Strahlauslenkung sei eine Eingangsleistung der Laufwelle von  $\overline{P}_{in} = 100$  W angenommen. In jeder Zelle wird ein Teil dieser Leistung in Verlustleistung umgesetzt  $p = \overline{P}_v/\overline{P}_{in}$ , sodass  $\overline{P}_{in}$  über  $z$  abklingt. Den Effekt kann man mathematisch einfach erfassen (Zinseszins), er soll an dieser Stelle aber vernachlässigt werden, indem für jede Zelle die gleiche Verlustleistung  $\overline{P}_v = p \overline{P}_{in}$  angenommen wird. Damit überschätzt man die reale Strahlauslenkung. Numerische Simulationen ermöglichen es, die transversale Shuntimpedanz bezogen auf die Zelllänge zu bestimmen. Daraus kann nach Gleichung (2.12) der transversale Modulationsfaktor  $\alpha_x$  ermittelt werden. Für eine einzelne Zelle ist er ( $\alpha_{x,1}$ ) sehr klein, da die Laufwellenstruktur aber aus  $N$  Zellen besteht, ist der gesamte Modulationsfaktor  $\alpha_{x,ges}$  etwas größer. Die Zellenanzahl wurde so gewählt, dass die Gesamtlänge der Struktur  $NL \approx 30$  mm beträgt.

Zur Verifikation der Strukturhöhe  $a$ , ist es notwendig, die maximal erreichbare  $x$ -Position der Elektronen zu bestimmen. Dafür wird eine gleichmäßige Beschleunigung  $a_x = \dot{v}_x \approx \alpha_{x,ges} v_0^2/(NL)$  in  $x$ -Richtung innerhalb der Laufwellenstruktur angenommen, so dass sich eine maximale  $x$ -Auslenkung von

$$x_{max} \approx R_0 + \frac{1}{2} \alpha_{x,ges(x=0,25 \text{ mm})} NL \quad (4.21)$$

ergibt. In Tabelle 4.4 sind die Resultate zusammengestellt.

Die Ergebnisse sind überaus ernüchternd. Das liegt hauptsächlich an der verhältnismäßig großen Öffnung  $a = 0,5$  mm. Man könnte sie durchaus auf  $a = 0,4$  mm im Falle von  $\beta_0 = 0,55$  reduzieren, jedoch muss dann wegen der besseren Strahlauslenkung die Struktur gekürzt werden, damit  $x_{max} = 0,27$  mm nicht überschritten wird. Außerdem sind die erreichbaren Modulationsfaktoren mit  $\alpha_x \ll 1 \%$  trotz  $\overline{P}_{in} = 100$  W so gering, dass zwangsläufig nach einer günstigeren Ablenkstruktur gesucht werden muss.

| $\beta_0$                                | 0,33                 | 0,55                 |
|--|----------------------|----------------------|
| $a$                                      | 0,5 mm               | 0,5 mm               |
| $b$                                      | 1,25 mm              | 1,2 mm               |
| $L$                                      | 0,366 mm             | 0,611 mm             |
| $g$                                      | 0,266 mm             | 0,411 mm             |
| $N$                                      | 82                   | 49                   |
| $f_0$                                    | 90,0 GHz             | 90,0 GHz             |
| $\varphi$                                | $2\pi/3$             | $2\pi/3$             |
| $Q$                                      | 939                  | 1376                 |
| $R'_{sh,x}(x=0\text{ mm})$               | 1,19 k $\Omega$ /m   | 20,1 k $\Omega$ /m   |
| $R'_{sh,x}(x=0,25\text{ mm})$            | 5,11 k $\Omega$ /m   | 33,4 k $\Omega$ /m   |
| $p = \overline{P}_v / \overline{P}_{in}$ | 1,94 %               | 0,68 %               |
| $\overline{P}_{in}$                      | 100 W                | 100 W                |
| $\alpha_{x,1}(x=0\text{ mm})$            | $15,6 \cdot 10^{-6}$ | $15,6 \cdot 10^{-6}$ |
| $\alpha_{x,1}(x=0,25\text{ mm})$         | $32,8 \cdot 10^{-6}$ | $20,2 \cdot 10^{-6}$ |
| $\alpha_{x,ges}(x=0\text{ mm})$          | 0,13 %               | 0,08 %               |
| $\alpha_{x,ges}(x=0,25\text{ mm})$       | 0,27 %               | 0,10 %               |
| $R_0$                                    | 0,250 mm             | 0,250 mm             |
| $x_{max}$                                | 0,291 mm             | 0,265 mm             |

Tabelle 4.4: Die Parameter für die entworfene Laufwellenstruktur. Für die Shuntimpedanz pro Länge und die Modulationsfaktoren wurden jeweils zwei Werte angegeben, da sie stark von der  $x$ -Position abhängen. Die Zellenanzahl  $N$  ist durch  $NL \approx 30$  mm gegeben. Die äußersten Strahlteilchen erreichen eine  $x$ -Position von  $x_{max}$  am Ende der Laufwellenstruktur. Bestimmt wurden diese Werte mit dem Programm PST [12], das ebenfalls am Institut für Theoretische Elektrotechnik der TU-Berlin entwickelt wurde und auf der Methode der Orthogonalentwicklung beruht [11].

## 4.5 Ablenkung im Resonator

In diesem Abschnitt werden einige Resonatoren zur Strahlablenkung vorgestellt. Die hochfrequenten elektromagnetischen Felder führen zu der gewünschten Strahlauslenkung in  $x$ -Richtung und als Nebenerscheinung auch zu einer unerwünschten Strahlbeeinflussung in  $y$  und  $z$ -Richtung. Da der Elektronenstrahl mit einem Durchmesser  $D \approx 0,4 - 0,6$  mm nicht mehr klein ist im Verhältnis zu den Resonatorabmessungen im Bereich einiger Millimeter, tragen stets sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld zur Strahlmodulation bei. Dies ist bei der Charakterisierung der Resonatoren zu berücksichtigen. Am besten eignet sich dafür eine Darstellung der Shuntimpedanzen für alle Komponenten  $(x, y, z)$ , jeweils aufgeschlüsselt nach dem Einfluss des elektrischen und des magnetischen Feldes. Die Spannung  $\vec{V}$  aus Gleichung (2.6) wird deshalb in eine elektrische  $\vec{V}_E$  und eine magnetische  $\vec{V}_B$  zerlegt:

$$\vec{V}_E = \int_{z_1}^{z_2} \vec{E} e^{j\omega z/v_0} dz; \quad \vec{V}_B = \int_{z_1}^{z_2} v_0 \vec{e}_z \times \vec{B} e^{j\omega z/v_0} dz. \quad (4.22)$$

Auf die Verlustleistung  $\overline{P}_v$  bezogen ergeben sich die entsprechenden Shuntimpedanzen:

$$R_{sh,E,i} = \frac{|V_{E,i}|^2}{\overline{P}_v}; \quad R_{sh,B,i} = \frac{|V_{B,i}|^2}{\overline{P}_v}, \quad i \in \{x, y, z\}. \quad (4.23)$$

Aus  $\vec{V}_B$  geht wegen des Kreuzproduktes mit  $\vec{e}_z$  sofort hervor, dass  $R_{sh,B,z} = 0$  ist. Zur Bestimmung der gesamten Shuntimpedanz  $R_{sh,i}$  kann man nicht die elektrische und magnetische Shuntimpedanz benutzen, sondern muß wegen der enthaltenen Phaseninformation unbedingt die Spannungsphasoren direkt überlagern und daraus die gesamte Shuntimpedanz ermitteln:

$$R_{sh,i} = \frac{|V_{E,i} + V_{B,i}|^2}{\overline{P}_v}. \quad (4.24)$$

So kann zum Beispiel eine vernachlässigbar klein anmutende magnetische Shuntimpedanz die Wirkung der elektrischen erheblich reduzieren, wie sich in diesem Kapitel leider noch zeigen wird.

Ausgangspunkt für die Entwicklung war der in der Diplomarbeit [44] verwendete Eingangsresonator für 90 GHz. Bild 4.10 zeigt ein Viertel von ihm mit dem elektrischen und magnetischen Feld des Arbeitsmodes  $TM_{210}$ . Dieser Mode wurde ausgewählt, da er ein starkes Magnetfeld  $B_y$  in der Resonatormitte besitzt und damit Ladungen, die in  $z$ -Richtung fliegen, in  $x$ -Richtung ablenkt. Um einen Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von  $D = 0,5$  mm problemlos passieren zu lassen, muss das Strahlrohr eine Kantenlänge von mindestens 0,8 mm aufweisen. Leider führt dies zu einer deutlichen Schwächung des elektromagnetischen Feldes im Strahlbereich.

In Abbildung 4.11 sind die Shuntimpedanzen in Abhängigkeit von der  $x$ -Position für verschiedene Teilchengeschwindigkeiten aufgetragen. Man erkennt als erstes, dass die Shuntimpedanzen deutlich mit der Geschwindigkeit der Elektronen steigen<sup>3</sup>. Außerdem

---

<sup>3</sup>Eigentlich hätte die Resonatorlänge  $z_a = 0,5$  mm, die für  $\beta_0 = 0,33$  optimiert wurde, ebenfalls an das jeweilige  $\beta$  angepasst werden müssen. Dieser Aufwand lohnt sich jedoch nicht, da man maximal einen Faktor zwei in der Shuntimpedanz gewinnt und es deutlich günstigere Strukturen gibt.

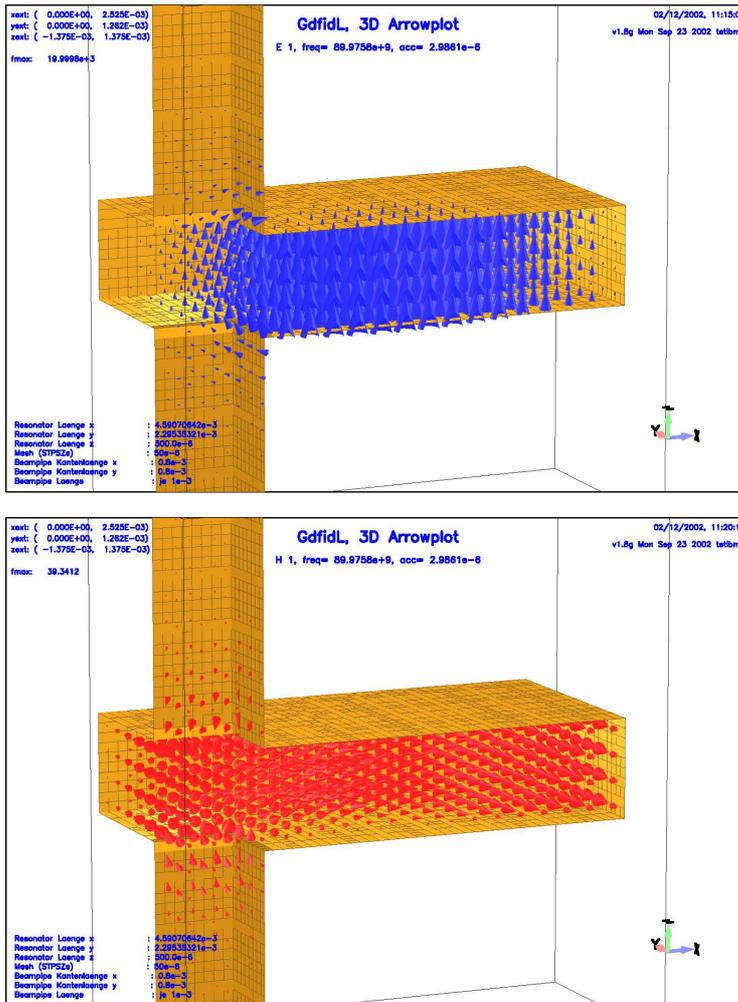


Abbildung 4.10: Ein Viertel eines Rechteckresonators, dessen  $TM_{210}$ -Mode bei 90 GHz resonant ist. Das elektromagnetische Feld in der Resonatormitte wird zur Strahlableitung benutzt; oben ist das elektrische Feld dargestellt und unten das magnetische. Die Wahl der Farben: Blau für das elektrische und rot für das magnetische Feld wird konsequent für alle folgenden Abbildungen beibehalten.

tragen das magnetische und das elektrische Feld mit nahezu gleichen Anteilen zur  $x$ -Auslenkung bei, wobei das Erste die schöne Eigenschaft besitzt, alle Teilchen über den Strahlquerschnitt etwa gleich stark abzulenken. Das elektrische Feld besitzt bei  $x = 0$  eine Nullstelle und steigt in  $x$ -Richtung an. Als Folge werden Teilchen an der Strahlaufenseite  $x = 0,25$  mm stärker abgelenkt, so dass sich der Strahlradius nicht nur durch die Coulombkräfte sondern auch durch die Ablenkcharakteristik des Resonators aufweitet - ein überaus unerwünschtes Verhalten. Je größer die Teilchengeschwindigkeit ist, desto kleiner wird dieser Einfluss bezogen auf die Strahlableitung. Positiv ist, dass der Strahl den Resonator in  $y$ -Richtung nahezu unbeeinflusst durchquert.

Das elektrische Feld besitzt neben der  $x$ -Komponente vor allem noch eine  $z$ -Komponente, deren Auswirkung wiederum an der Strahlaufenseite deutlich bemerkbar wird: Die Teilchen, die sich im entsprechenden Moment im Resonator befinden, erfahren eine Beschleunigung in  $z$ -Richtung. Von der Phasenlage sind dies besonders Teilchen, die in  $x$ -Richtung nur wenig abgelenkt werden. Ist das problematisch? Ja, leider ist es das. Simulationen haben gezeigt, dass eine spürbare Strahlverformung durch diese Geschwindigkeitsunterschiede bei längeren Driftstrecken eintritt. So führt das Überholen von langsameren Teilchen zu einer unerwünschten Strahlverbreiterung,

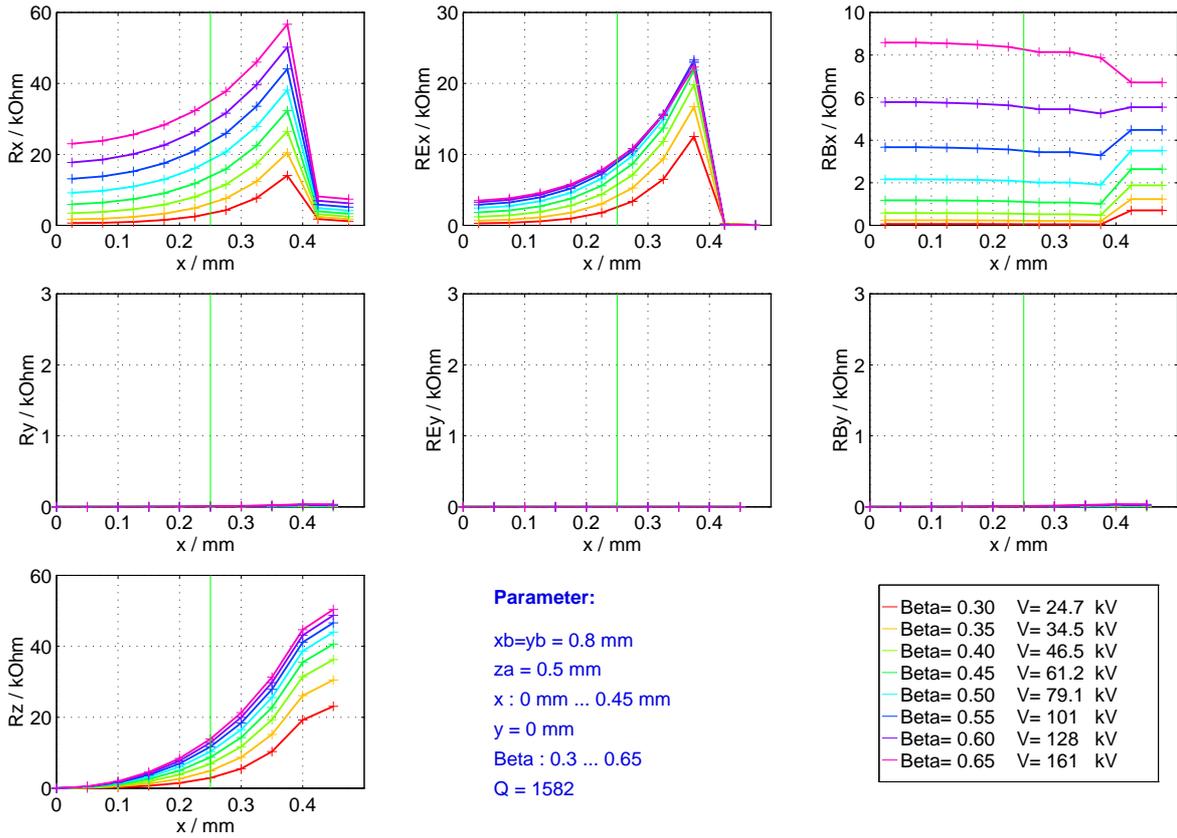


Abbildung 4.11: Die Shuntimpedanzen als Funktionen der  $x$ -Position und der Teilchengeschwindigkeit. Die Resonatormitte ist  $x = 0$  und bei  $x = 0,25$  mm wurde der Strahlradius markiert. Das Strahlrohr besitzt von der Mitte einen Abstand von  $0,4$  mm.

auch im Bereich der Auslenkungsmaxima. Die Shuntimpedanz in  $z$ -Richtung sollte also möglichst klein sein im Verhältnis zu der in  $x$ -Richtung.

Um eine Vorstellung von der zu erwartenden Strahlmodulation zu erlangen, wurden aus den Shuntimpedanzen die Modulationsfaktoren  $\alpha_i$  berechnet und in Bild 4.12 dargestellt. Als Verlustleistung im Resonator wurden utopische  $\bar{P}_v = 100$  W bei 90 GHz angenommen. Trotzdem liegt die zu erwartende Strahlablenkung unter 1 %. Das letzte Diagramm unten rechts visualisiert den Quotienten  $\alpha_x/\alpha_z = \Delta v_x/\Delta v_z$ , der das Verhältnis zwischen gewünschter Strahlablenkung und unerwünschter longitudinaler Modulation angibt. Je höher die Strahlspannung ist, desto günstiger wird es. Dieses Verhalten und noch viel mehr die Shuntimpedanzen des Ausgangsresonators zeigen, dass man für Höchstfrequenzröhren unweigerlich hohe Strahlspannung benötigt, um gute Modulationen und Wirkungsgrade zu erreichen. Für ein trajektorien-moduliertes Klystron im W-Band sind nur Strahlspannungen  $U_0 \geq 100$  kV wirklich sinnvoll. Je höher die Spannung gewählt wird, desto größer ist auch der technische Aufwand, so dass als Kompromiss eine Strahlspannung von  $U_0 = 100$  kV ( $\beta_0 \approx 0,55$ ) für diesen Klystronentwurf im Folgenden angesetzt wird.

Das Ablenkvermögen des soeben untersuchten Resonators wird an einem Elektronenstrahl mit  $\beta_0 = 0,55$ ,  $I = 0,5$  A und  $R_0 = 0,5$  mm demonstriert. Die Verlustleistung

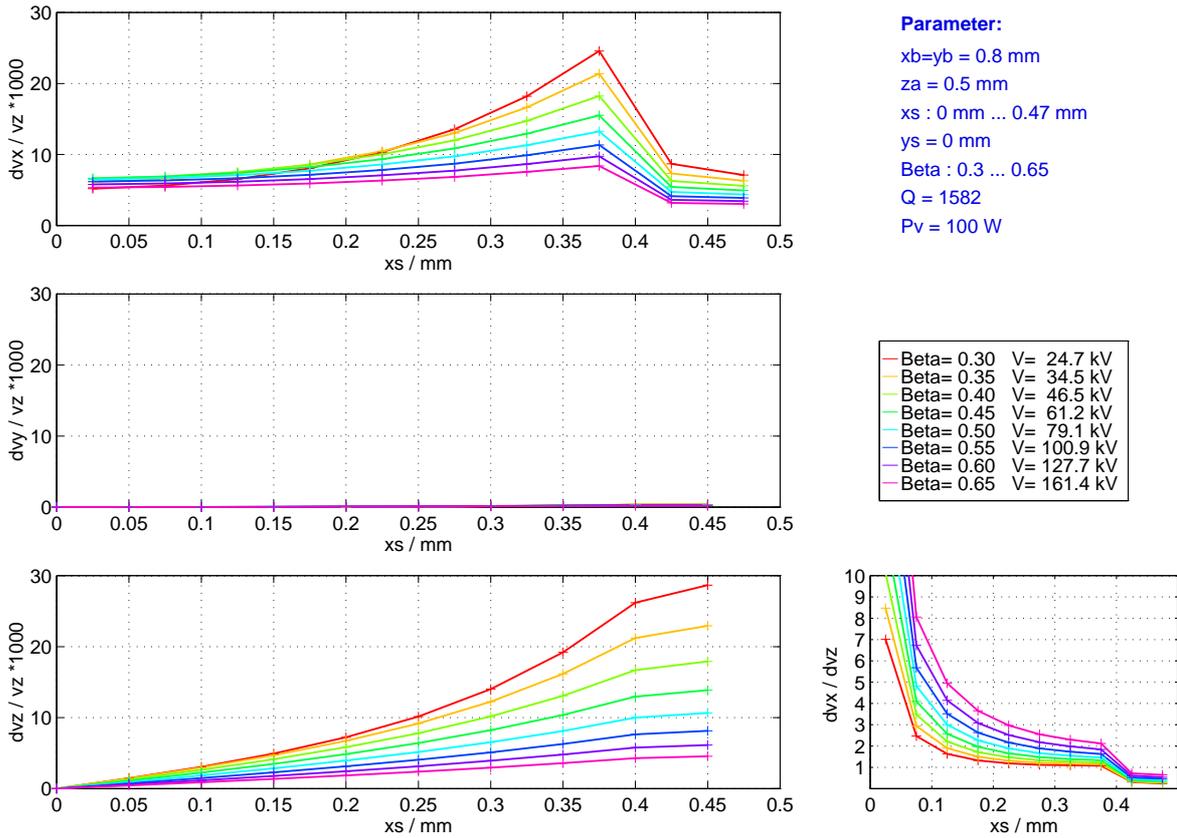


Abbildung 4.12: Die Modulationsfaktoren  $\alpha_i = \Delta v_x / v_z$  als Funktionen der  $x$ -Position für verschiedene Teilchengeschwindigkeiten bei  $\overline{P}_v = 100$  W.

im Resonator beträgt 100 W. Bild 4.13 zeigt die  $x$ -Position der Elektronen, aufgetragen über ihrer  $z$ -Position. Zu erkennen ist eine Strahlmodulation, die jedoch viel zu gering ist, so dass die Strahlform von der Strahlaufspreizung dominiert wird. Wie lässt sich die Auslenkung um einen Faktor zehn verbessern bei einem Zehntel der Eingangsleistung?

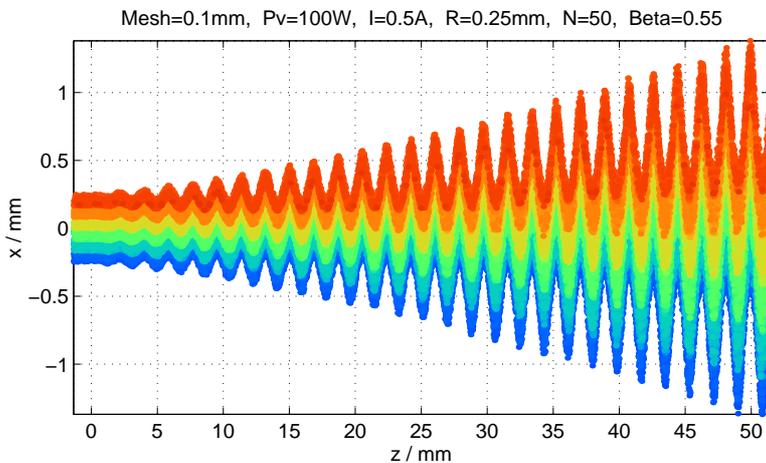


Abbildung 4.13: Der Strahlverlauf bei Ablenkung im vorgestellten Rechteckresonator, der sich bei  $z = 0$  befindet und mit einer Verlustleistung  $\overline{P}_v = 100$  W bei 90 GHz betrieben wird.

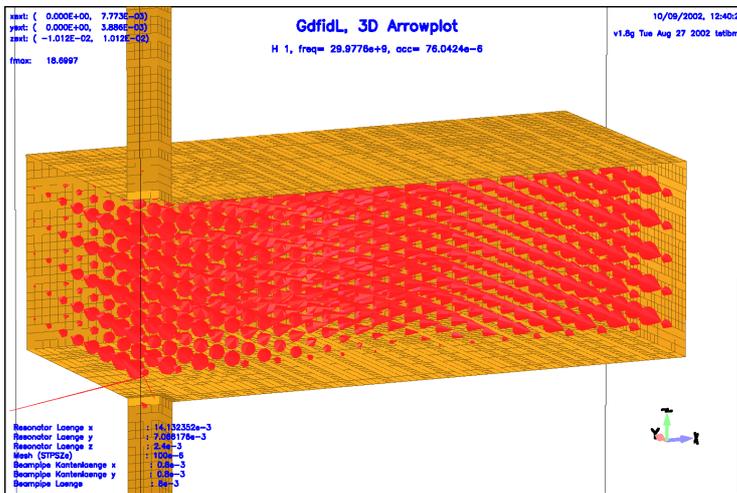
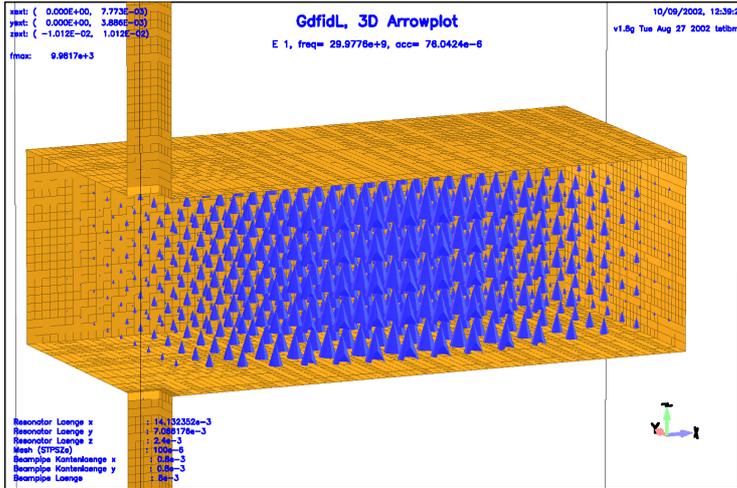


Abbildung 4.14: Das elektrische und das magnetische Feld des  $TM_{210}$  Modus im Rechteckresonator bei 30 GHz.

Als erste Variation wird eine Absenkung der Modulationsfrequenz auf 30 GHz untersucht. Durch die Frequenzreduktion wird der Resonatorquerschnitt im Vergleich zum Strahlrohrquerschnitt wesentlich größer (siehe Bild 4.14). Außerdem können die Teilchen eine längere Strecke überwinden, bevor sich die Resonatorfelder wegen ihrer Zeitabhängigkeit umkehren, so dass ebenfalls die Resonatorlänge  $z_a$  erhöht werden kann.

Die Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  (siehe Abbildung 4.15) wird fast ausschließlich durch das magnetische Feld bestimmt, da das elektrische im Strahlbereich wegen des größeren Resonatorvolumens schwach ist. Damit fällt ebenfalls die Shuntimpedanz  $R_{sh,z}$  relativ klein aus. Das Modulationsverhalten als Funktion der  $x$ -Position (siehe Diagramm 4.16) sieht vorzüglich aus, ist aber leider mit  $\alpha_x \approx 1\%$  immer noch wesentlich zu gering bei  $\bar{P}_v = 100$  W.

Zur Verbesserung der Situation wurden in einem weiteren Schritt metallische Vertiefungen untersucht, die das elektrische Feld im Strahlbereich verstärken und damit zugleich auch das magnetische deutlich erhöhen. Bild 4.17 zeigt exemplarisch einen derartigen Resonator. In den Shuntimpedanzen (Abbildung 4.18) ist eine deutliche Wirkung zu verzeichnen:  $R_{sh,x}$  stieg von 36 k $\Omega$  auf 117 k $\Omega$ . Bei einer Verlustleistung von 100 W vermag dieser Resonator, den Strahl in  $x$ -Richtung mit  $\alpha_x \approx 1,8\%$  zu modulieren.

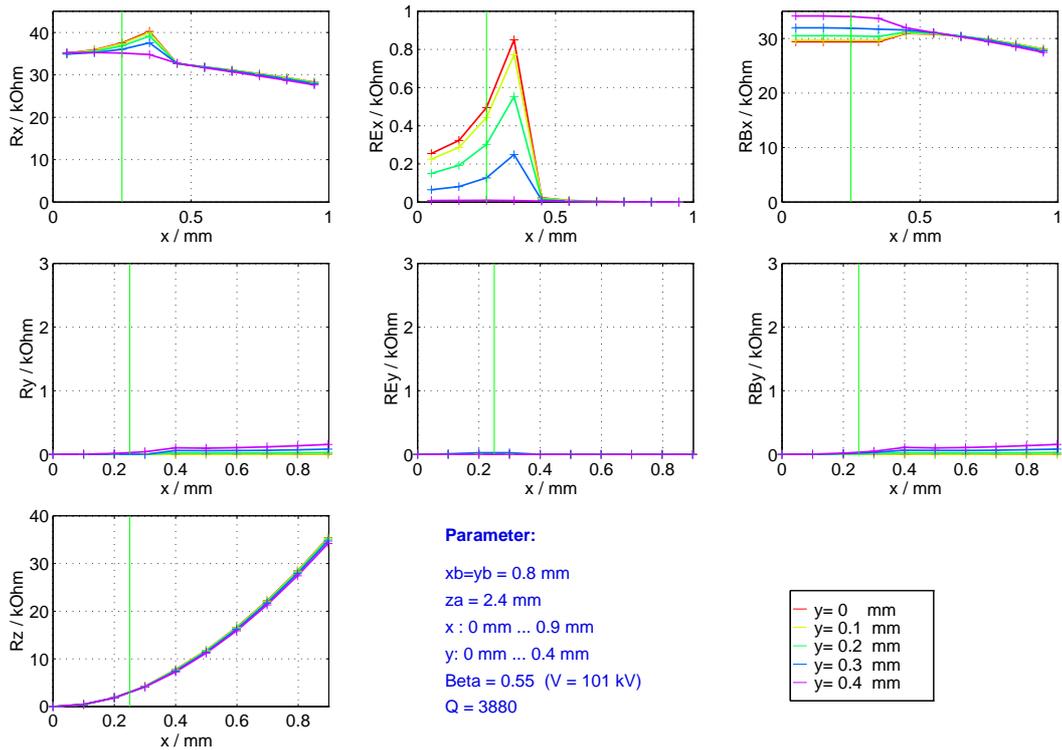


Abbildung 4.15: Die Shuntimpedanzen in Abhängigkeit von der  $x$ -Position und für mehrere  $y$ -Positionen aufgetragen. Die Teilchengeschwindigkeit beträgt  $\beta_0 = 0,55$ .

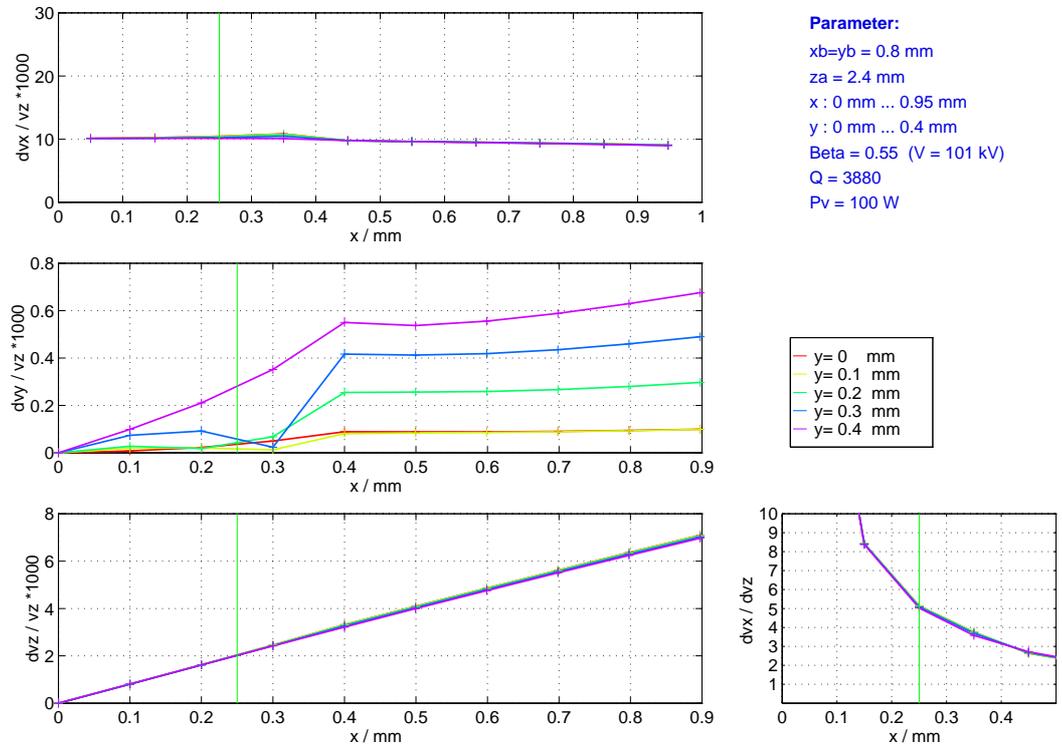


Abbildung 4.16: Die Modulationsfaktoren bei einer Verlustleistung von  $\overline{P}_v = 100$  W im Resonator als Funktionen der  $x$ -Position für verschiedene  $y$ -Positionen.

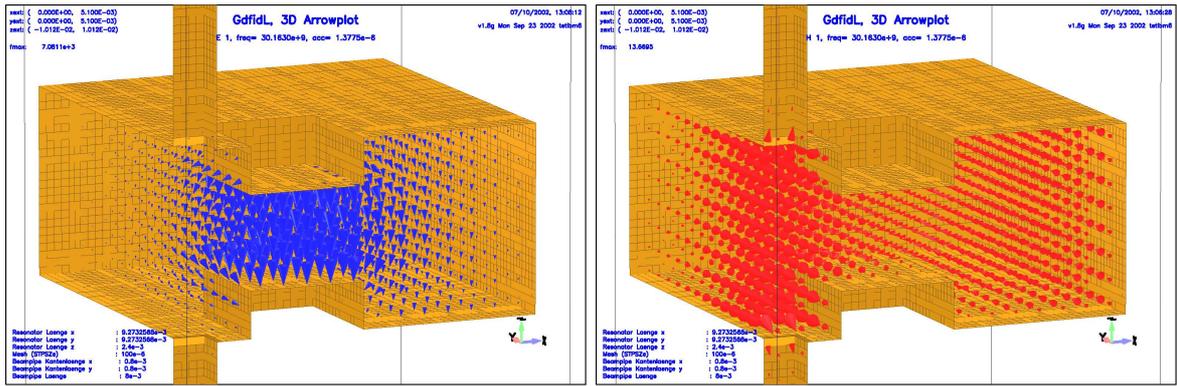


Abbildung 4.17: Das elektrische und magnetische Feld des TM<sub>210</sub>-Modes bei 30 GHz in einem kapazitiv belasteten Resonator.

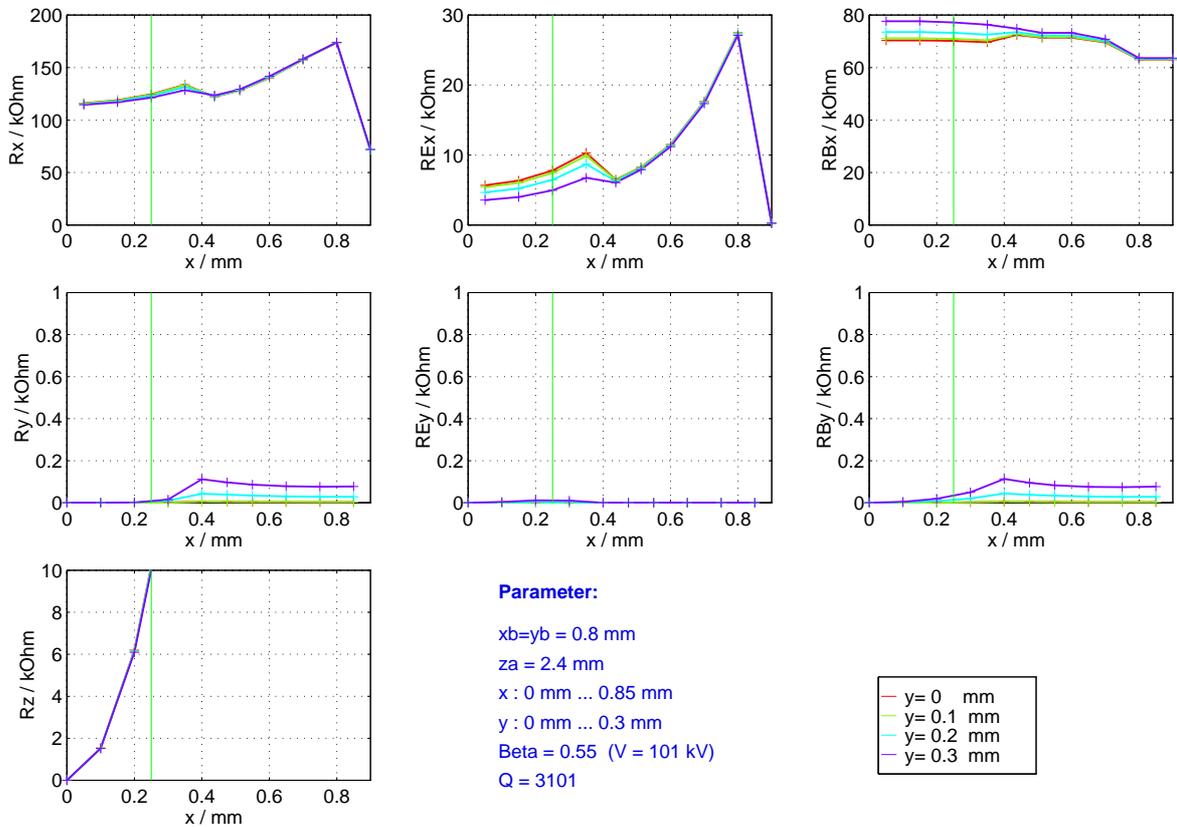


Abbildung 4.18: Die Shuntimpedanzen des kapazitiv belasteten Resonators.

Diese Entwicklung lässt sich bis zum Extrem weitertreiben (siehe Bild 4.19). Mit langen, schmalen Vertiefungen direkt am Strahlrohr kann ein sehr starkes elektrisches Feld  $E_x$  im Strahlbereich hervorgerufen werden. Entsprechend erhöht sich die Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  drastisch auf 700 kΩ! Das elektrische Feld leistet hier den größten Beitrag zur Strahlableitung (vergleiche Diagramme 4.20). Dementsprechend groß ist auch die Abhängigkeit von der  $x$ -Position. Bei  $\overline{P}_v = 100$  W ist eine Ablenkung von

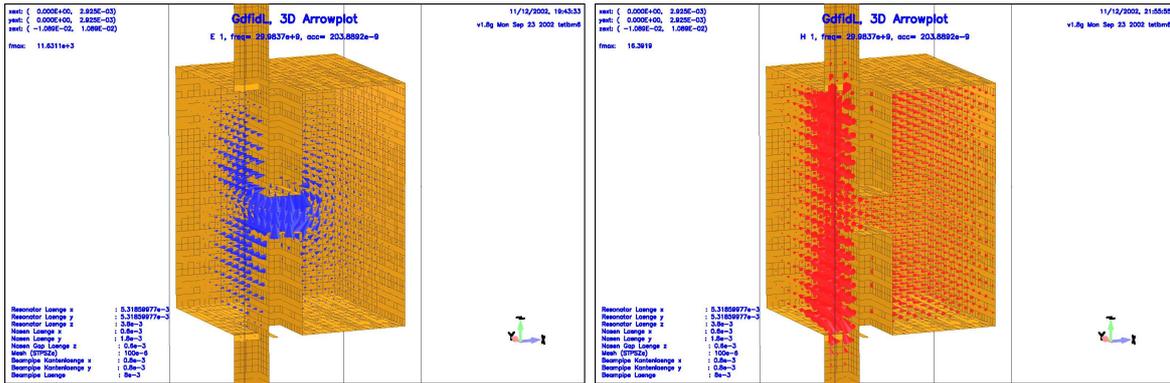


Abbildung 4.19: Das elektrische und magnetische Feld in einer extremen Weiterentwicklung des kapazitiv belasteten Resonators.

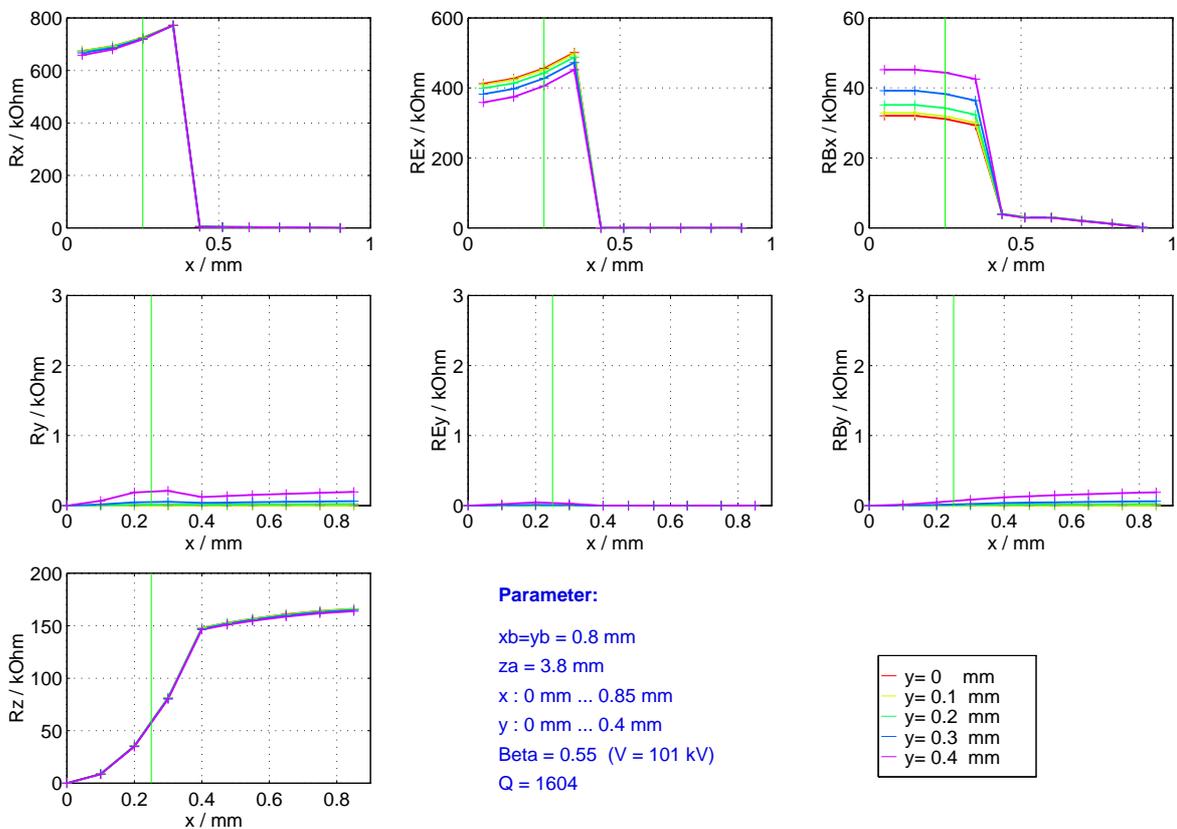


Abbildung 4.20: Die Shuntimpedanzen des Resonators von Bild 4.19.

4,5 % erreichbar.

Die langen, dünnen Nasen im Resonator sind nicht ganz einfach realisierbar - aber es wäre möglich. Eine Modifikation zu Vertiefungen, die sich über die gesamte Resonatortiefe  $y_a$  erstrecken, kann nur die halbe Shuntimpedanz bieten, da das elektrische Feld in einem größeren Bereich konzentriert wird und folglich in seiner Stärke einbüßt, so wie auch das magnetische Feld.

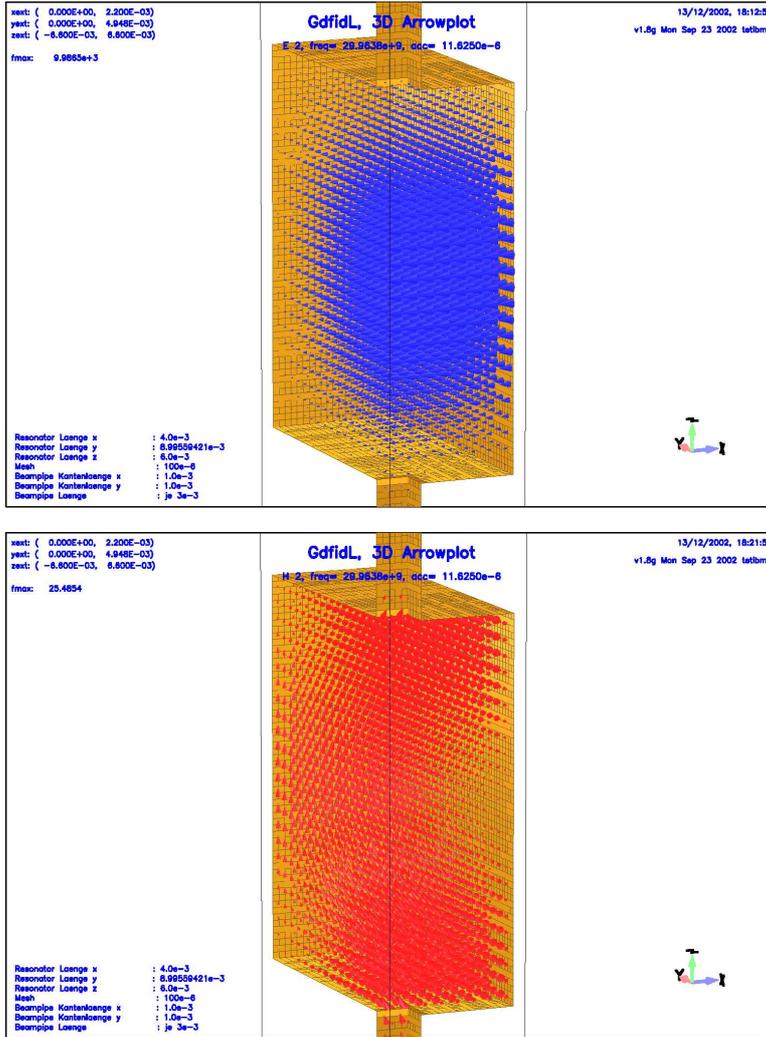


Abbildung 4.21: Das elektrische sowie das magnetische Feld des TE<sub>011</sub>-Modes. Die Resonanzfrequenz beträgt hier 30 GHz.

Die letzte Variante hat hauptsächlich das elektrische Feld zur Strahlableitung bemüht. Ist es möglich, einen anderen Mode zu wählen, der direkt mit seinem elektrischen Feld die Ladungen ablenkt, z.B. den TE<sub>011</sub>-Modes wie ihn Bild 4.21 präsentiert?

Das Ergebnis ist ernüchternd: Die Shuntimpedanzen  $R_{sh,E,x}$  und  $R_{sh,B,x}$  (siehe Diagramm 4.22) weisen einzeln jeweils ein vorzügliches Verhalten auf, sind aber beide derart miteinander korreliert, dass sie einander gleich stark entgegenwirken. Liegt das lediglich an einem schlecht dimensionierten Resonator? P.B.Wilson untersuchte dieses Verhalten 1958 in [45] und zeigte mathematisch, dass es bei allen Resonatorabmessungen auftritt. Ausgangspunkt ist: Die relativistische Bewegungsgleichung

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.25)$$

sowie die Beschreibung des elektromagnetischen Feldes der TE<sub>0,m<sub>y</sub>,m<sub>z</sub></sub>-Moden durch ein  $x$ -gerichtetes Vektorpotential.

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\partial_t \vec{A},^4 \quad \vec{A} = \vec{e}_x A(x,y,z,t) \quad (4.26)$$

<sup>4</sup>Da die Resonatormoden divergenzfrei sind, kann das Vektorpotential so geeicht werden, dass zur Beschreibung kein Skalarpotential benötigt wird.

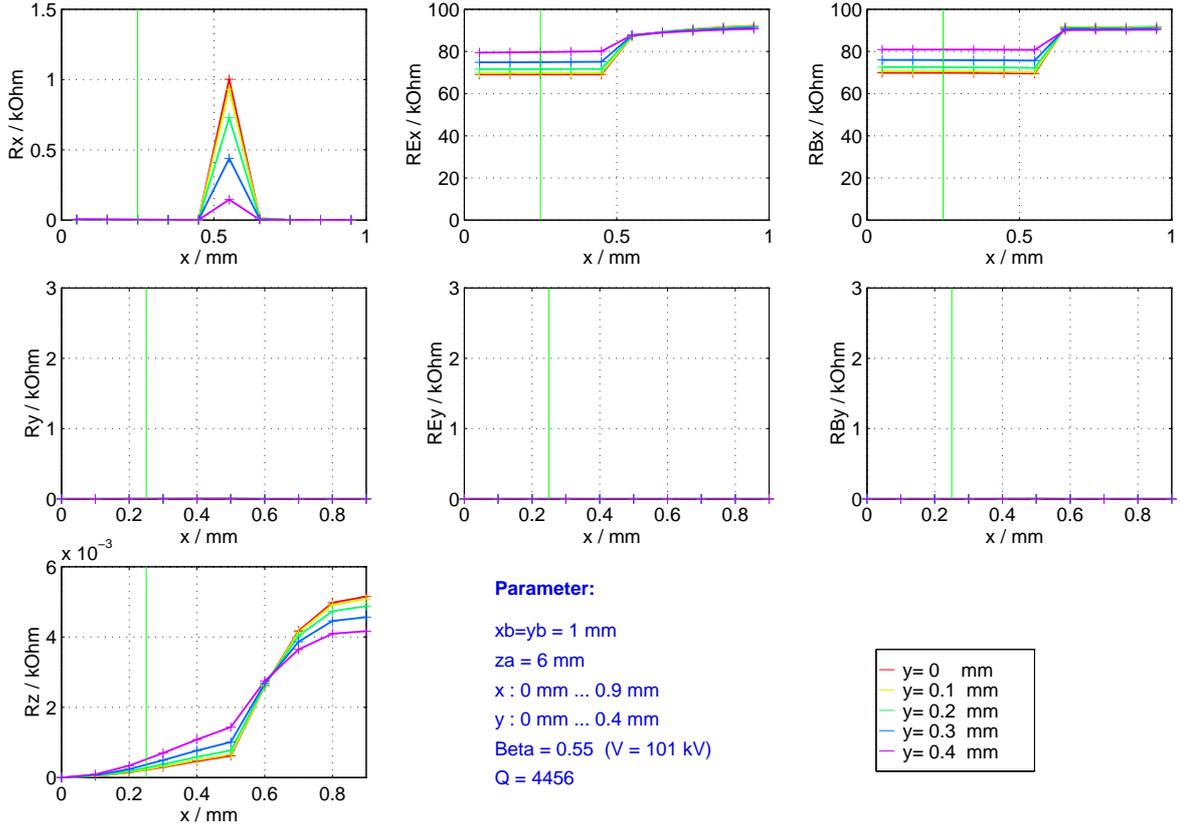


Abbildung 4.22: Die Shuntimpedanzen beim Ablenkversuch mit dem  $\text{TE}_{011}$ -Mode.

Eingesetzt in die Bewegungsgleichung ergibt sich:

$$\vec{F} = q \left( -\partial_t \vec{A} - v_0 \vec{e}_z \times (\vec{e}_x \times \nabla A) \right) = q \left( -\partial_t \vec{A} - v_0 \partial_z \vec{A} \right). \quad (4.27)$$

Bei kleiner Ablenkung bewegen sich die Elektronen nahezu geradlinig durch den Resonator, so dass für ihre Trajektorien angenommen werden kann:  $x(t) \approx x_0$ ,  $y(t) \approx y_0$  und  $z(t) \approx v_0(t - t_0)$ . Dieses Wissen ist überaus hilfreich bei der folgenden Überlegung:

$$\frac{d}{dt} \vec{A}(x, y, z, t) = \partial_t \vec{A} + \vec{e}_z (\nabla A \cdot \vec{r}) \approx \partial_t \vec{A} + v_0 \partial_z \vec{A}. \quad (4.28)$$

Damit lässt sich die Kraft auf die Elektronen durch das totale Differential des Vektorpotentials nach der Zeit ausdrücken, so dass die Bewegungsgleichung einfach integriert werden kann.

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = -q \dot{\vec{A}} \quad \Rightarrow \quad \vec{p}(out) - \vec{p}(in) = -q (\vec{A}(out) - \vec{A}(in)). \quad (4.29)$$

Die Impulsänderung ist demnach proportional zur Änderung des Vektorpotentials. Auf den Wänden eines geschlossenen, idealen Rechteckresonators muss dieses wie das tangential elektrische Feld stets verschwinden, sodass die  $\text{TE}_{0, m_y, m_z}$ -Moden einen Elektronenstrahl nicht abzulenken vermögen. Im realen Fall existieren Öffnungen und der Strahl wird abgelenkt, jedoch nur verschwindend gering.

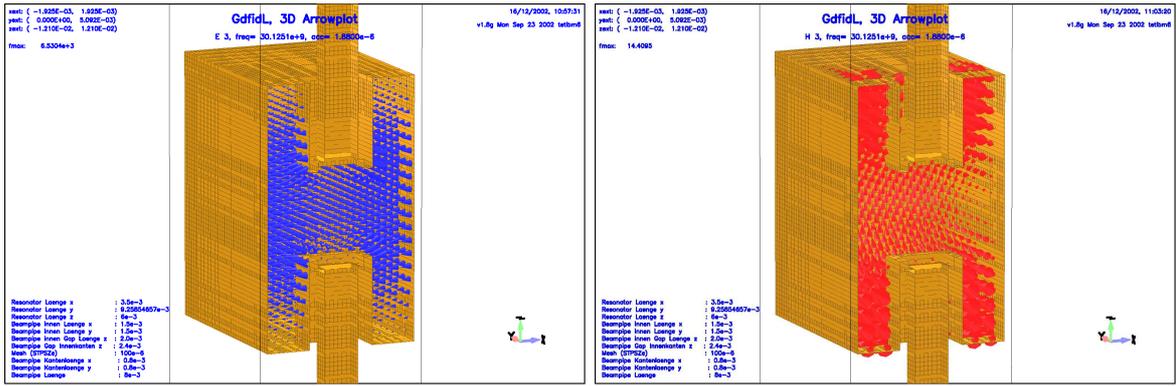


Abbildung 4.23: Durch die Verlängerung des Strahlrohres kann die Ablenkung durch das magnetische Feld deutlich geschwächt werden.

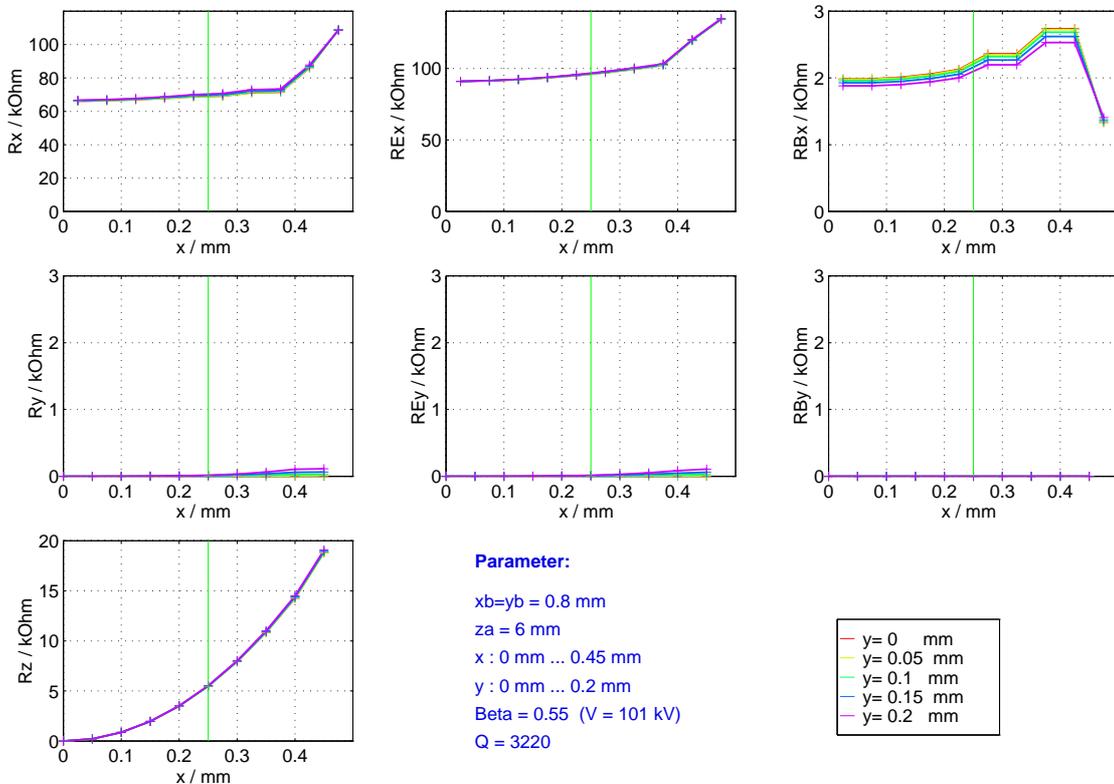


Abbildung 4.24: Die Shuntimpedanzen für den Resonator mit Strahlrohrverlängerung.

Es gibt aber Auswege. Zum Beispiel lässt sich das Strahlrohr bis in den Resonator hinein verlängern, so dass die Elektronen von einer Ablenkung im magnetischen Feld weitestgehend verschont bleiben und nur dem elektrischen Feld ausgesetzt werden, wie es Abbildung 4.23 zeigt. Die Shuntimpedanzen weisen eine erfreuliche  $x$ -Abhängigkeit auf, sind aber noch etwas zu klein. Analog könnte man ebenfalls das elektrische Feld abschirmen; konstruktiv ist die Befestigung der Abschirmkonstruktion innerhalb des Resonators jedoch eine überaus diffizile Angelegenheit.

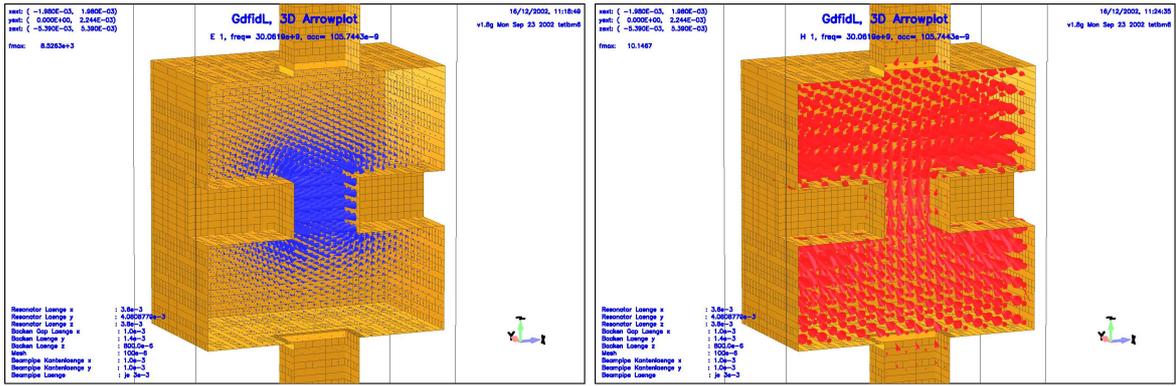


Abbildung 4.25: Das elektrische und magnetische Feld des  $TM_{011}$ -Modes eines Rechteckresonators mit seitlichen Einschnürungen.

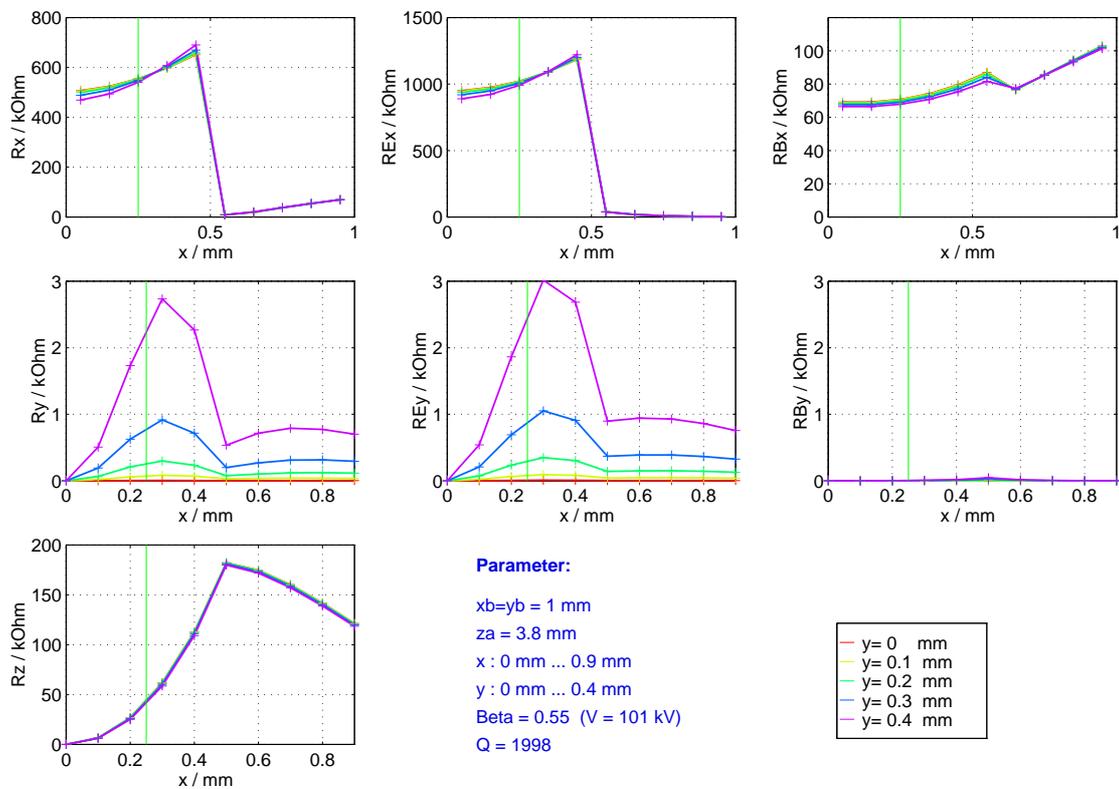


Abbildung 4.26: Die Shuntimpedanzen für den Resonator mit seitlichen Nasen.

Eine andere Variante besteht in der Konzentration des elektrischen Feldes im Strahlbereich durch das Einbringen zweier seitlicher Einschnürungen, wie in Bild 4.25 dargestellt. Das magnetische Feld bevorzugt es, sich dicht um die Einschnürungen zu winden und fällt damit im Strahlbereich schwächer aus. Dieser Effekt zusammen mit dem konzentrierten elektrischen Feld treibt die Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  auf über 450 k $\Omega$  im Strahlbereich (siehe Diagramm 4.26). Alle Shuntimpedanzen weisen ein überaus erfreuliches Verhalten auf, lediglich die deutliche  $x$ -Abhängigkeit von  $R_{sh,x}(x)$  ist unerwünscht. Bei  $\overline{P}_v = 100$  W kann eine Ablenkung von 4 % erreicht werden. Dieser Resonator bietet viele Möglichkeiten zur Optimierung, die gleich diskutiert werden. Zuvor

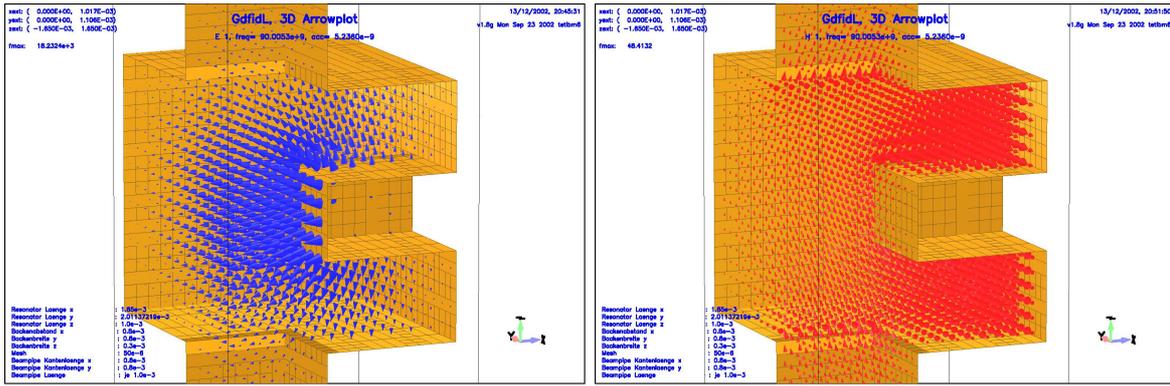


Abbildung 4.27: Das elektrische und magnetische Feld eines Resonators mit seitlichen Einschnürungen, dessen  $TM_{011}$ -Mode bei 90 GHz resonant ist.

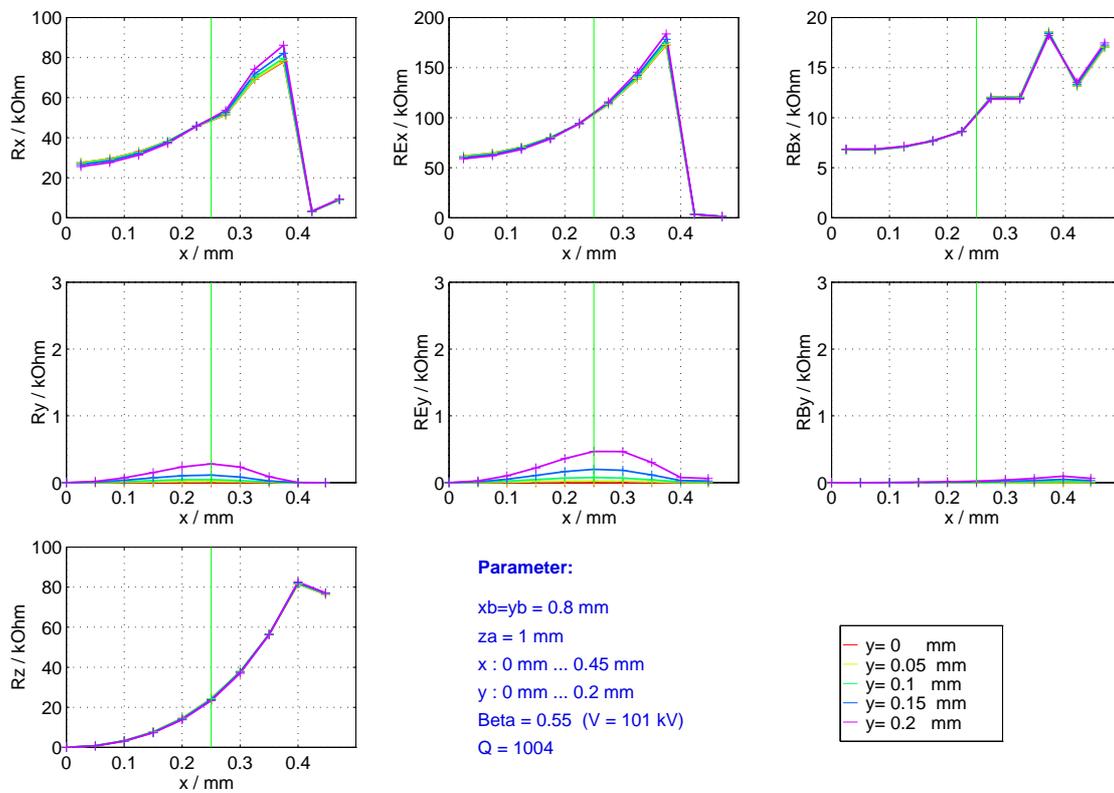


Abbildung 4.28: Die Shuntimpedanzen des obigen Resonators leiden unter dem verhältnismäßig großen Abstand zwischen den seitlichen Nasen.

soll aber untersucht werden, ob die vorgestellten Varianten der Ablenkung mit Hilfe des elektrischen Feldes auch für einen Resonator bei 90 GHz ähnlich gut funktionieren.

Der zuletzt erörterte Resonator wurde als erster auf 90 GHz abgestimmt und ist in Bild 4.27 zu sehen. Alle Resonatormaße sind deutlich kleiner, der Abstand der seitlichen Vertiefungen darf dies jedoch nicht, um nicht von dem Elektronenstrahl in Mitleidenschaft gezogen zu werden. Als Folge verringern sich die elektromagnetischen Felder so stark, dass die Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  nur noch 30 k $\Omega$  beträgt!

Ganz ähnlich ergeht es der Variante mit Strahlrohrverlängerung. Hier bevorzugen

es die elektrischen Felder, auf dieser Verlängerung zu „landen“, so dass sie im Strahlbereich sehr schwach ausfallen.  $R_{sh,x}$  beträgt ebenfalls nur 30 k $\Omega$ .

Etliche weitere Versuche haben deutlich gezeigt, dass im W-Band keiner der betrachteten Resonatoren auch nur annähernd in der Lage ist, den Strahl für ein trajektorien-moduliertes Klystron hinreichend abzulenken. Dies liegt an dem breiten Elektronenstrahl im Verhältnis zum Resonatorquerschnitt und an der verhältnismäßig kurzen Resonatorlänge.

Aus diesem Grund wird das trajektorien-modulierte Klystron ein Oberwellenklystron werden, bei dem der Strahl mit 30 GHz abgelenkt und mit seiner dritten Harmonischen bei 90 GHz abgebremst wird. Die Effizienz fällt dadurch auf ein Drittel ab. Die positive Seite der Medaille ist, dass die Bereitstellung von Halbleitervorverstärkern mit Ausgangsleistungen von 20 W im K-Band kein Problem ist im Gegensatz zu vergleichbaren Leistungen im W-Band.

## 4.6 Der Eingangsresonator

Auf dem Weg zum endgültigen Eingangsresonator sind noch einige Anpassungen und Optimierungen zu vollziehen. Als erstes muss der wichtigste Parameter festgelegt werden - der Abstand der seitlichen Einschnürungen. Je kleiner er ist, desto besser ist das Ablenkvermögen. Der Elektronenstrahl setzt dabei die untere Grenze. Um die Anforderungen an die Elektronenkanone etwas zu entspannen, wird hier ein Strahldurchmesser von 0,6 mm statt bisher 0,5 mm angesetzt. Der Nasenabstand sollte demnach mindestens 0,9 mm betragen. Ein einzelner Resonator erreicht so eine Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  von etwa 800 k $\Omega$ . Eine Verdopplung ist erreichbar durch die Kombination von zwei derartigen Resonatoren möglichst dicht hintereinander. Der odd-Mode (Phasenverschiebung pro Zelle von 180°) bietet sich in diesem Fall an, d.h. die Distanz zwischen den beiden Resonatorzellen sollte in  $z$ -Richtung einer halben Modulationswellenlänge  $L = \lambda_e/2 = c\beta_0/(2f_0)$  entsprechen. Im hiesigen Fall beträgt  $L \approx 2,75$  mm ( $\beta_0 = 0,55$ ,  $f_0 = 30,0$  GHz). Die erhöhte Resonatorlänge hat nun wiederum eine Rückwirkung auf den  $x$ -Abstand der seitlichen Vertiefungen, da der Strahl über die Driftlänge  $L$  bereits leicht ausgelenkt wird. Ein Nasenabstand von  $x_n = 1,0$  mm gewährleistet bei präzise eingeschossenem Strahl einen sicheren Strahldurchgang für Verlustleistungen im Resonator von  $\bar{P}_v \leq 40$  W, senkt im Gegenzug jedoch die Shuntimpedanz.

Eine wichtige Modifikation zur Reduktion von Feldstärkeüberhöhungen ist die Abrundung der Kanten der seitlichen Einschnürungen. Die höchsten Feldstärken werden an den Rändern der Stirnflächen erreicht. In Abbildung 4.29 ist die Intensitätsverteilung des elektrischen Feldes dargestellt. Bei einer Verlustleistung von  $\bar{P}_v \leq 6$  W im gesamten Eingangsresonator beträgt die maximale elektrische Feldstärke  $E_{max} \approx 4,1$  MV/m (Effektivwert). Das ist unproblematisch. Eine weitere Entspannung verschafft außerdem die Tatsache, dass dieses Klystron gepulst betrieben wird mit einem An-Aus-Tastverhältnis von 1:20 im Normalbetrieb oder bis zu 1:6 im Extrembetrieb.

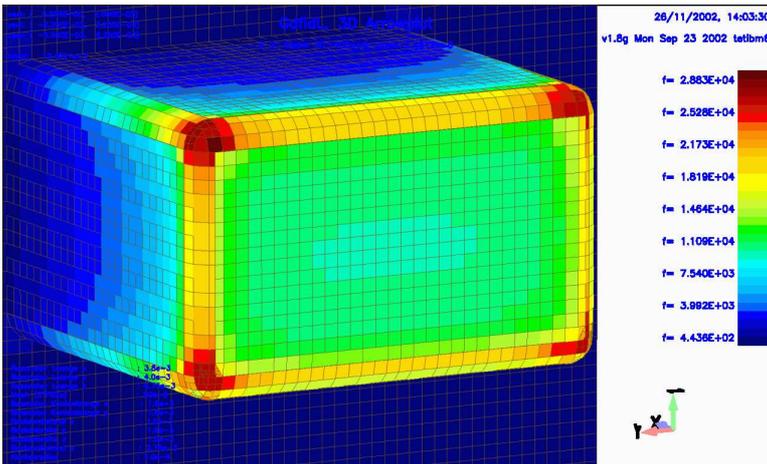


Abbildung 4.29: Die Intensität des elektrischen Feldes auf der Resonatoroberfläche. Die Intensitätsskala rechts ist für den Fall von  $\bar{P}_v = 6$  W mit dem Faktor 143 V/m zu skalieren, um die Effektivwerte des  $E$ -Feldes zu erhalten.

Die Optimierung der Nasengeometrie im Hinblick auf die Shuntimpedanz  $R_{sh,x(x,y)}$  ergab eine Breite  $y_n = 1,6$  mm und eine Höhe  $z_n = 1,0$  mm. Um die Abhängigkeit von der  $x$ -Position etwas zu verbessern, muss die elektrische Feldstärke bei  $x = 0$  im Verhältnis zu der an der Strahlaußenseite bei  $x = R_0$  erhöht werden. Erreichbar ist dies

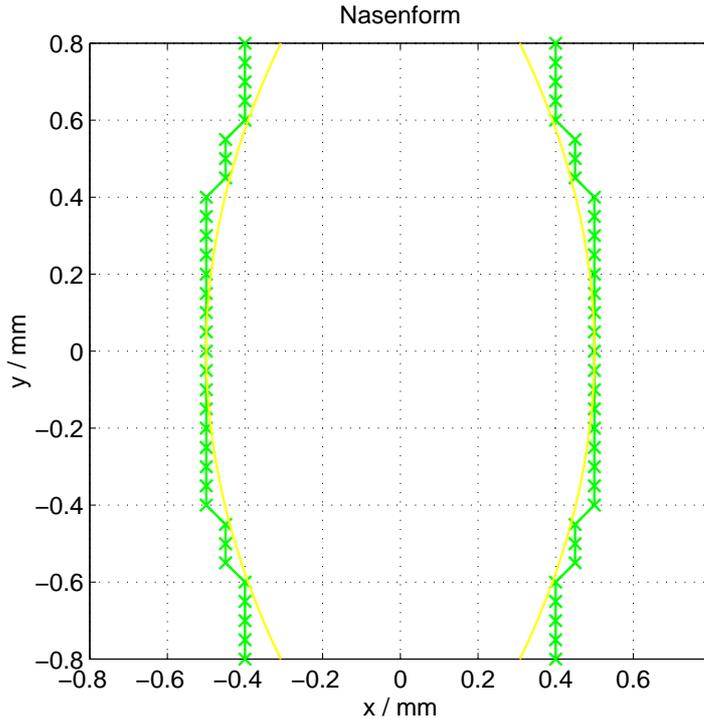


Abbildung 4.30: Die Formung der seitlichen Einschnürungen zu einem Hohlspiegel. Der Strahl würde dem Betrachter bei  $(x, y) = (0, 0)$  mit einem Radius von  $R_0 = 0,3$  mm entgegenfliegen. Die gelbe Kurve gibt die ideale Form an und die grüne die von GdfidL verwendete (bei einem Gitterabstand von  $50 \mu\text{m}$ ).

in einem Umfang von etwa 10 - 20 % durch die Formung der Nasen zu einem Hohlspiegel, wie ihn Grafik 4.30 darstellt. Als geeignet erwies sich eine funktionale Abhängigkeit des Nasenabstandes von der  $y$ -Position:  $x_n(y) = 1,0 \text{ mm} - (y/1 \text{ mm})^2 \cdot 0,6 \text{ mm}$ .

Im nächsten Schritt ist die Einspeisung der Modulationsleistung zu klären. In der Praxis wird man sie dem Klystron durch Hohlleiter zuführen. Die Einkopplung sollte von zwei Seiten symmetrisch erfolgen, um eine symmetrische Strahlableitung zu garantieren. Dies ist unbedingt erforderlich, da ein Strahl von  $I = 1$  A den Resonator derart stark belastet, dass von 17,8 W eingespeister Leistung nur 5,8 W Wandverluste anfallen und 12,0 W an den Strahl abgegeben werden (Beamloading). Die Anregung zweier Ports gleichzeitig ist in GdfidL - wie auch vielen anderen elektromagnetischen Feldsimulatoren - nicht möglich. Die Schwierigkeit besteht in der Vorgabe der Phasenlage zwischen beiden Ports. Aus diesem Grund wurde eine andere Methode der Leistungseinkopplung gewählt. Ähnlich einer coaxialen Einspeisung wurde der zweiseitige Resonator in seiner Mitte mit zwei Einkoppelausbuchtungen (siehe Abbildung 4.31) versehen, in deren Mitte jeweils ein Stromfaden für die Anregung sorgt. Die Dimensionen sind so ausgelegt, dass die Störung der Resonatorfelder gering ausfällt, die Einschwingzeit aber nicht übermäßig lang ist. Als Resultat ergab sich ein Speisewiderstand von  $70 \Omega$  für den angepassten Fall.

Den Abschluss bilden die Feinabstimmung der Resonanzfrequenz im Zeitbereich sowie die Anpassung der Verluste. Dazu werden wie bei den Ausgangsresonatoren Klötzchen mit verlustbehaftetem, permeablem Material in Regionen starken elektrischen Feldes eingebracht. Die Güte eines ideal gefertigten Eingangsresonators betrüge  $Q_0 \approx 2300$ . Real sind die Verluste etwas größer, so dass für den Eingangsresonator eine Güte von  $Q_d = 1880$  angesetzt wird.

Die Resonatorgeometrie ist in Anhang A4.1 in Form einer Tabelle im Detail aufge-

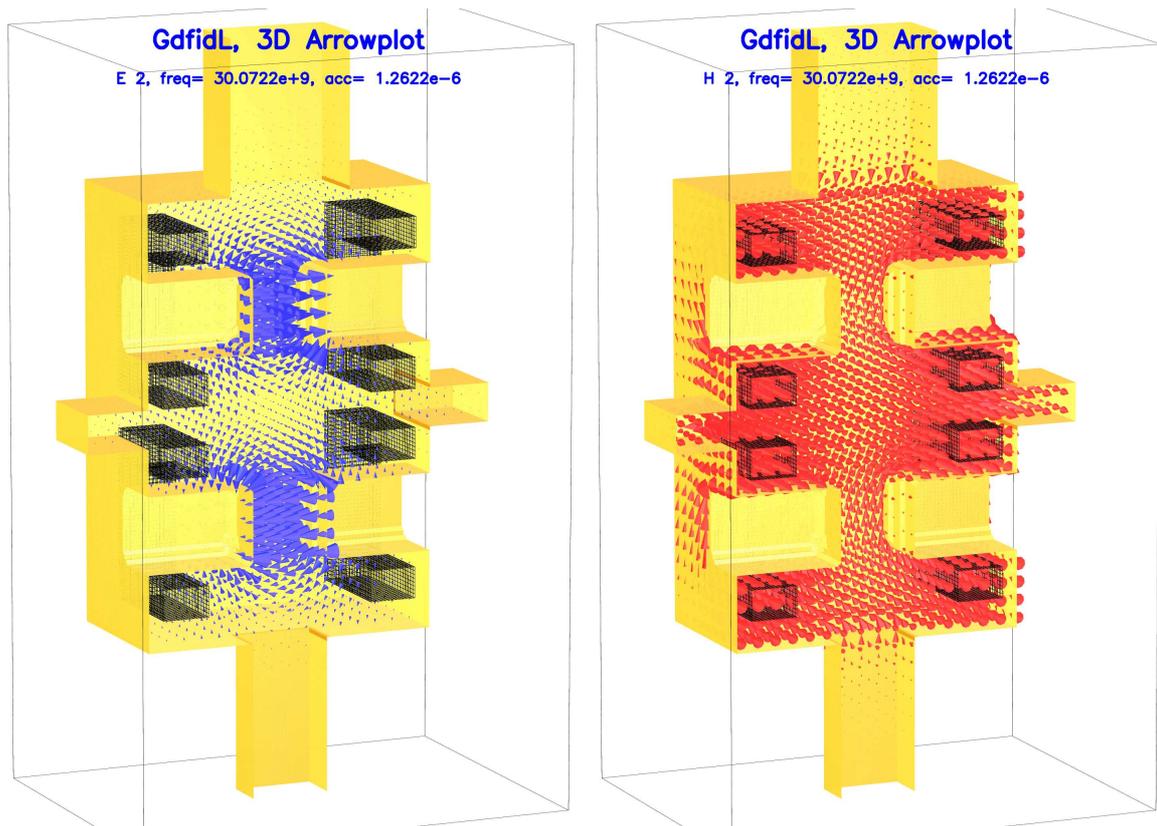


Abbildung 4.31: Das elektrische (blau) und das magnetische (rot) Feld des Ablenkmoden im Eingangsresonator. Die Resonanzfrequenz beträgt 30 GHz. (Diese Felder wurden für eine bessere Auflösung der Shuntimpedanzen mit einer Gitterschrittweite von  $50 \mu\text{m}$  berechnet.)

schließt sowie anschließend als GdfidL-Eingabedatei in allen Einzelheiten niedergelegt. Abbildung 4.31 zeigt den fertigen Eingangsresonator mit dem elektromagnetischen Feld des benutzten Ablenkmoden. Die Shuntimpedanzen sind in Bild 4.32 dargestellt und in Grafik 4.33 in die entsprechenden Modulationsfaktoren für eine Verlustleistung von  $\overline{P}_v = 5,8 \text{ W}$  umgerechnet worden. Die erreichte Ablenkung von 1,5 % ist noch deutlich zu gering, so dass eine weitere Struktur zur Ablenkungsverstärkung - ein Idler - benötigt wird. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle auf die Darstellung der Strahldynamik verzichtet, sie wird für die gesamte Ablenkeinheit bestehend aus dem hier erörterten Eingangsresonator und dem Idler am Ende dieses Kapitels präsentiert.

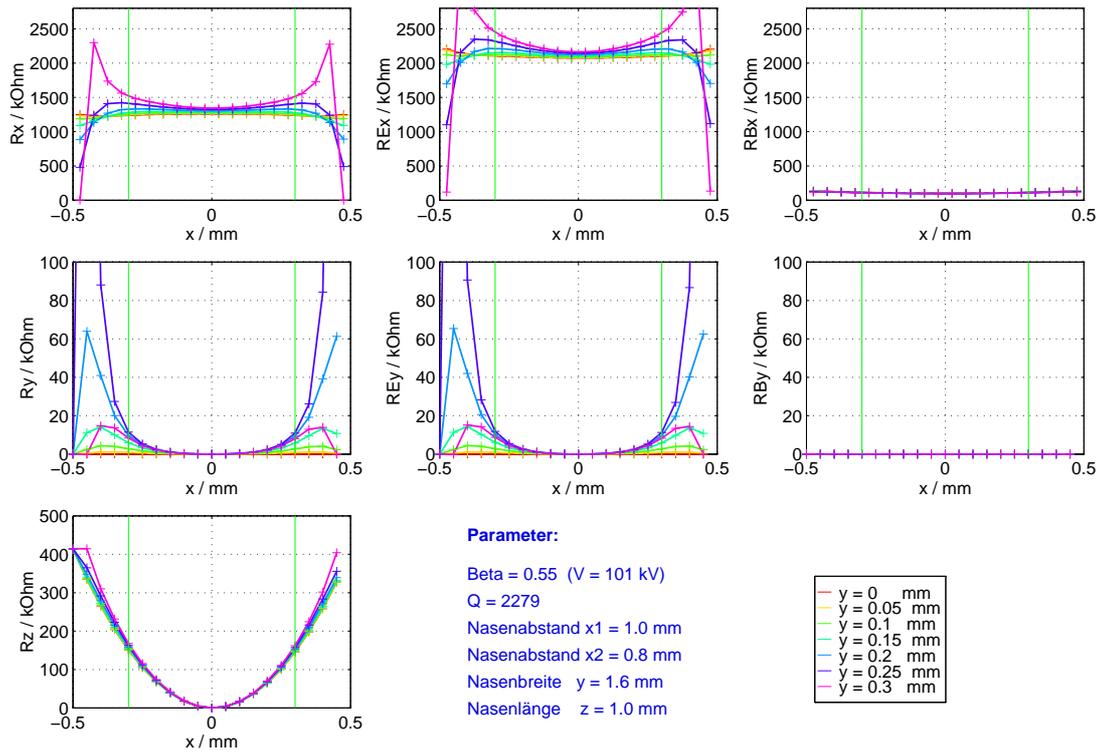


Abbildung 4.32: Die Shuntimpedanzen des entworfenen Eingangsresonators.

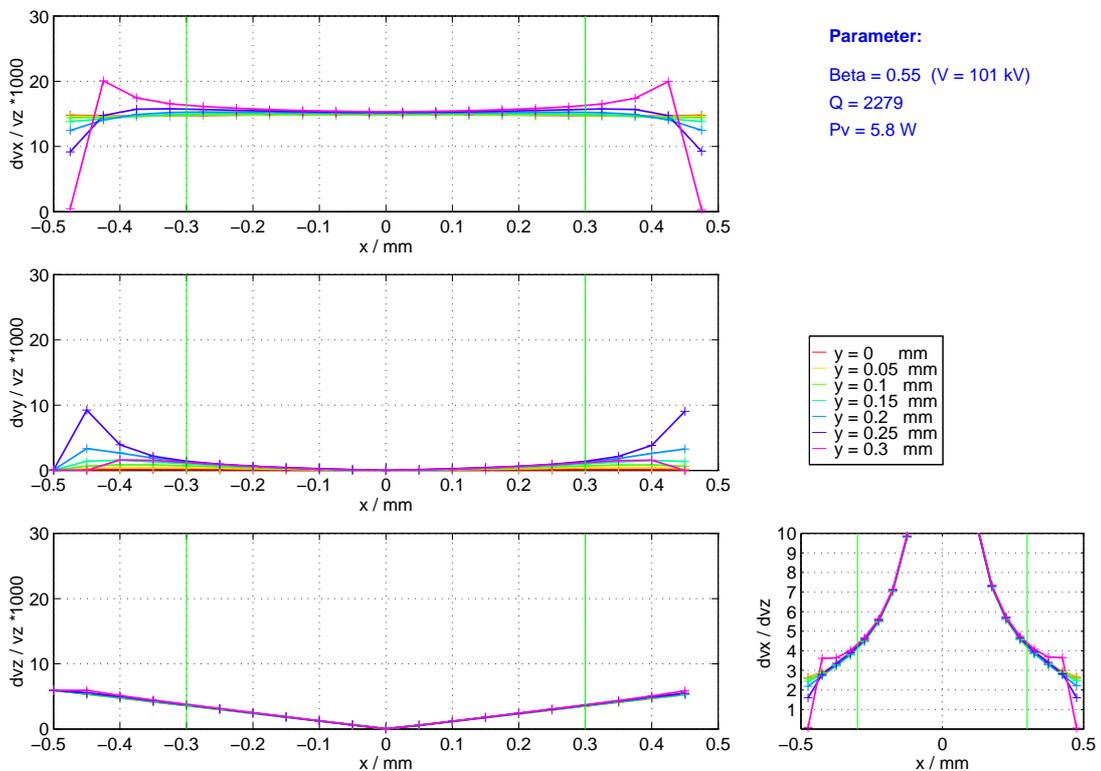


Abbildung 4.33: Die Modulationsfaktoren des Eingangsresonators bei einer Verlustleistung von 5,8 W.

## 4.7 Der Idler

Um die Strahlablenkung zu verbessern, bedient man sich bei Klystrons gern leerlaufender Resonatoren, den Idlern, die dem Strahl Energie entziehen, um diese dann für eine Modulationsverstärkung einzusetzen. Da es sich bei dem trajektorien-modulierten Klystron wieder um die Strahlablenkung handelt, wird der Idler dem Eingangsresonator ähneln: Die beiden praktikabelsten Varianten werden im Folgenden für den Idlerbetrieb untersucht, nämlich die Ablenkung mit dem  $TM_{210}$ -Mode und eine modifizierte Struktur des entworfenen Eingangsresonators. Es stellt sich heraus, dass bei noch kleiner Strahlauslenkung, also dicht hinter dem Eingangsresonator, die zweite Variante ausgezeichnete Ergebnisse liefert und damit an dieser Position für das Klystron verwendet wird. Noch größere Strahlauslenkungen erfordern einen großen Abstand zwischen den seitlichen Einschnürungen, so dass diese Form des Idlers deutlich an Ablenkungsfähigkeit einbüßt und nicht mehr effizient eingesetzt werden kann. Bietet da ein Idler im  $TM_{210}$ -Mode einen Ausweg?

Aus der soeben geführten Diskussion und aus PIC-Simulationen des Klystrons geht hervor, dass ein solcher Idler im  $TM_{210}$ -Mode den Strahl modellieren soll, wenn er bereits eine Auslenkung von 1,0 - 1,5 mm besitzt. Das Strahlrohr muss dementsprechend in  $x$ -Richtung 4,5 mm betragen - das ist eine gewaltige Öffnung, die die Shuntimpedanz  $R_{sh,x}$  von 51 k $\Omega$  (im geschlossenen Rechteckresonator) auf unter 25 k $\Omega$  absinken lässt. Bei einer Verlustleistung von 600 W ist eine zusätzliche Modulation von nur 2 % möglich. Aufwand und Nutzen stehen hier in keinem sinnvollen Verhältnis, so dass diese Variante des Idlers nicht verwendet wird.

Ein bereits leicht ausgelenkter Elektronenstrahl, der in den ungespeisten Eingangsresonator eingeschossen wird, erregt dort elektromagnetische Felder. Ein Blick auf die Shuntimpedanzkurven oder die Verteilung des elektrischen Feldes erklärt wieso: Verantwortlich für diese Anregung sind die  $z$ -Komponenten des elektrischen Feldes. Bei Resonanz zwischen Strahlfrequenz und Eigenfrequenz des gewünschten Ablenkmodus stellt sich die folgende Beziehung zwischen den Feldern und dem Strahl ein: Die maximal ausgelenkten Teilchen treten in den Resonator ein und werden durch die elektrischen Felder mit positiver  $z$ -Komponente gebremst, bevor sie die Mitte der ersten seitlichen Einbuchtung erreicht haben. Befinden sie sich dann in der Mitte, erreicht das elektrische Feld gerade seine zeitliche Nullstelle, so dass es wiederum eine positive  $E$ -Feldkomponente in  $z$ -Richtung besitzt, wenn die Elektronen einen Moment später die erste Einbuchtung verlassen. Das gleiche wiederholt sich an der zweiten Einschnürung. Die Teilchen, die bisher noch nicht abgelenkt wurden (eine viertel Strahlperiode von den geschilderten versetzt), durchlaufen damit den Bereich der Einbuchtungen zu dem Zeitpunkt maximalen elektrischen Feldes und erfahren so eine maximal ablenkende Kraft. Erwünscht ist jedoch, dass nicht sie, sondern die bereits ausgelenkten Teilchen zusätzlich abgelenkt werden. Dazu muss die Phase des elektrischen Feldes bezüglich der Strahlposition verschoben werden.

Je nach Strahlauslenkung wird der Idler mehr oder weniger stark angeregt. Zu beachten ist dabei, dass die Verlustleistung nicht zu einer Beschädigung des Resonators führen soll. Die eingekoppelte Leistung muss begrenzt werden.

Beide Wünsche lassen sich vereinen: Man regt den Idler nicht resonant an, sondern

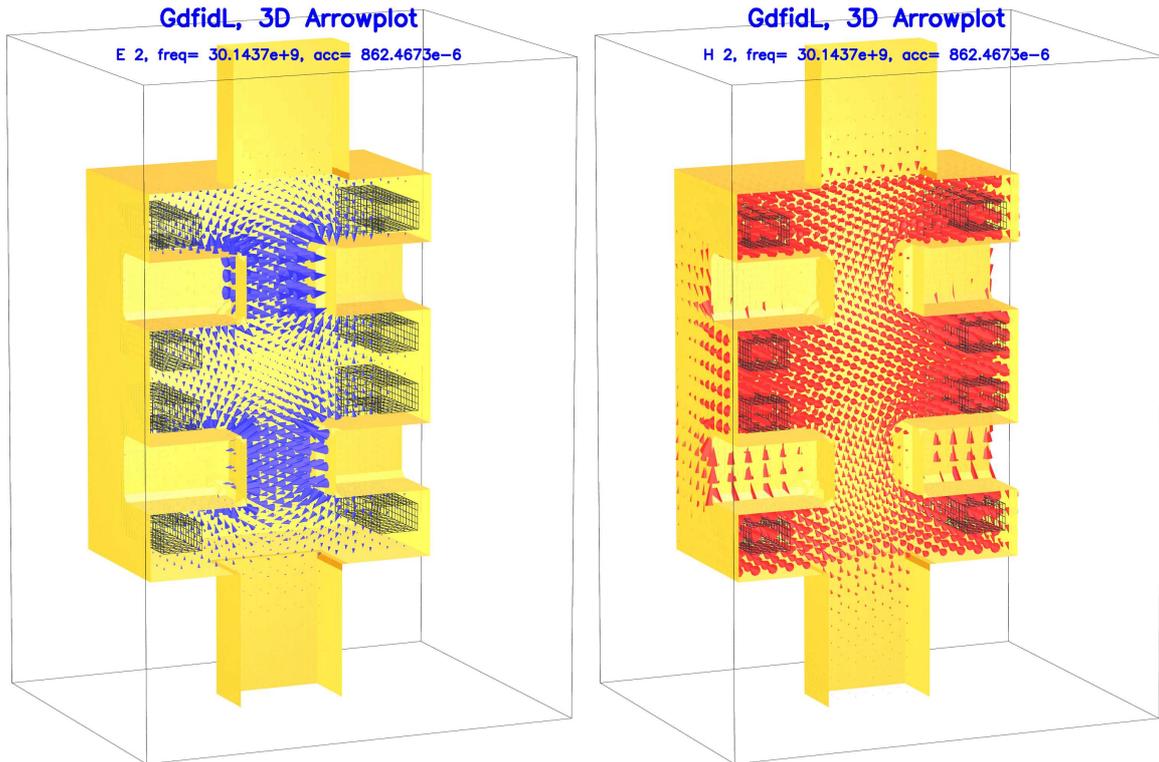


Abbildung 4.34: Das elektrische (blau) und das magnetische Feld (rot) des Arbeitsmodes in der Idler-Cavity.

verstimmt ihn induktiv, sodass die Felder dem Strahl wie gewünscht voreilen. Die Phasenlage wird dabei so eingestellt, dass die Verlustleistung erträglich bleibt, die zusätzliche Strahlmodulation erfreulich ausfällt und der Strahl sich darüber hinaus positiv verformt - durch die Abbremsung kann erreicht werden, dass die Strahlflanken „schlanke Beinchen“ bilden.

Für die Geometrie des Idlers ist vor allem der Abstand der seitlichen Einschnürungen zu erhöhen. Nach mehreren Iterationen aus Einstellen und PIC-Simulationen hat sich für das Klystron ergeben, dass ein Nasenabstand von 1,4 mm einen guten Kompromiss in Hinblick auf Shuntimpedanz und Reserveabstand Strahl-Einschnürung bildet. Im Klystronentwurf wird eine Linse direkt vor dem Idler den Elektronenstrahl fokussieren, so dass er trotz verstärkter Ablenkung im Bereich der Nasen eine Auslenkung von 0,4 mm nicht überschreitet (bei  $\bar{P}_v \leq 300$  W). Auch beim Idler hat sich eine hohlspiegelartige Verformung der Stirnflächen der Nasen bewährt. Eine günstige Funktion des Nasenabstandes von der  $y$ -Position ist:  $x_n(y) = 1,4 \text{ mm} - (y/1 \text{ mm})^2 \cdot 0,8 \text{ mm}$ . Die übrigen Abmessungen ähneln denen des Eingangsresonators und können im Detail in Anhang A4.2 eingesehen werden. Abbildung 4.34 zeigt die Geometrie sowie das elektromagnetische Feld des Arbeitsmodes. Die Diagramme 4.35 visualisieren das Ablenkvermögen und die günstigen Eigenschaften des entworfen Idlers. Bei einer Verlustleistung von  $\bar{P}_v = 300$  W wird ein Gesamtmodulationsfaktor  $\alpha_x$  von etwa 7,7 % erreicht. Der Idler besitzt mit etwa  $100 \text{ mm}^2$  eine große kühlbare Oberfläche, die derartige Verlustleistungen gerade noch gestattet. Außerdem erfordert der Ausgangsresonator ein

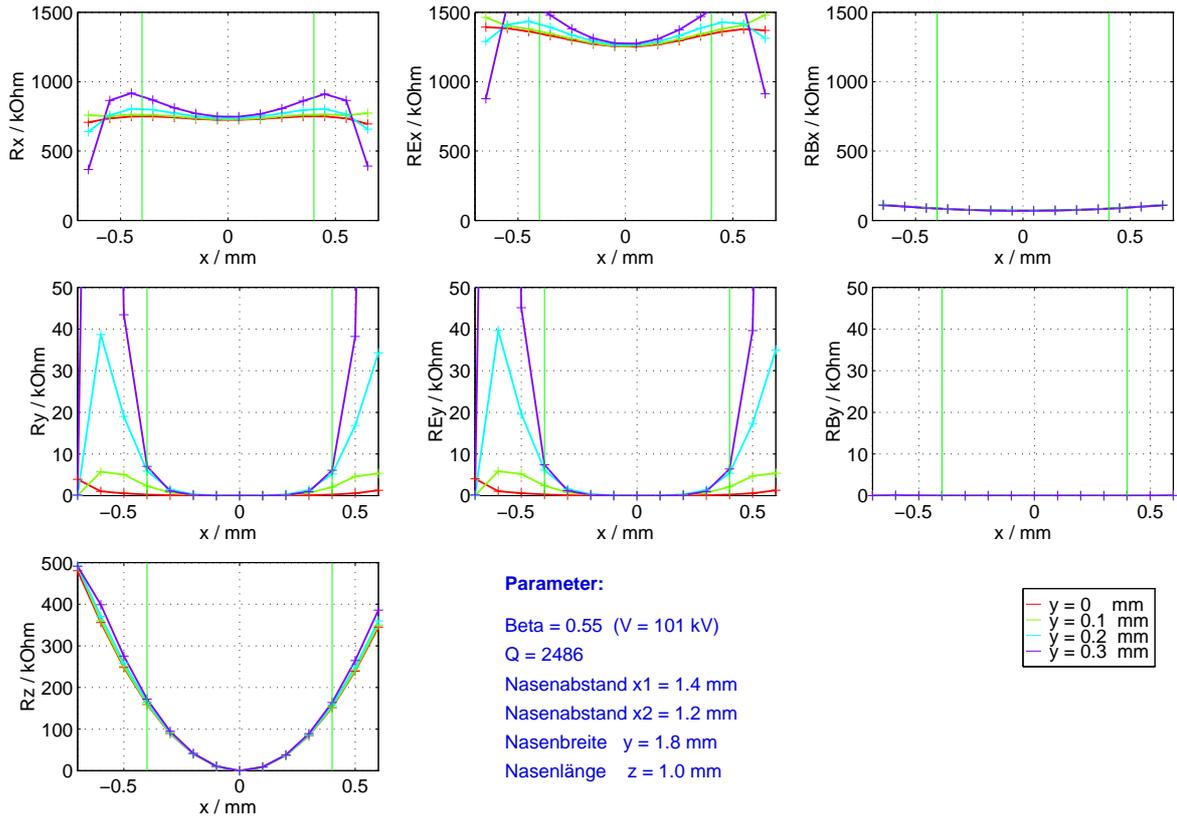


Abbildung 4.35: Die Shuntimpedanzen des entworfenen Idlers.

Taktverhältnis von mindestens 1:6, so dass die dann anfallende mittlere Leistungsdichte nur noch  $0,5 \text{ W/mm}^2$  beträgt.

Zur Abstimmung des Idlers: Das System aus Elektronenstrahl und Resonator entspricht einem gespeisten Schwingkreis. Es handelt sich dabei um einen Parallelschwingkreis, über den eine erkennbare Spannung nur dann abfällt, wenn die Speisefrequenz in der Nähe der Resonanzfrequenz liegt. Bei zu großen Diskrepanzen bildet entweder der Kondensator oder die Spule einen Kurzschluss. Die Leistung im Schwingkreis ist:

$$\underline{P} = \underline{U}(\omega) \cdot \underline{I}^* = |\underline{I}|^2 \underline{Z}(\omega) . \quad (4.30)$$

Die frequenzabhängige Impedanz  $\underline{Z}(\omega)$  lässt sich am einfachsten aus der Admittanz  $\underline{Y}(\omega)$  ermitteln:

$$\underline{Y}(\omega) = j\omega C + \frac{1}{j\omega L} + \frac{1}{R} ,$$

$$\underline{Z}(\omega) = \frac{1}{\underline{Y}(\omega)} = R \frac{j\omega\omega_0^2 L/R}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\omega_0^2 L/R} , \quad \text{mit } \omega_0^2 = \frac{1}{LC} . \quad (4.31)$$

Um das Verhalten des Idlers zu beschreiben, führt man die Güte bzw. Bandbreite ein:

$$Q = \frac{R}{\omega_0 L} , \quad \omega_B = 2\pi B = \frac{\omega_0}{Q} = \frac{\omega_0^2 L}{R} , \quad (4.32)$$

$$\underline{Z}(\omega) = R \frac{j\omega\omega_B}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\omega_B} . \quad (4.33)$$

Damit erlangt man eine Formel, mit der die Verlustleistung als Funktion der Strahlfrequenz  $f_s$ , der Resonanzfrequenz des Idlers  $f_0$  sowie der Güte  $Q$  und der eingekoppelten Leistung bei Resonanz  $P_0$  berechnet werden kann:

$$P_v(f_0) = P_0 \frac{j f_s f_0 / Q}{f_0^2 - f_s^2 + j f_s f_0 / Q} . \quad (4.34)$$

Die ideale Güte des Idlers beträgt 2500. Mit der Einführung von geeigneten Tuning-Klötzchen wurde eine Idler-Güte von etwa 2000 eingestellt, die die realen Verhältnisse widerspiegelt. Außerdem kann nun durch eine Variation der Permeabilität die Resonanzfrequenz  $f_0$  modifiziert und die soeben abgeschätzte Verlustleistung mit derjenigen von Simulationsergebnissen verglichen werden. Das Resultat ist etwas überraschend (siehe Bild 4.36). Zuerst zur Phasenlage zwischen dem elektrischen Feld und dem Elektronenstrahl. Aus den Simulationsergebnissen kann man durch Vergleichen der Verlustleistung mit der vom Strahl abgegeben Leistung die Phase  $\varphi$  ermitteln. Der Vergleich

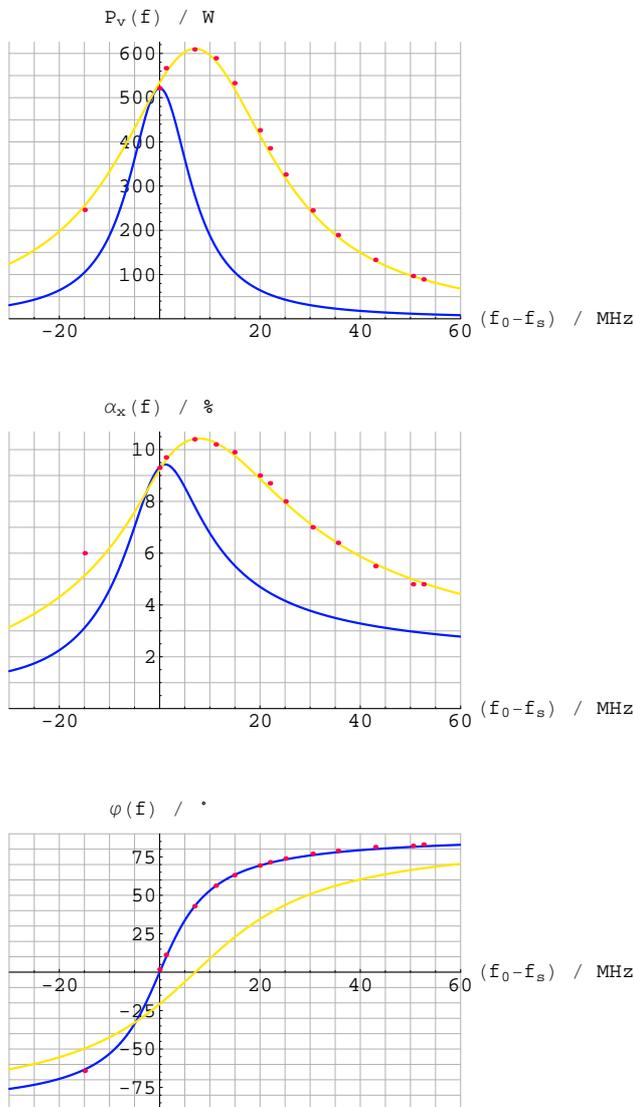


Abbildung 4.36: Die Verlustleistung im Idler, der Gesamtmodulationsfaktor  $\alpha_x$  und die Phasenlage zwischen Strahl und E-Feld bei Variation der Resonanzfrequenz  $f_0$  des Arbeitsmodes. Die blauen Kurven visualisieren die analytischen Abschätzungen. Die PIC-Simulationsergebnisse wurden rot markiert und die gefitteten Kurven wurden gelb gezeichnet.

mit dem diskutierten Modell ist überaus erfreulich. Ganz anders verhält sich da die Verlustleistung im Idler. Bei kleiner induktiver Verstimmung des Resonators wird mehr Leistung eingekoppelt als bei Resonanz! Woran liegt das? Das beschriebene Modell betrachtet den Strahl als feste Stromquelle. In der Realität soll der Idler den Strahl aber gerade verformen, so dass der eingepögte Strom von der Spannung über dem Schwingkreis abhängt. Für den Elektronenstrahl heißt dies: Die Ablenkung im Idler führt zu einer vergrößerten Strahlauslenkung, die dann vor allem in der zweiten Zelle eine stärkere Feldanregung verursacht. Beachtet man, dass der Elektronenstrahl 100 kW Leistung besitzt, dann wird plausibel, dass durch kleinste Verformungen schnell einige hundert Watt Leistung mehr abgegeben werden können. Unterstützend wirkt dabei der lange, zweistufige Idler. Um eine Kurve zur Abstimmung zu erhalten, wurden die Simulationsergebnisse angefitet. Dazu wurde die diskutierte Leistungsfunktion  $\underline{P}_v(f)$  in der Frequenz um 7,1 MHz verschoben, die Amplitude angepasst und die Güte von 2000 auf 800 gesenkt. Das Ergebnis passt erstaunlich gut. Ein erneuter Blick auf die Phase zeigte, dass diese Anpassung wirklich von der Strahlverformung ausgelöst wurde und nicht von falschen Parametern wie Güte oder Resonanzfrequenz herrührt. Aus der Verlustleistung im Idler und der Phasenlage kann man über die Shuntimpedanz den zusätzlichen Modulationsfaktor ermitteln, der proportional zu  $\sqrt{\overline{P}_v}$  ist. Diese Modulation überlagert sich linear mit der des Eingangsresonators<sup>5</sup>. Die Rückwirkung der Ablenkung auf den Strahl im Idler führt dazu, dass man auch bei hoher Phasenverschiebung zwischen E-Feld und Strahl eine gute Modulation erreicht.

Nachdem die Anregungs- und Modulationskurven im Detail vorliegen, kann ein geeigneter Arbeitspunkt gewählt werden. Dabei soll die Strahlform nicht aus dem Auge verloren werden. PIC-Simulationen des gesamten Klystrons ermöglichen die endgültige Optimierung. So stellte sich heraus, dass die Form der Strahlflanken für die Effizienz bedeutender ist als die  $x$ -Dicke der Auslenkungsmaxima. Durch das Abbremsen im Idler werden vor allem Teilchen an den Strahlflanken verlangsamt. Ist die eingekoppelte Leistung zu hoch, dann überholen die schnelleren Teilchen die langsameren im Bereich der Flanken und der Strahl wird breit. Ist die Leistung im Idler klein, dann bewegen sich alle Teilchen nahezu gleich schnell und die Strahlflanken weiten sich durch die Coulombkräfte auf. Ein Optimum stellt sich bei  $\overline{P}_v \approx 290$  W ein. Damit gelingt es, die dünnsten Flanken im Bereich des Ausgangsresonators und damit eine maximale Ausgangsleistung zu erzeugen. Eine Bemerkung zur maximalen elektrischen Feldstärke: Sie wird wie beim Eingangsresonator auf den Stirnflächen der Einschnürungen erreicht und beträgt bei  $\overline{P}_v = 290$  W etwa 7,1 MV/m (Effektivwert). Das ist viel, aber durchaus noch praktikabel. Der so optimierte Idler ist in Form einer Tabelle und als GdfidL-Eingabedatei in Anhang A4.2 abgedruckt.

Zum Abschluss dieses Kapitels ist es an der Zeit, die Früchte der Entwicklung zu ernten. In Bild 4.37 wird die Ablenkeinheit des Klystrons zusammen mit dem elektrischen Feld im eingeschwungenen Zustand gezeigt. Vor dem Eingangsresonator und vor dem Idler sind jeweils Linsen angeordnet, die den Elektronenstrahl fokussieren und ihn damit schlank durch die Resonatoren laufen lassen. Die Fokussierung wird im Detail im

---

<sup>5</sup>Zu beachten ist wie erwähnt die Phasenlage. Für die Grafik 4.36 wurden zum Einen die analytischen Werte für  $\overline{P}_v$  und  $\varphi$  verwendet (blaue Kurve), zum Anderen die gefitteten Ergebnisse für  $\overline{P}_v$  und die analytischen für  $\varphi$  (gelbe Kurve).

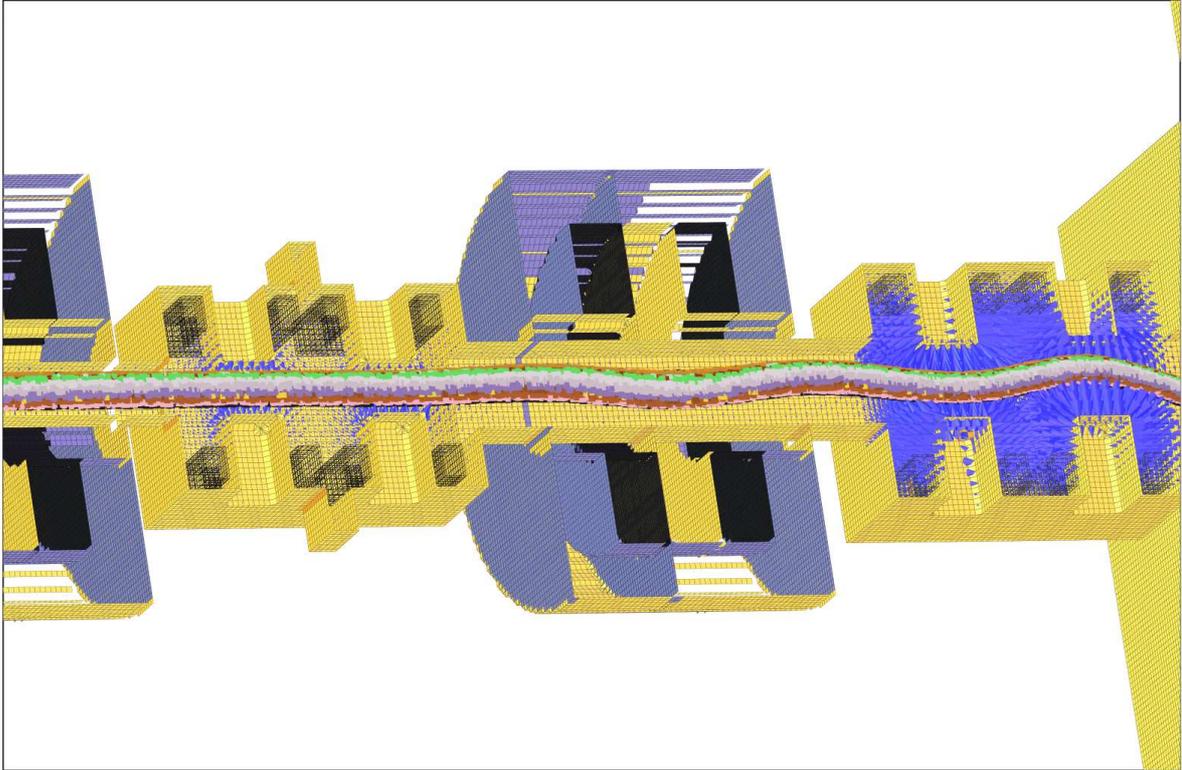


Abbildung 4.37: Dieser Ausschnitt aus dem endgültigen Klystrontwurf zeigt die Ablenkeinheit bestehend aus dem Eingangsresonator und dem Idler zusammen mit den zwei Fokussierungslinsen, die jeweils vor den Ablenkstrukturen positioniert wurden. Außerdem sind der Elektronenstrahl und die elektrischen Felder zu einem festen Zeitpunkt im eingeschwungenen Zustand abgebildet.

nächsten Kapitel erörtert. In den Diagrammen 4.38 ist schließlich die Teilchendynamik abgebildet. Hier zeigt sich, wie sehr sich die gründliche Entwicklung gelohnt hat - das trajektorien-modulierte Klystron wird funktionieren!

Grafik 4.39 präsentiert das zeitliche Einschwingen des Idlers. Dargestellt ist die Verlustleistung im Idler sowie die vom Elektronenstrahl abgegebene Leistung, welche aus der kinetischen Energie der Teilchen ermittelt wurde. Da der Idler nicht resonant angeregt wird, kommt es zum Überschwingen am Anfang.

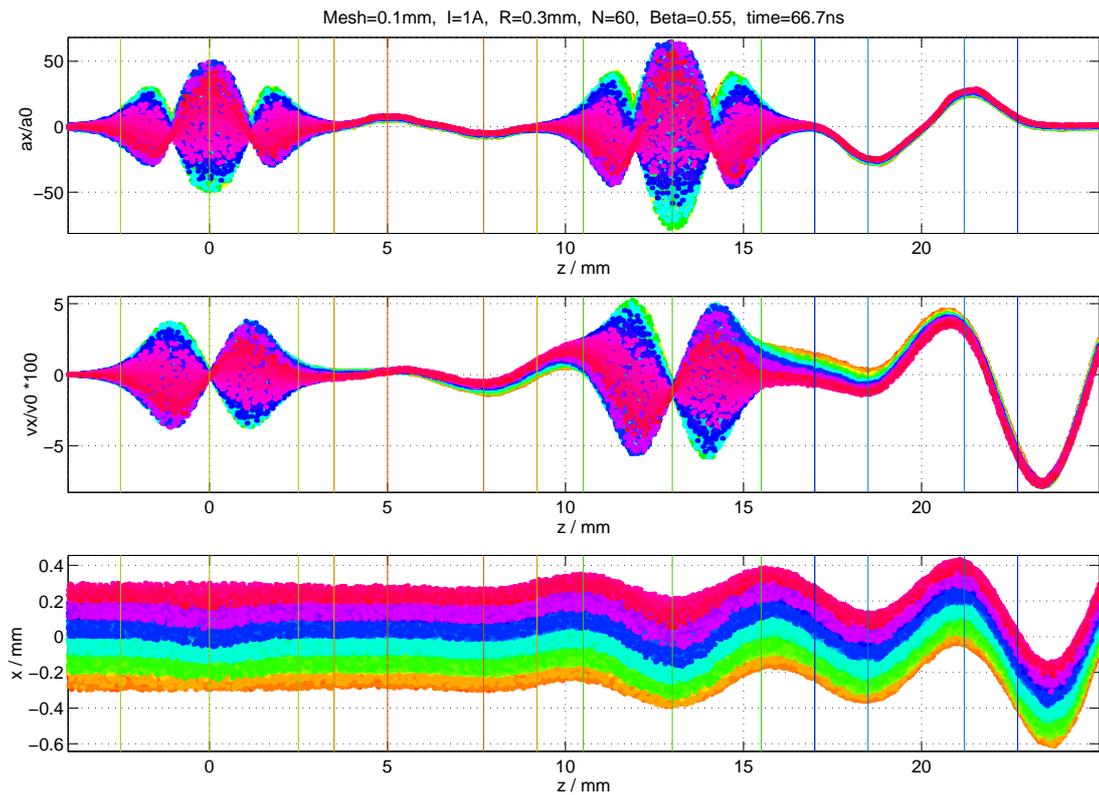


Abbildung 4.38: Die Teilchendynamik in  $x$ -Richtung in der Ablenkeinheit. Von oben nach unten: Die normierte Beschleunigung, die relative Geschwindigkeit  $v_x/v_0$  und die  $x$ -Position, aufgetragen über der  $z$ -Position. Markiert wurden die Linsen (grün), der Eingangsresonator (orange: Anfang, Ende und die Mittelpunktspositionen der seitlichen Einschnürungen) sowie der Idler (blau).

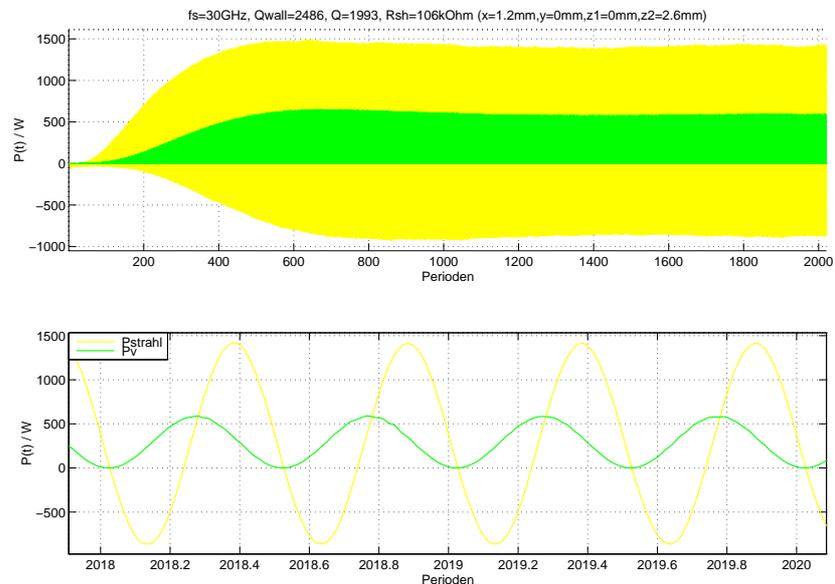


Abbildung 4.39: Das Einschwingen des Idlers. Die gelbe Kurve 'Pstrahl' zeigt die vom Elektronenstrahl abgegebene Leistung als Funktion der Zeit ('Perioden' =  $t \cdot f_s$ ) und die grüne die Verlustleistung im Idler. Unten wurde ein Ausschnitt vergrößert dargestellt.

# 5 Die Fokussierung

## 5.1 Die Strahlaufspreizung

Bevor verschiedene Fokussierungsstrukturen für das Klystron erörtert werden, soll zunächst geklärt werden, ob eine Fokussierung notwendig ist und wenn ja, was diese leisten muss. Dafür soll zuerst der verwendete Elektronenstrahl im freien Raum analytisch untersucht werden. Abschließend wird das erhaltene Ergebnis mit dem einer PIC-Simulation verglichen.

Das Modell für die Analytik ist eine unendlich lange Raumladung, deren Radius  $R$  sich mit wachsender  $z$ -Position vergrößert. Innerhalb eines jeden Querschnittes  $z = \text{const}$  seien die Ladungen homogen über die Fläche  $\pi R^2(z)$  verteilt (siehe Bild 5.1). Welcher funktionale Zusammenhang  $R(z)$  ergibt sich für den verwendeten Elektronenstrahl ( $I = 1,0$  A;  $\beta_0 = 0,55$ )?

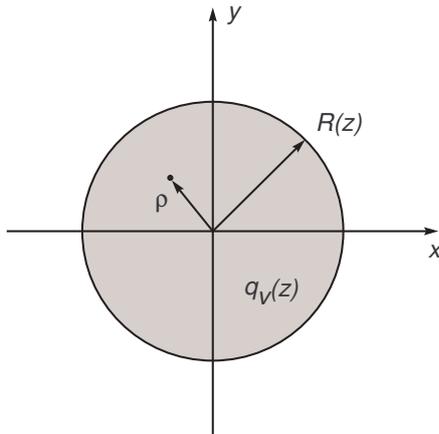


Abbildung 5.1: Der Strahlquerschnitt an der Position  $z$ .  $R(z)$  bezeichnet den Strahlradius,  $\varrho$  einen beliebigen Punkt innerhalb des Querschnittes ( $\varrho \leq R(z)$ ) und  $q_v(z) = q_l/(\pi R^2(z)) = I/(\beta_0 c \pi R^2(z))$  die Ladungsdichte.

Da sich die Strahlaufspreizung wegen der hohen Teilchengeschwindigkeit unter einem kleinen Winkel zur  $z$ -Achse vollzieht, kann die Bestimmung der elektrischen und magnetischen Feldstärke in guter Näherung mit dem Gaußschen bzw. Stokeschen Satz und den Annahmen:

$$\vec{E}_{(\varrho)} \approx \vec{e}_{\varrho} E_{(\varrho)}, \quad \vec{B}_{(\varrho)} \approx \vec{e}_{\varphi} B_{(\varrho)} \quad (5.1)$$

durchgeführt werden. Nach einer kurzen Rechnung ergeben sich die folgenden Felder:

$$\vec{E}_{(\varrho \leq R)} = \vec{e}_{\varrho} \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{I}{\beta_0 c} \frac{\varrho}{R^2}, \quad \vec{B}_{(\varrho \leq R)} = \vec{e}_{\varphi} \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{\varrho}{R^2}. \quad (5.2)$$

Um einen Eindruck von der Größenordnung zu erlangen, wurden für den vorliegenden Elektronenstrahl  $E_{\varrho}$  und  $B_{\varphi}$  für  $\varrho = R = R_0 = 0,3$  mm berechnet:  $E_{\varrho(R_0)} \approx 0,4$  MV/m;  $B_{\varphi(R_0)} \approx 0,7$  mT.

Aus den soeben ermittelten Feldern lässt sich die Kraft auf eine Ladung  $q$ , die sich im Abstand  $\varrho \leq R$  von der  $z$ -Achse befindet, bestimmen. Das Magnetfeld darf nicht vernachlässigt werden, sofern sich  $q$  bewegt. Im hiesigen Fall wird die Strahleinhüllende bzw. die Teilchendynamik innerhalb des Strahles gesucht, so dass  $\vec{v}_q$  näherungsweise  $\vec{v}_q \approx \vec{e}_z \beta_0 c$  ist.

$$\vec{F}_{(\varrho \leq R)} = q (\vec{E} + \vec{v}_q \times \vec{B}) \approx \vec{e}_\varrho q \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{I}{\beta_0 c \gamma^2} \frac{\varrho}{R^2} . \quad (5.3)$$

Die Einführung des relativistischen  $\gamma$ -Faktors  $\gamma^{-2} = 1 - \beta^2$  ergab diesen kompakten Ausdruck. Die bestimmte Kraft ist proportional zum Strahlstrom  $I$  und steigt linear bis zum Strahlradius an. Die magnetische Kraft wirkt dabei der elektrischen entgegen und ist um den Faktor  $\beta_0^2$  kleiner. Je höher die Teilchengeschwindigkeit ist, desto kleiner wird die effektive defokussierende Kraft und bei  $\beta_0 = 1$  ( $v = c$ ) verschwände sie gänzlich.

Da die soeben berechnete Kraft rotationsfrei ist, lässt sich ihr ein Potential zuordnen, die potentielle Energie:

$$\vec{F} = -\nabla E_{pot} , \quad E_{pot}(\varrho \leq R) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{I}{\beta_0 c \gamma^2} \frac{\varrho^2}{R^2} . \quad (5.4)$$

Die transversale Abstoßung für eine mit  $\beta_0$  an der Strahlaußenseite ( $\varrho = R$ ) bewegte Ladung erfolgt bei  $I = 1,0$  A;  $\beta_0 = 0,55$  demnach mit etwa 38,0 V.

Mit der relativistischen Bewegungsgleichung und der Näherung, dass der kinetische Energiegewinn durch die Strahlaufspreizung bei den Elektronen vernachlässigbar klein ist (38 V gegenüber 100 kV), lässt sich nun die Differentialgleichung für die Teilchenbewegung  $\varrho(z)$  aufstellen. Dazu betrachtet man ein Elektron, das sich an der Position  $\varrho(z)$  befindet und sich mit  $\vec{v}_q \approx \vec{e}_z \beta_0 c$  bewegt.

$$F_{\varrho}(\varrho \leq R) = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \frac{I}{v_0 \gamma^2} \frac{\varrho(z)}{R^2(z)} \approx m_0 \gamma \frac{d^2}{dt^2} \varrho \approx m_0 \gamma v_0^2 \frac{d^2}{dz^2} \varrho(z) . \quad (5.5)$$

Es ist hilfreich, folgende Abkürzungen einzuführen:

$$\frac{d}{dz} f(z) = f'(z) , \quad \sigma = \frac{q}{m_0} \frac{I}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0^3 \gamma^3} . \quad (5.6)$$

So gelangt man zu der gesuchten Differentialgleichung:

$$\varrho''(z) = \sigma \frac{\varrho(z)}{R^2(z)} . \quad (5.7)$$

Es handelt sich hier um eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung. Der etwas umfassendere Lösungsweg für  $R(z)$  kann im Detail in Anhang A5.1 nachgelesen werden. Ist  $R(z)$  bekannt, dann folgt daraus direkt  $\varrho(z)$ , denn

$$\varrho''(z) = \sigma \frac{\varrho(z)}{R(z) R(z)} = \frac{\varrho(z)}{R(z)} R''(z) , \quad (5.8)$$

so dass  $\varrho(z) = \frac{\varrho(z_x)}{R(z_x)} R(z)$  eine Lösung darstellt. Das bedeutet, dass sich alle Elektronen nach diesem Modell laminar bewegen und sich der Elektronenstrahl homogen aufspreizt:

$$\varrho(z) = \varrho_0 e^{-f^2(z)}, \quad f(z) = \text{Erf}^{-1} \left( -j \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \frac{z - z_0}{R_0} \right), \quad \sigma = \frac{q}{m_0} \frac{I}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0^3 \gamma^3}. \quad (5.9)$$

Die Referenzradien  $R_0$  bzw.  $\varrho_0$  bezeichnen diejenigen Radien, die an der Strahltaile  $z_0$  ( $R'(z_0) = 0$ ,  $R_0 = R(z_0)$ ,  $\varrho_0 = \varrho(z_0)$ ) vorliegen. Für kurze Abschnitte  $z - z_0$  kann man die Inverse der Error-Funktion linear nähern. Zum gleichen Resultat gelangt man ebenfalls, wenn man in der Bewegungsgleichung einen konstanten Strahlquerschnitt für die Kraftbestimmung zu Grunde legt:

$$\varrho(z) \approx \varrho_0 + \frac{1}{2} \frac{\sigma}{R_0} (z - z_0)^2 \quad \left( F_{\varrho(\varrho \leq R)} \approx \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \frac{I}{v_0 \gamma^2} \frac{\varrho(z)}{R_0^2} \right). \quad (5.10)$$

Ein Vergleich mit der exakten Lösung ist in Anhang A5.1 abgebildet. Dort wird ebenfalls eine Formel zur Berechnung der Rayleigh-Länge hergeleitet. Für den vorliegenden Elektronenstrahl beträgt sie  $L_R \approx 22,4$  mm.

Mit den erworbenen Formeln bietet sich ein Vergleich mit einer PIC-Simulation an. Dafür wurde ein geräumiges Strahlrohr ( $x_b = y_b = 3$  mm) erzeugt und in ihm das Aufspreizen des Elektronenstrahles numerisch untersucht. Bild 5.2 zeigt den Elektronenstrahl und Grafik 5.3 die Teilchendynamik. Zum besseren Vergleich wurden die analytischen Kurven für verschiedene Ströme überlagert. Die Übereinstimmung ist gut und ist ein deutlicher Beleg dafür, dass man den GdfidL-PIC-Simulationsergebnissen trauen kann.<sup>1</sup> Der Strahl spreizt sich in den PIC-Simulationen tendenziell etwas weniger auf als analytisch berechnet. Das liegt zum Einen an den zu großen Abständen zwischen den Teilchen (ein Makropartikel entspricht etwa 19.000 Elektronen), und da die Coulombkräfte indirekt proportional zum Quadrat der Abstände sind, werden sie somit unterschätzt. Zum Anderen trägt ebenfalls das mit  $100 \mu\text{m}$  vergleichsweise grobe Gitter zu einer Unterschätzung der defokussierenden Kräfte bei. Korreliert man einen modifizierten Strom mit dem Aufspreizverhalten, dann wären das im vorliegenden Fall etwa  $I = 0,96$  A. Ist man an einer überaus exakten Abstimmung der Fokussierung interessiert, dann sollte man eine zweite PIC-Simulation mit einem 4 % höheren Strom durchführen und beide Ergebnisse vergleichen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass sich die Resonatoren proportional zu  $I^2$  aufladen und sich der Strahlverlauf deshalb verändert. Analog kann man ebenfalls die Teilchenanzahl erhöhen und die Gitterschrittweite verfeinern. Jedoch steigt damit die Rechenzeit deutlich an und sämtliche Strukturen müssten an das neue Gitter angepasst werden.

Zurück zur eingangs gestellten Frage. Das gesamte Klystron besitzt eine Länge von etwa 75 mm, das sind mehr als drei Rayleigh-Längen. Eine gute Fokussierung wird auf jeden Fall benötigt.

<sup>1</sup>Die am Anfang ( $z = 0$ ) und Ende ( $z = 40$  mm) des Beschleunigungsdiagramms in Abbildung 5.3 auftretenden „Abrundungen“ entstehen bei der numerischen Berechnung der Beschleunigung aus den radialen Geschwindigkeiten zweier aufeinanderfolgender Zeitschritte. Sobald geladene Teilchen in ein metallisches Volumen eintreten, hält GdfidL ihre Geschwindigkeiten konstant, sodass die Geschwindigkeitsdifferenzen je nach Austritts- bzw. Eintrittsposition kleiner ausfallen als in Wirklichkeit.

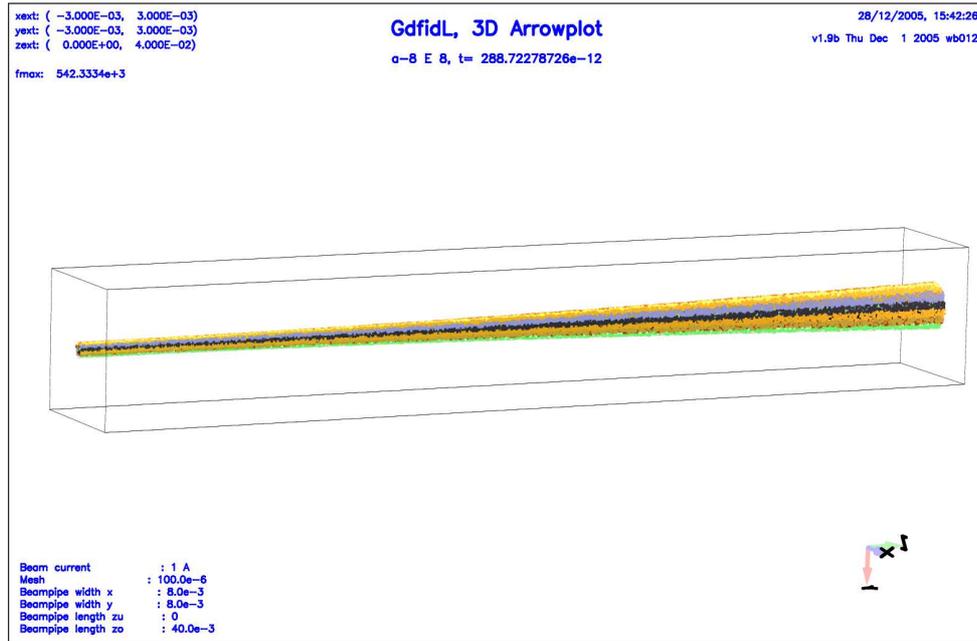


Abbildung 5.2: Der Elektronenstrahl spreizt sich auf Grund der Coulombkräfte auf.

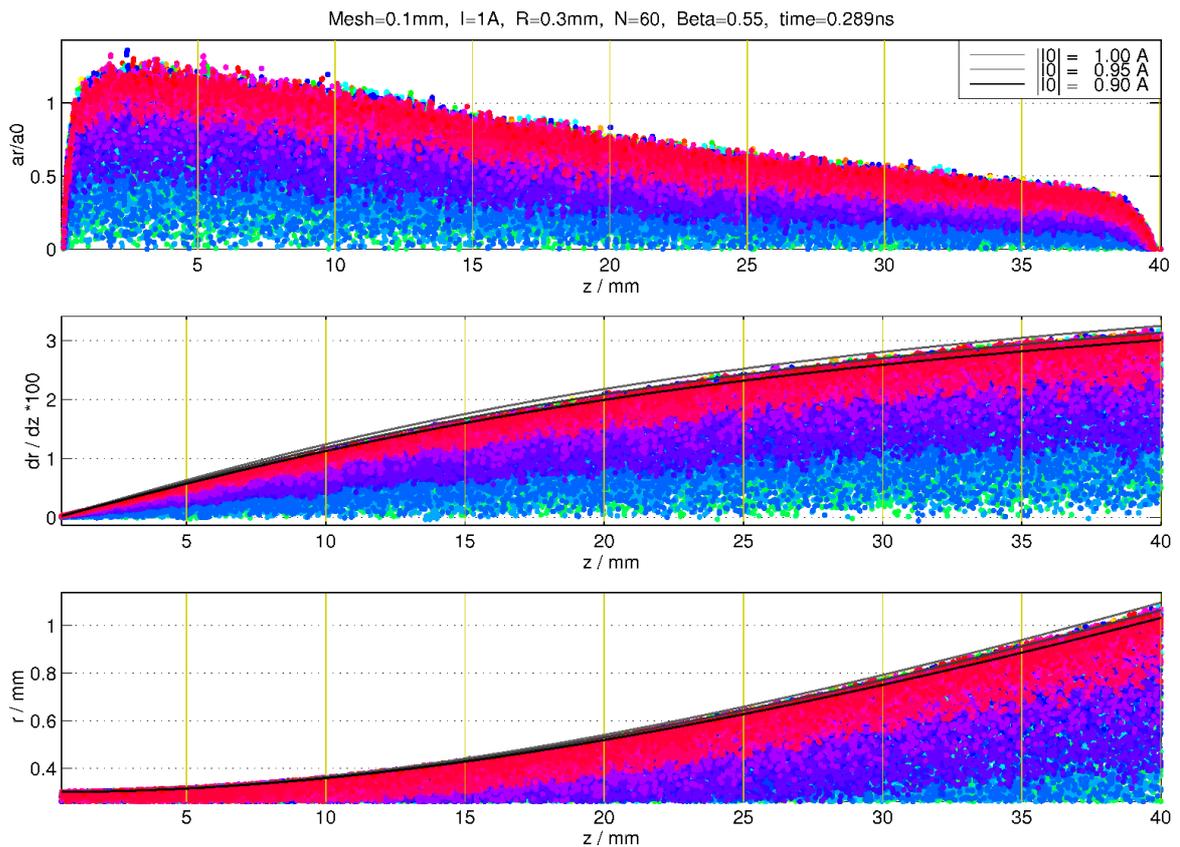


Abbildung 5.3: Die normierte radiale Beschleunigung, Geschwindigkeit und Position des simulierten Elektronenstrahles. Das Ergebnis der analytischen Abschätzung wurde zum Vergleich für verschiedene Ströme überlagert.

## 5.2 Magnetische Linsen

Eine Möglichkeit, den Elektronenstrahl über eine Länge von der Größenordnung der Rayleigh-Länge zu fokussieren (hier 20 - 25 mm), kann direkt aus den Berechnungen zur Strahlaufspreizung entnommen werden: Man kann den Strahl an einer Stelle transversal komprimieren, wie die Kurven in Diagramm 5.4 zeigen. Der besondere Vorteil dieses Prinzips besteht darin, dass der Strahl nach der Fokussierung abgelenkt werden kann und sich trotzdem noch weiter verjüngt bis zur Position der Strahltaile. Danach ändert sich die Situation und der Strahl expandiert transversal und zwar um so schneller, je stärker er zuvor komprimiert wurde.

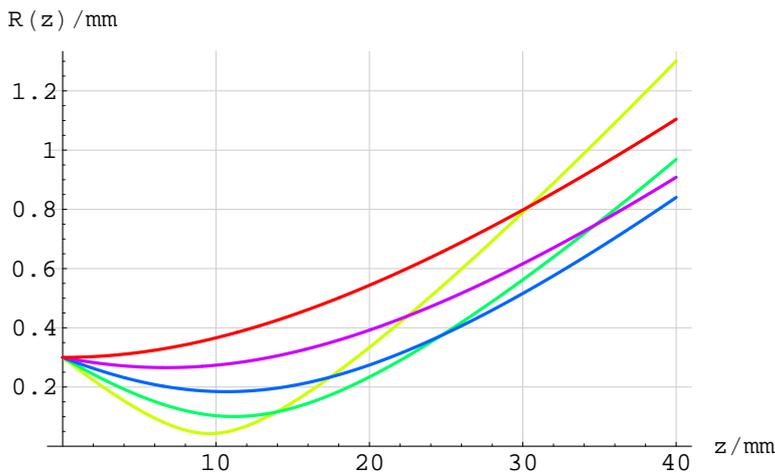


Abbildung 5.4: Der Verlauf des Elektronenstrahles bei verschiedenen Anfangssteigungen. Hier wurden  $R'(0) = \{0, -1, -2, -3, -4\} \cdot 10^{-2}$  gewählt.

Wie lässt sich eine derartige Fokussierung technisch erzeugen? Die Antwort ist einfach: Durch Linsen. Es gibt elektrostatische und magnetostatische. Die letzteren lassen sich zum Beispiel durch Permanentmagneten erzeugen, was unter Berücksichtigung des Einsatzes in einer Vakuumröhre einen großen Vorteil gegenüber Fokussierungsmethoden hat, die externe Quellen benötigen. Aus diesem Grund wurden für das Klystron magnetostatische Linsen verwendet. Da die analytische Behandlung etwas aufwändiger ist, wurde sie in Anhang A5.2 verlagert, eine kurze Erklärung zum Prinzip soll jedoch an dieser Stelle folgen. Die einfachste magnetische Linse bildet ein Solenoid. Ein Elektronenstrahl fliege entlang der Linsenachse ( $z$ -Richtung). Durch die Streufelder der Linse ( $B_\rho$ ) erfahren die Ladungen eine Kraft, die ihnen eine Rotation um die Linsenachse aufzwingt. Je weiter die Teilchen von der Achse entfernt sind, desto größer wird ihre Rotationsgeschwindigkeit. In erster Näherung ergibt sich die schöne Eigenschaft, dass alle Elektronen die gleiche Winkelgeschwindigkeit erlangen, nämlich die Lamorfrequenz  $\omega_L = q/(2m_0\gamma) B_{z(\rho=0,z)}$ . Die Rotationsgeschwindigkeit führt im Linsenbereich zusammen mit dem dort vorhandenen kräftigen Magnetfeld  $B_z$  zu einer Kraft, die die Ladungen in Richtung der Linsenachse beschleunigt, d.h. den Strahl wie gewollt zusammenpresst. Ohne Coulombkräfte und bei einem Parallelstrahl würden sich nach einer dünnen Linse alle Teilchen in einem Punkt auf der Strahlachse treffen, dem Brennpunkt. An dieser Stelle erkennt man das Problem von bereits abgelenkten Strahlen: Durch die Linse wird ebenfalls der gesamte Strahl in Richtung der Linsenachse zurückgeknickt, was der benötigten Strahlauslenkung entgegenwirkt und zwar um

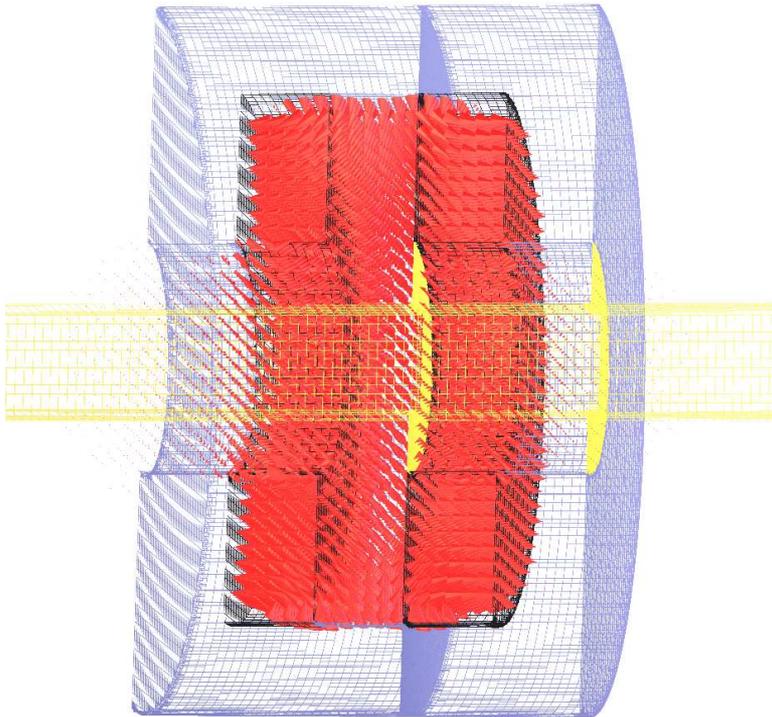


Abbildung 5.5: Die entwickelte magnetische Linse: Zwei Permanentmagnete (schwarz) erzeugen das Magnetfeld (rot). Ein Polschuh (blau) stärkt es im Linsenbereich und sorgt außerhalb für eine sehr gute Abschirmung.

so kräftiger, je weiter der Strahl von der Linsenachse entfernt ist. Die Linsen sind daher nur im Anfangsbereich des trajektorien-modulierten Klystrons sinnvoll einsetzbar. Beim Verlassen des Linsenbereichs durchlaufen die Elektronen erneut das Streufeld. Diesmal wirkt es gerade entgegengesetzt, das heißt die Rotation des Strahles wird gebremst, so dass die Teilchen nach der Linse geradlinig, gleichförmig weiterreisen.

Die Entwicklung der Eingangslinse begann bei kurzen Solenoiden. Nachdem die gewollte Funktionsweise durch PIC-Simulation bestätigt worden war, wurde das Design für Permanentmagneten ausgelegt. Im Unterschied zu Solenoiden erzeugen die Permanentmagneten Felder, die räumlich deutlich weiter ausgedehnt sind. Dies ist ungünstig in Bezug auf externe Störeinflüsse und äußerst unpraktisch für die Positionierung weiterer Strukturen, da große Abstände gewahrt werden müssen, bis der Strahl seine Rotation eingestellt hat. Jeder Millimeter, den der Idler weiter von der Linse entfernt ist, ist für die Fokussierung ein verlorener Millimeter - und ein dickerer Strahl senkt die Effizienz des Klystrons. Verschiedene Abschirmvarianten wurden untersucht und das Hauptaugenmerk auf ein räumlich schnelles Abklingen des Magnetfeldes nach der Linse gerichtet. Die beste Geometrie bildet eine Doppellinsenstruktur, bestehend aus zwei entgegengesetzt gerichteten Permanentmagneten und umgeben von einem Polschuh aus hochpermeablem Material. Abbildung 5.5 zeigt das Design und Diagramm 5.6 den Verlauf von  $B_z$ .

Zur Linsenabstimmung: Die Ablenkeinheit besteht aus dem Eingangsresonator und dem Idler, der den Hauptanteil zur Strahlablenkung liefert. Um die Strahlablenkung nicht unmittelbar wieder zu schwächen, ist die Hauptfokussierungslinse kurz vor dem Idler zu positionieren und so abzustimmen, dass die beste Strahlform dem Ausgangsresonator zur Verfügung steht. Für den Klystrontwurf wurde aus diesem Grund zuerst

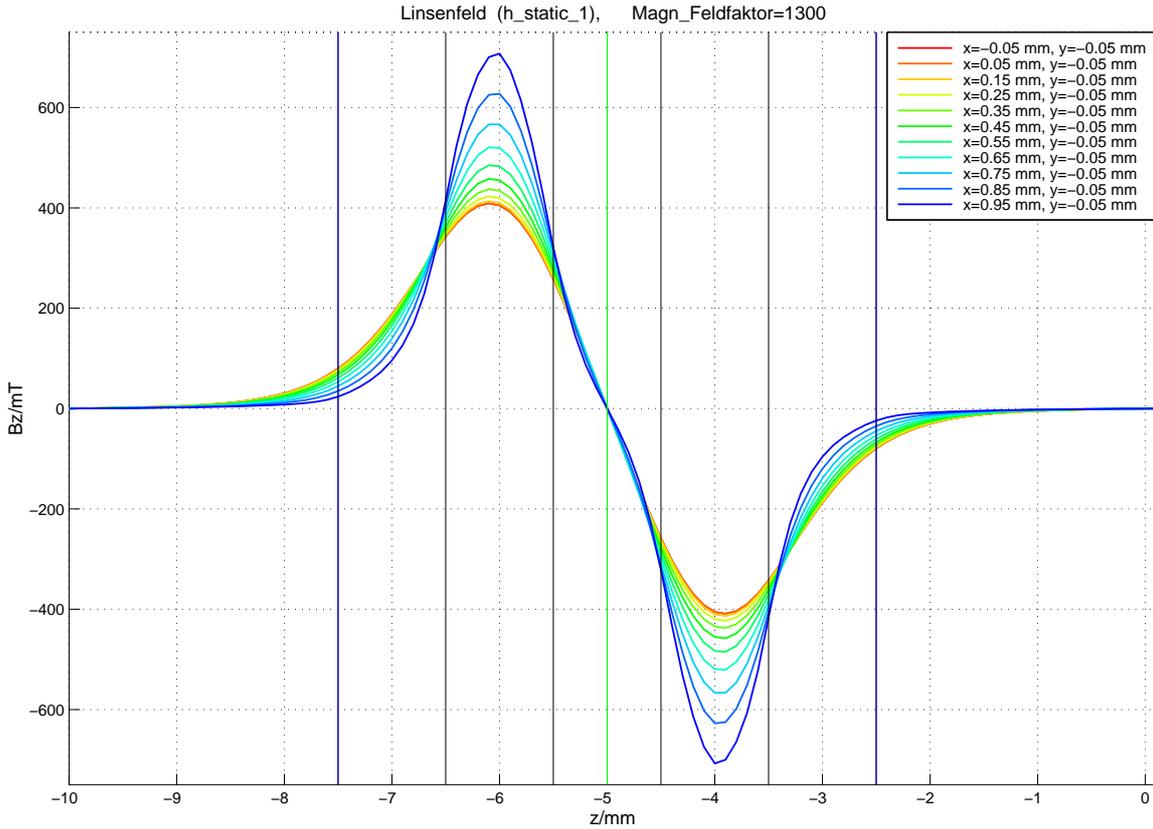


Abbildung 5.6: Die  $z$ -Komponente der magnetischen Induktion in Abhängigkeit von der  $z$ -Position für verschiedene Abstände von der Linsenachse. Markiert wurden die Polschuhenden, die Linsenmitte sowie die Permanentmagnetränder.

eine gute Fokussierung eingestellt und nach dem Aufbau des gesamten Klystrons erneut nachgestimmt (Feinabstimmung). Für den Eingangsresonator und den Idler ist es wichtig, dass der Strahl in diesen Strukturen schlank bleibt. Dazu wurde eine zweite Linse entworfen und vor dem Eingangsresonator positioniert. Bei einer guten Elektronenkanone kann diese Linse entfallen oder andersherum kann sie die Strahlformung der Kanone unterstützen. Hier wurde sie so abgestimmt, dass der Strahl im Idlerbereich nicht dicker als 0,6 mm wird. In Bild 5.7 ist die Ablenkeinheit mit den diskutierten Fokussierungslinsen gezeigt. Die Ergebnisse der folgenden PIC-Simulation sind in Diagramm 5.8 abgebildet.

Die verwendeten Magneten besitzen einen Innenradius von  $R_i = 1,3$  mm, einen Außenradius von  $R_a = 3,0$  mm, eine Länge  $L = 1,0$  mm und Magnetisierungen von  $M = 1,1$  MA/m beziehungsweise  $M = 1,6$  MA/m, was Oberflächeninduktionen von  $B_O = 270$  mT bzw.  $B_O = 395$  mT auf einem einzelnen Magneten im freien Raum entspricht. Derartige Permanentmagneten sind problemlos verfügbar. Alle Geometriedaten und die GdfidL-Eingabedatei sind in Anhang A5.3 einsehbar.

Mit den vorgestellten Linsen ist es möglich, den Strahl bis etwa 35 mm hinreichend zu fokussieren. Geht dies ebenso für die nächsten 20 mm? Leider nicht. Bei  $z = 35$  mm besitzt der Elektronenstrahl im Klystron eine maximale Auslenkung von

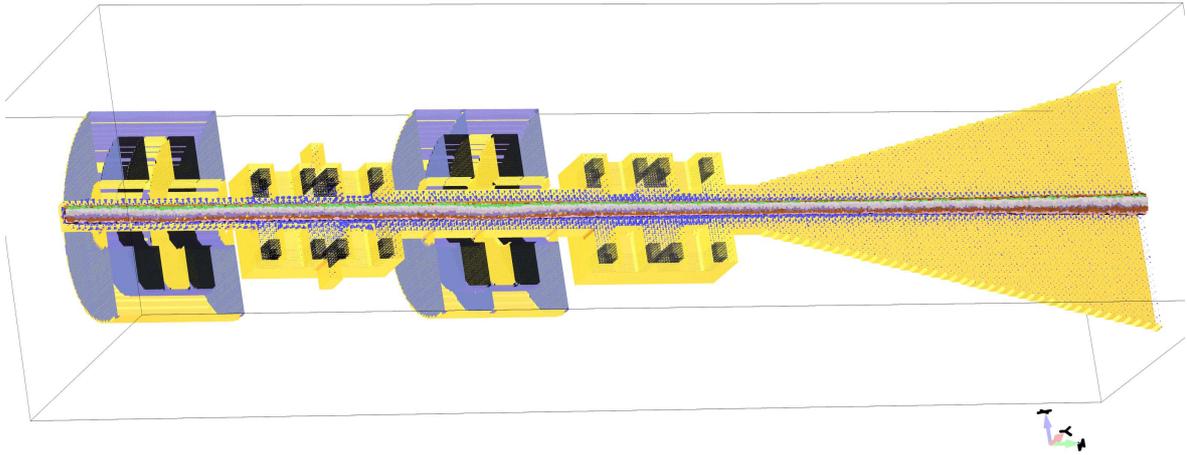


Abbildung 5.7: Die Anfangsstruktur des trajektorien-modulierten Klystrons. Magnetische Linsen fokussieren den Elektronenstrahl jeweils vor den Ablenkstrukturen. Die blauen Pfeile stellen die elektrischen Felder dar (die statischen Magnetfelder können leider nicht zusammen mit den Teilchen abgebildet werden).

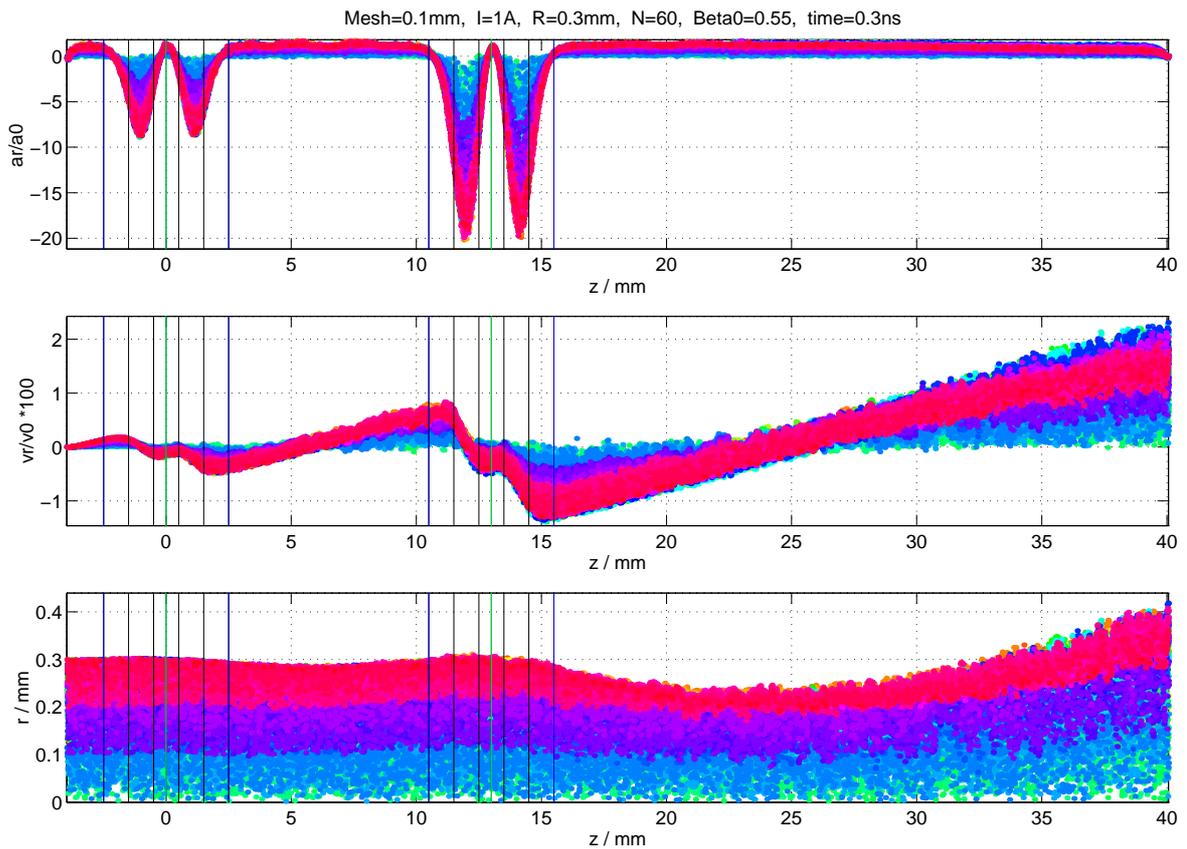


Abbildung 5.8: Die Strahldynamik der obigen Struktur. Dargestellt wurden die normierte radiale Beschleunigung, Geschwindigkeit und Position. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss der doppelten Linsen. Markiert wurden wieder die Ränder der Polschuhe, Permanentmagneten und die Linsenmitte.

bereits  $x_{sa} = 1,2$  mm. Wie bereits erwähnt, würde hier eine Fokussierung mit Linsen den Strahl zu stark in Richtung der  $z$ -Achse zurückknicken.<sup>2</sup> Für die weitere Fokussierung sind Strukturen notwendig, die die erreichte Strahlauslenkung unterstützen.

Bevor diese Fokussierungsstrukturen vorgestellt werden, soll die letzte Einsatzmöglichkeit einer Linse diskutiert werden: Die Final-Focus-Linse. Ihre Aufgabe besteht darin, den sich öffnenden Strahl vor dem Ausgangsresonator so zu knicken, dass die Elektronen ihren  $x$ -Versatz beibehalten, aber parallel zur  $z$ -Achse durch den Ausgangsresonator fliegen. Außerdem soll der Strahl gleichzeitig noch fokussiert werden. Die Geometrie der Doppellinse bietet sich hier an, da eine einzelne Linse die Auslenkebene des Strahles dreht.<sup>3</sup> Die Entwicklung einer realisierbaren Geometrie erwies sich als überaus schwierig. Abbildung 5.9 zeigt die beste Variante und in Grafik 5.10 ist der Verlauf der erzeugten magnetischen Induktion  $B_z(z)$  dargestellt.

Schönheitsfehler dieser Linse sind die hohen benötigten Magnetisierungen von  $M = 3,2$  MA/m (Induktionen auf der Oberfläche  $B_O = 1,2$  T) und die mit 17,6 mm große Länge der Linse. Diese ist schon das beste Ergebnis mehrfacher Strukturmodifikation sowie Optimierungen, um die Magnetfeldausdehnung zu beschränken. Der folgenreichste Nachteil dieser und aller Final-Focus-Linsen ist jedoch ihre Insensibilität gegenüber der Lage der Auslenkebene. Gerade hier wird eine extrem hohe Präzision benötigt: Effiziente Ausgangsresonatoren erzwingen schmale Strahlrohre in  $y$ -Richtung. Bei einem nur mittelmäßigen Wirkungsgrad von  $\eta = 6$  % ist bereits  $y_b \leq 0,6$  mm erforderlich. Der Strahl darf dann im Resonatorbereich eine  $y$ -Auslenkung von 0,4 mm nicht überschreiten. Ein nur winziger Strahlversatz um  $\Delta\varphi = 1^\circ$ <sup>4</sup> führt bei einer Strahlauslenkung von  $x_{sa} = 3$  mm zu einem  $\Delta y$ -Hub von  $\pm 0,05$  mm. Der Strahl selber dürfte damit im Resonatorbereich nur noch eine maximale  $y$ -Dicke von 0,3 mm besitzen! Ferner verändern noch weitere Effekte die Lage der Auslenkebene in geringem Umfang. Zu erwähnen ist hier an erster Stelle die transversale Geschwindigkeit  $v_x$ , die zusammen mit dem Linsenfeld  $B_z$  einen kleinen  $y$ -Versatz - auch in langen Doppellinsen - hervorruft.

---

<sup>2</sup>In Zahlen heißt das an der Position  $z = 35$  mm:  $r' \approx v_r/v_0 \approx +2$  %,  $R \approx 0,3$  mm,  $x_{sa} \approx 1,2$  mm. Zur Fokussierung ist nach der Linse  $r' \approx -1,5$  % erwünscht, d.h. die Linse soll  $\Delta r' \approx -3,5$  % erzeugen. Nach Gleichung (A5.45) aus Anhang A5.2 wird der Strahlverlauf dadurch ebenfalls beeinflusst mit  $\Delta v_x/v_0 \approx \Delta r' \cdot x_{sa}/R \approx -14$  %! Das bedeutet, dass der Strahl von  $v_x/v_0 \approx 8$  % nach dem Idler auf  $v_x/v_0 \approx -6$  % nach der Linse geknickt würde. Kein weiterer Idler für große Strahlauslenkungen vermag diesen heftigen Stoß zu kompensieren.

Die Möglichkeit, den Strahl z.B. bei  $z = 40$  mm derart stark zu fokussieren und ihn dann mit einer hohen transversalen Geschwindigkeit ( $v_x/v_0 \approx -15$  %) über die  $z$ -Achse hinweg zu negativen  $x$ -Auslenkungen laufen zu lassen, scheiterte gerade an dieser. Magnetfelder ändern die Teilchengeschwindigkeit nicht, sondern nur die Richtung. Die transversale Geschwindigkeit wird demzufolge durch die Reduktion der longitudinalen erreicht und dies führt zu einer ungünstigen Strahlverformung.

Andere Modifikation, wie die Verformung der Magneten von kreiszylindrischen zu elliptischen Geometrien sowie die Biegung der Magneten zu Hohlkegeln (zylindrisch und elliptisch) erbrachte nur eine unwesentliche Verbesserung der Situation bei fragwürdigen technischen Umsetzungsmöglichkeiten.

<sup>3</sup>Würde man dies tolerieren, dann wären Ablenkeinheit und Ausgangsresonator um  $\Delta\varphi \approx 30^\circ$  gegeneinander verdreht. Dies ist ungünstig für die Herstellung. Eine Drehung um  $90^\circ$  bzw.  $180^\circ$  scheidet aus, da hier der Strahlknick zu stark ausfällt.

<sup>4</sup>Da in der Linse  $\omega = \dot{\varphi} \approx q/(2m_0\gamma) B_z$  ist, setzt sich ein relativer Magnetisierungsfehler  $\Delta M/M$  bei nicht idealen Permanentmagneten direkt in einen relativen Winkelfehler  $\Delta\varphi/\varphi$  um. Typische Drehwinkel  $\varphi_0$  liegen bei  $30^\circ$ , so dass  $\Delta\varphi = 1^\circ$  bereits durch einen relativen Magnetisierungsfehler von  $\Delta M/M = 3$  % hervorgerufen wird.

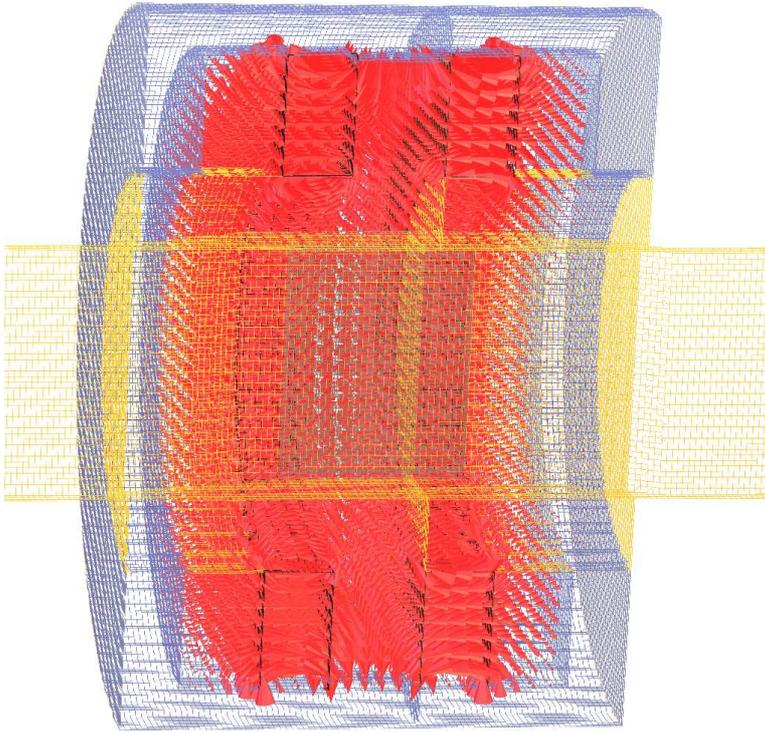


Abbildung 5.9: Die entworfene Final-Focus-Linse. Der Innerradius beträgt 7,0 mm, der Außenradius 12,6 mm und die Gesamtlänge 17,6 mm.

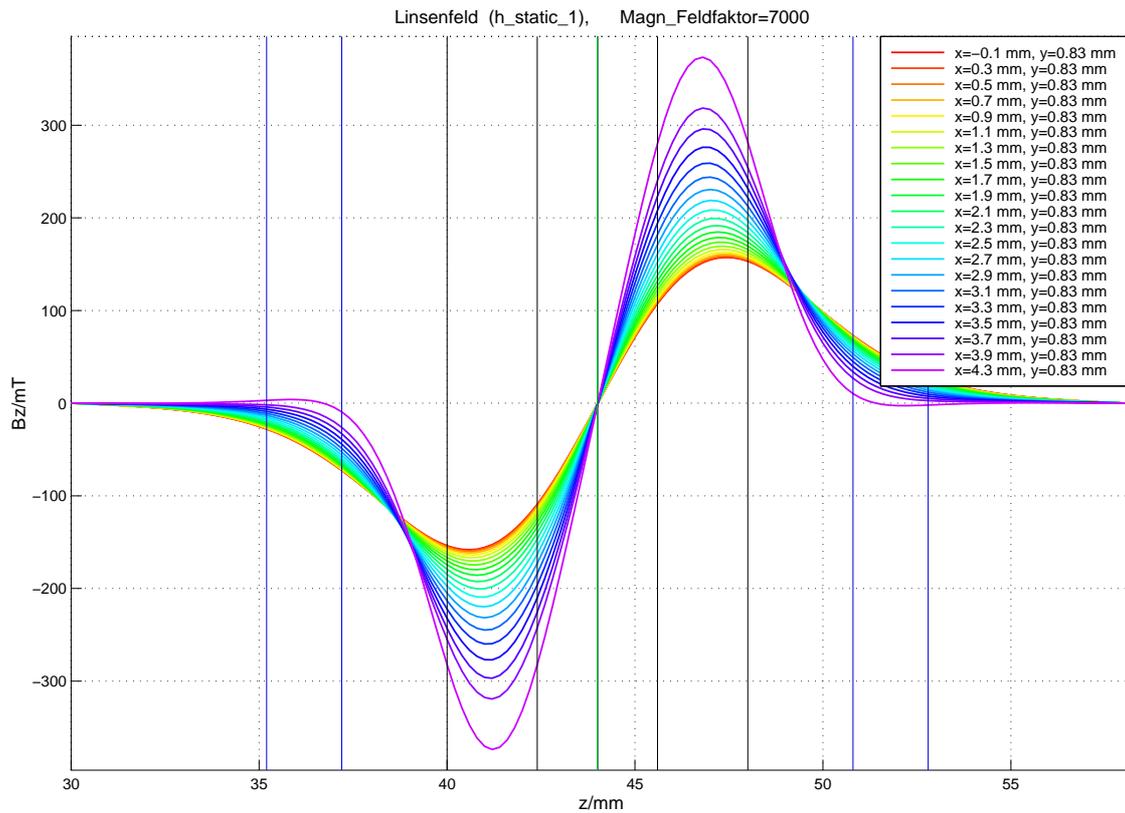


Abbildung 5.10: Die magnetische Induktion  $B_z(z)$  der Final-Focus-Linse. Markiert wurden die Polschuhenden, die Linsenmitte sowie die Permanentmagnetränder.

Alle beschriebenen Phänomene der Final-Focus-Linse konnten in PIC-Simulationen nachgewiesen und einzeln kompensiert werden. Numerisch sind die Probleme damit lösbar, aber praktisch? Die Suche nach Fokussierungsstrukturen hinter dem Idler geht weiter in der Hoffnung, für planare Strahlmodulationen verträglichere Lösungen zu finden.

## 5.3 Die Quadrupole

Die Untersuchung von Strukturen zur Ablenkungsverstärkung beschränkte sich nicht nur auf Resonatoren, auch Bender können durch ihre magnetischen Felder in Verbindung mit dem räumlichen Versatz des Strahles zu dessen Ablenkung beitragen: Ein  $y$ -gerichtetes Magnetfeld, dass in  $x$ -Richtung linear ansteigt, wird die Strahlablenkung von der  $z$ -Achse verstärken. Da das Magnetfeld außerhalb von stromdurchflossenen Bereichen rotationsfrei ist, erfordert es ebenfalls eine linear von  $y$  abhängige  $x$ -Komponente. Damit wird der Strahl nicht nur in  $x$ -Richtung abgelenkt, sondern er wird zudem noch zusätzlich in  $y$ -Richtung fokussiert. Derartige Magnetfelder lassen sich darüber hinaus relativ einfach durch Quadrupole erzeugen (siehe Abbildung 5.11). Wo liegt der Haken?

In diesem Fall ist das die Deformation des Strahles in  $x$ -Richtung: Die Teilchen an der Strahlaußenseite (größte  $x$ -Auslenkungen) spüren ein stärkeres Magnetfeld  $B_y$  als diejenigen an der Innenseite und werden demzufolge stärker abgelenkt - der Strahl wird entsprechend in  $x$ -Richtung auseinandergerissen.

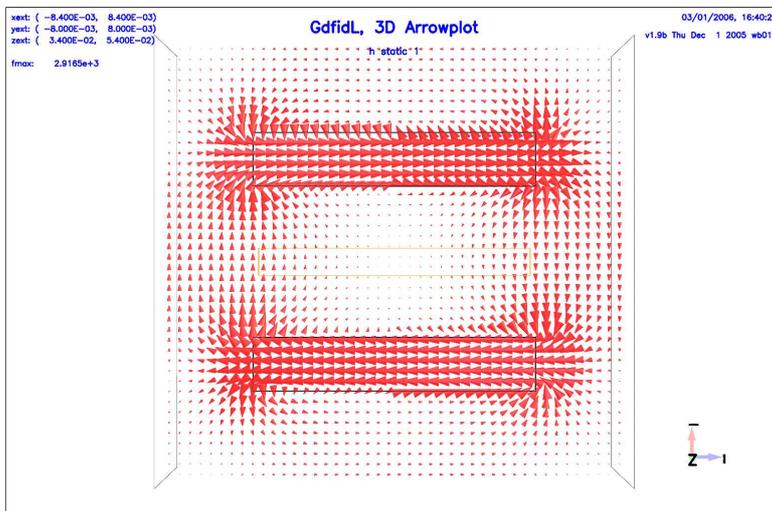


Abbildung 5.11: Zwei entgegengesetzt magnetisierte Stabmagneten erzeugen das gewünschte Quadrupolfeld.

Vertauscht man beide Magneten, dann entsteht ein Quadrupol, der den Strahl in  $y$ -Richtung defokussiert und in  $x$ -Richtung fokussiert. Auch dieses Verhalten wird für das trajektorien-modulierte Klystron benötigt, nämlich um den Strahl vor dem Ausgangsresonator auf eine Bahn zu lenken, die parallel zur  $z$ -Achse verläuft. Der Nachteil besteht hier in der  $y$ -Defokussierung.

Im nächsten Unterkapitel wird eine Struktur vorgestellt, die den Strahl nur in  $y$ -Richtung fokussiert und in  $x$ -Richtung nahezu unberührt lässt, der Wiggler. Mit diesen drei Strukturen zusammen lässt sich eine für das linear-trajektorien-modulierten Klystron geeignete Strahlfokussierung aufbauen, welche die immensen Nachteile der Final-Focus-Linse umgeht. Bei den Simulationen zum Ausgangsresonator hat sich herausgestellt, dass die  $y$ -Ausdehnung des Strahles sehr entscheidend für den Wirkungsgrad ist. Die  $x$ -Ausdehnung spielt für die Effizienz im Bereich der Strahlflanken ( $x \approx 0$ ) eine nicht unbedeutende Rolle, während die  $x$ -Breite der Auslenkungsextrema eher zweit-rangig ist. Daher wird der  $y$ -Fokussierung eine klare Priorität gegeben und bei der  $x$ -Fokussierung vor allem auf die Strahlflanken geachtet. Die detaillierte Diskussion der

Positionierung und der Feinabstimmung dieser drei Fokussierungsstrukturen folgt in den nächsten Unterkapiteln. Zuvor sollen die verwendeten Geometrien erst ausführlich beschrieben werden. Die Ergebnisse der Feinabstimmung werden dabei schon berücksichtigt im Hinblick auf die Position der Strukturen und die notwendigen Magnetfeldstärken. Wie zu erwarten war, hat es sich als günstig erwiesen, den in  $y$ -Richtung fokussierenden Quadrupol  $Q_y$  als erste Struktur nach dem Idler zu positionieren - mit dem Mittelpunkt bei  $z = 30,0$  mm -, gefolgt von dem in  $x$ -Richtung fokussierenden Quadrupol  $Q_x$  bei  $z = 42,0$  mm und dem Wiggler bei  $z = 50,5$  mm.

Vor der Optimierung der Quadrupol-Geometrie ist als erstes für eine Abschirmung der Magnetfelder zu sorgen. Viele verschiedene Varianten wurden dafür untersucht. Die beste Abschirmung bei einer einfachen Geometrie wurde durch eine Kapsel aus hochpermeablem Material erreicht (siehe Abbildung 5.12). Ein erkennbarer Abstand zwischen den Permanentmagneten und der Abschirmkapsel gewährleistet kräftige Felder im Strahlbereich bei sehr guter Abschirmung nach außen.

Die gefundene Struktur wurde so abgestimmt, dass  $B_x(x)$  über den Strahlbereich  $|x| \leq 1,2$  mm etwa konstant ist, während  $B_y(x)$  fast linear verläuft. In Diagramm 5.13 sind die entsprechenden Kurven dargestellt. Das Ergebnis ist überaus befriedigend und technisch gut realisierbar. Die Geometriedetails sowie das GdfidL-Eingabefile können

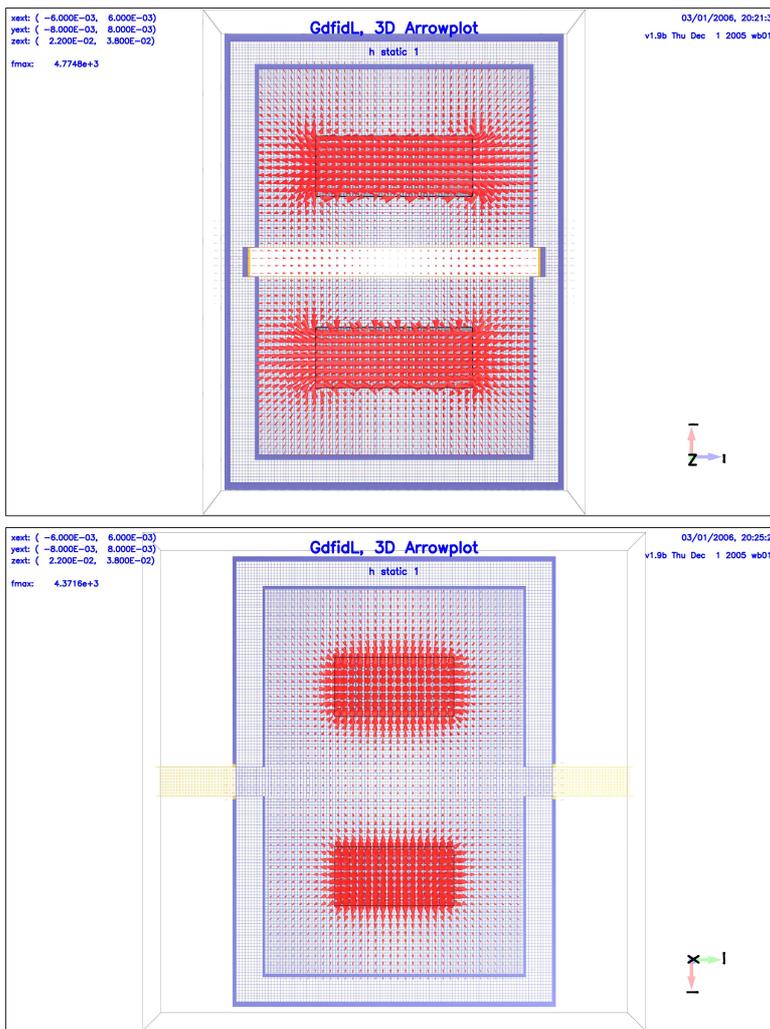


Abbildung 5.12: Der erste Quadrupol ( $Q_y$ ) zur  $y$ -Fokussierung und Vergrößerung der Strahlablenkung. Dargestellt ist das Magnetfeld (rot) in zwei Schnitten: Oben in der  $x$ - $y$ -Ebene und unten in der  $y$ - $z$ -Ebene.

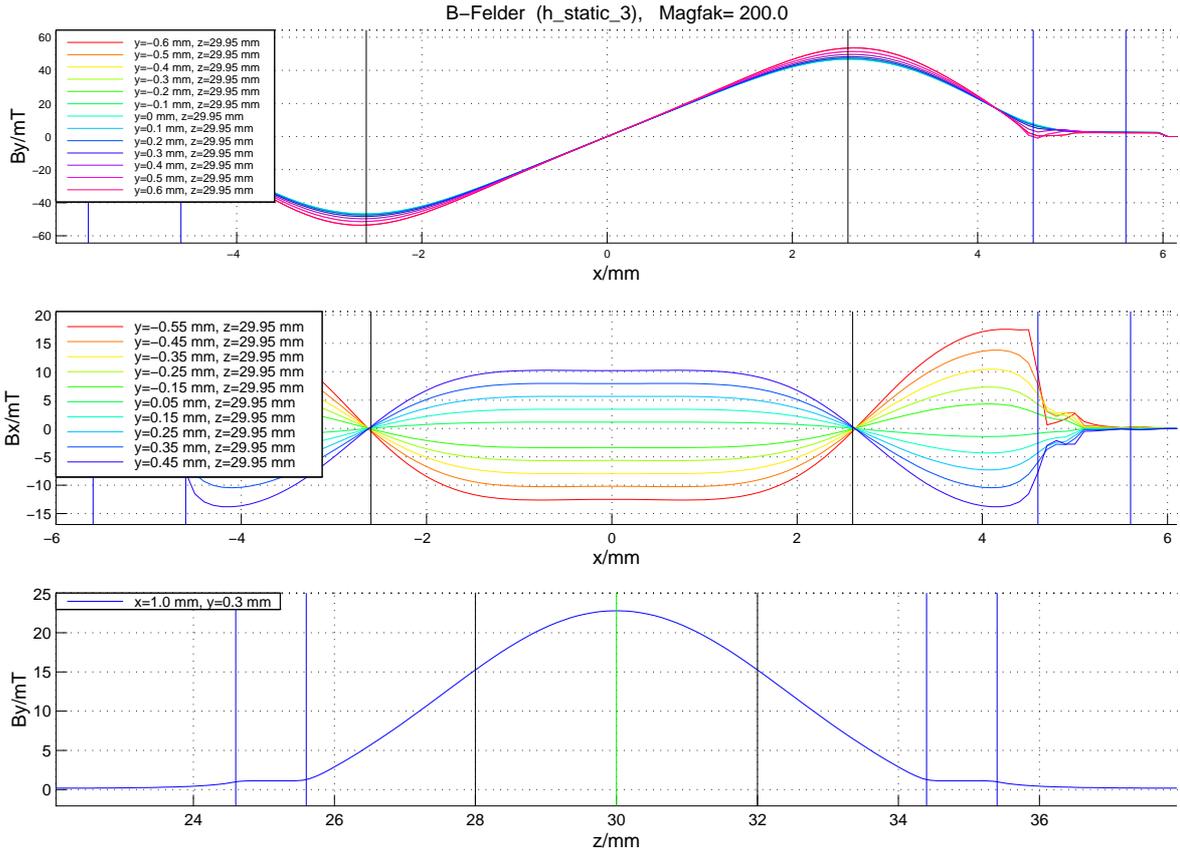


Abbildung 5.13:  $B_x$  und  $B_y$  in der Mitte des Quadrupols  $Q_y$  (bei  $z = 30,0$  mm) als Funktionen von  $x$  für verschiedene  $y$ -Positionen. Die unterste Kurve zeigt die  $z$ -Abhängigkeit von  $B_y$  für  $x = 1,0$  mm und  $y = 0,3$  mm. Markiert wurden die Ränder der Magneten (schwarz) und die der Abschirmkapsel (blau).

in Anhang A5.5 eingesehen werden.

Die Struktur des zweiten Quadrupols ( $Q_x$ ) ist der von  $Q_y$  sehr ähnlich. Der Elektronenstrahl ist bei  $z = 42,0$  mm mit  $x_{sa} \approx 2,5$  mm deutlich weiter ausgelenkt, so dass das Strahlrohr und die Magneten in  $x$ -Richtung länger ausgelegt werden müssen. Um den Strahl in  $x$ -Richtung noch etwas zu fokussieren, wird  $Q_x$  so dimensioniert, dass  $B_y$  im Bereich  $x \in [2 \text{ mm}, 4 \text{ mm}]$  etwas stärker fällt als linear. Dies führt an der Strahlaufenseite zu einem stärkeren Stoß in Richtung der  $z$ -Achse als in der Strahlmitte. Übertreiben darf man dies jedoch nicht, da sonst die  $y$ -Dynamik durch eine verstärkte Defokussierung leidet. Die optimale Struktur ist in Grafik 5.14 abgebildet und wurde in Diagramm 5.15 bezüglich ihrer Magnetfelder analysiert. Die Permanentmagneten müssen mit einer Magnetisierung von ca. 860 kA/m etwas stärker sein als die von  $Q_y$ ; aber auch diese Werte stellen kein Problem für die Realisierung dar. Die magnetische Induktion in der Mitte der Stirnfläche beträgt etwa 780 mT und in der Magnetmitte circa 950 mT. Diese und alle übrigen Geometriedaten sowie die GdfidL-Eingabedatei wurden in Anhang A5.6 zusammengestellt.

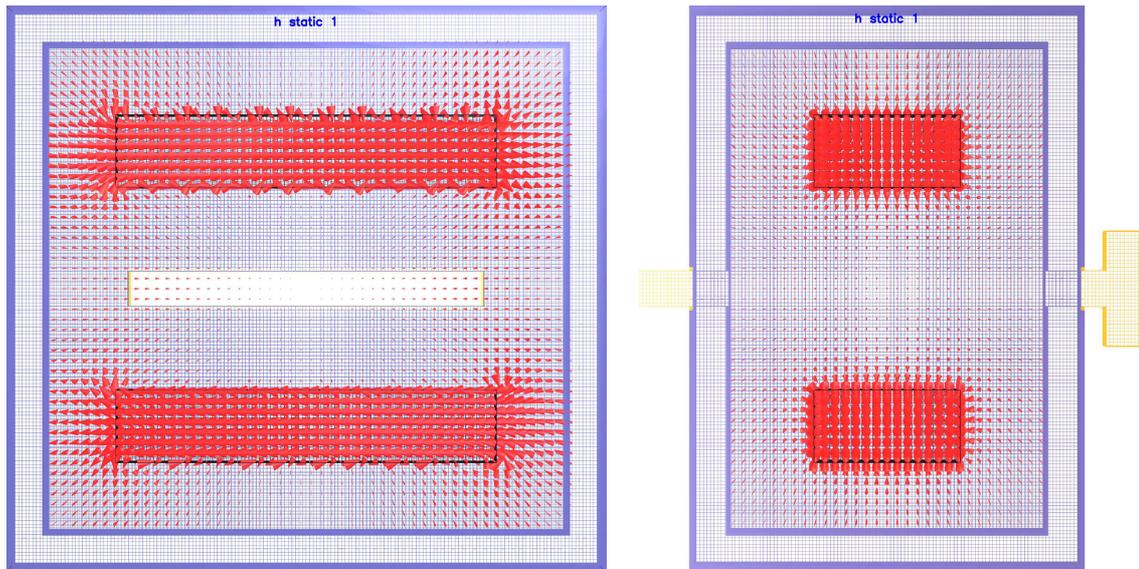


Abbildung 5.14: Der Quadrupol  $Q_x$  zur  $x$ -Fokussierung. Das Magnetfeld (rot) ist in zwei Schnittebenen gezeigt, links in der  $x$ - $y$ -Ebene und rechts in der  $y$ - $z$ -Ebene.

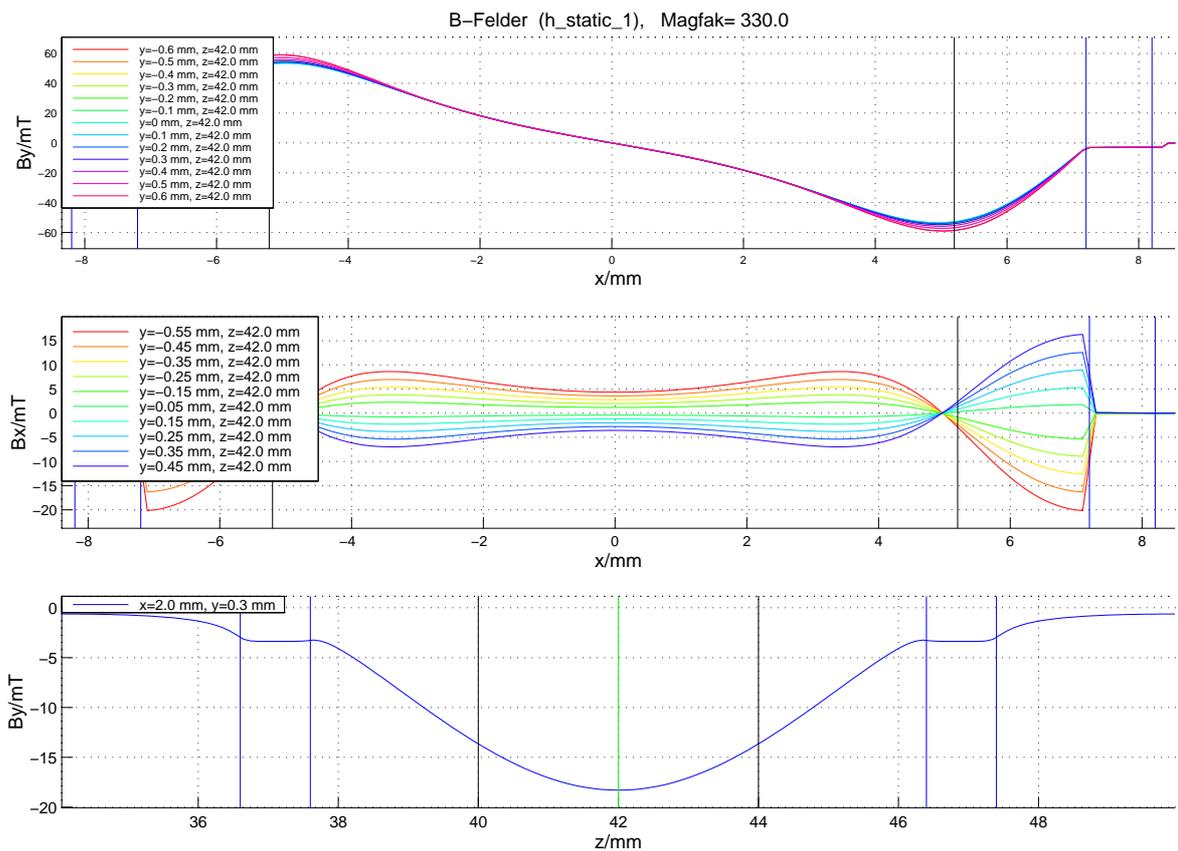


Abbildung 5.15:  $B_x$  und  $B_y$  in der Mitte des Quadrupols  $Q_x$  als Funktionen von  $x$  für verschiedene  $y$ -Positionen sowie  $B_y$  in Abhängigkeit von  $z$  bei  $x = 2,0$  mm und  $y = 0,3$  mm. Markiert wurden wieder die Ränder der Magneten (schwarz) und die der Abschirmkapsel (blau).

## 5.4 Der Wiggler

Als letzte Fokussierungsstruktur vor dem Ausgangsresonator wird eine benötigt, die den gesamten Strahl unabhängig von seiner  $x$ -Auslenkung in  $y$ -Richtung komprimiert und zugleich selbst eine möglichst geringe  $z$ -Ausdehnung aufweist. Eine Wiggler-Anordnung ist dazu prädestiniert. Die entwickelte Struktur mit Abschirmkapsel ist in Bild 5.16 dargestellt.

Das Funktionsprinzip ist folgendes: Der Elektronenstrahl, der nach dem zweiten Quadrupol fast ausschließlich in  $z$ -Richtung fliegt, wird durch das erste Wiggler-Magnetfeld, das in  $+y$ -Richtung zeigt, in  $+x$ -Richtung beschleunigt. Diese  $x$ -Geschwin-

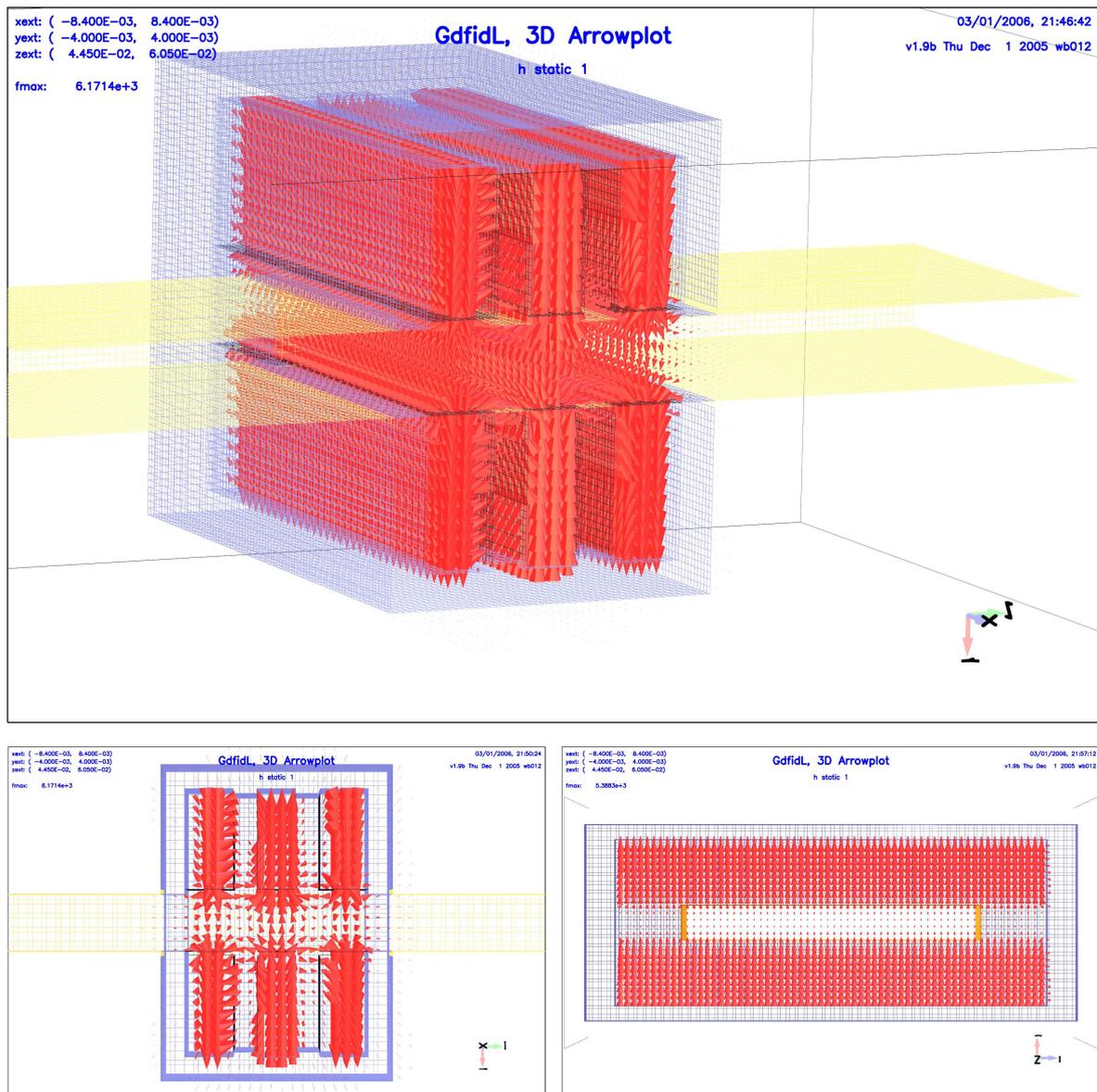


Abbildung 5.16: Die entworfene Wiggler-Anordnung in drei Schnitten: Oben ein Schnitt in der  $y$ - $z$ -Ebene bei räumlicher Perspektive, unten links in der Draufsicht und unten rechts in einem Schnitt in der  $x$ - $y$ -Ebene.

digkeit führt zusammen mit der Magnetfeldkomponente  $B_z$  zu einer Kraft, die den Strahl in  $y$ -Richtung zusammendrückt. Entscheidend ist hier, dass  $B_z(y)$  eine ungerade Funktion in  $y$  ist. Durch das anschließende, negativ-gerichtete  $B_y$  des zweiten Magnetenpaares wird der positiven  $x$ -Geschwindigkeit des Strahles entgegengewirkt. Bei einer symmetrischen Anordnung aus zwei Magnetpaaren hätte nach dem zweiten  $v_x$  wieder den gleichen Wert wie vor der Struktur, jedoch ist der Strahl in  $x$ -Richtung versetzt. Um diesen Versatz auszugleichen, kann eine zweite, gleichartige Struktur folgen. In kompakter Form besteht die Gesamtstruktur dann, wie dargestellt, aus drei Magnetpaaren. Die Aufgabe des Entwicklers ist es, durch eine geeignete Wahl der Magneten in Bezug auf ihre Stärken sowie Dimensionen dafür zu sorgen, dass der  $x$ -Versatz sowie die  $x$ -Geschwindigkeit nach dem Wiggler die gleichen Werte wie vor ihm erreichen. Um die Streufelder zu bändigen, wurde auch hier eine Abschirmkapsel verwendet. Außerdem wurde versucht, durch eine geeignete Geometriewahl, gleiche Magnetisierungen bei allen sechs Magneten verwenden zu können. Wegen des  $100\ \mu\text{m}$  Gitters gelang dies nur bis auf einen Unterschied von  $8\ \%$ . Bei einer feineren Diskretisierung ist ohne weiteres ein genauerer Abgleich möglich. Die notwendigen Magnetisierungen betragen  $M_a = 120\ \text{kA/m}$  für die äußeren Magnetpaare und  $M_m = 110\ \text{kA/m}$  für das mittlere. In Diagramm 5.17 wurde die magnetische Induktion  $B_y$  im Detail untersucht.

Alle Einzelheiten und das GdfidL-Inputfile wurden in Anhang A5.7 zusammengestellt.

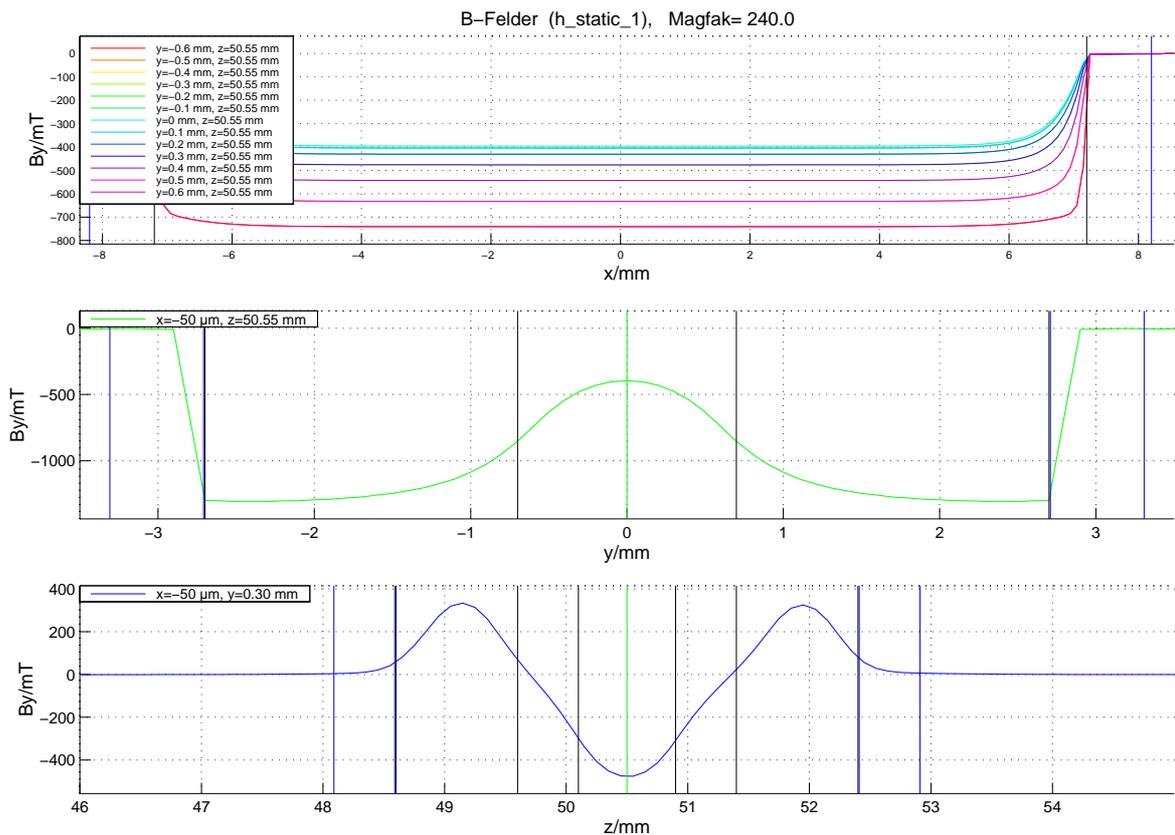


Abbildung 5.17: Die magnetische Induktion  $B_y$  des Wignlers in Anhängigkeit von  $x$ ,  $y$  und  $z$ . Die Ränder der Magneten wurden schwarz markiert und die der Abschirmkapsel blau.

## 5.5 Die Abstimmung der Fokussierung

Die Fokussierung des Elektronstrahles im Klystron wird durch zwei Linsen, zwei Quadrupole und einen Wiggler erreicht. Eine Optimierung mit PIC-Simulationen ohne gute Anfangswerte ist aussichtslos, wenn man bedenkt, dass etwa 1500 Hochfrequenzperioden benötigt werden, bis die Ablenkeinheit den eingeschwungenen Zustand erreicht hat (das sind etwa fünf Tage Simulationszeit).

Eine erste, erhebliche Verbesserung ist, dass man das Klystron in mehrere Teile zerlegen und sie separat simulieren kann. Dazu wird als Anfangswert die Strahlform benötigt, die sich am Ende des jeweils vorherigen Teiles ergab. Günstig ist es, eine Aufteilung in die Ablenkeinheit zusammen mit den beiden Fokussierungslinsen und die Fokussierungseinheit, bestehend aus den beiden Quadrupolen und dem Wiggler, vorzunehmen. So können die Teilchendaten (Positionen und Geschwindigkeiten) der ersten Stufe nach dem Erreichen des eingeschwungenen Zustandes abgespeichert werden. Aus diesen Daten zu einem festen Zeitpunkt lassen sich die zeitabhängigen Einschusspositionen, wie sie GdfidL benötigt, für die folgende Sektion errechnen. Durch diese Zerlegung erspart man sich bei der separaten Simulation der Fokussierungseinheit, den Strahlverlauf innerhalb der Ablenkeinheit jedes Mal von Neuem berechnen zu müssen und darüber hinaus verringert sich die Rechenzeit erheblich wegen des deutlich verkleinerten Rechenvolumens. Trotzdem beträgt die Simulationszeit noch etwa einen halben Tag, vor allem wegen der Berechnung der Magnetfelder. Nach jeder Neupositionierung einer der Fokussierungsstrukturen muss dessen Magnetfeld von Neuem bestimmt werden, eine einfache Verschiebung der Felder ist nicht möglich. Ändert sich außerdem die Abmessung des Rechenvolumens, dann müssen sämtliche Magnetfelder erneut berechnet werden. Gute Anfangswerte für die Positionen und die Magnetfeldstärken der beiden Quadrupole und des Wiggler sind deshalb ungemein hilfreich.

Es wurde dafür ein Programm entwickelt, das die drei Strukturen modelliert, indem es sie auf eine  $z$ -Position konzentriert und ihre Wirkung durch einen Stoß in  $x$  und  $y$ -Richtung beschreibt.<sup>5</sup> Gerade die zweidimensionale Optimierung für die  $x$  und  $y$ -Dynamik stellt die Herausforderung dar. In diese Berechnungen lässt sich zudem die Strahlaufspreizung einbeziehen - und genau an dieser Stelle wird die gründliche Analyse aus Anhang A5.1 belohnt, weil durch sie die Strahlform auch über mehrere Rayleigh-Längen sehr präzise bestimmt werden kann.

Für die Berechnung werden die Anfangsparameter des Strahles (Einschussposition und -geschwindigkeit, Strahldicke und Expansionsgeschwindigkeit) benötigt. Die Freiheitsgrade, die es zu optimieren gibt, sind wie bereits erwähnt die Positionen der drei Fokussierungsstrukturen und ihre Feldstärken. Diese Vielfalt lässt sich sinnvoll einschränken: Der Strahl soll im Bereich des Ausgangsresonators in  $y$ -Richtung möglichst dünn sein und  $v_x \approx 0$  besitzen. Es bietet sich demnach an, den Wiggler als letzte der drei Strukturen einzusetzen. Hinter der Eingangsstruktur soll der Strahl nach einer möglichst kurzen Driftlänge die gewünschte Auslenkung  $x_{saopt}$  erreichen. Günstig ist

---

<sup>5</sup>So wird dem Quadrupol  $Q_y$  die Stoßmatrix  $\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} +1 \\ -1 \end{pmatrix} P_y$  zugeordnet, dem Quadrupol  $Q_x$ :  $\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ +1 \end{pmatrix} P_x$  und dem Wiggler:  $\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix} P_w$ .

es dabei, den Quadrupol  $Q_y$  als erste der Fokussierungsstrukturen zu verwenden. Dies passt gut, wenn  $Q_x$  den Strahl kurz vor dem Wiggler bei erreichtem  $x_{sa} = x_{saopt}$  auf eine zur  $z$ -Achse parallele Bahn stößt. Trotz dieser sinnvollen Positionierung gibt es noch sehr viele mögliche Parameterkombinationen.

Mit Zielvorgaben für die  $x$ -Position  $x_{sa}$ , die Geschwindigkeit  $v_x$ , die Strahldicke in  $x$ -Richtung  $D_x$ , die Geschwindigkeit  $v_y$ , die  $y$ -Strahldicke  $D_y$  sowie Gewichtsfunktionen für die Bestrafung von Abweichungen lässt sich jedes Sechs-Tupel aus Parametern auf eine skalare Zahl abbilden, die eine Aussage über die Abweichung von dem gewünschten Strahlverlauf im Bereich des Ausgangsresonators macht. So kann der Computer einige tausend Konfigurationen untersuchen, aus denen man sich danach die besten auswählen und gegebenenfalls den Bereich der Parameterwahl für einen weiteren Durchlauf verfeinern kann.<sup>6</sup> Als Beispiel wird in Bild 5.18 die Analyse der Strahldynamik für die besten fünf Kombinationen der Optimierung gezeigt.

Damit sind die gesuchten Anfangsparameter bekannt und die PIC-Simulationen können folgen. Es war erstaunlich, wie gut die beschriebenen Voraussagen zutrafen - wenn man von den Verläufen innerhalb der einzelnen, ausgedehnten Fokussierungsstrukturen absieht. Vor allem die Positionen passten sehr gut - und damit war die verbleibende Aufgabe, die Optimierung der Feldstärken, eine leichte.

Weitere Simulationen des zusammengesetzten Klystrons folgten für alle bisher entwickelten Strukturen von der Ablenkeinheit bis zum Wiggler. Die Ergebnisse stimmten sehr gut mit denen des „zerteilten“ Klystrons überein. Nur einige Ausreißer-Partikel, die bei den letzteren Simulationen auftraten, wurden als solche durch den Vergleich entlarvt: Wegen der durchgeführten Umrechnung der Strahldaten für den Einschuss in die folgende Struktur, unter nur statistischer Erfassung der Coulombkräfte, können sich einige der Makropartikel unnatürlich nahe kommen. Sie stoßen sich nach dem Eintritt in das Rechengebiet extrem ab und werden zu Ausreißern, d.h. sie besitzen überdurchschnittliche Geschwindigkeiten und entfernen sich vom Strahl mit zunehmender Driftlänge. Die Simulation des Klystrons, bestehend aus Ablenk- und Fokussierungseinheit, wurde ferner dazu verwendet, verschiedene Idler-Abstimmungen zu untersuchen, um möglichst dünne Strahlflanken zu erzeugen.

Nachdem der Ausgangsresonator entworfen worden war, wurde die Fokussierung zum letzten Mal optimiert. Diesmal konnte die entscheidende Größe, die Ausgangsleistung direkt als Indikator benutzt werden. Es zeigte sich, dass die Magnetfelder des Wignlers zu verstärken waren, da das elektrische Feld des Ausgangsresonators den Strahl in der  $y$ -Richtung stellenweise bedeutend defokussiert. Des Weiteren ergab sich, dass den Strahlflanken eine größere Aufmerksamkeit zukommen sollte als bisher, um die Anzahl der im Ausgangsresonator beschleunigten Teilchen zu senken. So wurde das Feld des Quadrupols  $Q_y$  verstärkt, um die Distanz zu  $Q_x$  zu verringern und damit ebenfalls den Wiggler sowie den Ausgangsresonator dichter an die Ablenkeinheit positionieren zu können. Ein Verkürzen des Abstandes zwischen Wiggler und Ausgangsresonator zahlte sich nicht aus, weil der Strahl dadurch in  $y$ -Richtung dicker in

---

<sup>6</sup>Die diskutierte Fokussierungseinheit ist nicht ganz so kompliziert abzustimmen wie eine, die aus einem Quadrupol  $Q_y$ , einer Final-Focus-Linse und einem Wiggler besteht. Hier zeigte das behandelte Programm seine volle Stärke. Wegen der schlechten  $y$ -Dynamik durch die Final-Focus-Linse wurde diese Fokussierungsmethode jedoch wieder verworfen.



den letzteren flog. Da die  $E_y$ -Felder mit wachsender  $y$ -Entfernung von der  $z$ -Achse zunehmen, wurde der Elektronenstrahl in  $y$ -Richtung innerhalb des Ausgangsresonators stärker defokussiert.

Der Strahlverlauf des endgültig abgestimmten Klystrons - ohne Ausgangsresonator - ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Nichtlinearität des Quadrupols  $Q_x$  zur  $x$ -Fokussierung führt zu dem erkennbaren Rippeln in  $y$ -Richtung. Das ist unschön, aber effektiv - dem Ausgangsresonator war ein in  $x$ -Richtung dünnerer Strahl lieber als ein formschöner in  $y$ -Richtung.

Der Wiggler fokussiert den Elektronenstrahl so stark, dass er bei  $z \approx 63$  mm einen Brennpunkt besitzt (siehe Abbildung 5.19). Ist dieses Verhalten numerischer Unsinn, z.B. durch das mit 0,1 mm ziemlich grobe Gitter verursacht, oder kann dieses Phänomen physikalisch erklärt werden?

Im Abschnitt über die Strahlaufspreizung wurde in Gleichung (5.3) die Kraft ermittelt, die auf eine mit einem homogenen, zylindrischen Strahl mitbewegte Ladung wirkt. Ihr konnte in Gleichung (5.4) das Potential:

$$\phi(\varrho \leq R) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{I}{\beta_0 c \gamma^2} \frac{\varrho^2}{R^2} \quad (5.11)$$

zugeordnet werden. Soll ein Elektron durch seine ihm eigene Geschwindigkeit  $v_\varrho$  den Strahl durchqueren, dann benötigt es eine Mindestenergie von:

$$E_{kin,\varrho} \approx \frac{m_0}{2} \gamma v_\varrho^2 \geq \Delta E_{pot} = q(0 - \phi(\varrho)) . \quad (5.12)$$

Daraus läßt sich die benötigte Geschwindigkeit errechnen:

$$\frac{v_\varrho}{v_0} \geq \sqrt{\frac{q I}{2\pi\epsilon_0 m_0 v_0^3 \gamma^3}} \frac{\varrho}{R} . \quad (5.13)$$

Für ein Elektron an der Außenseite  $\varrho = R$  eines Strahles mit  $I = 1,0$  A und  $\beta_0 = 0,55$  ergibt sich eine Potentialbarriere von 38,0 V bzw. eine benötigte Mindestgeschwindigkeit von  $v_\varrho/v_0 = 2,0$  %. Da diese nach dem Wiggler in  $y$ -Richtung überschritten wird, ist das erkennbare Phänomen des Strahldurchquerens kein Simulationsfehler sondern ein physikalisch realer Effekt.

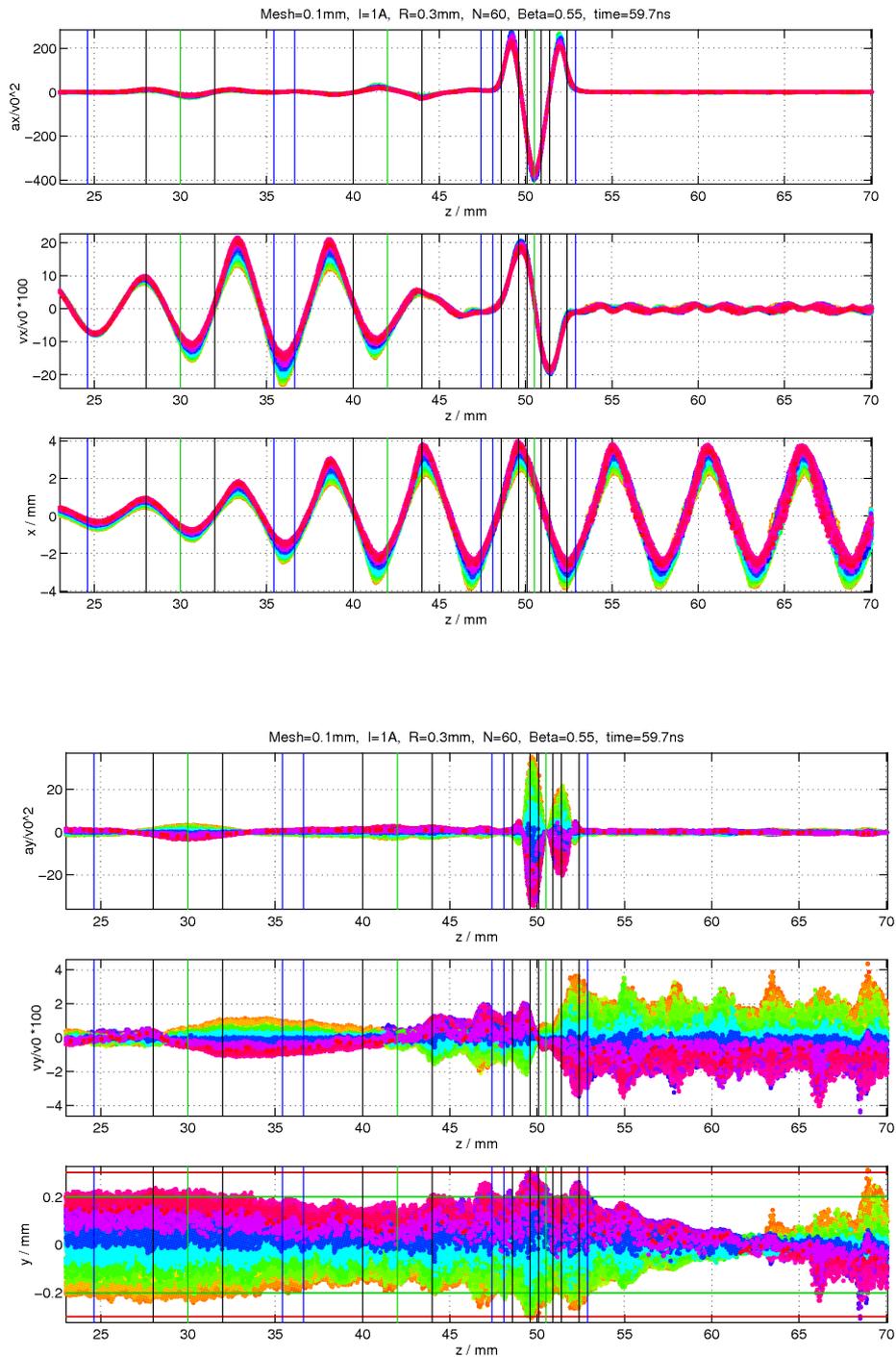


Abbildung 5.19: Der Strahlverlauf innerhalb der Fokussierungseinheit und danach, ermittelt durch eine PIC-Simulation des endgültig abgestimmten Klystrons ohne Ausgangsresonator. Dargestellt wurden die normierte Beschleunigung, Geschwindigkeit und Position in  $x$  (oben) und  $y$ -Richtung (unten) in Abhängigkeit von der  $z$ -Position. Zur besseren Orientierung wurden die Ränder sowie die Mittelpunkte der drei Fokussierungsstrukturen ( $Q_y$ ,  $Q_x$  und Wiggler) markiert.

# 6 Der Ausgangsresonator

Dieses Kapitel beschäftigt sich damit, dem trajektorien-modulierten Elektronenstrahl möglichst viel hochfrequente Leistung zu entziehen. Die gewünschte Frequenz ist dabei 90 GHz. Zwei Diplomarbeiten zum trajektorien-modulierten Klystron [44] bzw. zu seinem Ausgangsresonator [16] behandelten die Leistungsauskopplung bereits, so dass zuerst die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefasst werden sollen. Dieses Wissen wird anschließend angewendet, um einen effizienten und realisierbaren Ausgangsresonator zu entwerfen.

## 6.1 Eine Zusammenfassung bisheriger Erkenntnisse

Die Eigenfrequenz des Ausgangsresonators wird für den Arbeitsmode  $TM_{410}$  über die Kantenlängen  $x_a$  und  $y_a$  eingestellt. Die Optimierung des Verhältnisses  $x_a/y_a$  bezüglich der Shuntimpedanz ergibt nach [16, S. 38] etwa 3,0 für Strahlrohröffnungen  $0,6 \text{ mm} \leq y_b \leq 0,8 \text{ mm}$ . Die Shuntimpedanz hängt dabei sehr stark von dieser Öffnung ab, so dass eine Reduktion der Höhe zu einem deutlichen Leistungszuwachs führt. Ein sechszelliger Resonator vermochte einem Elektronenstrahl mit  $I = 0,5 \text{ A}$  bei einer Strahlrohröffnung von  $y_b = 0,8 \text{ mm}$  lediglich 1,1 kW zu entziehen [16, S. 63], was bei  $U_0 = 100 \text{ kV}$  einem Wirkungsgrad von  $\eta = 2,2 \%$  entspricht. Eine deutliche Verbesserung dieser Situation ist nur durch die Erhöhung des Strahlstroms und einer Reduktion der Strahlrohröffnung auf  $y_b = 0,6 \text{ mm}$  zu erreichen. Beide Maßnahmen stellen jedoch wesentlich höhere Anforderungen an die Fokussierung sowie die Fertigungsgenauigkeit. Kleinere Strahlrohröffnungen als  $y_b = 0,6 \text{ mm}$  sind schwierig zu fertigen und zu kontrollieren<sup>1</sup>. Ströme, die größer als  $I = 1,0 \text{ A}$  sind, führen zu einer großen  $x$ -Breite an den Stellen maximaler Strahlauslenkung und mindern damit die Effizienz.

Die letzte der hier zu erwähnenden Erkenntnisse hilft ungemein beim Entwurf und der Abstimmung von mehrzelligen Ausgangsresonatoren: Bei der Abstimmung einer mehrzelligen Struktur kann man durch eine leichte Frequenzverstimmung einzelner Zellen die Amplitude des elektromagnetischen Feldes innerhalb dieser Zellen und ihrer Nachbarn beeinflussen (flaches Feld). Ein Abstimmen der gesamten Struktur auf einmal ist jedoch ein äußerst kompliziertes Unterfangen. Aus [16, S. 50ff] geht hervor, dass lediglich eine der periodischen Zellen und eine der Randzellen einzeln exakt auf die Resonanzfrequenz abzustimmen sind, um für den gesamten Resonator (bestehend aus einer Randzelle,  $n$  periodischen Zellen und einer Randzelle) eine günstige Feldverteilung zu erreichen. Das gleiche gilt auch für mehrere, verschiedene periodische Zellen - und hier erweist sich dieses Verfahren erst recht als äußerst wertvoll.

---

<sup>1</sup> $y_b = 0,6 \text{ mm}$  bedeutet bei einem Strahl, der in  $y$ -Richtung  $0,4 \text{ mm}$  dick ist, einen Sicherheitsabstand von lediglich  $0,1 \text{ mm}$  zwischen Strahl und Resonatorwand!

## 6.2 Laufwellenstruktur oder Resonator

Ist eine Laufwellenstruktur oder ein Ausgangsresonator günstiger? Zur Beantwortung dieser Frage werden die Shuntimpedanzen pro Länge für jeweils eine Zelle verschiedener Laufwellenstrukturen berechnet und verglichen.<sup>2</sup> Die benötigte Frequenz wird dabei durch die transversalen Zellabmessungen  $x_a$  und  $y_a$  eingestellt - typische Maße sind  $x_a \approx 8,4$  mm und  $y_a = x_a/3$ . Die noch freie Länge der Zelle  $L$  (in  $z$ -Richtung) ist die zu optimierende Größe. Wegen der gewünschten Synchronität zwischen dem abbremsenden elektrischen Feld und dem Elektronenstrahl ist  $L$  proportional zum Phasenvorschub pro Zelle  $\varphi$  der Laufwelle:

$$L = \lambda_e \frac{\varphi}{360^\circ} . \quad (6.1)$$

Um einen typischen Zahlenwert zu nennen, werden die Maße des für den Klystrontwurf verwendeten Resonators gewählt (siehe Abbildung 6.1):

$$\varphi = 180^\circ, \quad \beta_0 = 0,55, \quad f_0 = 90 \text{ GHz} \quad \Rightarrow \quad \lambda_e = 1,83 \text{ mm}, \quad L = 0,917 \text{ mm} .$$

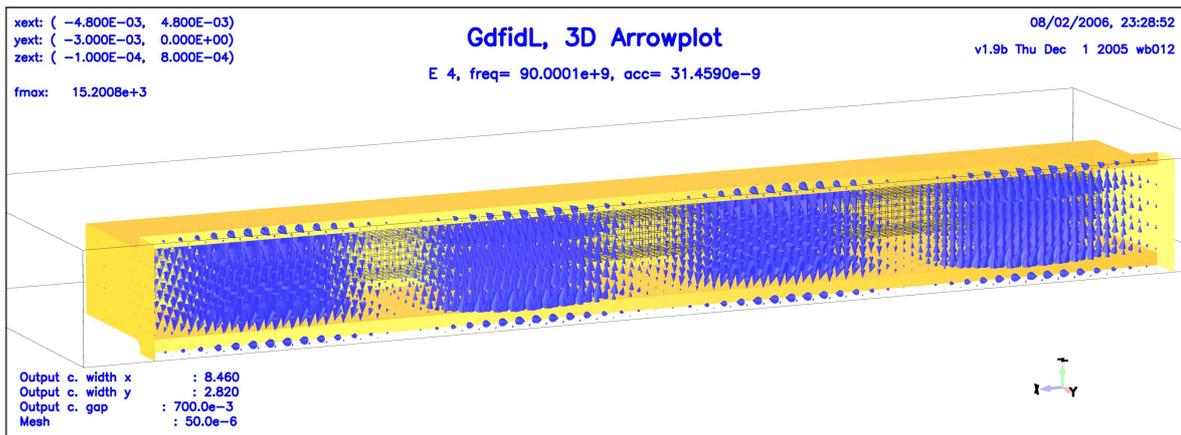


Abbildung 6.1: Ein Schnitt durch eine Zelle einer Laufwellenstruktur zusammen mit dem elektrischen Feld des Arbeitsmodes, hier bei einem Phasenvorschub pro Zelle von  $\varphi = 180^\circ$ .

Für den praktischen Aufbau kann die Wandstärke zwischen den Zellen wegen der mechanischen Stabilität und der erforderlichen Kühlung nicht beliebig dünn gewählt werden, so dass der eigentliche Resonatorspalt  $g$  mindestens 0,2 mm kleiner ist als  $L$ . Bild 6.2 zeigt die numerisch errechneten Shuntimpedanzen  $R_{sh,z}$  bezogen auf  $L$  für verschiedene Phasenvorschübe  $\varphi$  in Abhängigkeit von der  $y$ -Position bzw. dem Resonatorspalt  $g$ . Jede Zelle wurde dafür auf 90,0 GHz abgestimmt.

Man erkennt als erstes die deutliche Abnahme der Shuntimpedanz im Strahlrohrbereich  $|y| \leq 0,3$  mm. Die höchsten Shuntimpedanzen erreichen Phasenvorschübe pro

<sup>2</sup>Ein Phasenvorschub von  $\varphi = 180^\circ \hat{=} \pi$  entspricht einer Stehwelle, so dass mit dieser Methode durch die Wahl von  $\varphi = 180^\circ, 360^\circ, \dots$  die Resonatormoden ebenfalls erfasst werden.

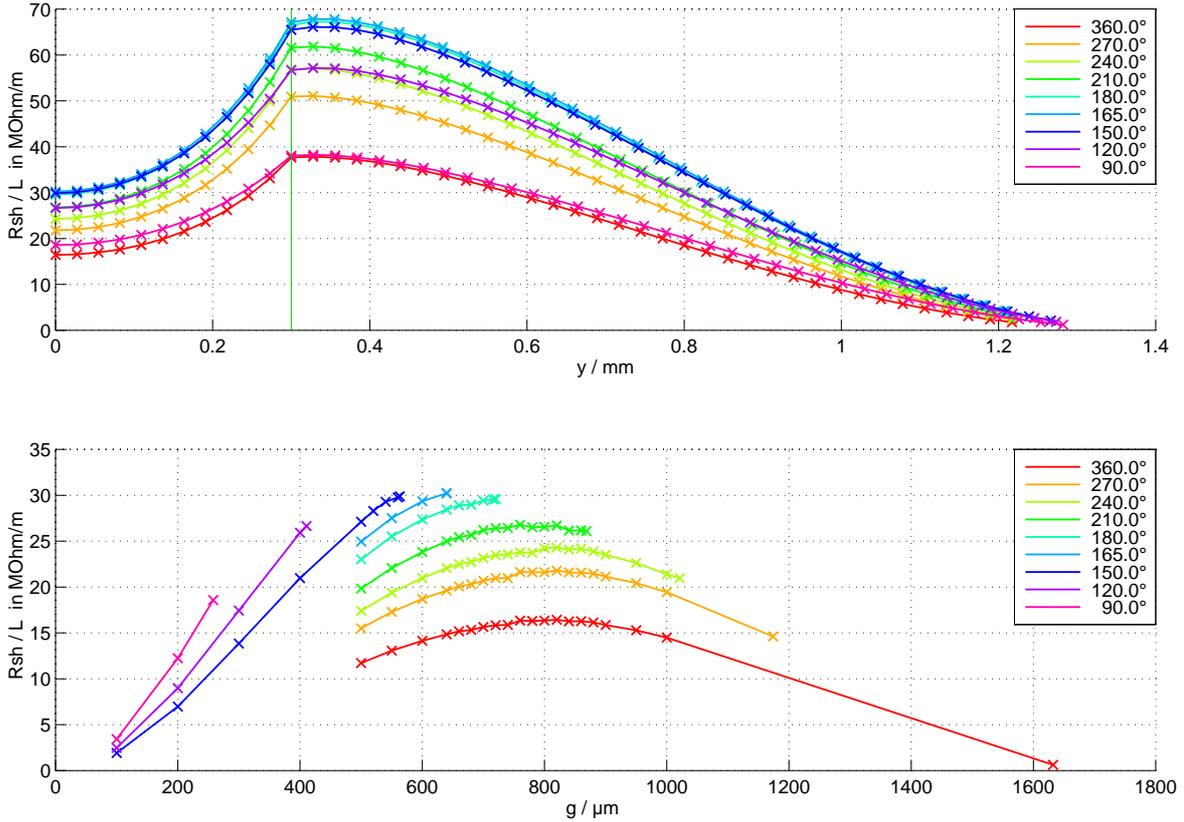


Abbildung 6.2: Die auf die Zelllänge normierte Shuntimpedanz für einige Phasenvorschübe pro Zelle in Abhängigkeit von der  $y$ -Position (oben) für die jeweils günstigste Resonatorspatlänge  $g$  bzw. in Abhängigkeit von  $g$  (unten) an der Stelle  $y = 0$ . Das Strahlrohr ist hier in  $y$ -Richtung  $y_b = 0,6$  mm weit geöffnet.

Zelle von  $150^\circ$  -  $180^\circ$ . In der zweiten Grafik wurden für  $y = 0$  die normierten Shuntimpedanzen in Abhängigkeit von  $g$  aufgetragen. Das Optimum stellt sich nahezu unabhängig vom Phasenvorschub jeweils für  $g \approx 0,8$  mm ein. Bei Phasenvorschüben unter  $200^\circ$  kann dieses Optimum nicht erreicht werden, da die Synchronitätsbedingung (Gleichung (6.1)) kürzere Zelllängen fordert. Auf der anderen Seite lassen sich bei kürzeren Zellen mehr von ihnen kombinieren, bis eine vorgegebene Gesamtlänge erreicht ist, so dass die maximale Shuntimpedanz pro Länge für Phasenvorschübe im Bereich von  $150^\circ$  bis  $180^\circ$  erzielt wird.

In Grafik 6.3 wurden dieselben Zusammenhänge für eine Strahlrohröffnung von  $y_b = 0,8$  mm dargestellt. Die maximale Shuntimpedanz pro Länge wird ebenfalls bei Phasenvorschüben von  $150^\circ$  bis  $180^\circ$  erreicht, jedoch bricht sie deutlich stärker im Bereich um  $y = 0$  ein ( $17$  k $\Omega$  zu  $30$  k $\Omega$ ). Da die Leistungsauskopplung proportional zur Shuntimpedanz ist - dies wird in den folgenden Abschnitten ausführlich erörtert -, führt eine Strahlrohröffnung von  $0,6$  mm zu einer nahezu doppelten Leistungsausbeute im Vergleich zu  $y_b = 0,8$  mm.

Um den günstigsten Phasenvorschub pro Zelle auszuwählen, muss zuerst geklärt werden, wie viel Verlustleistung in jeder Zelle verbleiben und wie viel Leistung ausgekoppelt werden soll. Da die erreichbaren mittleren Shuntimpedanzen (vergleiche

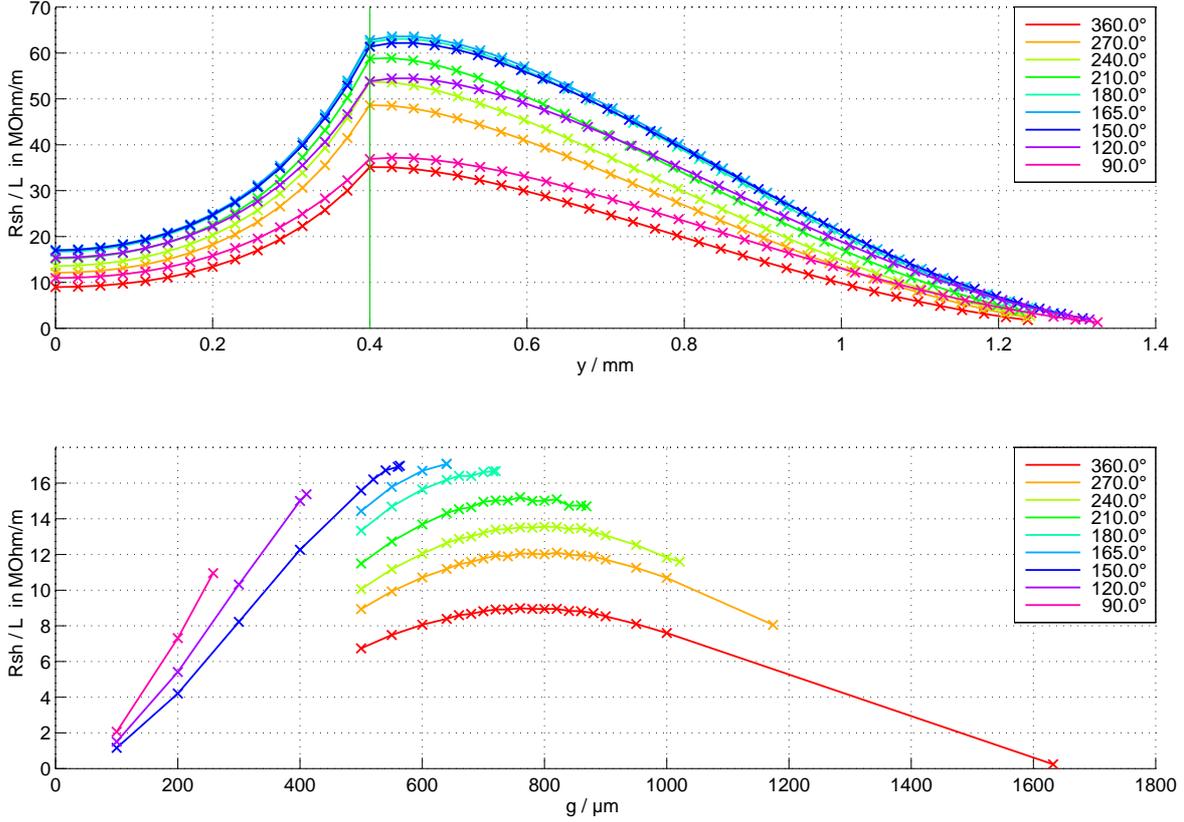


Abbildung 6.3: Die auf die Zelllänge normierte Shuntimpedanz für einige Phasenverschiebungen in Abhängigkeit von der  $y$ -Position bzw. der Resonatorspaltlänge  $g$  bei einer Strahlrohröffnung  $y_b = 0,8$  mm.

Seite 109) mit etwa  $4 \text{ k}\Omega$  pro Zelle nur gering sind im Vergleich zur Strahlimpedanz von  $R_b = U_0/I = 100 \text{ k}\Omega$ , ist theoretisch ein Verhältnis  $\beta = \overline{P}_{out}/\overline{P}_v = 1$  optimal für eine maximale Leistungsausbeute  $\overline{P}_{out}$ . Simulationen ergaben jedoch, dass ein  $\beta$  um 2 bei mehrzelligen Strukturen vorzuziehen ist wegen der etwas geringeren Strahlverformung durch eine kleinere entzogene Verlustleistung und damit verbunden der günstigeren thermischen Eigenschaften bei einer sogar leicht höheren Ausgangsleistung. Genauer folgt ebenfalls in den nächsten Abschnitten. In Resonatoren lässt sich der Auskoppelfaktor  $\beta$  über die Koppelliris abstimmen, bei Laufwellenstrukturen ist  $\beta = \beta_L$  im Gegensatz dazu über die Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}$  der Laufwelle festgelegt. Für die aus einer jeden Zelle hinauslaufende Leistung gilt nach [23, S. 113]

$$\overline{P}_{out} = \frac{\overline{W}}{L} v_{gr} , \quad (6.2)$$

wobei  $\overline{W}$  die mittlere gespeicherte Energie in der Zelle ist. Damit beträgt der Koppelfaktor:

$$\beta_L = \frac{\overline{P}_{out}}{\overline{P}_v} = \frac{Q v_{gr}}{2\pi f_0 L} . \quad (6.3)$$

In Tabelle 6.1 wurden für die interessanten Phasenverschiebungen die entsprechenden Daten zusammengestellt.

| $\varphi$                          | $f_0 / \text{GHz}$ | $L / \text{mm}$ | $Q$  | $v_{gr}/c$ | $\beta_L$ | $R_{sh,z}/L / \text{M}\Omega/\text{m}$ |
|------------------------------------|--------------------|-----------------|------|------------|-----------|--|
| $150^\circ \cong \frac{5}{6}\pi$   | 90,0               | 0,763           | 1030 | 0,62 %     | 4,5       | 29,87                                  |
| $165^\circ \cong \frac{11}{12}\pi$ | 90,0               | 0,840           | 1152 | 0,36 %     | 2,6       | 30,23                                  |
| $180^\circ \cong \pi$              | 90,0               | 0,916           | 1231 | 0 %        | 0         | 29,58                                  |

Tabelle 6.1: Aus numerischen Simulationen wurden die Koppelfaktoren  $\beta_L$  für die interessantesten Phasenvorschübe sowie die Shuntimpedanzen pro Länge  $R_{sh,z}/L$  bei  $y = 0$  und  $y_b = 0,6 \text{ mm}$  ermittelt.

Die Shuntimpedanzen pro Länge sind fast gleich groß, d.h. aus dieser Sicht könnte man Strukturen mit Phasenvorschüben zwischen  $150^\circ$  und  $180^\circ$  pro Zelle verwenden. Welche davon ist am besten für das Klystron geeignet?

Um  $\beta_L = 2$  zu erreichen, müssen Strukturen mit Phasenvorschüben unter  $165^\circ$  modifiziert werden, damit die Gruppengeschwindigkeit entsprechend sinkt. Ein Absenken der Kopplung (hier  $k \approx 1,6 \%$ ) ist wegen der Sensibilität gegenüber Produktionsfehlern und der dann geringeren Modenseparation zu vermeiden. Eine Laufwellenstruktur, konstruiert für einen Phasenvorschub pro Zelle von  $165^\circ$ , weist in etwa den gewünschten Koppelfaktor  $\beta_L$  auf, ist aber ebenfalls wegen der relativ geringen Kopplung anfällig für Geometriefehler und außerdem sensibel gegenüber Abweichungen der Modulationsfrequenz.

Als Vorteil des trajektorien-modulierten Klystrons wird sich seine vergleichsweise hohe mittlere Ausgangsleistung auf Grund der großflächigen Strukturen herausstellen. Um dies zu unterstützen, sollte die für die Auskopplung verwendete Struktur ihre Verlustleistung möglichst gleichmäßig auf alle Zellen verteilen. Als Laufwellenstrukturen kommen daher constant gradient Strukturen in Frage, bei denen die Spatllängen für diesen Zweck individuell abgeglichen sind. Die Konstruktion und Abstimmung wird jedoch erschwert, weil die Zelllängen ihrerseits der entsprechenden (in Richtung Kollektor sich verringernden) Strahlgeschwindigkeit angepasst werden müssen.

Eine weitere Schwierigkeit von Laufwellenstrukturen stellt die Auskopplung dar. Besteht die Laufwellenstruktur aus  $N$  Zellen, dann muss die Auskoppelzelle einen Koppelfaktor  $\beta_A = \overline{P}_{out}/\overline{P}_{v,ges} = 1/N \cdot \overline{P}_{out}/\overline{P}_v$  aufweisen. Für z.B.  $N = 8$  und  $\beta_L = 2$  bedeutet das, dass die 16-fache Verlustleistung der Zelle abgegeben werden soll - das ist sehr viel!

Obwohl Laufwellenstrukturen die schöne Eigenschaft besitzen, dass sie keine Koppelnetze zum Kombinieren der Ausgangsleistung benötigen, müssen für ihren Einsatz die erwähnten Schwierigkeiten überwunden werden. Daher ist ein mehrzelliger Ausgangsresonator, betrieben im  $\pi$ -Mode ( $\varphi = 180^\circ$ )<sup>3</sup> die günstigere Variante. Denkbar wäre auch ein anderer Resonator-Mode (z.B.  $5/6\pi$ ), jedoch ist dabei die Shuntimpedanz zu niedrig (Verluste der vorwärts- und der rückwärtslaufenden Welle) und der Ausgangskoppler wird wegen des Phasenunterschiedes der einzelnen Zellen komplizierter.

<sup>3</sup> $\beta_L = 0$  für den Phasenvorschub  $\varphi = 180^\circ$  bedeutet, dass keine Nettoleistung im eingeschwungenen Zustand von einer Zelle in die nächste gelangt. Die Leistungsauskopplung erfolgt daher an jeder Zelle separat und wird durch Koppelnetze auf den gewünschten Wert getrimmt.

## 6.3 Anregung und Optimierung eines mehrzelligen Resonators

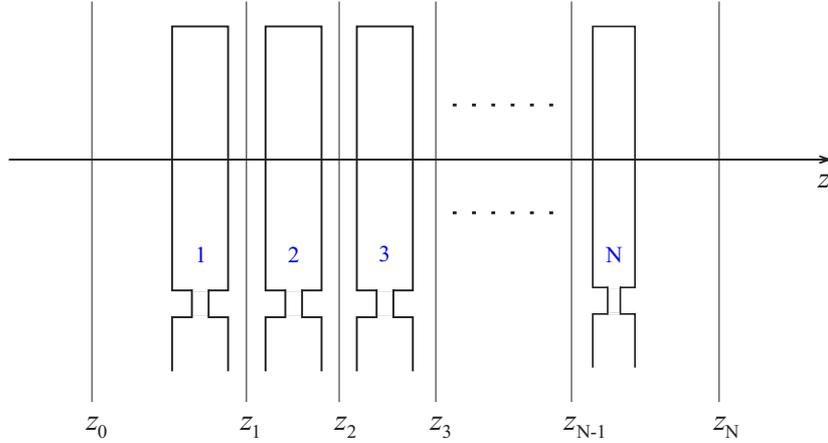


Abbildung 6.4: Ein Schnitt durch einen  $N$ -zelligen Ausgangsresonator.

Ein  $N$ -zelliger Ausgangsresonator soll durch einen Elektronenstrahl angeregt werden. Wie kann man die Ausgangsleistung maximieren?

Für die folgenden Berechnungen sei angenommen, dass sich die Resonatorfelder bereits im eingeschwungenen Zustand befinden. Der Strahl gibt dann die mittlere Leistung

$$\bar{P}_{in} = -\frac{1}{T} \int_T \int_V \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) dV dt = -\frac{1}{T} \int_T \int_Q \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{v}(\vec{r}, t) dq dt \quad (6.4)$$

an die elektromagnetischen Felder ab (negatives Vorzeichen). Um diesen Term durch die Shuntimpedanz auszudrücken, muss man von der Eulerschen in die Lagrange'sche Betrachtungsweise übergehen, d.h. die Leistungsbilanz für die Einzelteilchen aufstellen. Sind die Resonatorfelder nur auf einem begrenzten Raum  $G$  von 0 verschieden, dann existiert ein  $K \in \mathbb{N}$  so, dass alle Teilchen, die innerhalb einer Hochfrequenzperiode in  $G$  eintreten, nach spätestens  $K$  Perioden  $G$  auch wieder verlassen<sup>4</sup>. Statt einer Periode zur Leistungsbestimmung zu verwenden, kann man auch  $K$  Perioden wählen, da der Abbremsvorgang periodisch ist und der eingeschwungene Zustand vorliegt:

$$\bar{P}_{in} = -\frac{1}{KT} \int_{KT} \int_Q \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{v}(\vec{r}, t) dq dt . \quad (6.5)$$

Außerdem ist es aus diesen beiden Gründen gleich, ob man alle Teilchen  $Q$  betrachtet, die sich während der Zeitspanne  $KT$  in  $G$  befinden, oder ob man nur die  $Q_T$

<sup>4</sup>Aus technischen Gründen ist ein Verbleib der Teilchen innerhalb des Resonators äußerst unerwünscht, so dass  $K$  als endlich angenommen werden kann. Im vorliegenden Fall laufen die Elektronen sehr zügig durch den Resonator hindurch, die langsamsten besitzen danach noch eine Restgeschwindigkeit von  $v > 0,45 c$ .

auswählt, die innerhalb einer Periode in  $G$  eintreten, sie über ihre gesamte Laufbahn in  $G$  bilanziert und das Ergebnis ver-K-facht<sup>5</sup>:

$$\bar{P}_{in} = -\frac{1}{KT} K \int_{Q_T} \int_{t_0}^{t_0+KT} \vec{E}(\vec{r}_q, t_q) \cdot \vec{v}(\vec{r}_q, t_q) dt_q dq = -\frac{1}{T} \int_{Q_T} U(q) dq . \quad (6.6)$$

Für eine einfache Abschätzung dieser Leistung ist es äußerst hilfreich, die Teilchengeschwindigkeit über zumindest eine jede der Resonatorzellen als konstant anzunehmen (steifer Strahl). Spätere Simulationen bestätigen, dass diese Näherung  $\vec{v}(\vec{r}_q, t_q) \approx \vec{e}_z v_n$  durchaus berechtigt ist. Damit kann die einem Teilchen mit der Ladung  $q$  widerfahrende Abbremsspannung  $U_n$  über jede der  $N$  Zellen ausgerechnet werden<sup>6</sup>:

$$U(q) = \sum_{n=1}^N U_n(x_q, y_q, t_q, v_n) = \sum_{n=1}^N \int_{z_{n-1}}^{z_n} \vec{E}(x_q, y_q, z, t_q + \frac{z-z_{n-1}}{v_n}) \cdot \vec{e}_z dz . \quad (6.7)$$

Diese Spannung lässt sich auch durch die Shuntimpedanz und die Verlustleistung in jeder Zelle ausdrücken:

$$U_n(x_q, y_q, t_q, v_n) = \sqrt{R_{sh,z,n}(x_q, y_q, v_n)} \sqrt{\bar{P}_{v,n}} \sin(\omega_0 t_q - \varphi_q) . \quad (6.8)$$

Die Variablen  $x_q$  und  $y_q$  kennzeichnen dabei die Einflugposition der Ladung  $q$  in die Zelle  $n$ ,  $v_n$  ihre Geschwindigkeit und  $t_q$  den Zeitpunkt, zu dem sich das Teilchen in der Mitte der Zelle befindet. Die Phasenverschiebung  $\varphi_q$  beschreibt den Phasenversatz zwischen dem Elektronenstrahl und den elektromagnetischen Feldern in der betreffenden Zelle. Gewünscht ist eine Synchronität zwischen beiden, so dass  $\varphi_q$  etwa 0 ist und im Folgenden vernachlässigt wird. In der Praxis erreicht man diese Synchronität, indem man die Länge der Zellen der Teilchengeschwindigkeit anpasst (Tapern).

Diese Berechnungsmethode hat den großen Vorteil, dass man die enthaltene Shuntimpedanz und Verlustleistung in jeder Zelle analytisch abschätzen kann, sowie - und hierin besteht die eigentliche Stärke - numerisch (sehr) genau bestimmen und damit auch optimieren kann. An dieser Stelle ist es möglich, eine über die Strahlform gemittelte Spannung  $\bar{U}_n$  bzw. Shuntimpedanz  $\bar{R}_{sh,n}$  anzugeben, mit deren Hilfe  $\bar{P}_{in}$  ein kompaktes und für nachfolgende Optimierungen vorteilhaftes Aussehen erlangt:

$$\bar{U}_n = \frac{1}{Q_T} \int_{Q_T} U_n(x_q, y_q, t_q, v_n) dq = \sqrt{\bar{R}_{sh,n}} \sqrt{\bar{P}_{v,n}} , \quad (6.9)$$

<sup>5</sup>Diese Vervielfachung muss erfolgen, da nach den  $Q_T$ -Teilchen weitere  $Q_{T_1}$  innerhalb einer Periode in  $G$  eintreten. Sie schaffen es bei einer minimalen Wahl von  $K$  nicht (alle),  $G$  innerhalb der verbleibenden Zeit  $(K-1)T$  zu verlassen. Jedoch befinden sich noch genau so viele Teilchen  $Q_{T-1}$  der Vorgänger-Eintrittsperiode von  $Q_T$  im Resonator, dass  $Q_{T_1}$  und  $Q_{T-1}$  zusammen ebenso viel Leistung über die Zeitspanne  $KT$  abgeben wie die  $Q_T$ . Diese Prozedur wiederholt sich  $K$ -mal, so dass  $\bar{P}_{in}$  gerade das  $K$ -fache der von den  $Q_T$ -Teilchen abgegebenen Leistung ist. (Sollte der Extremfall vorliegen, in dem die schnellsten Partikel aus  $Q_{T_1}$  sogar die langsamsten von  $Q_{T-1}$  überholen, dann muss ebenfalls  $Q_{T-2}$  - und eventuell auch noch weitere - für die Bilanzierung verwendet werden.)

<sup>6</sup>Die Bemaßung der einzelnen Zellen soll erfolgen wie in Abbildung 6.4 dargestellt: Die Positionen  $z_1$  bis  $z_{N-1}$  befinden sich genau in der Mitte zwischen den angrenzenden Zellen. Die Randpositionen  $z_0$  und  $z_N$  seien so gewählt, dass die Resonatorfelder dort hinreichend abgeklungen sind. Für den hiesigen Klystronentwurf genügt dafür eine Länge von 1 - 2 mm vom Ende der jeweiligen Randzelle.

$$\bar{P}_{in} = -\frac{Q_T}{T} \sum_{n=1}^N \bar{U}_n = I \sum_{n=1}^N \sqrt{\hat{R}_{sh,n}} \sqrt{\bar{P}_{v,n}}, \quad \text{mit } I = \frac{|Q_T|}{T}.^7 \quad (6.10)$$

Um diese Formeln mit Leben zu füllen, soll das in [44, S. 37] enthaltene Szenario (siehe Bild 6.5) - die Anregung eines einzelnen, geschlossenen Rechteckresonators mit den Kantenlängen  $(x_a, y_a, g)$  durch einen steifen, sinusförmig ausgelenkten Strahl  $x_s(z,t) = x_{sa} \sin(\omega_s(t - z/v_0))$  mit rechteckigem Querschnitt  $(a_x, a_y)$  - nach der hier vorgestellten Methode wiederholt und anschließend mit Simulationsergebnissen verglichen werden. Um  $\bar{U}_1$  zu bestimmen, sollte zuerst  $dq$  substituiert werden. Innerhalb einer Periode fliegen die Ladungen zu verschiedenen Zeitpunkten an verschiedenen Positionen  $(x_q, y_q)$  durch die Zellmitte  $z = 0$ . Damit ergibt sich die folgende Parametrisierungsmöglichkeit:

$$dq = J(x,y,t) dx dy dt \quad \text{mit } J(x,y,t) = \frac{Q_T}{T} \frac{1}{a_x a_y} \Pi_{a_y(y)} \Pi_{a_x(x-x_s(0,t))}.^8 \quad (6.11)$$

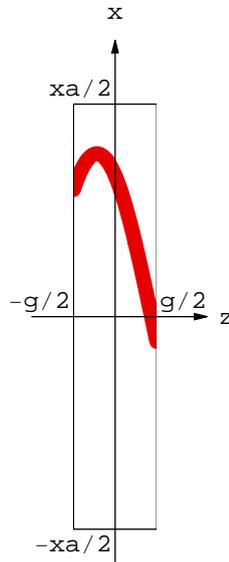


Abbildung 6.5: Ein sinusförmig ausgelenkter Elektronenstrahl regt eine Resonanzzelle an.

Für die Spannung  $U_1(x_q, y_q, t_q, v)$  kann man diejenige des gewünschten  $\text{TM}_{m_x, 1, 0}$ -Modus ansetzen, wenn der Resonator gerade so entworfen wurde, dass den übrigen Moden keine resonante Anregung gelingen kann.

$$U_1(x_q, y_q, t_q, v) = \sqrt{\bar{P}_v \hat{R}_{sh,z}(v)} \sin\left(\frac{m_x \pi x_q}{x_a} + \frac{\pi}{2} \delta_{m_x \text{ungerade}}\right) \cos\left(\frac{\pi y_q}{y_a}\right) \sin(\omega_0 t_q - \varphi_0) \quad (6.12)$$

<sup>7</sup>Eine Bemerkung zum Vorzeichen: Bei Resonanz stellt sich das elektrische Feld so ein, dass die Ladungen  $q$  gebremst werden und damit ist  $\bar{P}_{in} > 0$ . Für einen Elektronenstrahl ist  $q < 0$  und folglich  $Q_T < 0$  sowie  $\bar{U} > 0$ . Um den Strom nicht negativ zu definieren, wurden die Betragsstriche eingeführt und das Vorzeichen von  $\bar{P}_{in}$  kompensiert. Wäre  $q > 0$ , z.B. bei Positronenstrahlen, dann wäre die Spannung  $\bar{U}$  negativ ( $\varphi_q \approx \pi$ ) und die Vorzeichenkompensation in der Gleichung (6.10) dürfte nicht vorgenommen werden. Da in dieser Arbeit aber lediglich Elektronenstrahlen diskutiert werden, ist die in Gleichung (6.10) verwendete Notation günstig.

<sup>8</sup>Die verwendete Rechteckfunktion  $\Pi_a$  sei definiert als:  $\Pi_a(x) = \begin{cases} 1 & |x| < a/2 \\ 0,5 & |x| = a/2 \\ 0 & |x| > a/2 \end{cases}$ .

In dieser Formel bezeichne  $\hat{R}_{sh,z}(v) = \max_x R_{sh,z}(x,y=0,v)$  die in  $x$ -Richtung maximale Shuntimpedanz bei  $y = 0$ . Die benutzte Phasenverschiebung  $\pi/2 \delta_{m_x}^{\text{ungerade}}$  führt für ungerade  $m_x$  zu einer  $x$ -Abhängigkeit von  $\cos(m_x \pi x/x_a)$ . Das ist notwendig, da sich der Koordinatenursprung in der Resonatormitte befindet. Für die über die Strahlform gemittelte Spannung  $\bar{U}_1$  ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} \bar{U}_1 &= \frac{1}{Q_T} \int_{Q_T} U_1(x_q, y_q, t_q, v_0) dq \\ \bar{U}_1 &= \frac{\sqrt{\bar{P}_v} \sqrt{\hat{R}_{sh,z}(v_0)}}{Q_T} \frac{Q_T}{T a_x a_y} \int_{-a_y/2}^{a_y/2} \cos\left(\frac{\pi y}{y_a}\right) dy \cdot \\ &\quad \int_0^T \int_{-a_x/2}^{a_x/2} \sin\left(\frac{m_x \pi (x_s(0,t) + x)}{x_a} + \frac{\pi}{2} \delta_{m_x}^{\text{ungerade}}\right) \sin(\omega_0 t - \varphi_0) dx dt . \end{aligned}$$

Die Integrationen über  $y$  bzw.  $x$  führen zu:

$$I_y = \int_{-a_y/2}^{a_y/2} \cos\left(\frac{\pi y}{y_a}\right) dy = \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi y}{y_a}\right)}{\frac{\pi}{y_a}} \right]_{-a_y/2}^{a_y/2} = a_y \operatorname{si}\left(\frac{\pi a_y}{2 y_a}\right) \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} I_x &= \int_{-a_x/2}^{a_x/2} \sin\left(\frac{m_x \pi (x_s(0,t) + x)}{x_a} + \frac{\pi}{2} \delta_{m_x}^{\text{ungerade}}\right) dx \\ I_x &= a_x \sin\left(\frac{m_x \pi x_s(0,t)}{x_a} + \frac{\pi}{2} \delta_{m_x}^{\text{ungerade}}\right) \operatorname{si}\left(\frac{m_x \pi a_x}{2 x_a}\right) . \end{aligned} \quad (6.14)$$

Mit Hilfe der Fourierreihenentwicklungen (Abramowitz and Stegun 9.1.42 und 9.1.43):

$$\sin(z \sin(\Theta)) = 2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(z) \sin((2k+1)\Theta) , \quad (6.15)$$

$$\cos(z \sin(\Theta)) = J_0(z) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(z) \cos(2k\Theta) \quad (6.16)$$

kann auch die Integration über die Zeit ausgewertet werden:

$$\begin{aligned} I_t &= \int_0^T \sin\left(\frac{m_x \pi x_{sa}}{x_a} \sin(\omega_s t) + \frac{\pi}{2} \delta_{m_x}^{\text{ungerade}}\right) \sin(\omega_0 t - \varphi_0) dt \\ I_t &= T \begin{cases} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} J_n\left(\frac{m_x \pi x_{sa}}{x_a}\right) \cos(\varphi_{0,n}) \delta_{n\omega_s}^{\omega_0} & m_x \text{ gerade} \\ \sum_{n=2,4,6}^{\infty} J_n\left(\frac{m_x \pi x_{sa}}{x_a}\right) \cos(\varphi_{0,n} + \frac{\pi}{2}) \delta_{n\omega_s}^{\omega_0} & m_x \text{ ungerade} \end{cases} \quad (6.17) \end{aligned}$$

Dieses so gewaltig aussehende Integral  $I_t$  verrät beim genauen Betrachten sehr viel über die Anregung des Ausgangsresonators:

Erstens, das elektromagnetische Feld des Ausgangsresonators setzt sich aus den Feldern sehr vieler Moden zusammen, die mit der Strahlfrequenz  $\omega_0 = \omega_s$  oder ihren Oberwellen  $\omega_0 = n\omega_s$  schwingen. Dabei sind die Amplituden der meisten sehr klein, weil diese Moden nicht resonant angeregt werden, d.h. für sie ist die Frequenzdifferenz  $|f_0 - n f_s|$  viel größer als ihre Bandbreite und damit sind ihre  $c_{\varphi,n} = \cos(\varphi_{0,n} + \pi/2 \delta_{m_x}^{\text{ungerade}}) \approx 0$ . Ein guter Resonator ist so konstruiert, dass nur der gewünschte  $\text{TM}_{m_x,1,0}$ -Mode ein  $c_{\varphi,n_x} \approx 1$  aufweist und alle übrigen vernachlässigbar klein sind.

Zweitens, Moden mit geradzahligem  $m_x$ , d.h.  $\text{TM}_{210}$ ,  $\text{TM}_{410}$  u.s.w., schwingen mit der Grundfrequenz oder mit ungeradzahligem Harmonischen der Strahlfrequenz und umgekehrt oszillieren Moden mit ungeradzahligem  $m_x$  mit geradzahligem Vielfachen der Strahlfrequenz.

Drittens, bei Anregung geradzahligem Harmonischen wird dem Strahl die Energie vorrangig im Bereich der Flanken (d.h. um  $x = 0$ ) entzogen ( $\varphi_{0,n} \approx \pm\pi/2$ ), bei ungeradzahligem Harmonischen im Bereich der Auslenkungsextrema (d.h. um  $x = \pm x_{sa}$ ) ( $\varphi_{0,n} \approx 0$ ).

Viertens, der  $\text{TM}_{m_x,1,0}$ -Mode wird auf der  $n$ -ten Harmonischen der Strahlfrequenz optimal angeregt, wenn die Strahlauslenkung  $x_{sa}$  zu einem Maximum der Besselfunktion  $J_n$  führt. In der folgenden Tabelle 6.2 sind einige dafür interessante Werte zusammengestellt. Im vorliegenden Fall soll die dritte Harmonische der Modulationsfrequenz ausgekoppelt werden, das heißt, es wird ein Mode mit geradzahligem  $m_x$  benötigt, so dass  $\chi_{max}/\pi = m_x x_{saopt}/x_a \approx 1,34$ . Der Elektronenstrahl soll sich stets vollständig innerhalb des Resonatorbereiches befinden, was die Strahlauslenkung auf  $x_{sa} + a_x/2 < x_a/2$  beschränkt und damit den  $\text{TM}_{210}$ -Mode ausschließt. Bei dem  $\text{TM}_{610}$  und höheren Moden wird Energie verschwendet, da der Strahl nur im Bereich der mittleren vier Feldextrema gebremst wird, die äußeren Extrema aber ebenfalls Verluste verursachen. Optimal eignet sich der  $\text{TM}_{410}$ -Mode als Arbeitsmode. Soll die Resonanzfrequenz 90 GHz sein, dann beträgt die Resonatorbreite  $x_a$  etwa 8,4 mm und die optimale Strahlauslenkung demnach 2,8 mm. Bei Grundwellenanregung wäre der  $\text{TM}_{210}$ -Mode optimal, die Resonatorbreite betrüge  $x_a \approx 4,7$  mm und die optimale Strahlauslenkung 1,38 mm.

| $n$ | $\max_{\chi} J_n(\chi)$ | $\chi_{max}$ | $m_{x,opt}$ | $x_{saopt}/x_a$ |
|-----|-------------------------|--------------|-------------|-----------------|
| 1   | 0,581865                | 1,84118      | 2           | 0,293           |
| 2   | 0,486499                | 3,05424      | 3           | 0,324           |
| 3   | 0,434394                | 4,20119      | 4           | 0,334           |
| 4   | 0,399652                | 5,31755      | 5           | 0,339           |
| 5   | 0,374093                | 6,41562      | 6           | 0,340           |

Tabelle 6.2: Die Maxima der Besselfunktionen  $J_1$  bis  $J_5$ , ihre Argumente  $\chi_{max}$ , der optimale Parameter für den Arbeitsmode  $m_{x,opt}$  sowie die optimale Strahlauslenkung  $x_{saopt}$  im Verhältnis zur Resonatorbreite  $x_a$ .

Fünftens, beim Verwenden von Oberwellen sinkt die Leistungsausbeute, da die Maxima der Besselfunktionen  $J_n$  mit wachsendem  $n$  fallen, die Shuntimpedanzen  $\hat{R}_{sh,z}$

wegen der Verwendung von höheren Moden abnehmen und ungünstiger Weise die verringerte Verlustleistung im Resonator noch einmal direkt die Abbremsspannung reduziert ( $\bar{U} \sim \sqrt{\bar{P}_v}$ ). Im vorliegenden Fall könnte bei Grundwellenanregung etwa die dreifache Ausgangsleistung gewonnen werden - jedoch ist dieser Gedanke utopisch, da bei den im W-Band möglichen Ablenkeinheiten die Strahlform diesen Gewinn zunichte machen würde (die si-Terme in  $I_x$  und  $I_y$  streben bei einem dicken Strahl relativ schnell gegen 0).

Wird nur ein Mode, der  $\text{TM}_{m_x,1,0}$ -Mode, bei  $\omega_0 = n\omega_s$  resonant angeregt, dann ergibt sich für das hier behandelte Szenario eine über die Strahlform gemittelte Spannung von:

$$\bar{U}_1 \approx \sqrt{\bar{P}_v} \sqrt{\hat{R}_{sh,z}} J_n\left(\frac{m_x \pi x_{sa}}{x_a}\right) \text{si}\left(\frac{m_x \pi a_x}{2x_a}\right) \text{si}\left(\frac{\pi a_y}{2y_a}\right). \quad (6.18)$$

Die beiden si-Terme, die die mittlere Spannung auf Grund der Strahldicke reduzieren, betragen bei diesem Klystronentwurf etwa 0,99 in  $y$ -Richtung ( $a_y \approx 0,4$  mm,  $y_a \approx 2,8$  mm) und in  $x$ -Richtung wegen des sehr breiten Strahles ungefähr 0,72 ( $a_x \approx 1,8$  mm,  $x_a \approx 8,4$  mm,  $m_x = 4$ ). Beide Terme lassen sich zu einem Strahl-Breiten-Faktor  $M_S$  zusammenfassen (hier  $M_S = 0,72$ ), so dass sich die mittlere Spannung kompakt als Funktion der Strahlauslenkung schreiben lässt:

$$\bar{U}_1 \approx \sqrt{\bar{P}_v} \sqrt{\hat{R}_{sh,z}} J_n\left(\frac{m_x \pi x_{sa}}{x_a}\right) M_S. \quad (6.19)$$

Für den realen Resonator, der durch ein Strahlrohr in  $x$ -Richtung komplett und in  $y$ -Richtung um  $y_b$  geöffnet ist, hat diese analytische Abschätzung durchaus eine große Bedeutung: Wegen der vollständigen Öffnung in  $x$ -Richtung ergibt sich gerade wieder die diskutierte  $x$ -Abhängigkeit für das elektrische Feld im Resonator und ebenfalls die erörterte Abhängigkeit der mittleren Spannung von der Strahlauslenkung. In  $y$ -Richtung führt das Strahlrohr zu einer Feldschwächung im Bereich der Öffnung und damit zu einer deutlich reduzierten Shuntimpedanz  $\hat{R}_{sh,z}$  (vergleiche Abbildung 6.2). Der Strahl-Breiten-Faktor  $M_S$  kann nun aus numerischen Simulationen ermittelt werden<sup>9</sup>.

Ist die Strahlauslenkung gegeben, dann bietet es sich an, die mittlere Shuntimpedanz  $\bar{R}_{sh}$  nach Gleichung (6.9) einzuführen:

$$\bar{U}_1 = \sqrt{\bar{P}_v} \sqrt{\bar{R}_{sh}}. \quad ^{10}$$

<sup>9</sup>Als Beispiel soll der achtzellige Ausgangsresonator des endgültigen Klystronentwurfes dienen. Er liefert eine Ausgangsleistung von  $\bar{P}_{out} = 6,3$  kW bei  $\bar{P}_v = 3,15$  kW Verlusten. Auf eine Zelle bezogen sind das  $\bar{P}_{in} = 1180$  W,  $\bar{P}_v = 394$  W, so dass  $\bar{U}_1 = 1180$  V ( $I = 1,0$  A). Für eine der periodischen Zellen beträgt  $\hat{R}_{sh,z}$  etwa 30 k $\Omega$ . Die Strahlauslenkung  $x_{sa}$  wurde so gewählt, dass die dritte Harmonische der Strahlfrequenz optimal angeregt wird, d.h.  $J_n(\dots) \approx 43,4$  %. Damit ergibt sich  $M_S \approx 79,1$  %.  $M_S$  ist hier etwas größer als in der analytischen Abschätzung - das liegt daran, dass die Shuntimpedanz bei geöffnetem Resonator in Richtung der Strahlrohrwand ansteigt im Gegensatz zur  $y$ -Abhängigkeit im geschlossenen Rechteckresonator.

<sup>10</sup>Bei Verwendung der gleichen Werte ergibt sich für  $\bar{R}_{sh} = 3,53$  k $\Omega$ . Dieser Wert ist so gering ( $\hat{R}_{sh,z} \approx 30$  k $\Omega$ ) wegen der Benutzung der Oberwelle ( $J_3 \leq 43,4$  %) und wegen der Strahldicke ( $M_S \approx 79,1$  %). Beide Faktoren gehen für die mittlere Shuntimpedanz außerdem noch quadratisch ein, da  $\bar{U}_1 \sim \sqrt{\bar{R}_{sh}}$ .

Im zweiten Teil dieses Kapitels soll die Leistungsverteilung innerhalb eines mehrzelligen Resonators so optimiert werden, dass die ausgekoppelte Leistung maximal wird. Die gesamte Verlustleistung des Resonators teilt sich gemäß der Gewichtungsfaktoren  $0 \leq p_n \leq 1$  auf die einzelnen Zellen auf:

$$\bar{P}_v = \sum_{n=1}^N \bar{P}_{v,n} = \sum_{n=1}^N p_n \bar{P}_v \quad \Rightarrow \quad \sum_{n=1}^N p_n = 1. \quad (6.20)$$

Aus jeder Resonatorzelle wird ein Teil der vom Elektronenstrahl eingespeisten Leistung ausgekoppelt,  $\bar{P}_{out,n}$ . Typischer Weise bezieht man diese Leistung auf die Verlustleistung der jeweiligen Zelle und erhält den Koppelfaktor  $\beta_n = \bar{P}_{out,n} / \bar{P}_{v,n}$ . Die gesamte ausgekoppelte Leistung ist bei einem idealen Koppler die Summe der Leistungen  $\bar{P}_{out,n}$ , und man kann einen Gesamt-Koppelfaktor  $\beta$  einführen:

$$\bar{P}_{out} = \sum_{n=1}^N \bar{P}_{out,n} = \bar{P}_v \sum_{n=1}^N \beta_n p_n = \bar{P}_v \beta, \quad \beta = \sum_{n=1}^N \beta_n p_n. \quad (6.21)$$

Die vom Strahl effektiv an den Resonator abgegebene Leistung (inklusive Beamloading) beträgt:

$$\bar{P}_{in} = I \sum_{n=1}^N \bar{U}_n = I \sqrt{\bar{P}_v} \sum_{n=1}^N \sqrt{p_n \bar{R}_{sh,n}} = \bar{P}_{out} + \bar{P}_v = \bar{P}_v (1 + \beta), \quad (6.22)$$

so dass sich folgendes Gleichgewicht einstellt:

$$\bar{P}_v = I^2 \left( \sum_{n=1}^N \sqrt{p_n \bar{R}_{sh,n}} / (1 + \beta) \right)^2, \quad (6.23)$$

$$\bar{P}_{out} = I^2 \beta \left( \sum_{n=1}^N \sqrt{p_n \bar{R}_{sh,n}} / (1 + \beta) \right)^2 = I^2 f_{(p_n, \beta_n)}. \quad (6.24)$$

Diese Gleichung verrät einen effektiven Weg, um die Ausgangsleistung und sogar den Wirkungsgrad deutlich zu erhöhen: durch Verwendung eines hohen Strahlstromes. Aus diesem Grund wurde der Strom von anfänglich  $I = 0,5$  A auf  $I = 1,0$  A erhöht, was die Steigerung der Ausgangsleistung von optimistisch geschätzten  $8 \cdot 190$  W = 1,5 kW (vergleiche Kapitel 3) auf 6,3 kW dominierte. Weiter lässt sich der Strom nicht direkt erhöhen, da die Fokussierung zunehmend problematisch wird: Bei höheren Strömen muss der Strahl nämlich zusätzlich in  $x$ -Richtung begrenzt werden, damit er die Resonatorwand nicht beschädigt.

Die nächste Aufgabe ist die Maximierung der Funktion  $f_{(p_n, \beta_n)}$  unter der Nebenbedingung (6.20).  $f_{(p_n, \beta_n)}$  ist das Produkt zweier Terme, wobei  $T_1$  nur von  $p_n \bar{R}_{sh,n}$  abhängt und  $T_2$  nur von  $p_n \beta_n$ , so dass  $T_1$  alleine nach  $p_n$  und anschließend  $T_2$  bei bekannten  $p_n$  nach  $\beta_n$  optimiert werden kann. Es ergibt sich ein Maximum, da  $T_1$  und  $T_2$  nicht negativ sind.

$$f_{(p_n, \beta_n)} = \underbrace{\left( \sum_{n=1}^N \sqrt{p_n \bar{R}_{sh,n}} \right)^2}_{T_1^2(p_n \bar{R}_{sh,n})} \cdot \underbrace{\sum_{n=1}^N \beta_n p_n / \left( 1 + \sum_{n=1}^N \beta_n p_n \right)^2}_{T_2(p_n, \beta_n)} \quad (6.25)$$

Bei der Maximierung von  $T_1$  stellt sich heraus, dass die Leistung auf die Resonanzzellen im Verhältnis der mittleren Shuntimpedanzen zu verteilen ist:

$$p_{n,opt} = \frac{\overline{R}_{sh,n}(v_n)}{\sum_{n=1}^N \overline{R}_{sh,n}(v_n)} . \quad (6.26)$$

Bei baugleichen Zellen und konstanter Teilchengeschwindigkeit entspricht dies einem „flachen Feld“, das heißt in allen Zellen herrscht die gleiche maximale Feldstärke. Die Nebenbedingung (6.20) ist offensichtlich erfüllt. Nun wird gezeigt, dass eine andere Leistungsverteilung als die optimale zu einem kleineren  $T_1$  führt. Sei  $q_n = \sqrt{p_{n,opt}}$ . Eine beliebige Leistungsverteilung  $p_n$  kann nun durch die  $q_n$  und eine Abweichung beschrieben werden, vorteilhafter Weise so:  $\sqrt{p_n} = q_n + \delta_n$ . Aus der Nebenbedingung

$$\sum_{n=1}^N p_n = 1 = \underbrace{\sum_{n=1}^N q_n^2}_{=1} + \underbrace{\sum_{n=1}^N \delta_n^2}_{\geq 0} + 2 \underbrace{\sum_{n=1}^N q_n \delta_n}_{\leq 0}$$

folgt zwangsläufig, dass der letzte Term negativ ist, sofern mindestens ein  $\delta_n \neq 0$  ist. Unter Verwendung von (6.26) bedeutet dies für  $T_1$ :

$$T_1 = \sum_{n=1}^N \sqrt{p_n \overline{R}_{sh,n}} = \underbrace{\sqrt{\sum_{n=1}^N \overline{R}_{sh,n} \sum_{n=1}^N q_n q_n}}_{\sqrt{\sum_{n=1}^N \overline{R}_{sh,n}}} + \underbrace{\sqrt{\sum_{n=1}^N \overline{R}_{sh,n} \sum_{n=1}^N q_n \delta_n}}_{\leq 0} . \quad (6.27)$$

Das heißt,  $T_1$  ist maximal für  $p_n = p_{n,opt}$  und ist dann genau der Wurzel aus der Summe der Shuntimpedanzen aller Zellen. In anderen Worten, die gesamte Shuntimpedanz kann bei günstiger Feldverteilung maximal gleich der Summe der einzelnen Shuntimpedanzen sein.

Im zweiten Schritt wird  $T_2$  bei gegebenen  $p_n$  nach  $\beta_n$  ( $0 \leq \beta_n < \infty$ ) optimiert. Die notwendige Bedingung für Extrema ergibt:

$$\partial_{\beta_n} T_2(\beta_n p_n) = p_n \frac{(1 - \sum_{n=1}^N \beta_n p_n)}{(1 + \sum_{n=1}^N \beta_n p_n)^3} = 0 , \quad (6.28)$$

was neben der trivialen Lösung  $p_n = 0$  zu der Bedingung  $\beta = \sum_{n=1}^N \beta_n p_n = 1$  führt. Das Maximum von  $T_2$  ist damit  $1/4$ , und man kann einige Zellen stärker auskoppeln als andere, solange nur der gesamte Koppelfaktor  $\beta = 1$  ist.

Die maximal auskoppelbare Gesamtleistung wird erreicht, wenn sich die Verlustleistung auf die einzelnen Zellen des Resonators im Verhältnis der mittleren Shuntimpedanzen aufteilt, und sie beträgt in diesem Fall:

$$\overline{P}_{out,opt} = \frac{1}{4} I^2 \sum_{n=1}^N \overline{R}_{sh,n} . \quad (6.29)$$

Beim Simulieren hat sich gezeigt, dass die Wahl des Koppelfaktors  $\beta = 2$  etwas günstiger ist, weil die Voraussetzung des steifen Strahles für einzellige Resonatoren sehr gut, für mehrzellige jedoch nur noch näherungsweise zutrifft. Die Verformung des Strahles wird größer, je mehr Leistung ihm entzogen wird. Deshalb lohnt es sich, die Leistungen  $\overline{P}_{in}$ ,  $\overline{P}_v$  und  $\overline{P}_{out}$  als Funktionen des Koppelfaktors  $\beta$  etwas genauer zu untersuchen.

$$\overline{P}_{out(\beta)} = \frac{1}{4} I^2 T_1^2 \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} = P_0 \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \quad (6.30)$$

$$\overline{P}_v(\beta) = \frac{1}{4} I^2 T_1^2 \frac{4}{(1+\beta)^2} = P_0 \frac{4}{(1+\beta)^2} \quad (6.31)$$

$$\overline{P}_{in(\beta)} = \overline{P}_{out(\beta)} + \overline{P}_v(\beta) = P_0 \frac{4}{(1+\beta)} \quad (6.32)$$

Diagramm 6.6 visualisiert die vorliegenden Beziehungen. Das Optimum von  $\overline{P}_{out}$  (bei einem steifen Strahl) liegt bei  $\beta = 1$ . Steigt  $\beta$  etwas über eins, dann sinkt die Ausgangsleistung leicht, die Verlustleistung im Resonator jedoch schnell, so dass dem Strahl deutlich weniger Gesamtleistung entzogen wird.

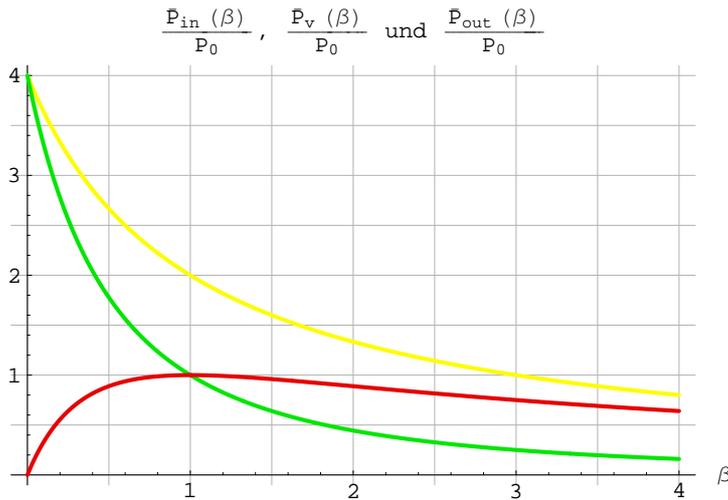


Abbildung 6.6: Die vom Elektronenstrahl eingepeiste Leistung  $\overline{P}_{in}$  (gelb), die Verlustleistung (grün) und die Ausgangsleistung  $\overline{P}_{out}$  (rot) als Funktionen des Auskoppelfaktors  $\beta$ . Die Leistungen wurden jeweils auf  $P_0$  normiert.

Tabelle 6.3 erläutert diesen Zusammenhang in Zahlen. Den hier ausführlich erörterten theoretischen Werten werden die entsprechenden Simulationsergebnisse gegenübergestellt. Dazu wurde ein einzelliger Resonator und ein Resonator aus vier Zellen aufgebaut mit den Zelldimensionen des endgültigen Ausgangsresonators. Als Anregung diente der Elektronenstrahl, der im eingeschwungenen Zustand nach der Fokussierung in den Ausgangsresonator hineinläuft. Die Simulationsergebnisse ( $\overline{P}_{out}$  und  $\overline{P}_v$ ) wurden benutzt, um  $\beta$  zu berechnen. Aus den Ergebnissen für  $\beta \approx 1$  wurde  $P_0$  bestimmt und als Referenz verwendet. Vergleicht man die Resultate für  $\beta \approx 1$  und  $\beta \approx 2$  beim einzelligen Resonator, dann ist eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und simulierten Werten zu erkennen. Für  $\beta \approx 2$  beträgt die Ausgangsleistung nur etwa 87 % der maximal möglichen. Beim vierzelligen Resonator hat sich die Situation geändert: Die simulierte Ausgangsleistung bei  $\beta \approx 2$  ist nur noch etwa 2,3 % geringer

als bei  $\beta = 1$ . Dafür ist die Verlustleistung nur etwa halb so groß. Das ist ein bedeutender Vorteil bezüglich der Kühlung. Um in diesem Zusammenhang einige Zahlenwerte zu nennen, sei der endgültige Ausgangsresonator zitiert:  $\overline{P}_{out} \approx 6,3 \text{ kW}$ ,  $\overline{P}_v \approx 3,1 \text{ kW}$  ( $\beta \approx 2$ ). Bei einer Fläche von etwa  $120 \text{ mm}^2$  und einer noch kühlbaren mittleren Verlustleistungsdichte von  $4 \text{ W/mm}^2$  fordert die Kühlung ein An-Aus-Taktverhältnis von höchstens 16 %. Aus diesen Daten ist ersichtlich, dass für die weitere Entwicklung eine Auskopplung  $\beta \geq 2$  ratsam ist. Übersteigt  $\beta$  den Wert 2, dann sinkt  $\overline{P}_{out}$  deutlich, da die den Strahl bremsenden Felder im Resonator zu schwach werden. So wurde für den Ausgangsresonator eine Auskopplung von  $\beta \approx 2$  gewählt. Sechs- oder achtzellige Resonatoren wurden hier nicht aufgeführt, weil in ihnen der Elektronenstrahl bereits so stark abgebremst wird, dass die Zelllängen der letzten Zellen der verminderten Teilchengeschwindigkeit angepasst werden müssen und zwar unterschiedlich für  $\beta = 1$  und  $\beta = 2$ . Dadurch unterscheiden sich ebenfalls die Shuntimpedanzen sowie die Referenzleistungen  $P_0$ , so dass ein Vergleich an dieser Stelle nicht sinnvoll ist.

| $N$ | $\beta$ | $\overline{P}_{out}$ | simuliert |                          |                      | berechnet                |                      |
|-----|---------|----------------------|-----------|--------------------------|----------------------|--------------------------|----------------------|
|     |         |                      | $P_0$     | $\overline{P}_{out}/P_0$ | $\overline{P}_v/P_0$ | $\overline{P}_{out}/P_0$ | $\overline{P}_v/P_0$ |
| 1   | 1,12    | 1170 W               | 1174 W    | 99,7 %                   | 88,9 %               | 99,7 %                   | 88,9 %               |
| 1   | 2,19    | 1025 W               | 1174 W    | 87,3 %                   | 39,9 %               | 86,1 %                   | 39,3 %               |
| 4   | 1,01    | 3930 W               | 3930 W    | 100,0 %                  | 99,0 %               | 100,0 %                  | 99,0 %               |
| 4   | 2,09    | 3840 W               | 3930 W    | 97,7 %                   | 46,6 %               | 87,4 %                   | 41,7 %               |

Tabelle 6.3: Die Leistungen  $\overline{P}_{out}$  und  $\overline{P}_v$  wurden für einen einzelligen und einen vierzelligen Resonator, jeweils für  $\beta \approx 1$  sowie  $\beta \approx 2$  simuliert und den analytisch berechneten Werten gegenübergestellt.

Eine letzte Bemerkung zu Tabelle 6.3: Beim einzelligen Resonator wird eine Ausgangsleistung von fast 1,2 kW erreicht, beim vierzelligen Resonator sind dies weniger als 1 kW pro Zelle. Die Ursache liegt in der mit 0,7 mm relativ kurzen Resonatorspalllänge - optimal wären etwa 0,83 mm. Beim einzelligen Ausgangsresonator treten die Felder über die Resonatorgrenzen hinaus in das Strahlrohr, so dass die Zelle elektrisch länger wirkt und damit die Shuntimpedanz auf 40 k $\Omega$  steigt im Vergleich zu etwa 30 k $\Omega$  einer mittleren Zelle. Das gleiche Verhalten zeigt sich bei den Randzellen eines mehrzelligen Resonators.

Die für Hochleistungsklystrons zu berücksichtigende Grenze, bei der die Spannung  $\sum_{n=1}^N U_n(x_q, y_q, t_q, v_n)$  die Strahlspannung  $U_0$  nicht übersteigen darf, um Elektronenreflexionen durch den Ausgangsresonator zu vermeiden, wird im vorliegenden Fall mit Sicherheit nicht erreicht<sup>11</sup>. Damit ist die Auskopplung festgelegt und soll hier  $\beta \approx 2$  betragen.

<sup>11</sup>Regt der Elektronenstrahl den Ausgangsresonator derart stark an, dann erhöht man einfach die Auskopplung  $\beta$ , so dass die Verlustleistung im Resonator und damit ebenfalls die Abbremsspannung fällt, bis keine Teilchen mehr reflektiert werden können. In diesem Idealfall fließt der größte Teil der Strahlleistung direkt als Ausgangsleistung ab - bei einer kleinen Verlustleistung.

Der letzte Abschnitt zur Optimierung des mehrzelligen Ausgangsresonators beschäftigt sich mit der Anpassung der Zelllängen („Tapern“), damit der Elektronenstrahl in jeder Zelle optimal gebremst wird. Die Notwendigkeit ergibt sich aus der in jeder Resonatorzelle verringerten Teilchengeschwindigkeit. Nach Gleichung (6.1) beträgt die synchrone Zelllänge für den  $\pi$ -Mode als Funktion der normierten Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  (nicht zu verwechseln mit dem Koppelfaktor  $\beta$  des vorherigen Abschnitts)

$$L_{syn(\beta)} = \frac{1}{2} \frac{c}{f_0} \beta . \quad (6.33)$$

Bei gegebener Mindestwandstärke von  $w = 200 \mu\text{m}$  passt man in der Praxis die Resonatorspaltlänge  $g = L_{syn} - w$  entsprechend an. Für die Simulation besteht jedoch das große Hindernis, dass der PIC-Algorithmus ein in alle Richtungen homogenes Gitter benötigt. Beachtet man diese Einschränkung nicht, dann wird man durch ein aufklingendes, extrem hochfrequentes, numerisches Rauschen erschreckt. In diesem Zusammenhang ist es eher verwunderlich, dass der PIC-Algorithmus bei einem homogenen Gitter weit über 400.000 Iterationen ausführen kann, ohne dass sich die elektromagnetischen Felder durch numerische Fehler aufschaukeln. Im vorliegenden Fall beträgt die Gitterschrittweite  $100 \mu\text{m}$ . Dies bedeutet, dass hier nur  $L = 0,9 \text{ mm}$  ( $\beta_L = 0,540$ ) und  $L = 0,8 \text{ mm}$  ( $\beta_L = 0,480$ ) als Zelllängen in Frage kommen.<sup>12</sup> Das ist sehr grob, da aber das Tapern unumgänglich ist, muss man die Zelllängen geschickt wählen (z.B. alternierend). Zur Analyse und auch für die Modulierung ist es hilfreich, eine Länge  $z_{syn}$  einzuführen, die durch die Teilchengeschwindigkeit bestimmt ist und mit der geometrischen Resonatorlänge verglichen werden kann - auch sehr gut numerisch:

$$z_{syn}(t) = \int_{t_0}^t v(\tau) d\tau = c \int_{t_0}^t \beta(\tau) d\tau . \quad (6.34)$$

$t_0$  ist die Referenzzeit, der Moment des Eintretens in den Resonator. Ist die normierte Teilchengeschwindigkeit  $\beta(\tau)$  innerhalb der Struktur bekannt, dann können mit Hilfe von Gleichung (6.33) die Zelllängen angepasst werden. Ein Blick auf erste Simulationsergebnisse gibt Anlass zu einer linearen Näherung der Teilchengeschwindigkeit innerhalb des Ausgangsresonators  $\beta(\tau) \approx \beta_0 - \beta_1(\tau - t_0)$ . Um einige typische Werte zu nennen: Beim endgültigen achtzelligen Ausgangsresonator sinkt  $\beta$  von  $\beta_0 = 0,550$  nach acht Zellen auf etwa  $0,497$  ab. Die zweite Bemerkung bezieht sich darauf, dass nicht alle Teilchen an Positionen maximaler elektrischer Felder durch den Resonator laufen, deshalb unterschiedlich stark gebremst werden und damit auch unterschiedlich schnell durch den Resonator fliegen. Die Synchronitätsbetrachtungen beziehen sich auf die Gruppe von Teilchen, die die meiste Energie abgeben, also maximal gebremst werden.

Zurück zur Gleichung (6.33): Arbeitet man den linearen Ansatz von  $\beta(\tau)$  ein, dann erhält man die optimalen Zelllängen aus der Synchronitätsbedingung, nach der das jeweilige Teilchen nach einer halben Periode gerade die entsprechende Zelle durchquert

---

<sup>12</sup>In Kapitel 2.2 wurde ausführlich erörtert, dass eine Gitterverfeinerung auf  $50 \mu\text{m}$  bei der vorhandenen Rechenkapazität zu einer Simulationszeit von 4 Monaten führen würde und damit derzeit unrealistisch ist. Dabei sind  $50 \mu\text{m}$  noch grob,  $10 - 20 \mu\text{m}$  wären wünschenswert.

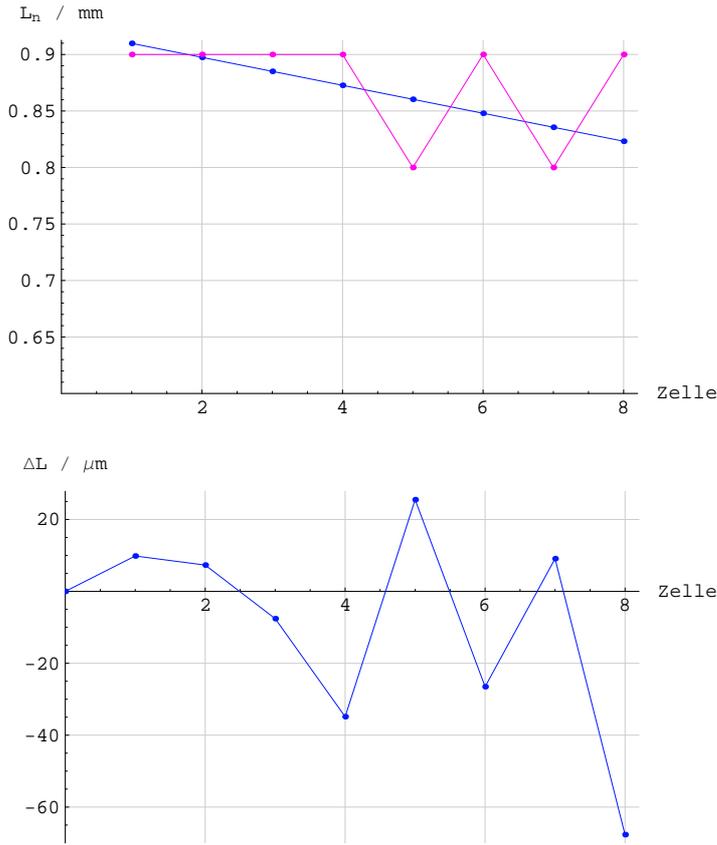


Abbildung 6.7: Oben, die Anpassung der Zelllängen  $L_n$  an die reduzierte Teilchengeschwindigkeit (blau: kontinuierlich, rot: unter der Zwangsbedingung des Gitterabstandes von  $100 \mu\text{m}$ ). Unten, die Differenz zwischen der synchronen Länge und der entsprechenden Resonatorlänge.

haben soll. Da  $z_{syn}$  die Länge ab dem Resonatoranfang ist, entspricht das einem Aufsummieren der Zelllängen:

$$\sum_{i=0}^n L_{i,opt} = z_{syn}(t_0 + \frac{nT}{2}) = \frac{c \beta_0 n T}{2} \left( 1 - \frac{\beta_1 n T}{\beta_0 4} \right). \quad (6.35)$$

Abbildung 6.7 zeigt die einzelnen Zelllängen, zum Einen kontinuierlich getapert ( $L_{n,opt}$ ) und zum Anderen durch die verfügbaren Zelllängen  $\{0,9 \text{ mm und } 0,8 \text{ mm}\}$  angepasst, sowie die Längendifferenz  $\Delta L = z_{syn} - \sum_{i=0}^n L_i$ . Wie gut ist das verwendete Modell? Die Antwort „sehr gut“ liefert das Diagramm 6.8. Dargestellt wurden hier die entsprechenden Kurven aus den Teilchenspuren der PIC-Simulation des Ausgangsresonators.

Über die Wahl  $L_8 = 0,9 \text{ mm}$  kann man streiten - nach Grafik 6.7 wäre  $L_8 = 0,8 \text{ mm}$  günstiger, die Simulationen votieren jedoch für die erstere Wahl (da die Shuntimpedanz höher ist). Auch für einen zehnzelligen Resonator ist diese Wahl günstiger, da die nachfolgenden Zellen mit  $L_9 = L_{10} = 0,8 \text{ mm}$  unter der optimalen Zelllänge liegen. Damit sind die optimalen Zelllängen bekannt:

$$L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = L_6 = L_8 = 0,9 \text{ mm}; \quad L_5 = L_7 = (L_9 = L_{10}) = 0,8 \text{ mm},$$

und der Ausgangsresonator kann aufgebaut und simuliert werden.

Lohnt es sich wegen der verkürzten Zelllängen darüber nachzudenken, zumindest für einige Zellen einen Phasenvorschub von  $360^\circ$  anstelle der  $180^\circ$  zu wählen? Nicht im vorliegenden Fall, dies rentiert sich erst für  $L \leq 0,6 \text{ mm}$  (vergleiche Grafik 6.2).

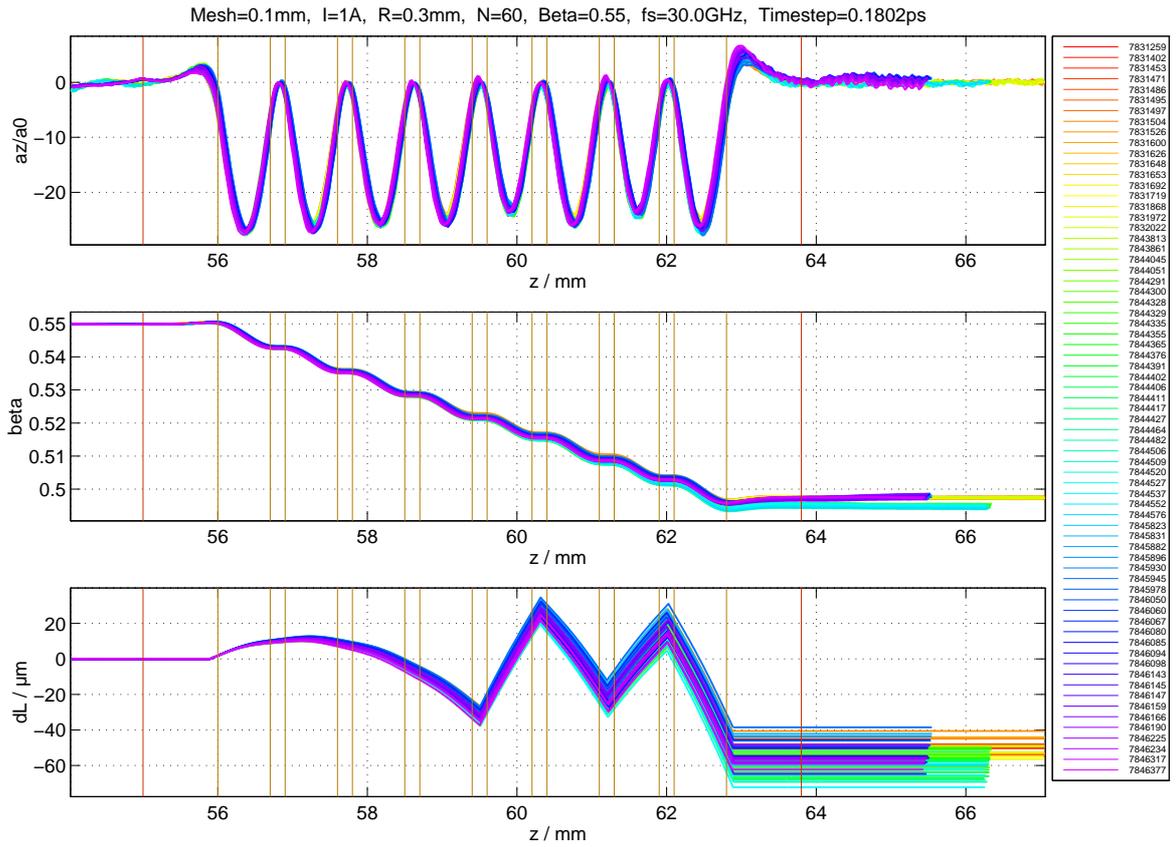


Abbildung 6.8: Aus den Teilchenspuren der PIC-Simulation wurden die normierte Beschleunigung, die normierte Geschwindigkeit und die Differenzlänge  $dL = \Delta L$  entnommen für einige der maximal gebremsten Teilchen.

## 6.4 Modellierung und Simulation des Ausgangsresonators

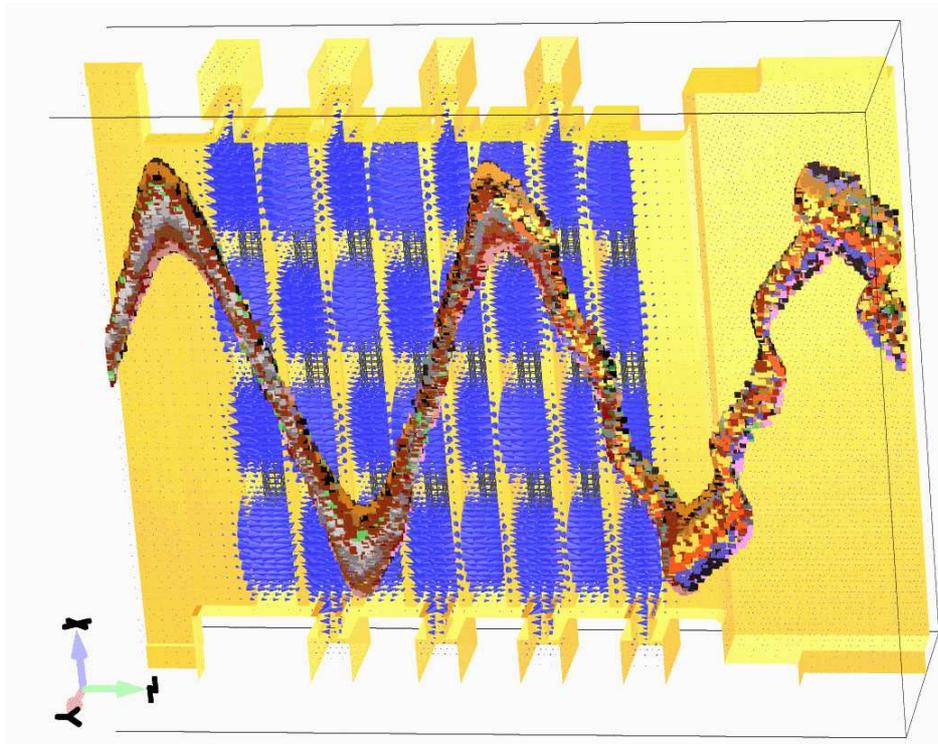


Abbildung 6.9: Der für das Klystron verwendete Ausgangsresonator mit dem anregenden Elektronenstrahl im eingeschwungenen Zustand.

Abbildung 6.9 zeigt den entworfenen Ausgangsresonator. Die Kantenlängen der einzelnen Zellen betragen in  $x$ -Richtung  $x_a = 8,4$  mm und in  $y$ -Richtung  $y_a = 2,8$  mm ( $x_a/y_a = 3,0$ ). Wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, wurden hier in  $z$ -Richtung die Zelllängen  $L = \{0,9; 0,9; 0,9; 0,9; 0,8; 0,9; 0,8; 0,9\}$  mm benutzt. Das Strahlrohr im Resonatorbereich ist in  $y$ -Richtung  $0,6$  mm geöffnet. Für die Auskopplung wurden die Koppellinien so abgestimmt, dass die Kopplung  $\beta = 2,0$  beträgt. Die ausgekoppelte Leistung wird durch Wellenleiter aus dem Klystron geführt. In der Simulation absorbieren eingesetzte Ports diese Leistung völlig. Ein Koppler würde an dieser Stelle in einem praktischen Aufbau die Leistungen aus den einzelnen Zellen kombinieren. In [16] wurden verschiedene Varianten untersucht. Die besten Ergebnisse bei einfacher Geometrie lieferte ein kaskadierter  $Y$ -Koppler (siehe Bild 6.10).

Der Nachteil des mit  $100 \mu\text{m}$  ziemlich groben Gitters macht sich beim Abstimmen der Resonanzfrequenzen und der Koppelfaktoren erneut bemerkbar. Für eine autonome Simulation des Ausgangsresonators ist ein feineres Gitter (z.B.  $50 \mu\text{m}$ ) möglich, da die Resonanzfrequenz jedoch von der Gitterschrittweite abhängt, wäre der entworfene Ausgangsresonator leider nicht für die Gesamtsimulation benutzbar gewesen. Außerdem lägen die Rechenzeiten für das Abstimmen bzw. Erreichen des eingeschwungenen Zustandes bei PIC-Simulationen anstatt im Bereich eines Tages im Bereich von

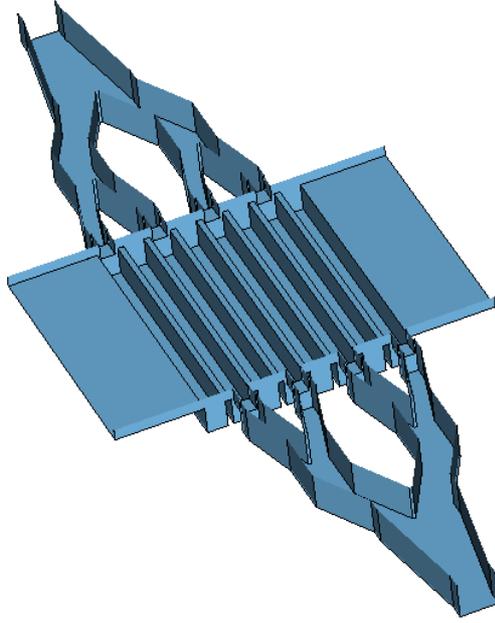


Abbildung 6.10: Der achtzellige Ausgangsresonator mit Koppler, entnommen aus [16, S. 88].

zwei Wochen. Für die Feinabstimmung der Resonanzfrequenz wurden daher wieder Tuning-Klötzchen aus permeablem Material im Bereich starken magnetischen Feldes eingesetzt. Mit ihnen wurden ebenfalls die Resonatorverluste abgestimmt. Die unbelastete Resonatorgüte beträgt  $Q_d = 2005$ , das sind 77,9 % von der idealen  $Q_0$ . Bei einer Auskopplung von  $\beta = 2,0$  ergibt sich eine belastete Güte  $Q_b = 668$ , so dass die Bandbreite des Resonators  $B = 135$  MHz ist und die Resonanzfrequenz von der dreifachen Strahlfrequenz weniger als 13 MHz abweichen sollte. Durch ein leichtes Verstimmen der Frequenzen einzelner Zellen konnte die Leistungsverteilung im Resonator an die optimale nach Gleichung (6.26) angepasst werden. Grafik 6.11 zeigt dafür entlang der Geraden ( $x = x_a/8$ ,  $y = 0$ ,  $z$ ) den Verlauf der elektrischen Feldstärke ( $z$ -Komponente) sowie deren normierten Quadrate. In Zahlen verteilt sich die Verlustleistung auf die einzelnen Zellen in folgendem Verhältnis:

$$\bar{P}_{v,1} : \bar{P}_{v,2} : \bar{P}_{v,3} : \dots : \bar{P}_{v,8} = 1,00 : 0,89 : 0,87 : 0,87 : 0,76 : 0,86 : 0,77 : 0,98 ,$$

die Shuntimpedanzen stehen in folgender Beziehung:

$$\hat{R}_{sh,z,1} : \hat{R}_{sh,z,2} : \hat{R}_{sh,z,3} : \dots : \hat{R}_{sh,z,8} = 1,00 : 0,86 : 0,86 : 0,86 : 0,76 : 0,86 : 0,76 : 1,00 .$$

Die Abstimmung ist trotz der Taperung sehr gut gelungen (nach einigen Anstrengungen). Diese und weitere Strukturdetails können in Anhang A6.1 in Form einer Tabelle, sowie der GdfidL-Eingabedatei eingesehen werden.

Nach der Konstruktion des Ausgangsresonators können nun die PIC-Simulationen folgen. Als Anregung dient ein Elektronenstrahl, der Simulationen zur Fokussierung entnommen wurde. Die Teilchendaten wurden dafür über eine Strahlperiode an der Anfangsposition des Ausgangsresonators abgespeichert. Für eine autonome Simulation des Ausgangsresonators können diese Daten benutzt werden, um den Elektronenstrahl periodisch neu zu generieren und ihn in die Struktur einzuschießen. Damit lassen sich das Rechenvolumen und die Rechenzeit erheblich reduzieren (um mehr als einen Faktor fünf). Außerdem ist es durch eine einfache Skalierung in  $x$ -Richtung möglich, verschie-

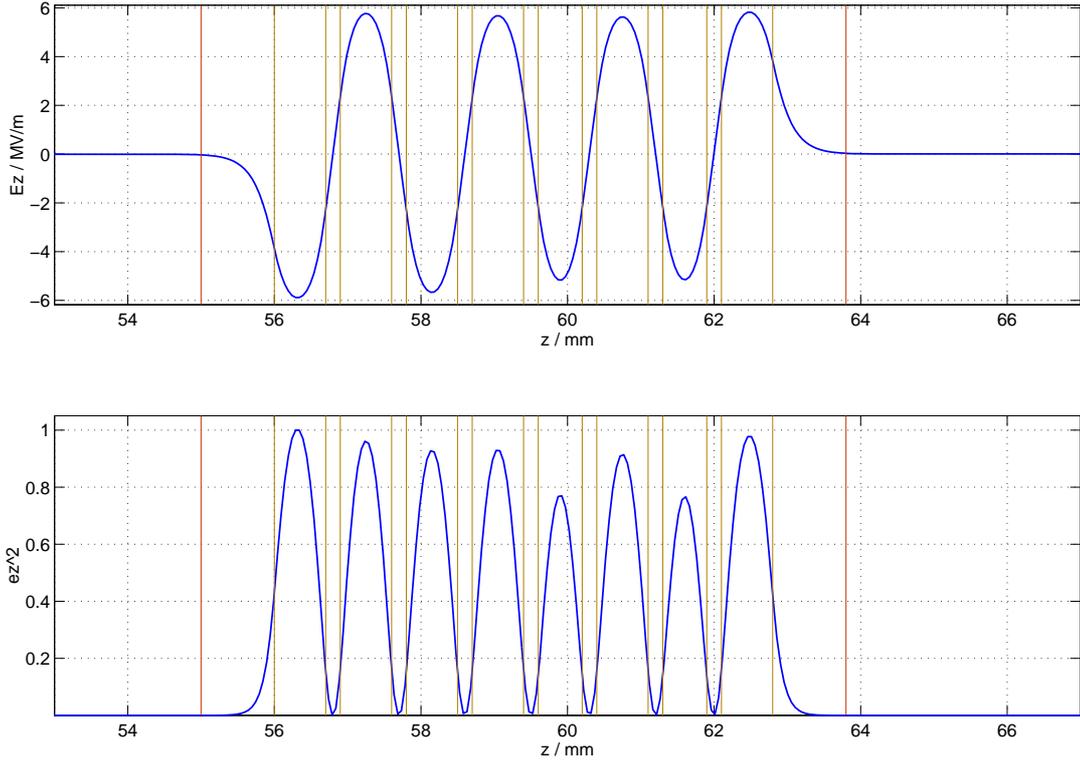


Abbildung 6.11: Oben: der Verlauf der elektrischen Feldstärke ( $z$ -Komponente) bei ( $x = x_a/8$ ,  $y = 0$ ) innerhalb des Ausgangsresonators. Unten: Die Darstellung des normierten Quadrates  $'ez^2' = (E_z(z)/E_0)^2$ . Markiert wurden der Anfang ( $z = 55,0$  mm) und das Ende ( $z = 63,8$  mm) des Ausgangsresonators mit roten Linien sowie die einzelnen Resonatorspalte mit gelben Linien.

dene Strahlauslenkungen  $x_{sa}$  zu untersuchen. Wie sich herausgestellt hat, ist diese Analyse nötig: Es ergibt sich etwa der in Gleichung (6.19) beschriebene Zusammenhang zwischen der Strahlauslenkung und der Spannung im Resonator, jedoch liegt die optimale Strahlauslenkung mit  $x_{saopt} = 3,1$  mm über der analytisch berechneten von 2,8 mm. Woran liegt das? Die reale Strahlform weicht vor allem im Bereich der Auslenkungsextrema von der für die analytische Abschätzung verwendeten deutlich ab. Durch den dort wesentlich breiteren Strahl geben die entsprechenden Elektronen in der Summe weniger Leistung ab. Die Strahlflanken wurden im Gegensatz dazu relativ dünn gehalten, so dass die dortigen Ladungen einen großen Anteil an der in den Resonator eingespeisten Leistung haben. Die sich bei der Optimierung dieser Leistung ergebende Vergrößerung der Strahlauslenkung begünstigt die Leistungsabgabe im Bereich der Strahlflanken bei einer geringfügigen Reduktion der Leistungsabgabe im Bereich der Auslenkungsextrema.

Bevor die Simulationsergebnisse präsentiert werden, sei ein noch ein sehr hilfreicher Trick erwähnt, mit dem man die Ablenkung der Teilchen direkt ablesen kann: Beim Einschuss der Elektronen in den Ausgangsresonator kann man die  $z$ -Geschwindigkeiten aller Teilchen auf  $v_0 = \beta_0 c$  setzen, ohne dass sich dadurch die Ergebnisse  $(\bar{P}_{in}, \bar{P}_v, \bar{P}_{out})$  merklich ändern.

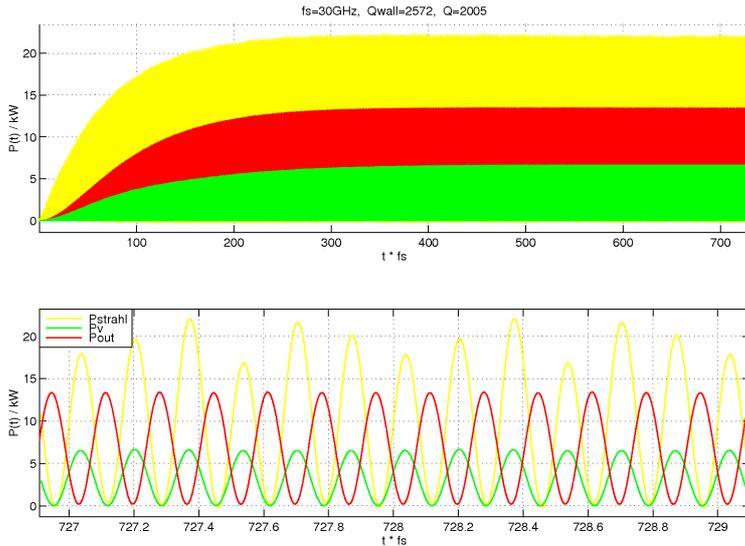


Abbildung 6.12: Das Einschwingen des Ausgangsresonators. 'Pbeam' bezeichnet die vom Strahl abgegebene, 'Pout' die ausgekoppelte Leistung und 'Pv' die Verlustleistung im Resonator. Aus dem oberen Diagramm wurde ein Ausschnitt entnommen und im unteren vergrößert dargestellt.

Diagramm 6.12 stellt das Aufladen des Ausgangsresonators dar. Im eingeschwungenen Zustand beträgt die Ausgangsleistung  $\overline{P}_{out} \approx 6,7$  kW, die Verlustleistung  $\overline{P}_v \approx 3,3$  kW und die vom Strahl eingespeiste Leistung  $\overline{P}_{in} \approx 10,0$  kW. Man erkennt eine deutliche Zeitabhängigkeit der vom Strahl abgegeben Leistung. Sie ist besonders hoch, wenn sich gerade drei Auslenkungsextrema des Strahles im Resonator befinden. In Grafik 6.13 wurden die Verlustleistungen für jede Zelle aufgeschlüsselt. Sie werden durch die Shuntimpedanzen, aber auch durch die Phasenbeziehungen zwischen den elektrischen Feldern und dem Elektronenstrahl sowie der Strahlform und der Teilchengeschwindigkeit bestimmt. Die letzteren beiden Charakteristika führen zu einem generellen Abfall der Leistung in den letzten Zellen. Die Phasenbeziehungen bedingen die minimalen zeitlichen Versetzungen der Leistungsextrema - bei ungünstig getaperten Resonatoren, sowie beim Einschwingen sind sie deutlich stärker ausgeprägt. Wieso stehen die Verlustleistungen nicht in dem oben erörterten Verhältnis? Zum Einen wurden

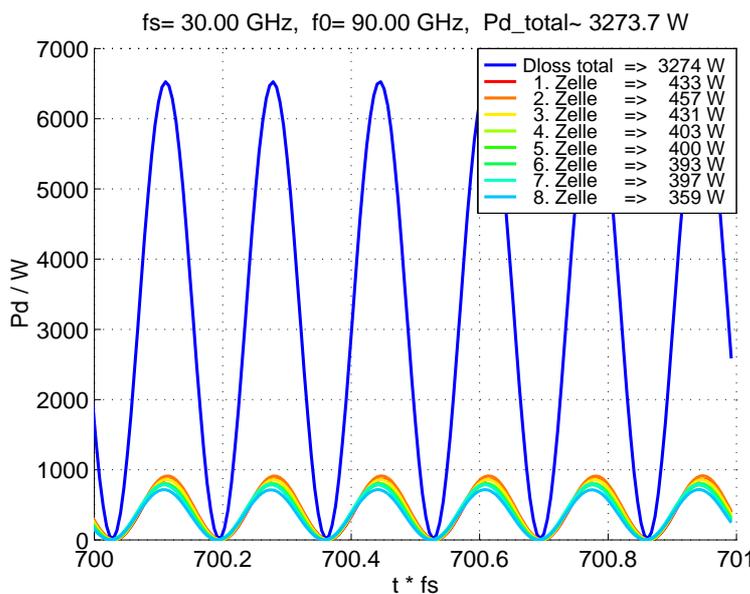


Abbildung 6.13: Die gesamte Verlustleistung und ihre Anteile in jeder Resonatorzelle.

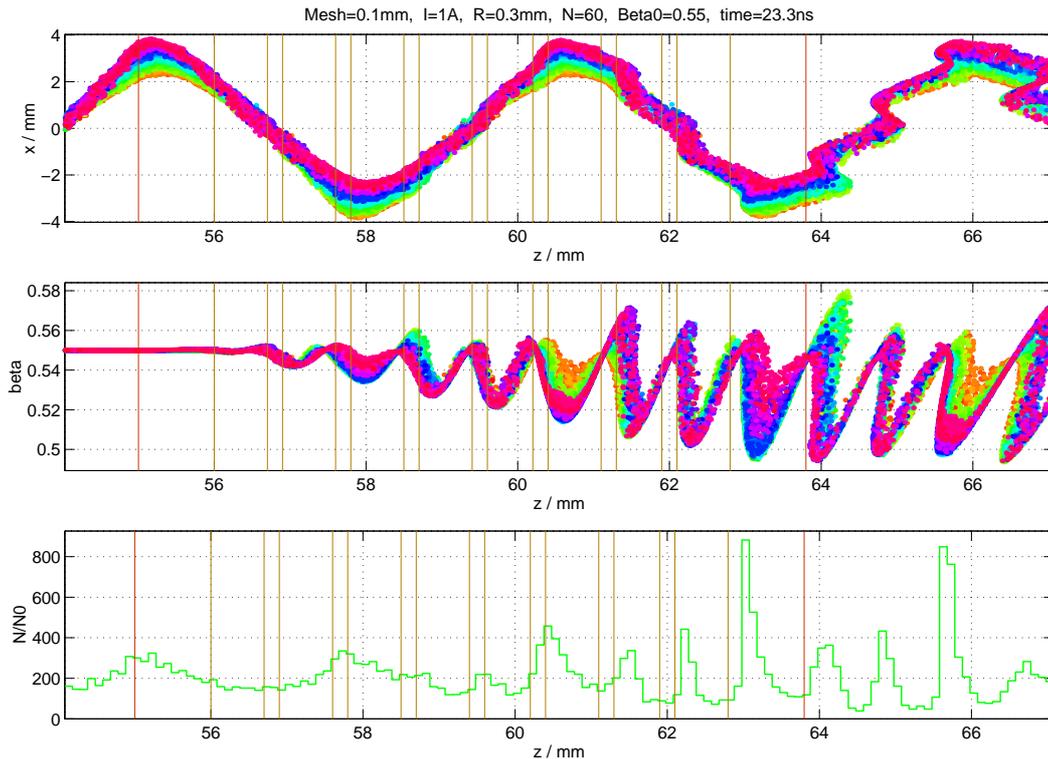


Abbildung 6.14: Die  $x$ -Position, die normierte Teilchengeschwindigkeit in  $z$ -Richtung und die Teilchendichte, aufgetragen über der  $z$ -Position im eingeschwungenen Zustand als Momentaufnahme.

hier die Verluste durch die schmalen Tuning-Klötzchen simuliert (oben Wandverluste), so dass die Verluste in den Randzellen unterschätzt und in den kurzen Zellen überschätzt werden. Zum Anderen ändert sich die Strahlform in den letzten Zellen erheblich.

Es folgt in Abbildung 6.14 eine Zusammenstellung der Strahl Daten, die GdfidL nach 700 Perioden (zu einem festen Zeitpunkt) entnommen wurden. Aus dem Vergleich der  $x$ -Position und der Teilchengeschwindigkeit in  $z$ -Richtung lässt sich erkennen, welche Elektronen gebremst und welche beschleunigt werden. Schon nach einem kurzen Driften sind die Geschwindigkeitsunterschiede in Form einer spürbaren Strahldeformation ersichtlich. Man erkennt die Wirkung des  $TM_{410}$ -Modes, dessen E-Feld-Extrema bei  $x = \pm 1,05$  mm und  $x = \pm 3,15$  mm liegen. Die dort maximal gebremsten Teilchen verlieren sehr gleichmäßig ihre Geschwindigkeit über den Resonatorbereich, was den linearen Ansatz von  $\beta(z)$  für das Tapern erneut bestätigt. Einige wenige Teilchen treten im falschen Moment in den Resonator ein und werden beschleunigt. Dadurch treffen sie noch früher in der folgenden Zelle ein und werden noch stärker beschleunigt. Innerhalb des achtzelligen Resonators erreichen so einige Teilchen einen Versatz gegenüber den synchronen Teilchen von bis zu 0,45 mm. Die langsamsten Teilchen bewegen sich nach dem Resonator mit einer normierten Geschwindigkeit  $\beta \approx 0,49$  ( $U_0 = 74$  kV), so dass ein einfacher Depressed Collector problemlos 65 - 70 kW an Strahlleistung zurückgewinnen kann.

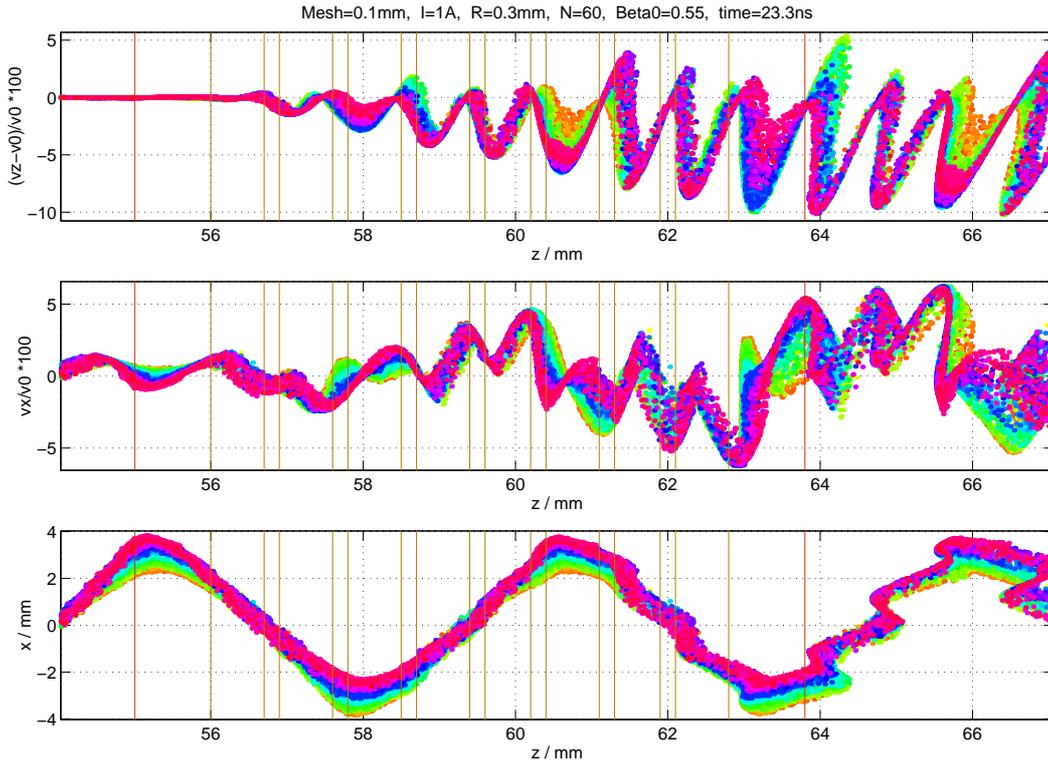


Abbildung 6.15: Die relative Geschwindigkeitsabweichung von  $v_0$ , die auf  $v_0$  normierte Teilchengeschwindigkeit in  $x$ -Richtung sowie die  $x$ -Position, aufgetragen über der  $z$ -Position.

Grafik 6.15 präsentiert die Teilchengeschwindigkeit in  $x$ -Richtung. Die Kurven  $x(z)$  und  $(v_z(z) - v_0)/v_0$  wurden zur Vereinfachung beim Orientieren erneut gezeichnet. Eine Ablenkung in  $x$ -Richtung erfolgt durch die magnetischen Felder im Resonator. Sie ist mit  $\alpha_x \approx 6,0\%$  trotz 3,3 kW Verlustleistung und trotz des achtzelligen Resonators eher gering, gemessen an dem Ablenkvermögen der Ablenkeinheit. Wollte man die hier abgelenkten Teilchen (um  $x = 0$  und  $x = \pm 2,1$  mm), die nahezu ungebremst den Resonator passieren, in einem der Extrema des elektrischen Feldes bremsen, so wird ein Versatz in  $x$ -Richtung von 1.05 mm benötigt. Bei  $v_x/v_0 = 6\%$  sind dazu 17,5 mm Driftstrecke notwendig. Beachtet man die Strahlverformung auf Grund der stark unterschiedlichen Teilchengeschwindigkeiten in  $z$ -Richtung, dann wird schnell klar, dass nach 17 mm nicht mehr viel von der gewünschten sinusförmigen Strahlform  $x(z)$  erhalten bleibt.

Die  $y$ -Dynamik wird in Bild 6.16 gezeigt. Für eine hohe Shuntimpedanz war es notwendig, das Strahlrohr im Resonatorbereich so dünn wie möglich zu dimensionieren. Im vorliegenden Fall sind das 0,6 mm, und eine Strahldicke in  $y$ -Richtung von höchstens 0,4 mm ist erwünscht. Die roten und grünen Hilfslinien markieren diese Werte und zeigen, dass die Grenzen eingehalten wurden. Die  $y$ -Strahlbreite wird durch zwei Effekte dominiert: Zum Einen durch die starke Wiggler-Fokussierung mit dem Fokus in der Resonatormitte<sup>13</sup> und zum Anderen durch die  $y$ -Komponenten der elektrischen Felder,

<sup>13</sup>Das Durchkreuzen des vorliegenden Strahles in  $y$ -Richtung ist kein numerischer Unfug sondern möglich, wenn die Elektronen an der Strahlaußenseite eine Geschwindigkeit  $v_y/v_0 \geq 2,0\%$  besitzen, wie in Kapitel 5 gezeigt wurde.

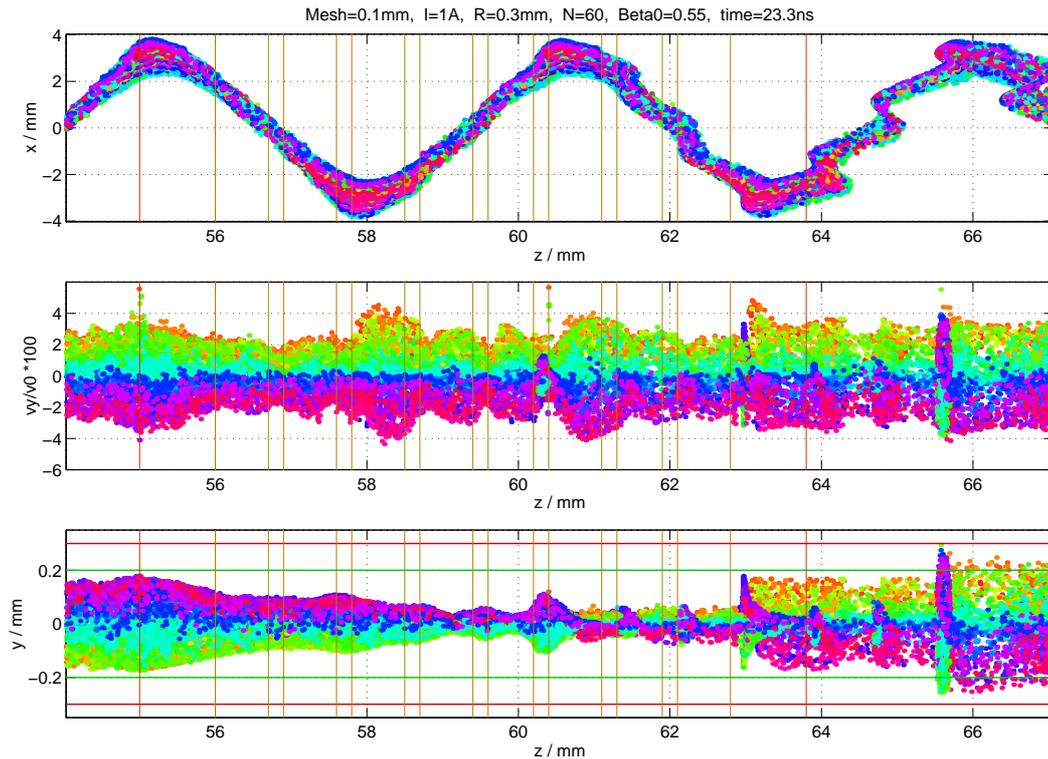


Abbildung 6.16: Die  $x$ -Position, die auf  $v_0$  normierte Teilchengeschwindigkeit in  $y$ -Richtung und die  $y$ -Position als Funktionen von  $z$ .

die einige Elektronen beim Ein- und Austritt in jeder Resonatorzelle defokussieren und so den Strahl lokal aufreißen (bei  $z = 63,0$  mm,  $z = 63,9$  mm,  $z = 64,8$  mm und  $z = 65,7$  mm). Im Diagramm der normierten  $y$ -Geschwindigkeit sind einige Ausreißer zu erkennen. Sie sind durch den verwendeten Teilcheneinschuss bedingt und treten bei Simulationen des gesamten Klystrons nicht auf.

Wegen des mit 0,1 mm ziemlich groben Gitters ist vor allem die  $y$ -Dynamik bei einem praktischen Aufbau zu kontrollieren. Wenn sich die Rechenleistung in der Zukunft gesteigert hat, ist eine Überprüfung mit einem feineren Gitter ratsam. Wegen dieser Unsicherheit wurde für das endgültige Klystrondesign nur der achtzellige Resonator verwendet, ein zehnzelliger, der 8,1 kW Ausgangsleistung lieferte, wurde verworfen.

Zum Abschluss dieses Kapitels soll noch ein Highlight präsentiert werden: Die Trajektorien einiger ausgewählter Teilchen beim Durchgang durch den Ausgangsresonator. Diese Analysemöglichkeit hilft ungemein bei der Untersuchung interessanter Phänomene und bei der Kontrolle der Simulationsergebnisse. Die in Abbildung 6.17 markierten, maximal gebremsten Teilchen wurden verfolgt und ihre  $z$ -Dynamik in Diagramm 6.18 enthüllt. Die  $z$ -Beschleunigung weist leicht unterschiedliche lokale Minima auf - wegen der kürzeren Zelllänge sind sie in den Zellen fünf und sieben flacher und umgekehrt bei den Randzellen tiefer. Man erkennt sogar, dass alle ausgewählten Teilchen am Anfang und Ende des Ausgangsresonators durch die weit in das Strahlrohr hineinleckenden Felder leicht beschleunigt werden. Die Abbremsung geschieht vor allem in der Mitte der Zellen, wenn dort das elektrische Feld maximal ist. Die ersten vier Zellen sind

gleich lang, so dass die Differenzen  $\Delta L$  zu den synchronen Teilchen durch die Teilchengeschwindigkeiten bestimmt werden. Die Zelllänge  $L = 0,9$  mm ist in der ersten Zelle kürzer als die synchrone Länge  $L_{syn}$ . Diese Situation ändert sich jedoch ab der Mitte der zweiten Zelle. Der erreichte Versatz ist nach der vierten Zelle so groß, dass er durch eine Taperung der fünften Zelle auf  $L = 0,8$  mm kompensiert werden muss. Für das Beibehalten von  $L = 0,8$  mm bewegen sich die Elektronen in der sechsten Zelle noch zu schnell, so dass die Länge erneut auf  $L = 0,9$  mm gehoben wird. Diese Prozedur wird für die beiden letzten Zellen wiederholt, so dass eine hinreichende Synchronität über den gesamten Resonator gewährleistet ist. Bei einem zehnzelligen Resonator sollten die folgenden Zellen eine Länge von  $L = 0,8$  mm besitzen. In der  $y$ -Dynamik (nicht dargestellt) kompensieren sich fokussierende und defokussierende Kräfte an den Zellanfängen und Zellenden, so dass die ausgewählten Teilchen in  $y$ -Richtung nahezu geradlinig durch den Resonator laufen.

Interessante Kurven ergeben sich für die beschleunigten Teilchen. Sie wurden in Bild 6.19 markiert, verfolgt und in Diagramm 6.20 bezüglich ihrer  $z$ -Dynamik analysiert. Man kann zwei Klassen unterscheiden: Die Teilchen, die sich an der „Strahlvorderseite“ befinden, d.h. zu früh in die Zellen einlaufen und deshalb beschleunigt werden, und die an der „Strahlrückseite“, also jene Teilchen, die zu spät einkehren und daher beschleunigt werden (violette Kurven). Sie laufen durch ihren Geschwindigkeitsüberschuss nach einer gewissen Driftstrecke in Regionen, in denen sie ebenfalls gebremst werden. Diese Driftstrecke ist jedoch länger als der achtzellige Resonator, so dass diese Teilchen mit einer leicht erhöhten Geschwindigkeit den Resonator verlassen. Im Gegensatz dazu, schaukelt sich der Versatz und der damit verbundene Geschwindigkeitsgewinn bei den Vertretern der ersten Klasse auf. So erlangen die schnellsten Elektronen eine normierte Endgeschwindigkeit von fast 0,58 ( $U_0 = 117$  kV).

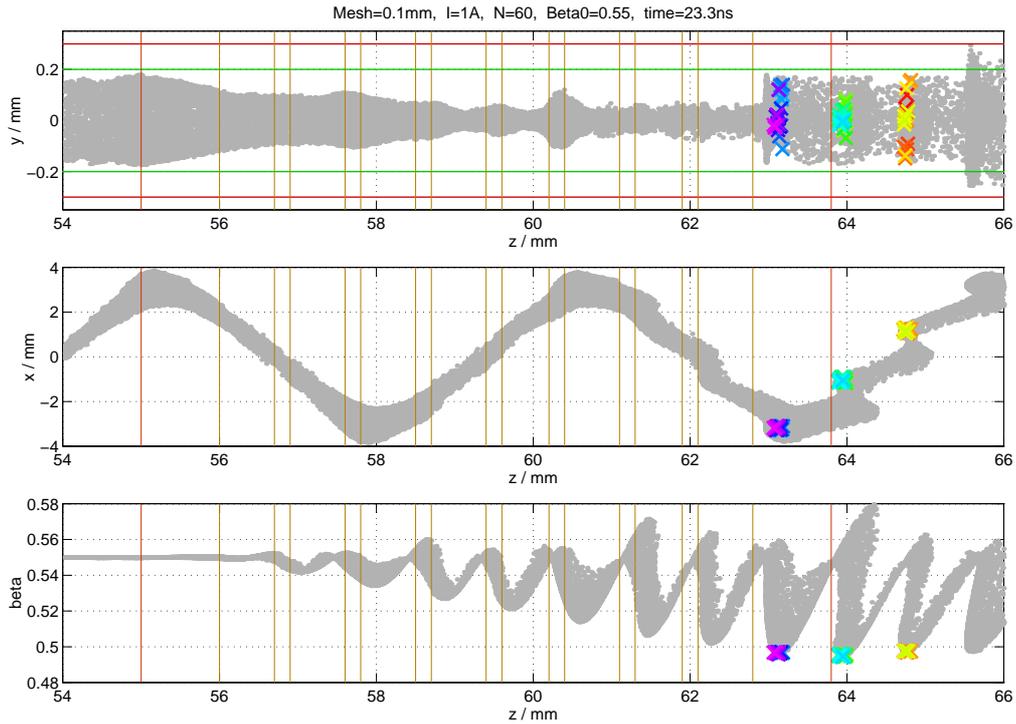


Abbildung 6.17: Markiert wurden einige der maximal gebremsten Teilchen. Sie werden auf ihrem Weg durch den Ausgangsresonator genau untersucht, siehe Bild 6.18.

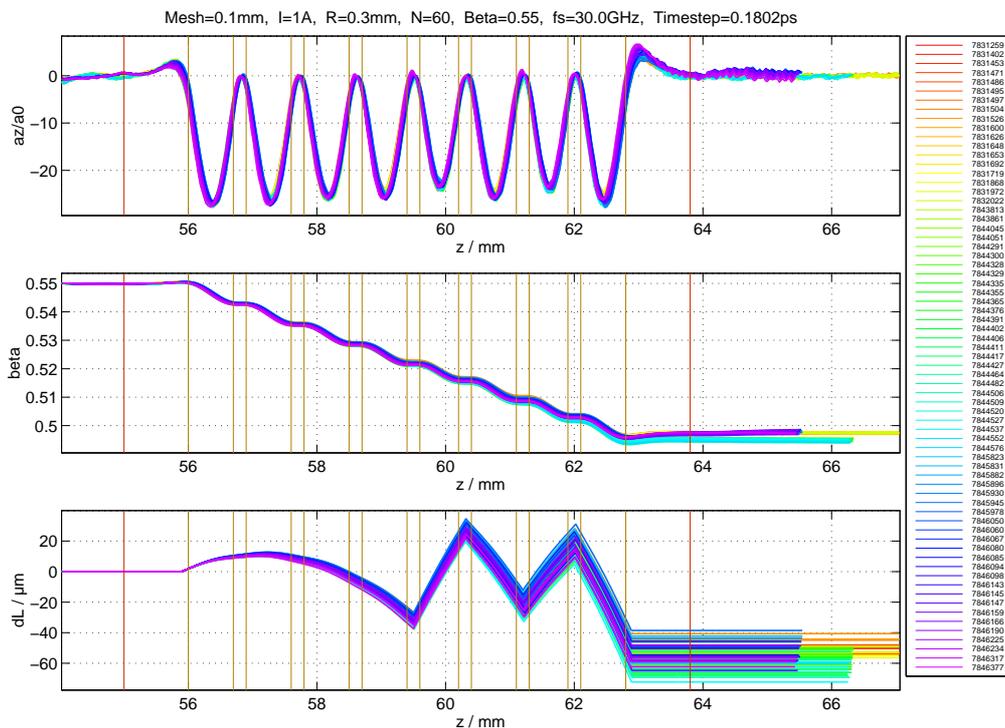


Abbildung 6.18: Die in Bild 6.17 ausgewählten Partikel wurden bezüglich ihrer normierten Beschleunigungen und Geschwindigkeiten in  $z$ -Richtung, sowie ihrer Differenzlängen zu den synchronen Teilchen analysiert.

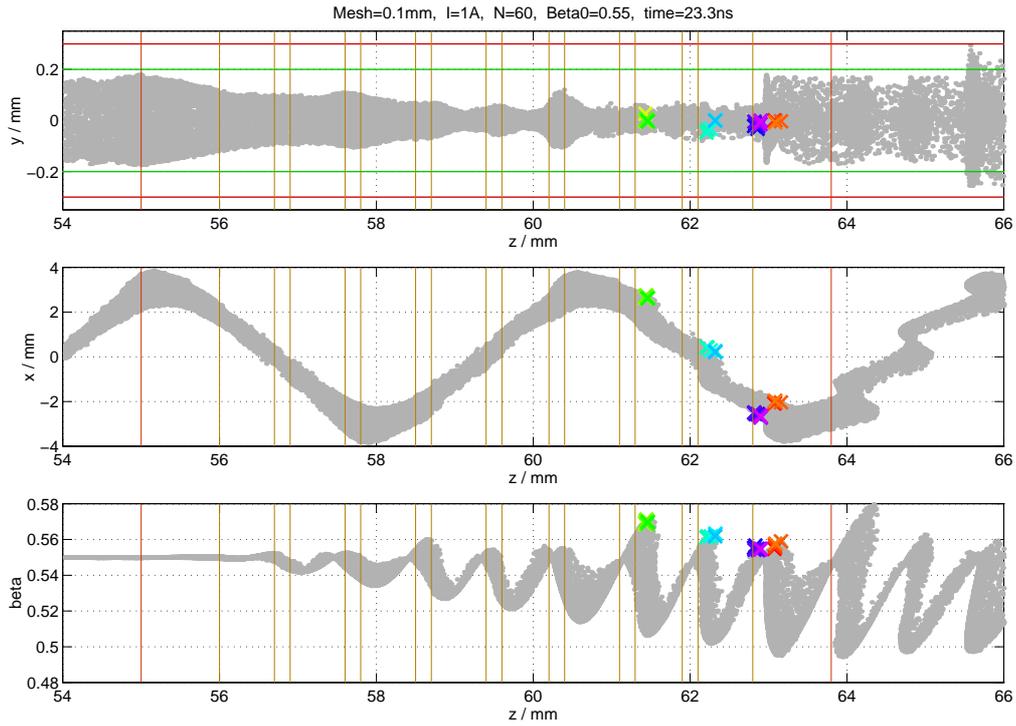


Abbildung 6.19: Markiert wurden einige der beschleunigten Teilchen. Sie werden in Bild 6.20 genau untersucht.

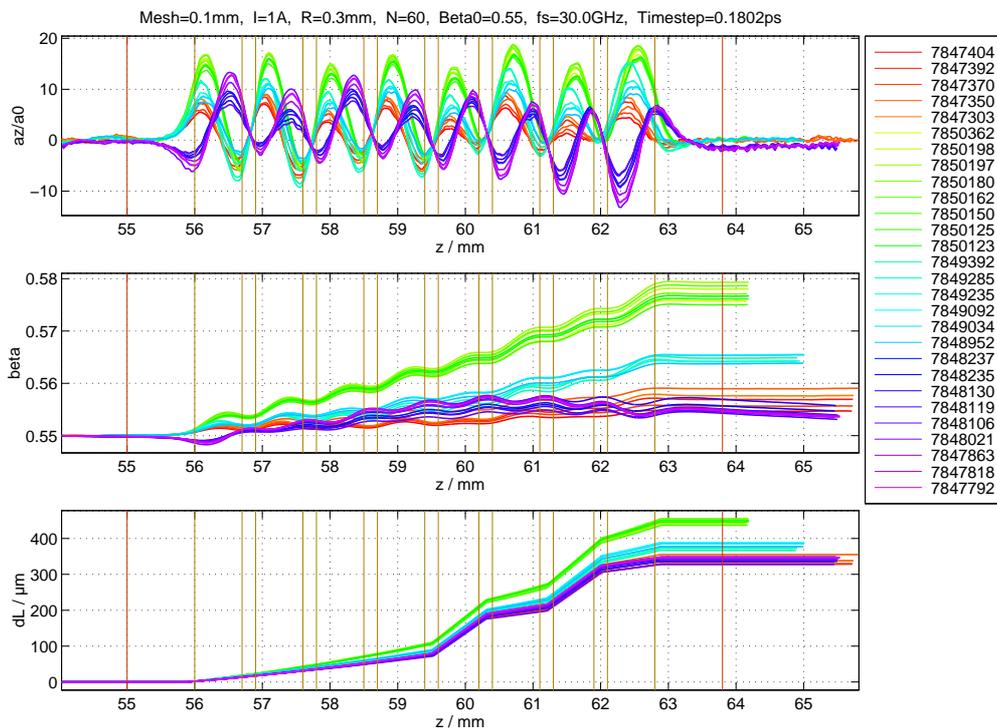


Abbildung 6.20: Die in Bild 6.19 ausgewählten Partikel wurden bezüglich ihrer normierten Beschleunigungen und Geschwindigkeiten in  $z$ -Richtung, sowie ihrer Differenzlängen zu den synchronen Teilchen ausgewertet.

# 7 Simulation des gesamten Klystrontwurfs

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Simulation des aus allen entworfenen Strukturen zusammengesetzten Klystrons von der ersten Fokussierungslinse bis zum Ausgangsresonator. Abbildung 7.3 zeigt das Klystron samt Elektronenstrahl im eingeschwungenen Zustand. Die Eingangsleistung beträgt 17,8 W bei 30 GHz, die Ausgangsleistung 6,3 kW bei 90 GHz und die Verstärkung demnach 25,5 dB bei einer Frequenzverdrehung. Von der Eingangsleistung werden 12,0 W für die Strahlmodulation (Beam-loading) genutzt, die restlichen 5,8 W werden als Verluste in Wärme umgesetzt. Die Verlustleistung des Idlers ist etwa 290 W, die des Ausgangsresonators 3,1 kW. Der elektronische Wirkungsgrad, das Verhältnis aus der dem Strahl entzogenen zur ursprünglichen Leistung ist  $\eta_{conv} = 9,4 \%$  und der totale Wirkungsgrad beträgt  $\eta_{tot} = 6,3 \%$ .

Die Simulationsergebnisse für den Eingangsresonator und den Idler unterscheiden sich nicht von denen der bereits durchgeführten Berechnungen, da alle Parameter identisch sind. Im Gegensatz dazu erblickt der Ausgangsresonator erst nach etwa 400 Perioden einen Elektronenstrahl, dessen Auslenkung der bisher verwendeten ähnelt. Demzufolge verzögert sich der Aufladvorgang (siehe Abbildung 7.1). Auch die Ausgangsleistung von 6,3 kW unterscheidet sich leicht von derjenigen bisheriger Simulationen (6,7 kW), bedingt durch eine geringfügig veränderte Strahlform. In den Diagrammen 7.4 bis 7.6 ist die Teilchendynamik des Elektronenstrahles in  $x$ ,  $y$  und  $z$ -Richtung aufgeschlüsselt. Markiert wurden die  $z$ -Positionen aller Strukturen: der Eingangslinse, des

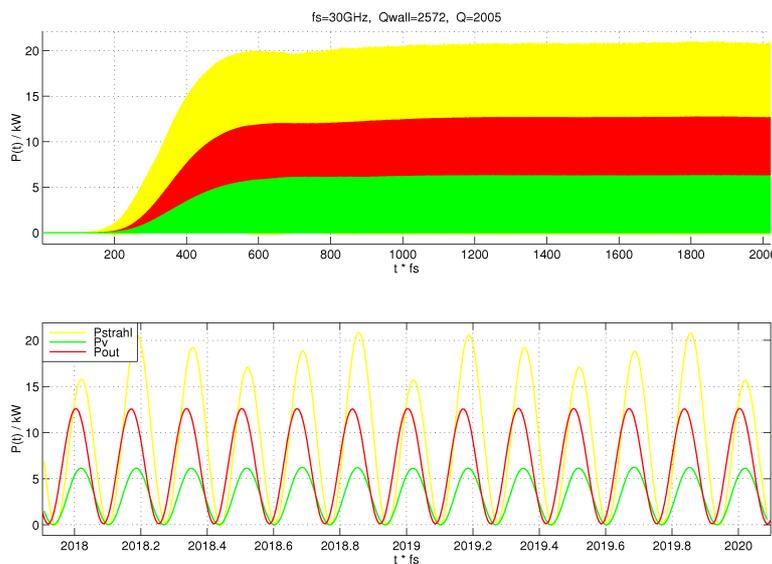


Abbildung 7.1: Das Aufladen des Ausgangsresonators bei der Simulation des gesamten Klystrons.

Eingangsr resonators, der zweiten Linse, des Idlers, des Quadrupols zur  $y$ -Fokussierung, des Quadrupols zur  $x$ -Fokussierung, des Wiggers und des Ausgangsr resonators. Bei den magnetostatischen Elementen wurden die Ränder der Permanentmagnete schwarz gezeichnet, die Außenkanten der Polschuhe blau und die Mittelpunktspitionen der Strukturen grün. Für den Eingangsr resonator und den Idler wurden jeweils die Anfänge bzw. Enden rot markiert und die Positionen der seitlichen Einschnürungen orange. Beim Ausgangsr resonator wurden ebenfalls Anfang und Ende rot gekennzeichnet sowie die Spalte der einzelnen Resonatorzellen orange.

Nach der erfolgreichen Simulation des entworfenen Klystrons wurde eine Reihe von weiteren Rechnungen durchgeführt, um die Verstärkungskennlinie aufzunehmen und mit den analytischen Abschätzungen zu vergleichen. Nach Gleichung (2.12) ist zu erwarten, dass die maximale Strahlauslenkung  $x_{sa}$  proportional zu  $\sqrt{\bar{P}_{in}}$  ist - zumindest für den Eingangsr resonator. Der ausgelenkte Strahl regt den Idler an, und da dessen Shuntimpedanz  $R_{sh,z}$  in  $x$ -Richtung für kleine Auslenkung nahezu linear ansteigt, ist auch ein linearer Zusammenhang zwischen Eingangsleistung und Verlustleistung im Idler abzusehen. Damit sollte die maximale Strahlauslenkung  $x_{sa}$  für das gesamte Klystron ebenfalls proportional zur Wurzel aus der Eingangsleistung sein. Ferner stellt Gleichung (6.18) zusammen mit der Leistungsbilanz des Ausgangsr resonators  $\bar{P}_{out} \sim \bar{U} I$  die Beziehung zwischen der Eingangsleistung und der Ausgangsleistung her:

$$\bar{P}_{out}(\bar{P}_{in}) = P_0 \frac{J_n^2(\chi_{max} (\frac{\bar{P}_{in}}{\bar{P}_{in,0}})^{1/2})}{J_n^2(\chi_{max})} . \quad (7.1)$$

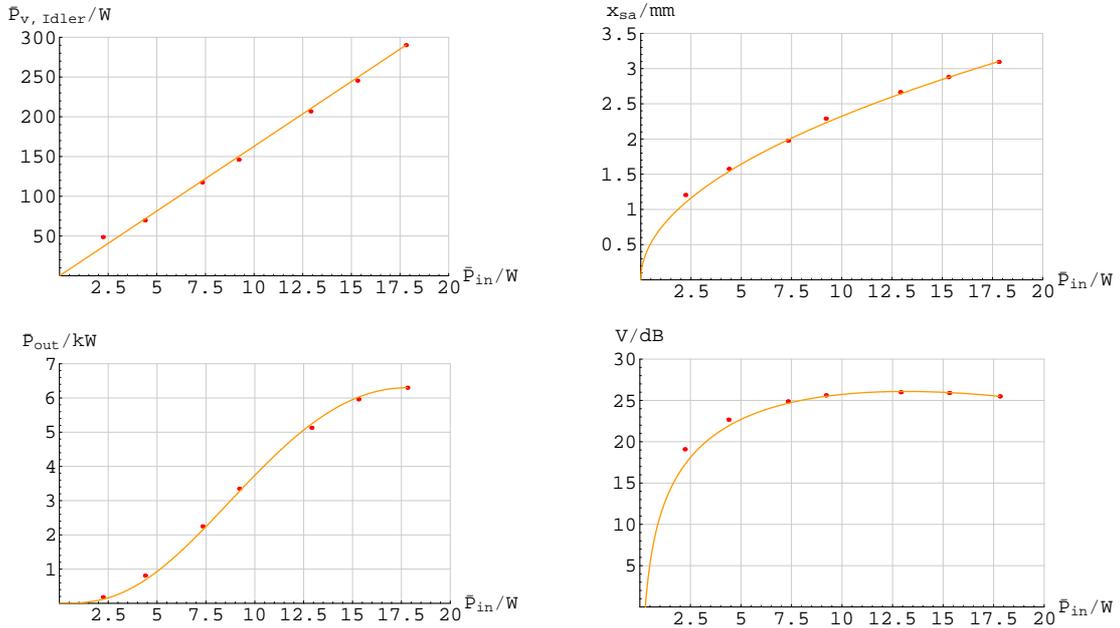


Abbildung 7.2: PIC-Simulationsergebnisse (rote Punkte) im Vergleich zu Resultaten der entwickelten Formeln (orange) zur Abschätzung des dynamischen Verhaltens des Klystrons. Oben, die Verlustleistung im Idler und die maximale Strahlauslenkung  $x_{sa}$  und unten die Ausgangsleistung sowie die Verstärkung, jeweils aufgetragen über der Eingangsleistung.

Wie gut beschreibt diese einfache Formel die reale Dynamik des Klystrons? Um diese Frage zu beantworten, wurden sechs weitere PIC-Simulationen mit verschiedenen Eingangsleistungen durchgeführt. Sechs Wochen später konnten die Ergebnisse mit denen der hier aufgeführten Formeln verglichen werden (siehe Abbildung 7.2). Das Ergebnis überrascht sehr positiv: Die Übereinstimmung ist ausgezeichnet. Dadurch, dass im Gegensatz zum dichte-modulierten Klystron beim trajektorien-modulierten die Modulation nicht gegen die Coulombkräfte arbeitet, treten nichtlineare Effekte nur in minimalem Umfang auf und die hergeleiteten Formeln vermögen die Dynamik überaus präzise zu beschreiben.

In einer weiteren PIC-Simulation wurde verifiziert, ob die bisher verwendete Anzahl von Makropartikeln ausreicht. Dazu wurde die Zahl der in jedem Zeitschritt eingeschossenen Teilchen von 60 auf 120 erhöht. Die erste spürbare Folge war eine Verdopplung der Rechenzeit auf zwei Wochen bei durchgehend voller Rechenleistung! Das Ergebnis versöhnt dafür wieder: Die Ausgangsleistung und die Teilchendynamik stimmen nahezu perfekt mit denen der bisherigen Simulationen überein. Besonders kritisch wurde die  $y$ -Dynamik im Bereich des Ausgangsresonators begutachtet. Auch hier sind die Abweichungen verschwindend gering, wie Bild 7.7 beweist.

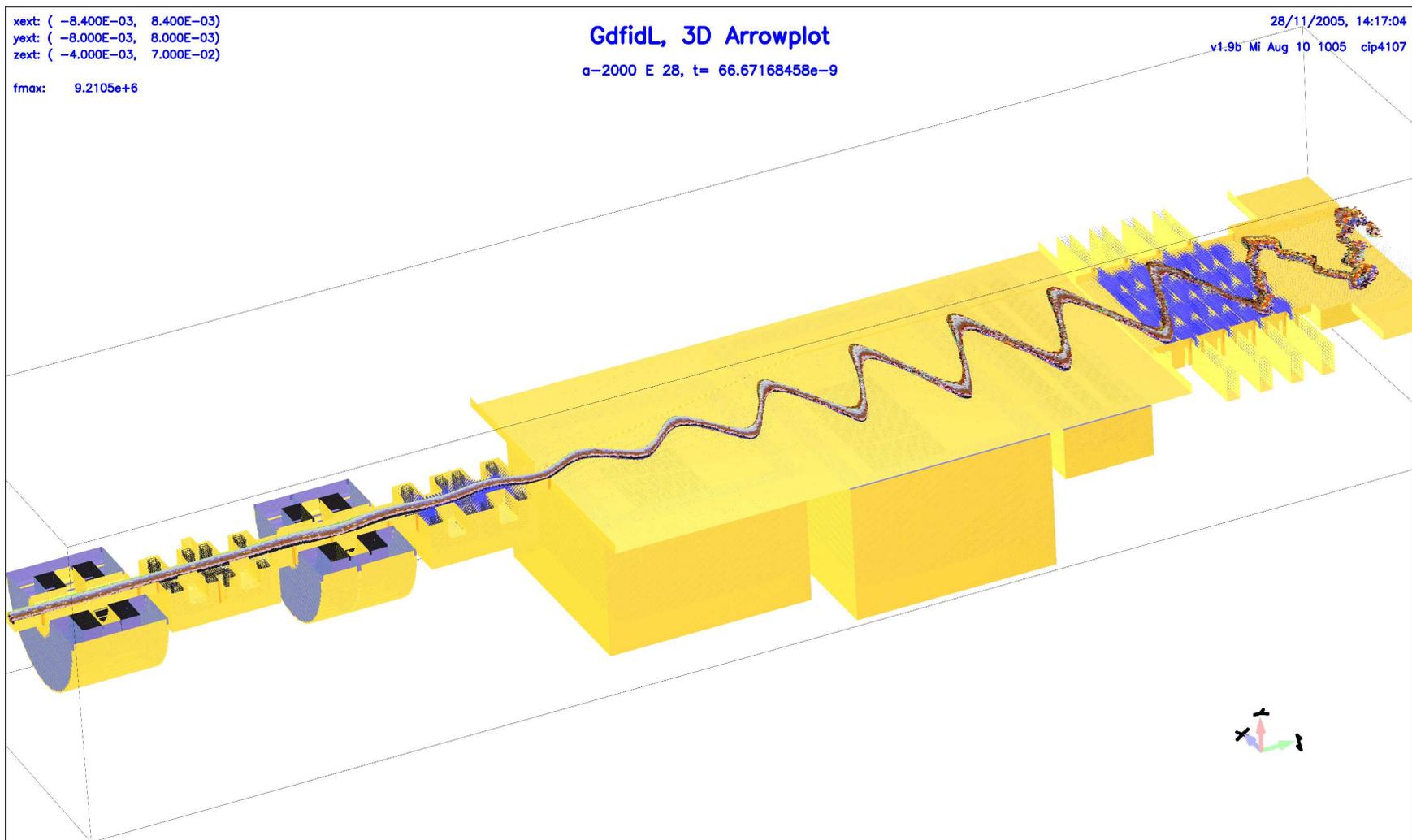


Abbildung 7.3: Das trajektorien-modulierte Klystron mit Elektronenstrahl nach 2000 Perioden.

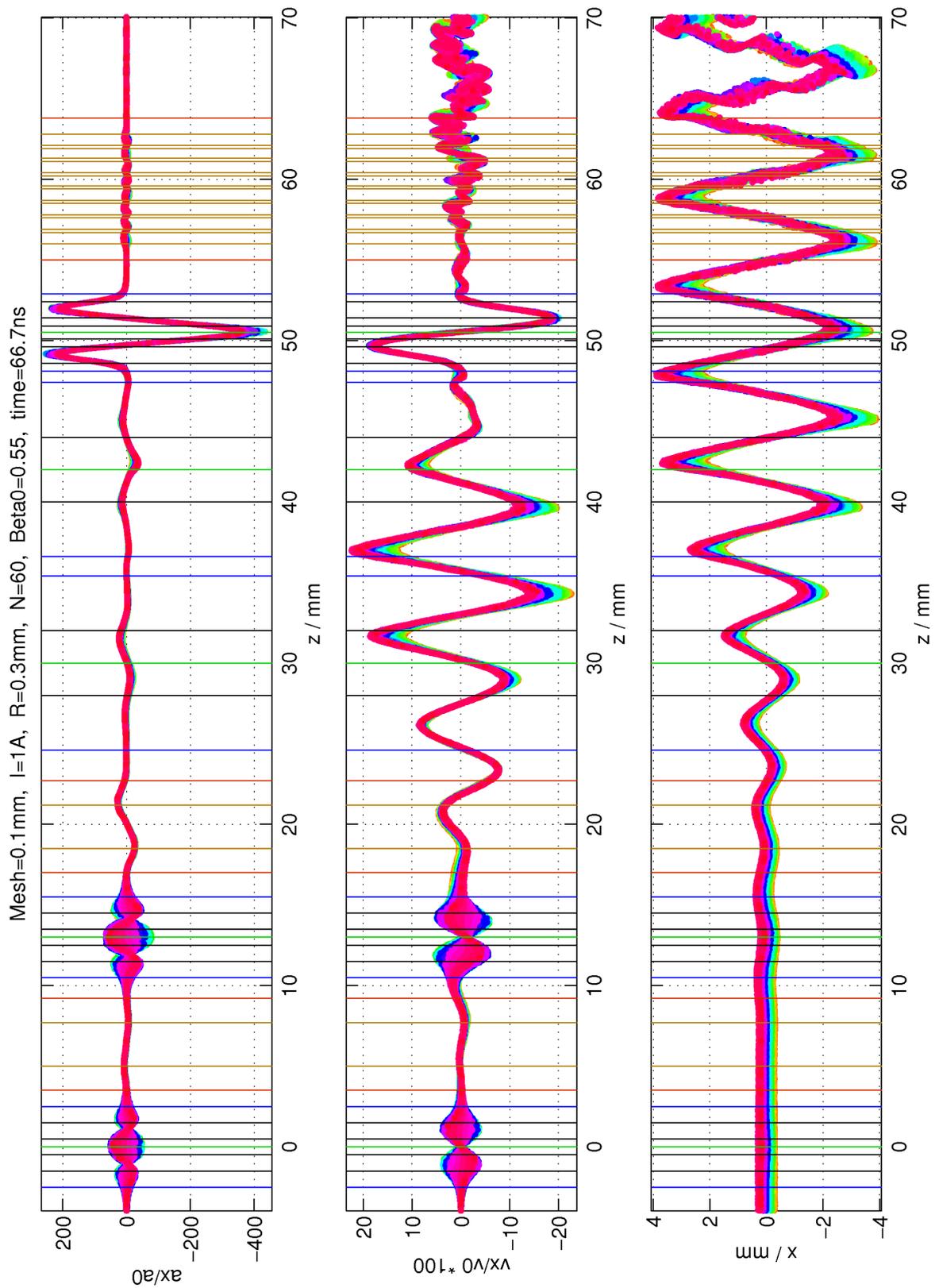


Abbildung 7.4: Die normierte Beschleunigung und Geschwindigkeit sowie die Position in  $x$ -Richtung für den Elektronenstrahl, aufgetragen über der  $z$ -Position nach 2000 Modulationsperioden.

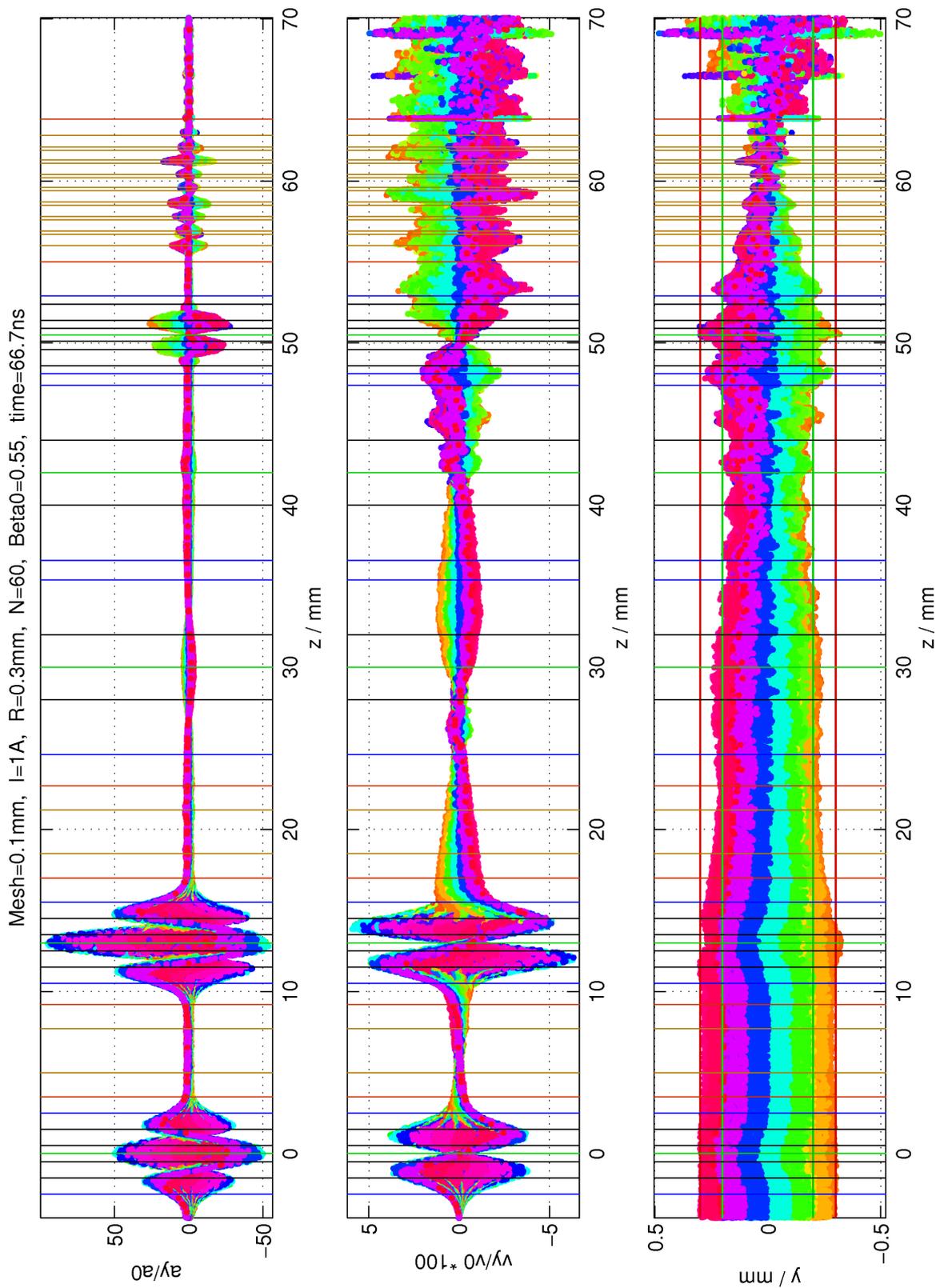


Abbildung 7.5: Die Strahldynamik in  $y$ -Richtung, aufgetragen über der  $z$ -Position nach 2000 Modulationsperioden.

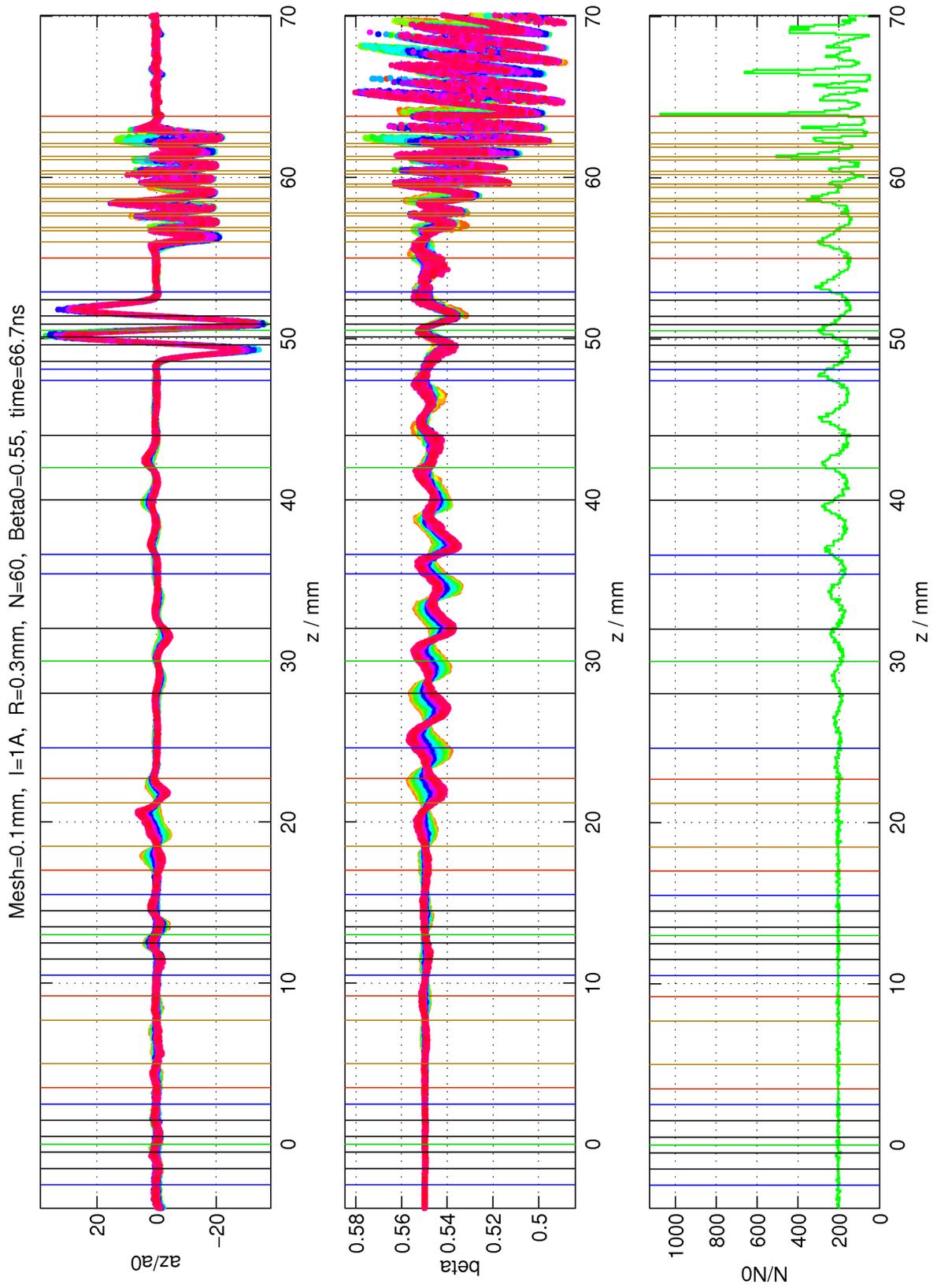


Abbildung 7.6: Die Strahldynamik in  $z$ -Richtung, aufgetragen über der  $z$ -Position nach 2000 Modulationsperioden.

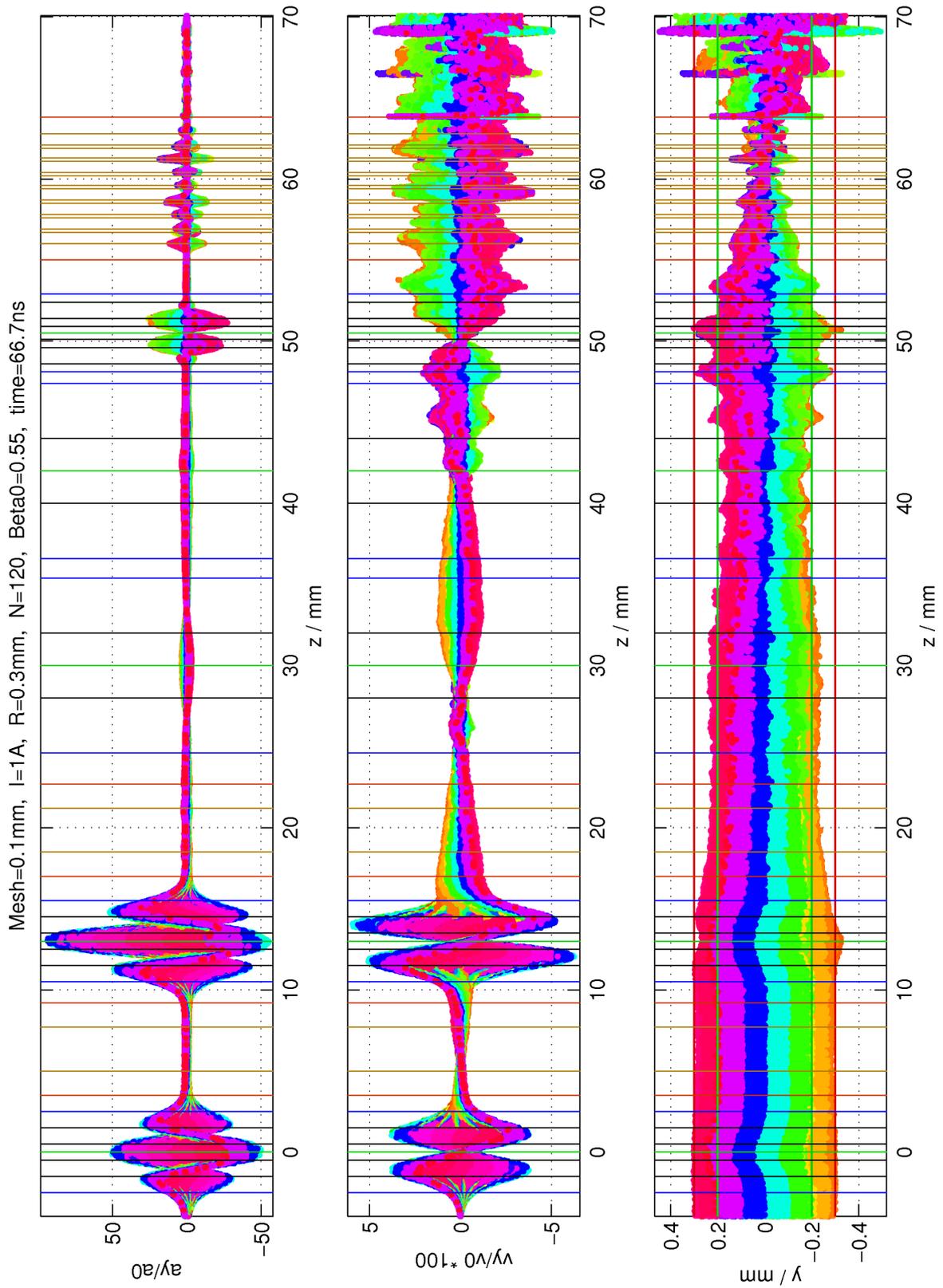


Abbildung 7.7: Die Strahldynamik in  $y$ -Richtung bei einem Einschuss von 120 Teilchen pro Zeitschritt, aufgetragen über der  $z$ -Position nach 2000 Modulationsperioden.

## 8 Depressed Collector

Ein großer Vorteil des trajektorien-modulierten Klystrons im Vergleich zum geschwindigkeits-modulierten ist, dass ein wesentlicher Geschwindigkeitsunterschied der Elektronen ausschließlich durch den Ausgangsresonator hervorgerufen wird. Da dieser aus dem Strahl nur verhältnismäßig wenig Energie auszukoppeln vermag, besitzen alle Teilchen nach ihm noch eine hohe kinetische Restenergie. Diese kann man ihnen zu einem großen Teil durch einen Depressed Collector - im Prinzip eine umgekehrte Elektronenkanone - entziehen. Die einfachste und hier aus dem erwähnten Grund sehr effektive Struktur bildet ein Single-Stage-Depressed Collector: Eine einzige statische Gegenspannung bremst die Elektronen ab. Auf jeden Fall ist dabei zu vermeiden, dass Teilchenreflektionen auftreten. Bei einer Restenergie der langsamsten Elektronen von etwa 74 keV, können als Gegenspannung 65 - 70 kV gewählt werden. Wegen der statischen Felder ist das Design vergleichsweise unproblematisch, es ist nur darauf zu achten, dass die elektrische Feldstärke nicht zu Durchschlägen führt. In derartigen Kollektoren benutzt man typischerweise Feldstärken um 5 MV/m. Zur Demonstration wurde für die folgende Simulation eine Gegenspannung von  $U_g = 71$  kV angesetzt und ein Elektrodenabstand von 14 mm (das ist fast die doppelte Länge des Ausgangsresonators) verwendet. Weitere Strukturdetails sowie die GdfidL-Eingabedatei können in Anhang A8.1 eingesehen werden. In Abbildung 8.1 wird der entworfene Kollektor mit

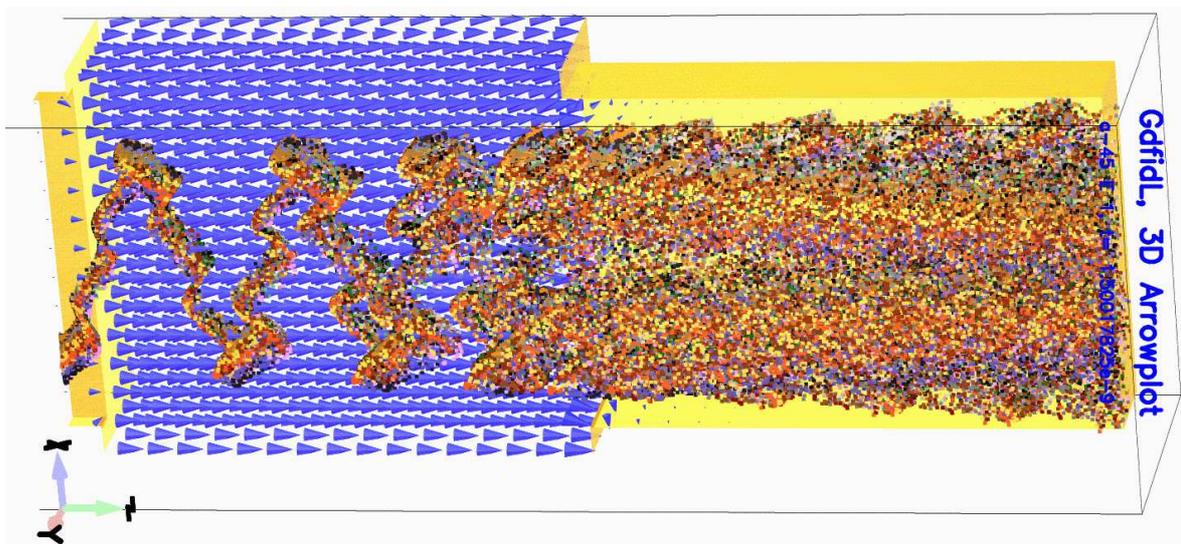


Abbildung 8.1: Der Single-Stage-Depressed Collector gewinnt den größten Teil der überschüssigen Strahlenergie zurück.

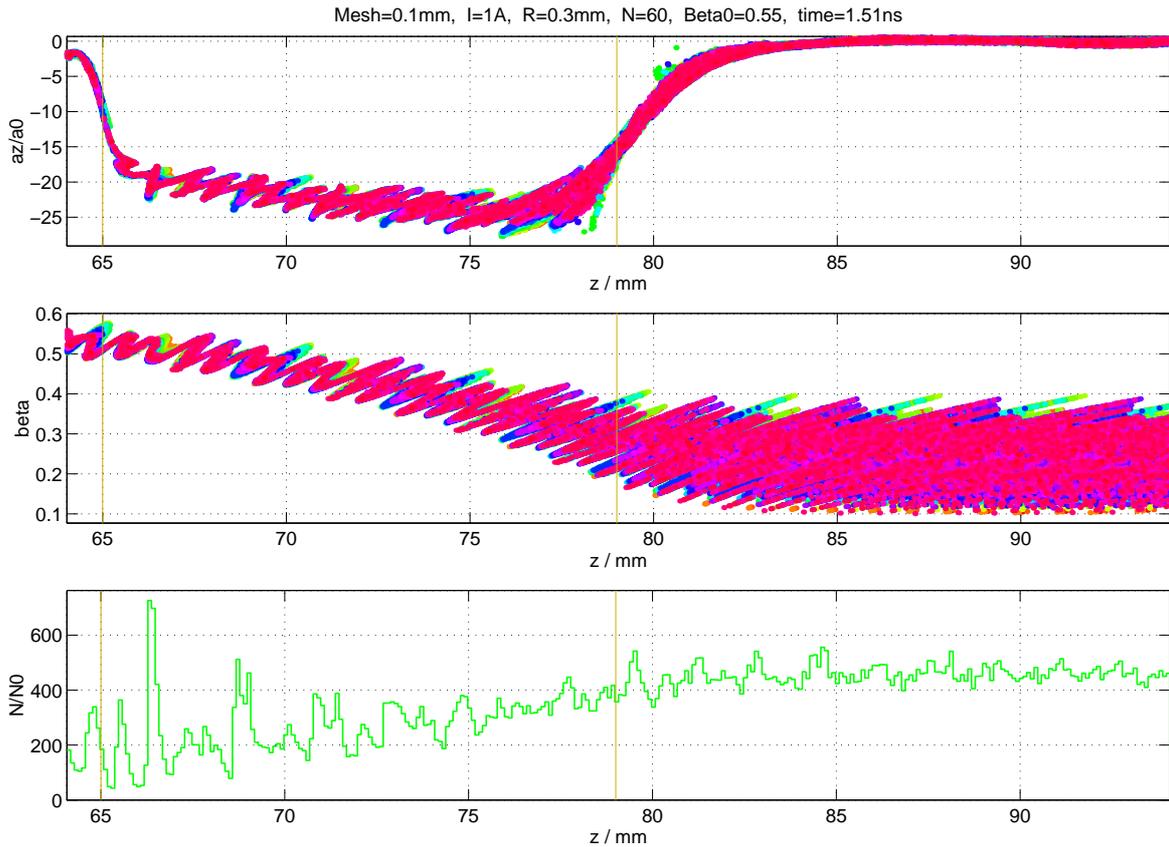


Abbildung 8.2: Die Teilchendynamik in  $z$ -Richtung: Die normierte Beschleunigung, Geschwindigkeit und Teilchendichte, aufgetragen über der  $z$ -Position.

Elektronenstrahl gezeigt, und in Diagramm 8.2 ist die Teilchendynamik in  $z$ -Richtung dargestellt.

Trotz der 71 kV Gegenspannung (70 kV durch den externen Spannungslimitierer und 1 kV über dem Innenwiderstand von 1 k $\Omega$ ) wird kein Teilchen reflektiert. Die langsamsten Elektronen besitzen nach der Abbremsung noch eine kinetische Energie von 3 kV, die schnellsten von etwa 46 kV. Die verbleibende Strahlleistung von 20.3 kW<sup>1</sup> muss ein gewöhnlicher Kollektor absorbieren.

An dieser Stelle kann man über eine weitere Kollektorstufe nachdenken. Der Aufwand eines Multi-Stage-Depressed Collectors ist jedoch erheblich größer, da zwangsläufig einige der Elektronen reflektiert werden. Durch eine dafür optimierte Anordnung von Elektroden muss gewährleistet werden, dass die Elektronen nicht in das Klystron zurückkehren, sondern auf dafür vorgesehenen Absorbern landen. Aus diesem Grund ist ein Fluktuieren der Strahlleistung, z.B. durch externe Lastwechsel verursacht, für mehrstufige Kollektoren äußerst unerwünscht.

Für das entworfene Klystron ist ein Single-Stage-Depressed Collector empfehlens-

<sup>1</sup>Die Strahlleistung ist  $P_b = 100$  kW und die Ausgangsleistung  $\bar{P}_{out} = 6.3$  kW. Die Verlustleistung in Idler- und Ausgangsresonator beträgt zusammen  $\bar{P}_{v,ges} = 3.4$  kW und die vom Depressed Collector zurückgewonnene Leistung umfasst  $P_{DC} = 70$  kW. Nach ihm verbleibt dem Strahl demnach noch eine Leistung von 20,3 kW.

wert, da er vergleichsweise einfach, robust und effizient arbeitet und die Vorteile des trajektorien-modulierten Klystrons, die hohe Restenergie der Elektronen sowie die große Kollektorfläche, ausnutzen kann.

Ein Blick auf die Wirkungsgrade unterstreicht die Effizienz des entworfenen Single-Stage-Depressed Collectors. Der Kollektorwirkungsgrad ist:

$$\eta_{col} = \frac{P_{DC}}{P_b - \overline{P}_{out} - \overline{P}_{v,ges}} = \frac{70,0 \text{ kW}}{100 \text{ kW} - 6,3 \text{ kW} - 3,4 \text{ kW}} = 77,5 \% \quad (8.1)$$

und der totale Wirkungsgrad des Klystrons mit Depressed Collector steigt damit auf:

$$\eta_{tot,col} = \frac{\overline{P}_{out}}{P_b - P_{DC}} = \frac{6,3 \text{ kW}}{30 \text{ kW}} = 21 \% . \quad (8.2)$$

Das ist ein durchaus guter Wert für ein Oberwellenklystron im W-Band mit einem An-Aus-Tastverhältnis von bis zu 15 %.



## 9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung eines trajektorien-modulierten Klystrons für den Frequenzbereich um 90 GHz beschrieben. Erörterte, analytische Abschätzungen für die einzelnen Strukturen werden durch numerische Simulationen verbessert. Anschließende Particle-In-Cell (PIC) Simulationen, in denen ebenfalls die relativistische Bewegungsgleichung für die eingeschossenen Ladungen gelöst wird, bestätigen die Modelle und bieten eine Vielzahl von Analysemöglichkeiten, vor allem im Bereich der Strahldynamik. Ein Highlight ist dabei die Möglichkeit, einige der Teilchen auszuwählen und sie auf ihren Trajektorien durch das Klystron zu verfolgen, um so interessante Effekte zu verstehen.

Für den Klystronentwurf wurde zuerst untersucht, ob ein planares oder ein rotationssymmetrisches Design vorteilhafter ist. Das Letztere vermag äußerst günstige Eigenschaften für die Strahl-Feld-Interaktion anzubieten, stellt aber höchste Anforderungen an die Frequenzabstimmung der Resonatoren. Diese Situation wird für einen W-Band-Entwurf durch die mechanischen Stabilitätsprobleme der langen, dünnen, koaxialen Innenteile in den Resonatoren noch erheblich verschärft. Deshalb wurde das trajektorien-modulierte Klystron planar entworfen.

Für die Strahlablenkung konnte ein überaus effizienter Resonator im K-Band entwickelt werden. In ihm konzentrieren seitliche Einschnürungen das elektrische Feld des Arbeitsmodes im Strahlbereich. Die transversale Shuntimpedanz übersteigt 1 M $\Omega$ . Dagegen führte keine der Untersuchungen von Ablenkeinheiten im W-Band zu befriedigenden Ergebnissen, so dass in der vorliegenden Arbeit ein Oberwellenklystron entworfen wurde. Dies führt leider unweigerlich zu einer erheblichen Effizienzeinbuße von 60 - 70 %. Auf der anderen Seite ist die Bereitstellung der Modulationsleistung von 18 W bei 30 GHz kein Problem, Halbleiterverstärker sind hier einsetzbar. Falls gewünscht, kann die Verstärkung des Klystrons durch eine weitere Idler-Stufe durchaus noch erhöht werden. Der zweite Vorteil ist der besonderen Eigenschaft der Trajektorien-Modulation zu verdanken. Für W-Band-Klystrons stellt die Verlustleistung in den Resonatoren im Allgemeinen einen nicht unbedeutenden Faktor dar, da die entstehende Wärme wegen der kleinen geometrischen Abmessungen nur schwer abführbar ist. Bei trajektorien-modulierten Oberwellenklystrons werden höhere Moden zur Leistungsextraktion aus dem Strahl benutzt, so dass sich die Resonatorgröße und damit die Oberfläche deutlich erhöht. Dadurch können höhere mittlere Verlustleistungen toleriert werden. Ist man an langen Pulsen oder sogar an einem CW-Betrieb interessiert, dann lassen sich ohne weiteres noch höhere Oberwellen nutzen. Die Ablenkeinheit wird in diesem Fall effizienter, der Ausgangsresonator im Gegensatz dazu noch ineffizienter.

Nachdem die Entscheidung zu Gunsten eines Oberwellenklystrons getroffen worden war und erste Simulationen eine Ausgangsleistung pro Zelle von nur 200 W ergaben ( $U_0 = 100$  kV,  $I = 0,5$  A), richteten sich alle Bemühungen darauf, Wirkungsgrad zu steigern: Der Strom wurde bis an die Grenze, die die Fokussierung setzt, erhöht (auf  $I = 1,0$  A). Eine zusätzliche Wiggler-Struktur direkt vor dem Ausgangsresonator erlaubte es, die Strahlrohröffnung innerhalb des Ausgangsresonators auf 0,6 mm zu senken. Beide Maßnahmen zusammen mit einem optimal angepassten Ausgangsresonator ermöglichten es, eine mittlere Ausgangsleistung von 6,3 kW zu erlangen. Die verwendete Strahlspannung von  $U_0 = 100$  kV bildet dabei einen ausgewogenen Kompromiss zwischen technischem Aufwand und erreichbarer Ausgangsleistung.

Die positiven Eigenschaften: Die Verteilung des Strahles über eine große Querschnittsfläche und den (im Vergleich zu dichte-modulierten Klystrons) geringeren Geschwindigkeitsunterschied zwischen den langsamsten und den schnellsten Elektronen vermag ein einfacher Single-Stage-Depressed Collector effizient auszunutzen und kann damit den Wirkungsgrad problemlos von 6 auf 20 % anheben.

Wie alle Höchsthfrequenzverstärkerröhren leidet auch das trajektorien-modulierte Klystron unter dem ungünstigen Verhältnis von Strukturquerschnitt zu Strahlquerschnitt, sogar noch stärker als dichte-modulierte Klystrons wegen der räumlichen Strahlauslenkung. Diesem Nachteil stehen die Vorteile der größeren Querschnittsfläche, gerade bei Verwendung von Oberwellen, gegenüber - d.h. eine bessere Kühlung, längere Pulsdauern und größere Kollektorflächen. Der Nachteil geringer longitudinaler Strahl-Resonator-Kopplung, der allen Höchsthfrequenzklystrons gleichermaßen zuteil wird, kann nur durch eine hohe Strahlspannung ausgeglichen werden.

Die erarbeiteten Modelle für die einzelnen Segmente erlauben einfache analytische Abschätzungen der Strahlauslenkung sowie der Leistungsbilanz des gesamten Klystrons. Die durchgeführten PIC-Simulationen bestätigen diese Ergebnisse mit einer überzeugenden Übereinstimmung. Umgekehrt konnte ebenfalls die durch Simulation berechnete Teilchendynamik durch analytische Rechnungen geprüft werden (Strahlauflösung), um die Aussagekraft der Simulationsergebnisse einordnen zu können: Die Diskrepanzen sind gering und werden von dem relativ groben Gitter von 100  $\mu\text{m}$  dominiert. Die verwendete Teilchenanzahl von 60 eingeschossenen Makropartikeln pro Zeitschritt erwies sich als völlig ausreichend. Ebenfalls deckt sich die dem Elektronenstrahl entzogene kinetische Energie äußerst genau (Fehler im Promille-Bereich) mit der in den Resonatoren umgesetzten elektromagnetischen Feldenergie.

Die endgültige Validierung dieses Entwurfes kann nur durch eine technische Umsetzung erfolgen.

# Anhang

## A1.1 Bemerkungen zum Anhang

Der Anhang dieser Arbeit dient dazu, einige umfangreichere Berechnungen in allen Einzelheiten zu präsentieren sowie die Geometriedetails - inklusive der GdfidL-Eingabedateien - für die in diesem Klystronentwurf verwendeten Strukturen festzuhalten. Um die Übersichtlichkeit zu erleichtern, folgt die Nummerierung des Anhangs den Kapitelnummern, d.h. alle zu Kapitel 3 gehörigen Anhänge tragen die Anfangsbezeichnung A3.

## A2.1 Die relativistische Bewegungsgleichung

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \vec{p} = m_0 \frac{d}{dt} \gamma(\vec{v}) \vec{v} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{A2.1})$$

Die relativistische Massenzunahme  $m = m_0 \gamma(\vec{v})$  macht eine Umformung der obigen Bewegungsgleichung notwendig, wenn man an einer Differentialgleichung für  $\vec{v}$  interessiert ist. Dazu führt man einfach die Differentiation nach der Zeit durch und erhält:

$$\frac{d}{dt} \gamma(\vec{v}) \vec{v} = (\partial_{\vec{v}} \gamma(\vec{v}) \cdot \dot{\vec{v}}) \vec{v} + \gamma(\vec{v}) \dot{\vec{v}}. \quad (\text{A2.2})$$

Eine kleine Nebenrechnung für den Gradienten von  $\gamma(\vec{v})$  nach den Geschwindigkeitskomponenten ergibt:

$$\partial_{\vec{v}} \gamma(\vec{v}) = \partial_{\vec{v}} \frac{1}{\sqrt{1 - |\vec{v}/c|^2}} = \gamma^3(\vec{v}) \frac{\vec{v}}{c^2} \quad (\text{A2.3})$$

und damit:

$$\frac{d}{dt} \gamma(\vec{v}) \vec{v} = \gamma(\vec{v}) \left[ \underline{\mathbb{1}} + \gamma^2(\vec{v}) \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} \right] \cdot \dot{\vec{v}}. \quad (\text{A2.4})$$

Um  $\dot{\vec{v}}$  zu isolieren, braucht man nur noch mit dem inversen Tensor zu multiplizieren - natürlich erst, nachdem man diesen gefunden hat, z.B. in der folgenden Zeile...

$$\begin{aligned} \left[ \underline{\mathbb{1}} + \gamma^2(\vec{v}) \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} \right]^{-1} &= \left[ \underline{\mathbb{1}} - \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} \right], \quad \text{da} \\ \left[ \underline{\mathbb{1}} - \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} \right] \cdot \left[ \underline{\mathbb{1}} + \gamma^2(\vec{v}) \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} \right] &= \underline{\mathbb{1}} - \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} + \gamma^2(\vec{v}) \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} - \underbrace{\gamma^2(\vec{v}) \frac{\vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{v}) \vec{v}}{c^4}}_{(\gamma^2(\vec{v}) - 1) \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2}} = \underline{\mathbb{1}} \bullet \end{aligned}$$

Und fertig ist die relativistische Bewegungsgleichung in  $\vec{v}$ :

$$\begin{aligned} \dot{\vec{v}} &= \frac{q}{m_0 \gamma(\vec{v})} \left[ \underline{\mathbb{1}} - \frac{\vec{v} \vec{v}}{c^2} \right] \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \\ \dot{\vec{v}} &= \frac{q}{m_0 \gamma(\vec{v})} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{\vec{v}}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E})). \end{aligned} \quad (\text{A2.5})$$

## A4.1 Geometriedetails für den Eingangsresonator

|                                    |                   |  |               |
|------------------------------------|-------------------|--|---------------|
| Resonatormaße                      |                   |  |               |
| Breite                             | $x_a$             | 3,8 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_a$             | 4,0 mm   |               |
| Länge                              | $z_a$             | 5,7 mm   |               |
| Maße der seitlichen Einschnürungen |                   |  |               |
| Tiefe                              | $y_n$             | 1,6 mm   |               |
| Länge                              | $z_n$             | 1,0 mm   |               |
| Abstand                            | $\Delta x_{n(y)}$ | $1,0 \text{ mm} - 0,6 \text{ mm} \cdot (y/1 \text{ mm})^2$ |               |
| $z$ -Abstand                       | $\Delta z_m$      | 2,7 mm   |               |
| Rundungsradius                     | $R_K$             | 0,2 mm   |               |
| Strahlrohrmaße unten               |                   |  |               |
| Breite                             | $x_{bu}$          | 1,0 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_{bu}$          | 1,0 mm   |               |
| Strahlrohrmaße oben                |                   |  |               |
| Breite                             | $x_{bo}$          | 1,6 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_{bo}$          | 1,6 mm   |               |
| Einspeisung                        |                   |  |               |
| Breite                             | $x_e$             | 0,8 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_e$             | 2,0 mm   |               |
| Höhe                               | $z_e$             | 0,5 mm   |               |
| Innenwiderstand                    | $R_i$             | 70 $\Omega$  |               |
| Tuning Klötzchen                   |                   |  |               |
| Permeabilität                      | $\mu_r$           | 1,0308   |               |
| Verluste                           | $\kappa_m$        | 741  |               |
| Elektrische Größen                 |                   |  |               |
| Resonanzfrequenz                   | $f_0$             | 30,000 GHz   | (Zeitbereich) |
| Güte ideal                         | $Q_0$             | 2348   |               |
| Güte eingestellt                   | $Q_d$             | 1883   |               |

Tabelle A4.1: Eine Zusammenstellung der geometrischen und elektrischen Parameter für den Eingangsresonator.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Eingangsresonator:

```
-material # Tuning Klötchen
material= eval(21)
type = normal, epsr=1, kappa=0
muer=1.0308, mkappa=741
material= eval(22)
type = normal, epsr=1, kappa=0
muer=1.0308, mkappa=741

define(StructurePosition,0)
define(StructureName,Input)
define(NurStructure,0) # =1 für Klystron basteln
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 1)
define(MAG, 2)
define(MDUMMY, 30)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl

define(Nzell,eval(2))
define(zz0,eval(2.70e-3))
define(xa,3.8e-3)
define(ya, 4.0e-3)
define(za, 3.0e-3)
define(zunten,-eval(za/2+StructurePosition))
define(zoben,+eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+StructurePosition))
define(Irislengthx,0.8e-3)
define(Iriswidthy,2e-3)
define(Iriswidthz,0.5e-3)
# innere Marker
#<2KlystronData>#mark=[mark,',-(3.0e-3)/2+StrucPos,0+StrucPos,
# 2.70e-3+StrucPos,2.70e-3+(3.0e-3)/2+StrucPos,'];
# äußere Marker
#<2KlystronData>#mark=[mark,',-(3.0e-3)/2+StrucPos,2.70e-3+(3.0e-3)/2+StrucPos,'];

# Beampipe
define(Aperture_xu, 1.0e-3)
define(Aperture_yu, 1.0e-3)
define(BPlengthu, 2e-3)
define(Aperture_xo, 1.6e-3)
define(Aperture_yo, 1.6e-3)
define(BPlengtho, 2e-3)

-general
outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/32/outfile
scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_32-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
graded = no
spacing= STPSZE
if (0 >0) minspacing= 0
pxlow= -eval(xa/2+Irislengthx+Reserve)
pxhigh= eval(xa/2+Irislengthx+Reserve)
pylow= -eval(ya/2+Reserve), pyhigh= eval(ya/2+Reserve)
pzlow= -eval(za/2+BPlengthu)+StructurePosition
pzhigh= eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+BPlengtho)+StructurePosition

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
xfixed(1, 0,0)
yfixed(1, 0,0)

cxlow= ele, cxhigh= ele
```

```

cylow= ele, cyhigh= ele
czlow= ele, czhigh= ele

#
# 2 Bäckiges Makro (Seitenbacken)
#   brauche xg(ap),      xr(and der Seite - da wo die Backe beginnt)
#   brauche yp(osition), yb(reite)
#   brauche zp(osition), zb(reite)
#   brauche rk(Krümmungsradius)
#   brauche matno(Um Backe besonderes Material der Nummer no verwenden)
#   brauche Rmat(Zylinder dieser W.Stärke um Backe herum mit Mater füllen)
#   brauche Hmat(Zylinder dieser Höhe um Backe herum mit Material füllen)
#
macro backen2
-mesh
  if (0 > 0) zfixed(2,eval(zp-zb/2),eval(zp+zb/2))
#   xfixed(2,eval(xr),eval(xg/2))
#   xfixed(2,eval(-xr),eval(-xg/2))

#define(Rmat0,2*STPSZE) # Mu Koetzchen freischwebend
define(Rmat0,200e-6) # Mu Koetzchen freischwebend, unabhängig vom mesh

define(iv,-1), define(ib,-1)
define(iv,1), define(ib,1)
define(iv,-1), define(ib,1)
if (iv==ib) pxlow=-xa/2*reserve, cxlow= ele,pylow=-ya/2+2*STPSZE,cylow= magn
do ii=iv,ib,2
-ggcylinder # Frequenzanpassung, Dämpfung
  material= matno
  originprime = (ii*(xr-Rmat0),yp,zp)
  xprimedirection= (0,0,1)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,ii*eval(Hmat+Rmat0))
  pitch = 0
  point = (-zb/2-(Rmat+Rmat0),-yb/2-(Rmat+Rmat0))
  point = (+zb/2+(Rmat+Rmat0),-yb/2-(Rmat+Rmat0))
  point = (+zb/2+(Rmat+Rmat0),+yb/2+(Rmat+Rmat0))
  point = (-zb/2-(Rmat+Rmat0),+yb/2+(Rmat+Rmat0))
  doit
-ggcylinder # Frequenzanpassung, Dämpfung
  material= 0
  originprime = (ii*(xr),yp,zp)
  xprimedirection= (0,0,1)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,ii*eval(xr-xg/2))
  pitch = 0
  point = (-zb/2-Rmat0,-yb/2-Rmat0)
  point = (+zb/2+Rmat0,-yb/2-Rmat0)
  point = (+zb/2+Rmat0,+yb/2+Rmat0)
  point = (-zb/2-Rmat0,+yb/2+Rmat0)
  doit
-ggcylinder # Backe
  material= EL
  originprime = (ii*xr,yp,zp)
  xprimedirection= (0,0,1)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,ii*eval(xr-xg/2))
  pitch = 0
  point = (-zb/2,-yb/2)
  point = (+zb/2,-yb/2)
  point = (+zb/2,+yb/2)
  point = (-zb/2,+yb/2)
  doit
do jj=-1,1,2
# Abrundungen Stirnseite in y-Richtung
-ggcylinder
  material= 0
  originprime = (ii*(xg/2*0.99),(yp-jj*yb/2),zp-zb/2)

```

```

        xprimedirection= (1,0,0)
        yprimedirection= (0,1,0)
        range            = (0,zb)
        pitch            = 0
        point            = (0 , 0 )
        point            = (0 ,jj*rk)
        point            = (ii*rk,jj*rk)
        point            = (ii*rk, 0 )
    doit
-gccylinder
    material= EL
        origin          = (ii*(xg/2*0.99+rk),(yp-jj*(yb/2-rk)),zp-zb/2+rk)
        direction       = (0,0,1)
        length          = (zb-2*rk)
        radius          = rk
    doit
# Abrundungen Stirnseite in z-Richtung
-ggcylinder
    material= 0
        originprime    = (ii*(xg/2*0.99),(yp-yb/2),zp+jj*zb/2)
        xprimedirection= (0,0,1)
        yprimedirection= (1,0,0)
        range           = (0,yb)
        pitch           = 0
        point           = ( 0 ,0 )
        point           = ( 0 ,ii*rk)
        point           = (-jj*rk,ii*rk)
        point           = (-jj*rk,0 )
    doit
-gccylinder
    material= EL
        origin          = (ii*(xg/2+rk),(yp-yb/2+rk),zp+jj*(zb/2-rk))
        direction       = (0,1,0)
        length          = (yb-2*rk)
        radius          = rk
    doit
enddo
# Abrundungen Mantelseiten (in x-Richtung)
do jj=-1,1,2
do jk=-1,1,2
-ggcylinder
    material= 0
        originprime    = (ii*xr,yp,zp)
        xprimedirection= (0,0,1)
        yprimedirection= (0,1,0)
        range           = (0,ii*eval(xr-xg/2))
        pitch           = 0
        point           = (jj* zb/2 ,jk*yb/2)
        point           = (jj*(zb/2-rk),jk*yb/2)
        point           = (jj*(zb/2-rk),jk*(yb/2-rk))
        point           = (jj* zb/2 ,jk*(yb/2-rk))
    doit
-gccylinder
    material= EL
        origin          = (ii*xr,yp+jk*(yb/2-rk),zp+jj*(zb/2-rk))
        direction       = (-ii,0,0)
        length          = (xr-xg/2-rk)
        radius          = rk
    doit
-brick
    material= 0
    sloppy = no
        xlow= ii*xg/2,  xhigh= ii*(xg/2+rk)
        ylow= yp+jk*yb/2,  yhigh= yp+jk*(yb/2-rk)
        zlow= zp+jj*zb/2,  zhigh= zp+jj*(zb/2-rk)
    doit
-gbor
    material= EL
        originprime    = (ii*(xg/2+rk),yp+jk*(yb/2-rk),zp+jj*(zb/2-rk))

```

```

        zprimedirection= (ii*1,0,0)
        rprimedirection= (0,jk*1,0)
        range             = (0,360)
        point= (rk,0)
        arc, radius= rk, type= clockwise, size= large
        point= (0,rk)
    doit
enddo
enddo

# Backen zum Hohlspiegel formen
# -mat,mat=13,type=normal,epsr=1,muer=1
-ggcylinder
    material= 0
#     material= 13
    clear
    originprime   = (0,0,zp)
    xprimedirection= (ii*1,0,0)
    yprimedirection= (0,1,0)
    range         = (-eval(zb/2+STPSZE),eval(zb/2+STPSZE))
    pitch         = 0
## y-Bereich in diskrete Werte unterteilen und die Spiegelfkt anwenden
## int(eval(yb/2/STPSZE+2))
    define(st,STPSZE)
    if (0) then
        define(st,STPSZE/4)
    endif
    do kk=0,eval(yb/2/st+2)+0.1,1
        define(nfy,kk)
    enddo
    ## aufpassen, daß nicht dünne Wand VOR Hohlspiegel stehenbleibt
    point(xg/2-st,-yb/2)
    do kk=-nfy,nfy+0.1,1
        define(fy,eval(kk*st))
        define(fx,eval(0.5e-3-0.3*fy*fy*1e3))
#define(fx,eval(1e-3-fy*fy*1e3))
        if ((fx>0) * (-yb/2-st<fy) * (yb/2+st>fy)) point (fx,fy)
    enddo
    ## aufpassen, daß nicht dünne Wand VOR Hohlspiegel stehenbleibt
    point(xg/2-st,yb/2)
    doit

## ii= links, rechts
enddo
endmacro

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
    material= EL
    volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
    zlow= -eval(za/2+STPSZE)+StructurePosition
    zhigh= eval(za/2+STPSZE+(Nzell-1)*zz0)+StructurePosition
    doit

#
# Fuellen der Struktur mit Beampipes mit Metall:
#
-brick
    material= EL
    volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
    zlow= -eval(za/2+BPlengthu+Reserve+STPSZE)+StructurePosition
    zhigh=eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+BPlengtho+Reserve+STPSZE)+StructurePosition
    doit

#
# Ausschneiden der Resonatoren:

```

```

#
do ii=0,Nzell-0.9,1
  -brick
    material= 0
    xlow= eval(-xa/2), xhigh= eval(xa/2)
    ylow= eval(-ya/2), yhigh= eval(ya/2)
    zlow= -za/2+ii*zz0+StructurePosition
    zhigh= za/2+ii*zz0+StructurePosition
  do it
enddo

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
-brick
  material= 0
  xlow= eval(-Aperture_xu/2)
  xhigh= eval(+Aperture_xu/2)
  ylow= eval(-Aperture_yu/2), yhigh= eval(Aperture_yu/2)
  zlow= -eval(za/2+BPlengthu+Reserve)+StructurePosition
  zhigh= eval(0)+StructurePosition
  do it
-brick
  material= 0
  xlow= eval(-Aperture_xo/2)
  xhigh= eval(+Aperture_xo/2)
  ylow= eval(-Aperture_yo/2), yhigh= eval(Aperture_yo/2)
  zlow= eval(0)+StructurePosition
  zhigh=eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+BPlengtho+Reserve)+StructurePosition
  do it

#
# Resonator mit "Seiten-Backen" versehen !!! auf beiden Seiten
#
do iz=0,Nzell-0.9,1
  define(xr,eval(xa/2))
  define(xg,0.8e-3)
  define(yp,0)
  define(yb,1.6e-3)
  define(zp,+iz*zz0+StructurePosition)
  define(zb,1.0e-3)
  define(rk,2e-4)
  define(Rmat,4e-4)
  define(Hmat,4e-4)
  define(matno,eval(21+iz))

  if (1>0) then
    call backen2
  endif
enddo

#
# Einkopplung
#
if (1>0) then
  -brick
    material= 0
    sloppy=yes
    xlow= eval(xa/2)
    xhigh= eval(xa/2+Irislengthx)
    ylow= eval(-(Iriswidthy/2)), yhigh= eval(Iriswidthy/2)
    zlow= eval(zz0/2-Iriswidthz/2+StructurePosition)
    zhigh= eval(zz0/2+Iriswidthz/2+StructurePosition)
  do it
if (1>0) then
  -brick
    material= 0
    sloppy=yes
    xlow= -eval(xa/2)

```

```

        xhigh= -eval(xa/2+Irislengthx)
        ylow= eval(-(Iriswidthy/2)), yhigh= eval(Iriswidthy/2)
        zlow= eval(zz0/2-Iriswidthz/2+StructurePosition)
        zhigh= eval(zz0/2+Iriswidthz/2+StructurePosition)
    doit
endif
endif

# Erläuterungen für das Plot
-general
    text()= Input c. width x      : xa
    text()= Input c. width y      : ya
    text()= Input c. length z     : za+eval((Nzell-1)*zz0)
    text()= Nose gap x            : xg
    text()= Nose width y          : yb
    text()= Nose width z          : zbif (2e-4 >=1e10) then
    text()= Edge radius           : rk
if (TextMeshdata>=1) then
    text()= Mesh                  : STPSZE
    text()= Beampipe width x below : Aperture_xu
    text()= Beampipe width y below : Aperture_yu
    text()= Beampipe length z below : BPlengthu
    text()= Beampipe width x above : Aperture_xo
    text()= Beampipe width y above : Aperture_yo
    text()= Beampipe length z above : BPlengtho
#    text()= Rechengebiet Laenge   : pzhigh
endif

# für Automatische Runs keine Plots!!!!
-volumeplot
    plotopts= -geometry 1000x710+0+0
    eye (1,2.3,0.5), bbyh 0
    scale 3
    doit

-eigenvalues
    solutions= 07
    estimation= 77e9
    passes= 2
    doit
end

## Moden:
    i   freq(i)      acc(i)      cont(i)
    1   25.7289e+9   0.0000000423  0.0000001369   # "grep" for me
    2   30.0722e+9   0.0000000126  0.0000000174   # "grep" for me
    3   41.0888e+9   0.0000000494  0.0000000907   # "grep" for me
    4   41.5032e+9   0.0000002400  0.0000010113   # "grep" for me
    5   46.5149e+9   0.0000002256  0.0000009172   # "grep" for me
    6   52.0024e+9   0.0000005467  0.0000024617   # "grep" for me
    7   57.5314e+9   0.0001747777  0.0008680206   # "grep" for me

## Wähle diesen: 2
#<pic># Volts_Name=Input_1
#<pic># Volts_f0=29.96182304e+9
#<pic># Volts_Qwall=2.34780616e+3
#<pic># Volts_Qmag=1.88327737e+3
#<pic># Volts_Qele=-1
#<pic># Volts_Q=1.88327737e+3
#<pic># Volts_Q/Qwall=80.21434657 %
#<pic># Volts_xs=1.0e-3
#<pic># Volts_ys=0
#<pic># Volts_z1=0+StructurePosition
#<pic># Volts_z2=2.6e-3+StructurePosition
#<pic># Volts_Beta=1.0e+12
#<pic># Volts_Rsh=100.73241273e+3
#<pic># Volts_#####

```

## A4.2 Geometriedetails für den Idler

|                                    |                   |  |               |
|------------------------------------|-------------------|--|---------------|
| Resonatormaße                      |                   |  |               |
| Breite                             | $x_a$             | 4,4 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_a$             | 4,6 mm   |               |
| Länge                              | $z_a$             | 5,7 mm   |               |
| Maße der seitlichen Einschnürungen |                   |  |               |
| Tiefe                              | $y_n$             | 1,8 mm   |               |
| Länge                              | $z_n$             | 1,0 mm   |               |
| Abstand                            | $\Delta x_{n(y)}$ | $1,4 \text{ mm} - 0,8 \text{ mm} \cdot (y/1 \text{ mm})^2$ |               |
| $z$ -Abstand                       | $\Delta z_m$      | 2,7 mm   |               |
| Rundungsradius                     | $R_K$             | 0,2 mm   |               |
| Strahlrohrmaße unten               |                   |  |               |
| Breite                             | $x_{bu}$          | 1,6 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_{bu}$          | 1,6 mm   |               |
| Strahlrohrmaße oben                |                   |  |               |
| Breite                             | $x_{bo}$          | 1,8 mm   |               |
| Tiefe                              | $y_{bo}$          | 1,0 mm   |               |
| Tuning Klötzchen                   |                   |  |               |
| Permeabilität                      | $\mu_r$           | 1,0486   |               |
| Verluste                           | $\kappa_m$        | 721  |               |
| Elektrische Größen                 |                   |  |               |
| Resonanzfrequenz                   | $f_0$             | 30,029 GHz   | (Zeitbereich) |
| Güte ideal                         | $Q_0$             | 2486   |               |
| Güte eingestellt                   | $Q_d$             | 1993   |               |
| Phase (Strahl - E-Feld)            | $\varphi$         | 75,5°  |               |

Tabelle A4.2: Eine Zusammenstellung der geometrischen und elektrischen Parameter für den Idler.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Idler:

```
-material # Tuning Klötzchen
material= eval(41)
type = normal, epsr=1, kappa=0
muer=1.0486, mkappa=721
material= eval(42)
type = normal, epsr=1, kappa=0
muer=1.0486, mkappa=721

define(StructurePosition,0)
define(StructureName,Roxy)
define(NurStructure,0) # =1 für Klystron basteln
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 1)
define(MAG, 2)
define(MDUMMY, 30)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl

define(Nzell,eval(2))
define(zz0,eval(2.70e-3))
define(xa,4.4e-3)
define(ya, 4.6e-3)
define(za, 3.0e-3)
define(zunten,-eval(za/2+StructurePosition))
define(zoben,+eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+StructurePosition))
define(Irislengthx,0.0e-3)
define(Iriswidthy,2e-3)
define(Iriswidthz,0.5e-3)
# innere Marker
#<2KlystronData>#mark=[mark,',-(3.0e-3)/2+StrucPos,0+StrucPos,2.70e-3+StrucPos,2.70e-3+(3.0e-3)/2+StrucPos,'];
# äußere Marker
#<2KlystronData>#mark=[mark,',-(3.0e-3)/2+StrucPos,2.70e-3+(3.0e-3)/2+StrucPos,'];

# Beampipe
define(Aperture_xu, 1.6e-3)
define(Aperture_yu, 1.6e-3)
define(BPlengthu, 2e-3)
define(Aperture_xo, 1.8e-3)
define(Aperture_yo, 1.0e-3)
define(BPlengtho, 2e-3)

-general
outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/31/outfile
scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_31-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
graded = no
spacing= STPSZE
if (0 >0) minspacing= 0
pxlow= -eval(xa/2+Irislengthx+Reserve)
pxhigh= eval(xa/2+Irislengthx+Reserve)
pylow= -eval(ya/2+Reserve), pyhigh= eval(ya/2+Reserve)
pzlow= -eval(za/2+BPlengthu)+StructurePosition
pzhigh= eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+BPlengtho)+StructurePosition

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
xfixed(1, 0,0)
yfixed(1, 0,0)

cxlow= ele, cxhigh= ele
cylow= ele, cyhigh= ele
czlow= ele, czhigh= ele
```

```

#
# 2 Bäckiges Makro (Seitenbacken)
#   brauche xg(ap),      xr(and der Seite - da wo die Backe beginnt)
#   brauche yp(osition), yb(reite)
#   brauche zp(osition), zb(reite)
#   brauche rk(Krueemmungsradius)
#   brauche matno(Um Backe besoneres Material der Nummer no verwenden)
#   brauche Rmat(Zylinder dieser W.Stärke um Backe herum mit Mater füllen)
#   brauche Hmat(Zylinder dieser Höhe um Backe herum mit Material füllen)
#
macro backen2
-mesh
  if (0 > 0) zfixed(2,eval(zp-zb/2),eval(zp+zb/2))
#   xfixed(2,eval(xr),eval(xg/2))
#   xfixed(2,eval(-xr),eval(-xg/2))

#define(Rmat0,2*STPSZE) # Mu Koetzchen freischwebend
define(Rmat0,200e-6) # Mu Koetzchen freischwebend, unabhängig vom mesh

define(iv,-1), define(ib,-1)
define(iv,1), define(ib,1)
define(iv,-1), define(ib,1)
if (iv==ib) pxlow=-xa/2*reserve, cxlow= ele.pylow=-ya/2+2*STPSZE,cylow= magn
do ii=iv,ib,2
-ggcylinder # Frequenzanpassung, Dämpfung
  material= matno
  originprime = (ii*(xr-Rmat0),yp,zp)
  xprimedirection= (0,0,1)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,ii*eval(Hmat+Rmat0))
  pitch = 0
  point = (-zb/2-(Rmat+Rmat0),-yb/2-(Rmat+Rmat0))
  point = (+zb/2+(Rmat+Rmat0),-yb/2-(Rmat+Rmat0))
  point = (+zb/2+(Rmat+Rmat0),+yb/2+(Rmat+Rmat0))
  point = (-zb/2-(Rmat+Rmat0),+yb/2+(Rmat+Rmat0))
  doit
-ggcylinder # Frequenzanpassung, Dämpfung
  material= 0
  originprime = (ii*(xr),yp,zp)
  xprimedirection= (0,0,1)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,ii*eval(xr-xg/2))
  pitch = 0
  point = (-zb/2-Rmat0,-yb/2-Rmat0)
  point = (+zb/2+Rmat0,-yb/2-Rmat0)
  point = (+zb/2+Rmat0,+yb/2+Rmat0)
  point = (-zb/2-Rmat0,+yb/2+Rmat0)
  doit
-ggcylinder # Backe
  material= EL
  originprime = (ii*xr,yp,zp)
  xprimedirection= (0,0,1)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,ii*eval(xr-xg/2))
  pitch = 0
  point = (-zb/2,-yb/2)
  point = (+zb/2,-yb/2)
  point = (+zb/2,+yb/2)
  point = (-zb/2,+yb/2)
  doit
do jj=-1,1,2
# Abrundungen Stirnseite in y-Richtung
-ggcylinder
  material= 0
  originprime = (ii*(xg/2*0.99),(yp-jj*yb/2),zp-zb/2)
  xprimedirection= (1,0,0)
  yprimedirection= (0,1,0)
  range = (0,zb)

```

```

        pitch          = 0
        point          = ( 0 , 0 )
        point          = ( 0 , jj*rk)
        point          = ( ii*rk, jj*rk)
        point          = ( ii*rk, 0 )
    do it
-gccylinder
    material= EL
        origin          = ( ii*(xg/2*0.99+rk), (yp-jj*(yb/2-rk)), zp-zb/2+rk)
        direction       = ( 0,0,1)
        length          = ( zb-2*rk)
        radius          = rk
    do it
# Abrundungen Stirnseite in z-Richtung
-ggcylinder
    material= 0
        originprime    = ( ii*(xg/2*0.99), (yp-yb/2), zp+jj*zb/2)
        xprimedirection= ( 0,0,1)
        yprimedirection= ( 1,0,0)
        range           = ( 0,yb)
        pitch           = 0
        point           = ( 0 , 0 )
        point           = ( 0 , ii*rk)
        point           = ( -jj*rk, ii*rk)
        point           = ( -jj*rk, 0 )
    do it
-gccylinder
    material= EL
        origin          = ( ii*(xg/2+rk), (yp-yb/2+rk), zp+jj*(zb/2-rk))
        direction       = ( 0,1,0)
        length          = ( yb-2*rk)
        radius          = rk
    do it
enddo
# Abrundungen Mantelseiten (in x-Richtung)
do jj=-1,1,2
do jk=-1,1,2
-ggcylinder
    material= 0
        originprime    = ( ii*xr, yp, zp)
        xprimedirection= ( 0,0,1)
        yprimedirection= ( 0,1,0)
        range           = ( 0, ii*eval(xr-xg/2))
        pitch           = 0
        point           = ( jj* zb/2 , jk*yb/2)
        point           = ( jj*(zb/2-rk), jk*yb/2)
        point           = ( jj*(zb/2-rk), jk*(yb/2-rk))
        point           = ( jj* zb/2 , jk*(yb/2-rk))
    do it
-gccylinder
    material= EL
        origin          = ( ii*xr, yp+jk*(yb/2-rk), zp+jj*(zb/2-rk))
        direction       = ( -ii,0,0)
        length          = ( xr-xg/2-rk)
        radius          = rk
    do it
-brick
    material= 0
    sloppy = no
        xlow= ii*xg/2, xhigh= ii*(xg/2+rk)
        ylow= yp+jk*yb/2, yhigh= yp+jk*(yb/2-rk)
        zlow= zp+jj*zb/2, zhigh= zp+jj*(zb/2-rk)
    do it
-gbor
    material= EL
        originprime    = ( ii*(xg/2+rk), yp+jk*(yb/2-rk), zp+jj*(zb/2-rk))
        zprimedirection= ( ii*1,0,0)
        rprimedirection= ( 0, jk*1,0)
        range           = ( 0,360)

```

```

        point= (rk,0)
        arc, radius= rk, type= clockwise, size= large
        point= (0,rk)
    doit
enddo
enddo

# Backen zum Hohlspiegel formen
# -mat,mat=13,type=normal,epsr=1,muer=1
-ggcylinder
    material= 0
#   material= 13
    clear
    originprime = (0,0,zp)
    xprimedirection= (ii*1,0,0)
    yprimedirection= (0,1,0)
    range = (-eval(zb/2+STPSZE),eval(zb/2+STPSZE))
    pitch = 0
## y-Bereich in diskrete Werte unterteilen und die Spiegelfkt anwenden
## int(eval(yb/2/STPSZE+2))
    define(st,STPSZE)
    if (0) then
        define(st,STPSZE/4)
    endif
    do kk=0,eval(yb/2/st+2)+0.1,1
        define(nfy,kk)
    enddo
## aufpassen, daß nicht dünne Wand VOR Hohlspiegel stehenbleibt
point(xg/2-st,-yb/2)
    do kk=-nfy,nfy+0.1,1
        define(fy,eval(kk*st))
        define(fx,eval(0.7e-3-0.4*fy*fy*1e3))
#define(fx,eval(1e-3-fy*fy*1e3))
        if ((fx>0) * (-yb/2-st<fy) * (yb/2+st>fy)) point (fx,fy)
    enddo
## aufpassen, daß nicht dünne Wand VOR Hohlspiegel stehenbleibt
point(xg/2-st,yb/2)
    doit

## ii= links, rechts
enddo
endmacro

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
    material= EL
    volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
    zlow= -eval(za/2+STPSZE)+StructurePosition
    zhigh= eval(za/2+STPSZE+(Nzell-1)*zz0)+StructurePosition
    doit

#
# Fuellen der Struktur mit Beampipes mit Metall:
#
-brick
    material= EL
    volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
    zlow= -eval(za/2+BPlengthu+Reserve+STPSZE)+StructurePosition
    zhigh=eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+BPlengtho+Reserve+STPSZE)+StructurePosition
    doit

#
# Ausschneiden der Resonatoren:
#
do ii=0,Nzell-0.9,1

```

```

-brick
  material= 0
  xlow= eval(-xa/2), xhigh= eval(xa/2)
  ylow= eval(-ya/2), yhigh= eval(ya/2)
  zlow= -za/2+ii*zz0+StructurePosition
  zhigh= za/2+ii*zz0+StructurePosition
doit
enddo

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
-brick
  material= 0
  xlow= eval(-Aperture_xu/2)
  xhigh= eval(+Aperture_xu/2)
  ylow= eval(-Aperture_yu/2), yhigh= eval(Aperture_yu/2)
  zlow= -eval(za/2+BPlengthu+Reserve)+StructurePosition
  zhigh= eval(0)+StructurePosition
doit
-brick
  material= 0
  xlow= eval(-Aperture_xo/2)
  xhigh= eval(+Aperture_xo/2)
  ylow= eval(-Aperture_yo/2), yhigh= eval(Aperture_yo/2)
  zlow= eval(0)+StructurePosition
  zhigh=eval(za/2+(Nzell-1)*zz0+BPlengtho+Reserve)+StructurePosition
doit

#
# Resonator mit "Seiten-Backen" versehen !!! auf beiden Seiten
#
do iz=0,Nzell-0.9,1
  define(xr,eval(xa/2))
  define(xg,1.2e-3)
  define(yp,0)
  define(yb,1.8e-3)
  define(zp,+iz*zz0+StructurePosition)
  define(zb,1.0e-3)
  define(rk,2e-4)
  define(Rmat,4e-4)
  define(Hmat,4e-4)
  define(matno,eval(41+iz))

  if (1>0) then
    call backen2
  endif
enddo

# Erläuterungen für das Plot
-general
  text()= Input c. width x      : xa
  text()= Input c. width y      : ya
  text()= Input c. length z     : za+eval((Nzell-1)*zz0)
  text()= Nose gap x            : xg
  text()= Nose width y          : yb
  text()= Nose width z          : zb
  if (2e-4 >=1e10) then
    text()= Edge radius         : rk
  endif
endif
if (TextMeshdata>=1) then
  text()= Mesh                  : STPSZE
  text()= Beampipe width x below : Aperture_xu
  text()= Beampipe width y below : Aperture_yu
  text()= Beampipe length z below : BPlengthu
  text()= Beampipe width x above : Aperture_xo
  text()= Beampipe width y above : Aperture_yo
  text()= Beampipe length z above : BPlengtho

```

```

#      text()= Rechengebiet Laenge          : pzhigh
endif

# für Automatische Runs keine Plots!!!!
-volumeplot
  plotopts= -geometry 1000x710+0+0
  eye (1,2.3,0.5), bbyh 0
  if (0) then
    eye(-1,-2,0.5), bbyh 1
  endif
  scale 3
  doit

-eigenvalues
solutions= 07
estimation= 77e9
passes= 2
doit

end

## Moden:
  i   freq(i)      acc(i)      cont(i)
  1   24.8823e+9   0.0000004810  0.0000003956   # "grep" for me
  2   30.1437e+9   0.0000008624  0.0000018689   # "grep" for me
  3   36.7661e+9   0.0000032284  0.0000088912   # "grep" for me
  4   37.4098e+9   0.0000007958  0.0000031347   # "grep" for me
  5   42.2310e+9   0.0000285423  0.0001321947   # "grep" for me
  6   46.3666e+9   0.0001239229  0.0006655427   # "grep" for me

## Wähle diesen: 2
#<pic># Volts_Name=Idler_1
#<pic># Volts_f0=30.14372569e+9
#<pic># Volts_Qwall=2.48617017e+3
#<pic># Volts_Qmag=1.99297374e+3
#<pic># Volts_Qele=-1
#<pic># Volts_Q=1.99297374e+3
#<pic># Volts_Q/Qwall=80.16240256 %
#<pic># Volts_xs=1.2e-3
#<pic># Volts_ys=0
#<pic># Volts_z1=0+StructurePosition
#<pic># Volts_z2=2.6e-3+StructurePosition
#<pic># Volts_Beta=1.0e+12
#<pic># Volts_Rsh=105.97946401e+3
#<pic># Volts_#####

```

## A5.1 Die Lösung der Differentialgleichung für die Strahlaufspreizung

Für ein Elektron an der Strahlaufseite  $\varrho = R$  ist die folgende Differentialgleichung zu lösen:

$$R''(z) = \sigma \frac{1}{R(z)}. \quad (\text{A5.1})$$

Im ersten Schritt lässt sie sich in eine Differentialgleichung erster Ordnung umwandeln durch ein Erweitern beider Seiten mit  $R'(z)$  und Integrieren in den Grenzen von  $z_0$  bis  $z$ .  $z_0$  sei dabei die Position der Strahltille, das heißt  $R'(z_0) = 0$ ,  $R_0 = R(z_0)$ .

$$(R'(z))^2 = 2\sigma \ln\left(\frac{R(z)}{R_0}\right) \quad (\text{A5.2})$$

Um einer Fallunterscheidung aus dem Weg zu gehen, werde vorerst nur das Strahlaufspreizen, also  $z \geq z_0$  betrachtet ( $R'(z) \geq 0$ ).

$$R'(z) = \sqrt{2\sigma \ln\left(\frac{R(z)}{R_0}\right)} \quad (\text{A5.3})$$

Diese komplizierte Differentialgleichung lässt sich durch eine Substitution noch analytisch lösen:

$$U(z) = \sqrt{\ln\left(\frac{R(z)}{R_0}\right)}, \quad R(z) = R_0 e^{+U^2(z)}. \quad (\text{A5.4})$$

$$R'(z) = 2R_0 e^{U^2(z)} U(z) U'(z) = \sqrt{2\sigma} U(z). \quad (\text{A5.5})$$

Die erhaltene Gleichung (A5.5) kann nun integriert werden.

$$2R_0 \int_{U(z_0)}^{U(z)} e^{u^2} du = \sqrt{2\sigma} (z - z_0). \quad (\text{A5.6})$$

Das Integral auf der linken Seite ähnelt der Definition der Error-Funktion (vergleiche z.B. [1, Formel 7.1.1]):

$$\text{Erf}(z) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du. \quad (\text{A5.7})$$

Mit einer kleinen Substitution lässt sich der Unterschied des negativen Vorzeichens im Integranden auflösen:  $\text{Erf}(jz) = -j \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{u^2} du$ , und es ergibt sich eine geschlossene Form für  $R(z)$ . Eine deutliche Erleichterung schafft dabei die Eigenschaft  $U(z_0) = 0$ .

$$\text{Erf}\left(j\sqrt{\ln\left(\frac{R(z)}{R_0}\right)}\right) = -j\sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \frac{z - z_0}{R_0},$$

$$R(z) = R_0 e^{-f^2(z)}, \quad f(z) = \text{Erf}^{-1}\left(-j\sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \frac{z - z_0}{R_0}\right), \quad \sigma = \frac{q}{m_0} \frac{I}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0^3 \gamma^3}. \quad (\text{A5.8})$$

Für kleine Argumente kann die Inverse der Error-Funktion genähert werden:

$$\operatorname{Erf}^{-1}(x) \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} x + \frac{\pi\sqrt{\pi}}{24} x^3 + \frac{7\pi^2\sqrt{\pi}}{960} x^5 + \dots \quad (\text{A5.9})$$

Oft wird bereits nach dem linearen Glied abgebrochen. In Diagramm A5.1 wurden die Näherung erster Ordnung und die exakte Lösung für die Strahleinhüllende  $R(z)$  eines Elektronenstrahles mit  $I = 1,0$  A und  $\beta_0 = 0,55$  gegenübergestellt. Die Anfangswerte sind  $z_0 = 0$  und  $R_0 = 0,3$  mm. Für  $\sigma$  ergibt sich  $\sigma = 411 \cdot 10^{-6}$ , so dass  $\sqrt{2\sigma/\pi} \approx 16,2 \cdot 10^{-3}$ .

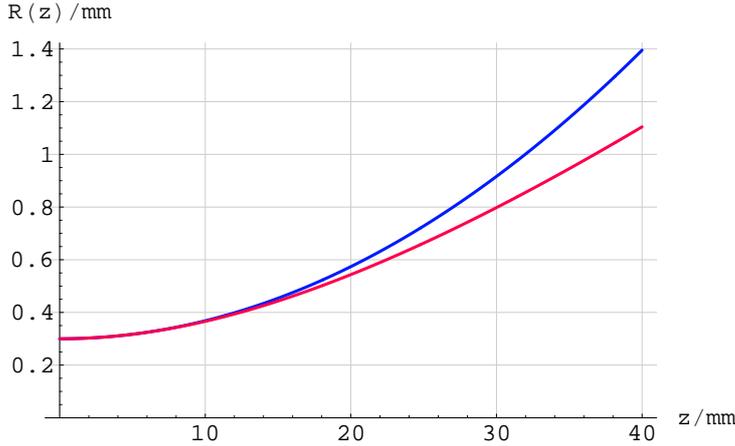


Abbildung A5.1: Der Radius eines Elektronenstrahles mit  $I = 1,0$  A,  $\beta_0 = 0,55$  und  $R_0 = 0,3$  mm. Dargestellt wurden die exakte Lösung der Differentialgleichung (rot) und die diskutierte Näherung (blau). Die Rayleigh-Länge beträgt etwa  $L_R \approx 22,4$  mm.

An dieser Stelle lässt sich eine Formel für die Rayleigh-Länge finden, diejenige Länge  $L_R$ , gemessen ab der Strahltaile  $z_0$ , bei der sich der Strahlradius verdoppelt hat.

$$R_{(z_0+L_R)} = 2R_0 = R_0 e^{-f^2(z_0+L_R)}, \quad j\sqrt{\ln(2)} = f_{(z_0+L_R)} = \operatorname{Erf}^{-1}\left(-j\sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \frac{L_R}{R_0}\right)$$

$$L_R = -j R_0 \sqrt{\frac{\pi}{2\sigma}} \operatorname{Erf}\left(j\sqrt{\ln(2)}\right) \approx 1,52 \frac{R_0}{\sqrt{\sigma}}. \quad (\text{A5.10})$$

Im vorliegenden Fall beträgt  $L_R$  etwa 22,4 mm.

Im letzten Schritt soll die volle Vielfalt der errechneten Lösung ausgeschöpft werden: Die Vorgabe von Anfangswerten ( $R(0)$  und  $R'(0)$ ) an der Position  $z = 0$ . Dafür müssen aus ihnen  $z_0$  und  $R_0$  bestimmt werden. Wegen der ungeraden Symmetrie von  $\operatorname{Erf}(x)$  lässt sich die erhaltene Lösung auf der bisher nicht behandelten Hälfte  $z < z_0$  fortsetzen. Die zugrunde liegende Differentialgleichung (A5.1) wird erfüllt, sodass diese Fortsetzung von Gleichung (A5.8) auf  $z \in \mathbb{R}$  die gesuchte Lösung der Strahleinhüllenden bildet. Damit lässt sich ebenfalls ein Ausdruck für  $R'(z)$  angeben für  $z \in \mathbb{R}$ :

$$R'(z) = j\sqrt{2\sigma} f(z) \quad (\text{A5.11})$$

und  $z_0$  sowie  $R_0$  können ermittelt werden:

$$R_0 = R(0) e^{-\frac{(R'(0))^2}{2\sigma}}, \quad z_0 = R_0 \sqrt{\frac{\pi}{2\sigma}} j \operatorname{Erf}\left(j\frac{R'(0)}{\sqrt{2\sigma}}\right). \quad (\text{A5.12})$$

## A5.2 Die Lösung der Bewegungsgleichung in magnetischen Linsen

Die relativistische Bewegungsgleichung

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} m_0 \gamma(\vec{v}) \vec{v} = q \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (\text{A5.13})$$

lässt sich vereinfachen, wenn die Geschwindigkeitsänderung, die durch das elektrische Feld hervorgerufen wird,  $\gamma$  nicht stark ändert. In der vorliegenden Situation soll der Durchgang eines Elektronenstrahles (speziell  $I = 1,0$  A;  $\beta_0 = 0,55$ ;  $R_0 = 0,3$  mm) durch eine magnetostatische Linse untersucht werden. Lediglich die Coulombkräfte führen hier zu einer - sehr geringen - Geschwindigkeitsänderung und diese kann für die Massenzunahme getrost vernachlässigt werden. Für die weitere Rechnung ist es hilfreich, eine Beschreibung in Zylinderkoordinaten zu wählen:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \varrho \vec{e}_\varrho + z \vec{e}_z, & \dot{\vec{e}}_\varrho &= \omega \vec{e}_\varphi, & \dot{\vec{e}}_\varphi &= -\omega \vec{e}_\varrho, & \ddot{\vec{e}}_\varrho &= \dot{\omega} \vec{e}_\varphi - \omega^2 \vec{e}_\varrho \\ \dot{\vec{r}} &= \dot{\varrho} \vec{e}_\varrho + \varrho \omega \vec{e}_\varphi + v_z \vec{e}_z \end{aligned} \quad (\text{A5.14})$$

$$\ddot{\vec{r}} = (\ddot{\varrho} - \varrho \omega^2) \vec{e}_\varrho + (2\dot{\varrho}\omega + \varrho\dot{\omega}) \vec{e}_\varphi + \dot{v}_z \vec{e}_z. \quad (\text{A5.15})$$

Damit erhält die genäherte Bewegungsgleichung in  $(\varrho, \varphi, z)$ -Koordinatendarstellung folgendes Aussehen:

$$\begin{pmatrix} \ddot{\varrho} - \varrho \omega^2 \\ 2\dot{\varrho}\omega + \varrho\dot{\omega} \\ \dot{v}_z \end{pmatrix} = \frac{q}{m_0 \gamma} \begin{pmatrix} E_\varrho + \varrho \omega B_z - v_z B_\varphi \\ E_\varphi - \dot{\varrho} B_z + v_z B_\varrho \\ E_z + \dot{\varrho} B_\varphi - \varrho \omega B_\varrho \end{pmatrix}. \quad (\text{A5.16})$$

Das elektromagnetische Feld des Strahles wurde bereits in Kapitel 5.1 erörtert. Es gilt im Strahlinneren näherungsweise:

$$\vec{E}_{(\varrho \leq R)} = \vec{e}_\varrho \frac{I}{2\pi \varepsilon_0} \frac{1}{v_0} \frac{\varrho}{R^2}, \quad \vec{B}_{(\varrho \leq R)} = \vec{e}_\varphi \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{\varrho}{R^2}. \quad (\text{A5.17})$$

Die magnetische Linse erzeugt selbst kein elektrisches Feld. Dies vereinfacht die Bewegungsgleichung und man kann beginnen, sie komponentenweise zu lösen. Ratsam ist es, zuerst die Strahlrotation - also die  $\varphi$ -Komponente - zu betrachten.

$$2\dot{\varrho}\omega + \varrho\dot{\omega} = \frac{1}{\varrho} \frac{d}{dt} \varrho^2 \omega = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_z B_\varrho - \dot{\varrho} B_z) \quad (\text{A5.18})$$

Die rechte Seite kann dabei nach dem Theorem von Busch [6] durch den magnetischen Fluss ausgedrückt werden:

$$\psi_{(\varrho, z)} = 2\pi \int_0^\varrho B_z(\varrho', z) \varrho' d\varrho', \quad d\psi_{(\varrho, z)} = \partial_\varrho \psi d\varrho + \partial_z \psi dz, \quad (\text{A5.19})$$

$$\partial_\varrho \psi_{(\varrho, z)} = 2\pi B_z(\varrho, z) \varrho, \quad \partial_z \psi_{(\varrho, z)} = 2\pi \int_0^\varrho \partial_z B_z(\varrho', z) \varrho' d\varrho'. \quad (\text{A5.20})$$

An dieser Stelle hilft die Quellenfreiheit des magnetischen Feldes.

$$0 = \partial_z B_z + \frac{1}{\varrho} \partial_\varrho(\varrho B_\varrho) + \frac{1}{\varrho} \partial_\varphi B_\varphi \quad (\text{A5.21})$$

Sind die Magnetfelder wie im vorliegenden Fall rotationssymmetrisch oder besitzen sie keine  $\varphi$ -Komponente, dann entfällt der letzte Term, so dass

$$\partial_z B_z(\varrho, z) = -\frac{1}{\varrho} \partial_\varrho(\varrho B_\varrho(\varrho, z)) , \quad (\text{A5.22})$$

$$\partial_z \psi(\varrho, z) = -2\pi \int_0^\varrho \partial_{\varrho'}(B_\varrho(\varrho', z) \varrho') d\varrho' = -2\pi \varrho B_\varrho(\varrho, z) . \quad (\text{A5.23})$$

Eine Singularität des Magnetfeldes darf im Strahlbereich nicht auftreten, so dass  $|B_\varrho| < \infty$  für  $\varrho \leq R$  und damit  $\varrho B_\varrho = 0$  für  $\varrho = 0$ . Nun kann der magnetische Fluss wie angekündigt in die Bewegungsgleichung (A5.18) eingearbeitet werden; und damit ist sie gelöst:

$$\frac{d}{dt} \psi = 2\pi \varrho (B_z \dot{\varrho} - B_\varrho v_z) , \quad \frac{d}{dt} \varrho^2 \omega = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_z B_\varrho - \dot{\varrho} B_z) \varrho = -\frac{q}{2\pi m_0 \gamma} \frac{d}{dt} \psi , \quad (\text{A5.24})$$

$$\Delta(\varrho^2 \omega) = -\frac{q}{2\pi m_0 \gamma} \Delta \psi . \quad (\text{A5.25})$$

Diese Gleichung besagt, dass sich der Drehimpuls eines jeden Elektrons einfach aus dem magnetischen Fluss an seiner Position ermitteln lässt - bei bekannten Anfangswerten. In der Praxis sind die Magnetfelder nur über einen sehr beschränkten Bereich ausgedehnt (Abschirmung), so dass als Anfangswerte  $\omega(z_1) = 0$  und  $B_z(\varrho, z_1) = 0$  gewählt werden können. Von dieser Referenz aus betrachtet, kann die Rotation des Strahles ermittelt

$$\varrho^2 \omega(\varrho, z) = -\frac{q}{m_0 \gamma} \int_0^\varrho B_z(\varrho', z) \varrho' d\varrho' \quad (\text{A5.26})$$

und genähert werden, wenn im Strahlbereich gilt  $B_z(\varrho, z) \approx B_z(\varrho=0, z)$ :

$$\omega(\varrho, z) \approx -\frac{q}{2m_0 \gamma} B_z(\varrho=0, z) . \quad (\text{A5.27})$$

Die Näherung nullter Ordnung für die magnetische Induktion führt zu dem schönen Ergebnis der Larmor-Frequenz und wird deshalb gern benutzt. Außerdem sind die Ergebnisse für kleine Linsenradien im Allgemeinen sehr gut. Ist man an einer höheren Genauigkeit interessiert, dann benutzt man am Besten die folgende Magnetfeldentwicklung in radialer Richtung (paraxiale Näherung), z.B. nach [37, S. 357]:

$$B_z(\varrho, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n(z) \varrho^{2n} , \quad B_n(z) = (-1)^n 2^{-2n} (n!)^{-2} \partial_z^{2n} B_z(0, z) . \quad (\text{A5.28})$$

Dies führt zu einer analogen Reihe für die Winkelgeschwindigkeit  $\omega(\varrho, z)$ :

$$\omega(\varrho, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \omega_n(z) \varrho^{2n} , \quad \omega_n(z) = -\frac{q}{m_0 \gamma} \frac{B_n(z)}{2n+2} . \quad (\text{A5.29})$$

Im Gegensatz zum Glied  $n = 0$  ist für die höheren Summanden die Winkelgeschwindigkeit vom Radius abhängig.

Bevor die vor allem interessante  $\varrho$ -Dynamik untersucht werden kann, soll die  $z$ -Dynamik analysiert werden, um die benötigte Geschwindigkeit  $v_z$  zu bestimmen.

$$m_0\gamma \dot{v}_z = q (\dot{\varrho}B_\varphi - \varrho\omega B_\varrho) \Leftrightarrow \frac{1}{2} m_0\gamma \frac{d}{dt}v_z^2 = qv_z (\dot{\varrho}B_\varphi - \varrho\omega B_\varrho) \quad (\text{A5.30})$$

Die linke Seite beschreibt die Änderung des longitudinalen Anteils der kinetischen Energie und demnach sollte die rechte Seite ebenfalls einer Energieänderung entsprechen. Aus Gleichung (A5.24) folgt:

$$q\varrho\omega v_z B_\varrho = m_0\gamma \frac{d}{dt}(\varrho\omega)^2 - m_0\gamma\varrho^2\omega\dot{\omega} + q\varrho\dot{\varrho}\omega B_z. \quad (\text{A5.31})$$

Das  $B_z$  des letzten Termes kann mit Hilfe der  $\varrho$ -Komponente der Bewegungsgleichung (A5.16) ersetzt werden:

$$q\varrho\dot{\varrho}\omega B_z = \frac{m_0\gamma}{2} \frac{d}{dt}(\dot{\varrho})^2 - \frac{m_0\gamma}{2} \frac{d}{dt}(\varrho\omega)^2 + m_0\gamma\varrho^2\omega\dot{\omega} - q\dot{\varrho}E_\varrho + q\dot{\varrho}v_z B_\varphi, \quad (\text{A5.32})$$

so dass sich folgende Gleichung ergibt:

$$\frac{m_0\gamma}{2} \frac{d}{dt}v_z^2 = -\frac{m_0\gamma}{2} \frac{d}{dt}(\varrho\omega)^2 - \frac{m_0\gamma}{2} \frac{d}{dt}(\dot{\varrho})^2 + q\dot{\varrho}E_\varrho. \quad (\text{A5.33})$$

Das ist der Energieerhaltungssatz: kinetische und potentielle Energie zusammen sind konstant. Die linke Seite bilanziert den longitudinalen kinetischen Energieanteil, der erste Term der rechten Seite den rotativen und der zweite Term den transversalen (expansiven). Der letzte Ausdruck der rechten Seite beschreibt die Änderung der potentiellen Energie:

$$E_{pot} = q\phi(\vec{r}), \quad \dot{E}_{pot} = q\nabla\phi(\vec{r}) \cdot \dot{\vec{r}} = -qE_\varrho\dot{\varrho}. \quad (\text{A5.34})$$

Bei den im Klystron verwendeten Linsen wird der Strahl nur leicht beeinflusst, so dass im Linsenbereich die potentielle Energie und der Strahlradius als nahezu konstant angenommen werden können. Auch die Rotationsenergie ist für die verwendeten, kurzen Linsen mit  $v_\varphi/v_0 < 6\%$  klein im Vergleich zur longitudinalen kinetischen Energie und kann für grobe Abschätzungen durchaus vernachlässigt werden. Mit all diesen Näherungen ergibt sich wegen der hohen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen eine sehr einfache  $z$ -Dynamik:  $v_z \approx v_0 = c\beta_0$ .

Mit diesem Wissen kann nun der  $\varrho$ -Komponente der Bewegungsgleichung zu Leibe gerückt werden:

$$\ddot{\varrho} \approx \varrho\omega^2 + \frac{q}{m_0\gamma} \varrho\omega B_z + \frac{q}{m_0\gamma} (E_\varrho - v_0 B_\varphi) \quad (\text{A5.35})$$

Da  $v_z \approx v_0$ , kann die Zeitableitung durch die  $z$ -Ableitung substituiert werden. Erzeugt die magnetische Linse selbst keine  $\varphi$ -Komponente der magnetischen Induktion, dann wird  $B_\varphi$  nur durch den Strahlstrom hervorgerufen und ist gerade  $B_\varphi = \beta_0^2/v_0 E_\varrho$ , so dass  $E_\varrho - v_0 B_\varphi = \gamma^{-2}E_\varrho$ ,

$$\varrho'' \approx \frac{\varrho\omega^2}{v_0^2} + \frac{q}{m_0\gamma} \frac{\varrho\omega}{v_0^2} B_z + \frac{q}{m_0\gamma} \frac{1}{v_0^2\gamma^2} E_\varrho. \quad (\text{A5.36})$$

An dieser Stelle wird das Wissen über die Strahlrotation benötigt. Für die weiteren Ausführungen soll die Näherung der Larmor-Frequenz (Gleichung (A5.27)) genügen, da für kleine Linsen die Fehler verschwindend gering sind.<sup>1</sup> Damit sieht die zu lösende Differentialgleichung etwas freundlicher aus:

$$\varrho''(z) \approx \left( \frac{q}{2 m_0 \gamma v_0} \right)^2 \left( 4 \frac{m_0}{q \gamma} E_{\varrho(z)} - \varrho(z) B_z^2(0,z) \right) \quad (\text{A5.37})$$

und gibt Anlass, die Coulombkraft in eine äquivalente  $B_z$ -Feldstärke umzuwandeln, die Brillouin-Feldstärke.

$$B_B^2(R) = 4 \frac{m_0}{q \gamma} E_{\varrho(z)} \frac{1}{\varrho(z)} = 2 \frac{m_0}{\pi \varepsilon_0} \frac{I}{q \gamma v_0} \frac{1}{R^2} \quad (\text{A5.38})$$

Sie ist über den gesamten Strahlquerschnitt konstant und hängt nur vom Strahlradius  $R = R(z)$  ab. Für den verwendeten Elektronenstrahl beträgt  $B_B(0,3 \text{ mm}) \approx 152 \text{ mT}$ . Die noch zu lösende Differentialgleichung lautet damit:

$$\varrho''(z) = \left( \frac{q}{2 m_0 \gamma v_0} \right)^2 \left( B_B^2(R(z)) - B_z^2(0,z) \right) \varrho(z) . \quad (\text{A5.39})$$

Meist ist man vor allem an der Strahleinhüllenden interessiert. Bei laminaren Teilchenbewegung ist dies  $\varrho(z) = R(z)$ :

$$R''(z) = \left( \frac{q}{2 m_0 \gamma v_0} \right)^2 \left( B_B^2(R(z)) - B_z^2(0,z) \right) R(z) . \quad (\text{A5.40})$$

Um analytisch noch etwas berechnen zu können, kann man  $R(z)$  im Linsenbereich als konstant annehmen. Man benötigt außerdem den Verlauf von  $B_z(0,z)$  bzw. mit der angesprochenen Näherung nur den Wert des Integrales  $\int_{z_1}^{z_2} B_z(0,z) dz$ . An dieser Stelle analytisch fortzufahren, ist nicht sehr sinnvoll, da das magnetische Feld auf der Strahlachse benötigt wird, welches bei den komplizierten Strukturen, die für die Linsen verwendet werden, am sinnvollsten numerisch berechnet wird. Ist  $B_z(0,z)$  bekannt, dann lässt sich die soeben erhaltene Differentialgleichung durch numerisches Integrieren und mehrfaches Iterieren extrem genau lösen - auch ohne die Näherung  $R(z) = \text{const}$  benutzen zu müssen. Sind weiterhin hohe Genauigkeiten erwünscht bzw. werden in großen Linsen Strahlverläufe weit von der Linsenachse entfernt benötigt, dann sollten die Nichtlinearität des Magnetfeldes  $B_z(\varrho)$  sowie die radiusabhängige Winkelgeschwindigkeit  $\omega(\varrho)$  berücksichtigt werden (z.B. durch die beschriebenen Reihenentwicklungen).

Der Wert der hier behandelten Methode zur Berechnung der Strahldynamik hat sich bei der Entwicklung der Linsen gezeigt. Bei jeder neu entworfenen Geometrie muss die Magnetfeldstärke für den gewünschten Strahlverlauf abgestimmt werden. Da  $B_z$  quadratisch in  $R''$  eingeht, ist dies nicht ganz trivial. PIC-Simulationen erfordern an dieser Stelle viel Zeit (je nach Rechenvolumen und Teilchenanzahl 10 – 30 min pro

---

<sup>1</sup>Es ist mit etwas mehr Rechenaufwand ebenfalls die genauere Reihenentwicklung für  $\omega(\varrho,z)$  und  $B_z(\varrho,z)$  einsetzbar, ohne dass neue Probleme entstehen. Für die numerische Auswertung zur Vorhersage der Strahldynamik wurde dieser Aufwand betrieben.

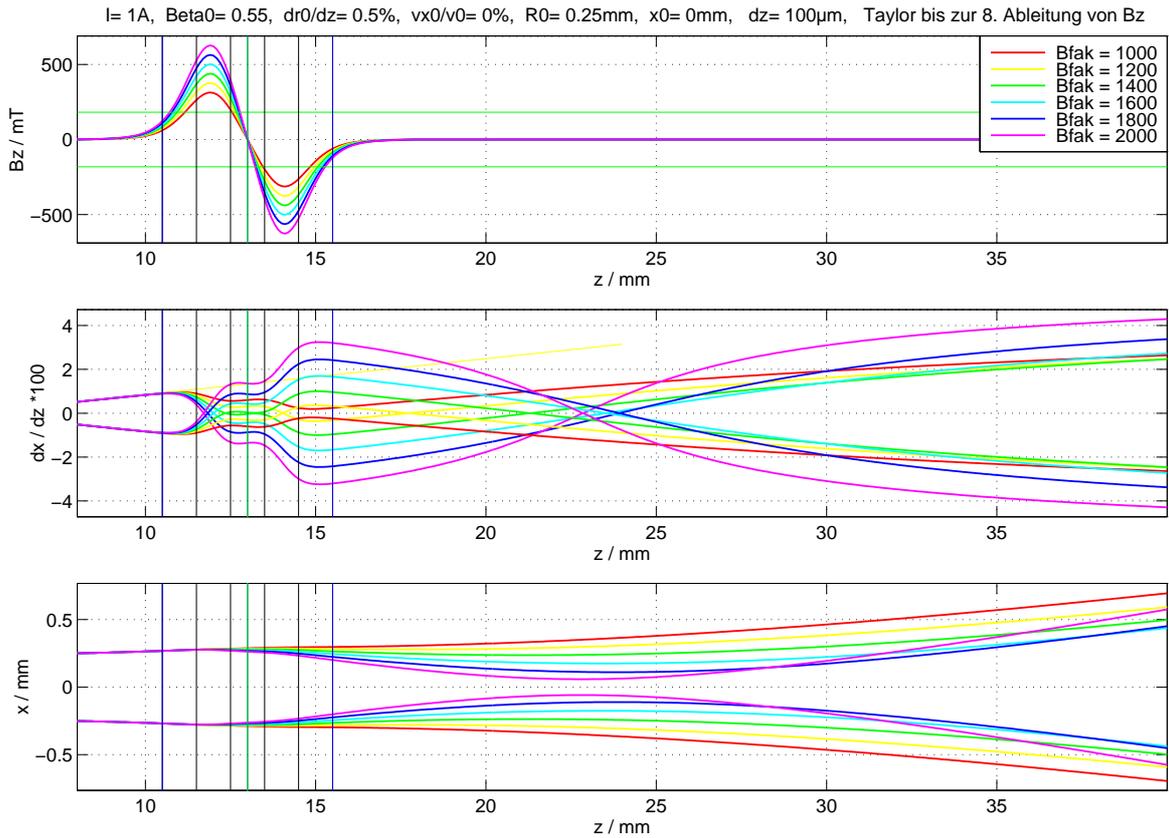


Abbildung A5.2: Aus einer numerischen Simulation wurde die magnetische Induktion der entworfenen Linsen ermittelt (oberes Diagramm) und daraus der Strahlverlauf des Elektronenstrahles nach der behandelten Methode berechnet. Durch den Vergleich der Strahldynamik bei verschiedenen Feldstärken, kann der gewünschte Magnetfeld-Faktor ermittelt werden. Im vorliegenden Fall wurde die Hauptfokussierungslinse (vor dem Idler) abgestimmt. Markiert wurden die Brillouin-Feldstärke (152 mT), die Linsenmitte (bei  $z = 13$  mm), die Permanentmagneten und die Ränder der Linse.

Durchlauf). Gute Startgrößen sind daher äußerst hilfreich. Mit Hilfe der soeben diskutierten Lösung der Bewegungsgleichung vermag Matlab innerhalb weniger Sekunden die Strahlverläufe - auch gleich für mehrere Feldstärken - zu berechnen. Ein Beispiel zeigt Grafik A5.2.

Zum Abschluss dieser Abhandlung soll gezeigt werden, wieso magnetische Linsen nur für kleine Strahlauslenkungen sinnvoll eingesetzt werden können. Abbildung A5.3 visualisiert die Situation: Ein bereits ausgelenkter Strahl (bei  $x = \varrho_m$ ) mit dem Radius  $R(z)$  soll durch eine Linse fokussiert werden. Was geschieht?

Wegen der Linearität der Bewegungsgleichung lässt sich die Dynamik des ausgelenkten Strahles innerhalb der magnetischen Linse zerlegen in eine Bewegung des Strahlmittelpunktes  $\varrho_m$  und die Drehung des Strahles um diesen. Mathematisch führt das zu den folgenden Differentialgleichungen in Analogie zu Gleichung (A5.40). Der einzige Unterschied besteht darin, dass die Coulombkräfte nur auf den Strahlradius  $R(z)$  wirken, nicht auf den Mittelpunkt:

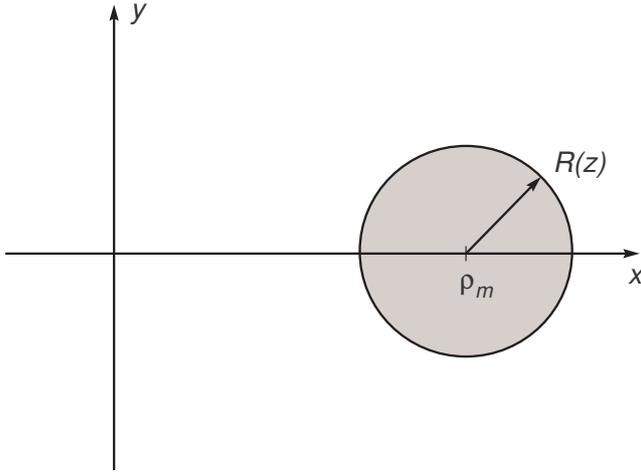


Abbildung A5.3: Ein um  $\varrho_m$  von der  $z$ -Achse ausgelenkter Strahl.

$$R''(z) = \left( \frac{q}{2 m_0 \gamma v_0} \right)^2 \left( B_B^2(R(z)) - B_z^2(0,z) \right) R(z) = (C(z) + D(z)) R(z), \quad (\text{A5.41})$$

$$\varrho_m''(z) = \left( \frac{q}{2 m_0 \gamma v_0} \right)^2 \left( 0 - B_z^2(0,z) \right) \varrho_m(z) = (0 + D(z)) \varrho_m(z). \quad (\text{A5.42})$$

Die Beschleunigungen stehen damit im folgenden Verhältnis:

$$\frac{\varrho_m''(z)}{R''(z)} = \frac{D(z)}{C(z) + D(z)} \frac{\varrho_m(z)}{R(z)}. \quad (\text{A5.43})$$

$C(z)$  ist im Linsenbereich in der Praxis viel kleiner als  $D(z)$ , da ja gerade die Coulombkräfte durch die kurzen Linsen deutlich überfokussiert werden sollen, so dass gilt:

$$\frac{\varrho_m''(z)}{R''(z)} \approx \frac{\varrho_m(z)}{R(z)}. \quad (\text{A5.44})$$

Nimmt man im Linsenbereich konstante Radien  $\varrho_m(z) = \varrho_m$  und  $R(z) = R$  an, dann ergibt sich das gleiche Verhältnis auch für die Änderung der Strahlsteigerungen durch die Linse:

$$\frac{\Delta \varrho_m'}{\Delta R'} \approx \frac{\varrho_m}{R}. \quad (\text{A5.45})$$

Das bedeutet, dass bei gewünschter Strahlfokussierung  $\Delta R'$  gleichzeitig die Strahlablenkung  $\varrho_m' = v_x/v_z$  geändert wird und zwar etwa im Verhältnis der Strahlauslenkung  $\varrho_m$  zum Strahlradius  $R$ . Das ist äußerst unschön. Folgendes Beispiel verdeutlicht wieso: Die Ablenkeinheit kann maximal eine Modulation von  $\varrho_m' = 8\%$  erzeugen. Etwa 10 mm nach dieser Struktur besitzt der Strahl eine Auslenkung von  $\varrho_m = 0,8$  mm. Die Radiusaufweitung von  $R' = +2\%$  soll durch eine Linse kompensiert werden zu  $R' = -1\%$ . Beträgt  $R = 0,4$  mm, dann verursacht die Linse neben der gewünschten Strahlfokussierung ebenfalls einen Knick in dem Strahlverlauf von  $\Delta \varrho_m' = -6\%$ , so dass nach der Linse  $v_x/v_0$  nur noch  $2\%$  beträgt! Grafik A5.4 visualisiert das beschriebene Problem: je stärker die Strahlfokussierung ist, desto stärker fällt ebenfalls der Knick aus. Daher können magnetische Linsen nur am Anfang des Klystrons sinnvoll eingesetzt werden.

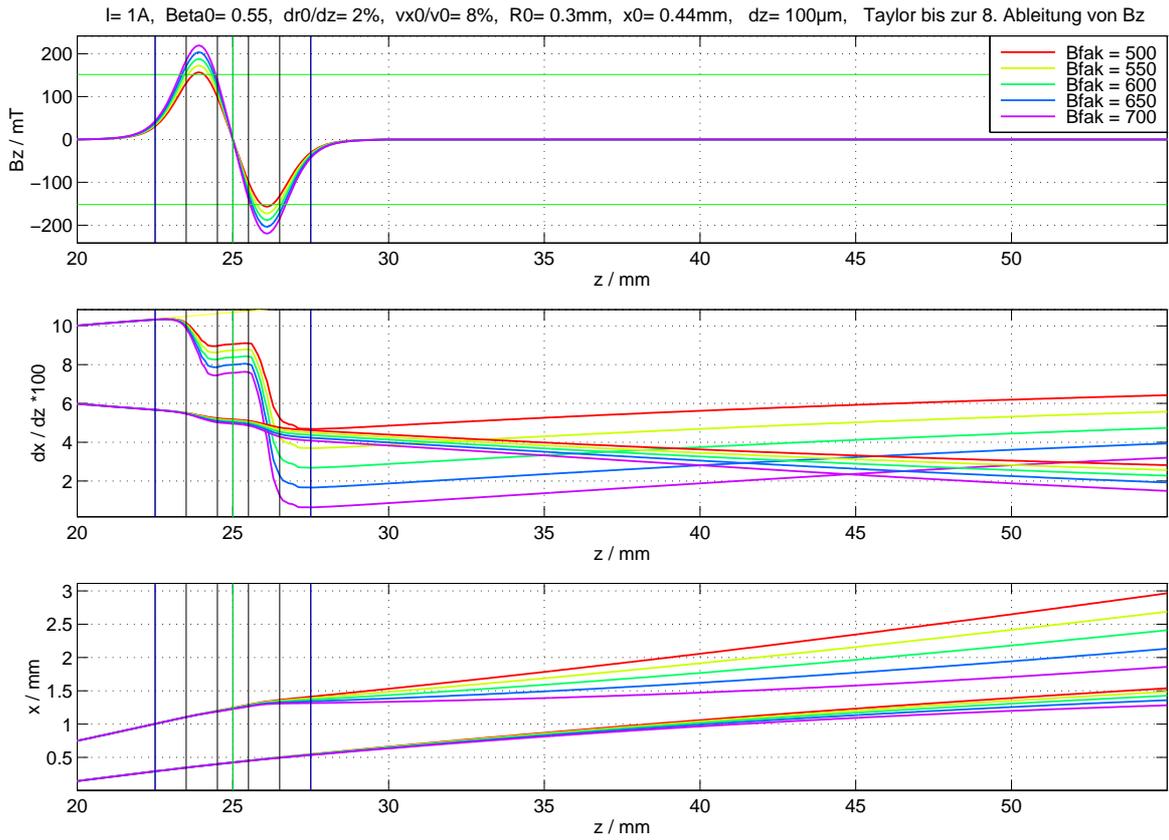


Abbildung A5.4: Bei ausgelenkten Strahlen verursachen Linsen neben der gewollten Fokussierung ebenfalls einen (meist) unerwünschten Knick in Richtung der Linsenachse.

## A5.3 Geometriedetails für die magnetischen Linsen

Die beiden magnetischen Linsen vor dem Eingangsresonator (1. Linse) bzw. dem Idler (2. Linse) sind baugleich, sie unterscheiden sich lediglich in der Stärke der verwendeten Permanentmagneten.

### Geometrie der Permanentmagneten

|                               |           |        |
|-------------------------------|-----------|--------|
| Innenradius                   | $R_{M,i}$ | 1,3 mm |
| Außenradius                   | $R_{M,a}$ | 3,0 mm |
| Länge                         | $L_M$     | 1,0 mm |
| Abstand zwischen den Magneten | $d_M$     | 1,0 mm |

### Magnetisierung und Induktion auf der Oberfläche

|                               |           |          |
|-------------------------------|-----------|----------|
| Magnetisierung (1. Linse)     | $M_1$     | 1,1 MA/m |
| mag. Induktion auf Oberfläche | $B_{O,1}$ | 270 mT   |
| Magnetisierung (2. Linse)     | $M_2$     | 1,6 MA/m |
| mag. Induktion auf Oberfläche | $B_{O,2}$ | 395 mT   |

### Polschuhe

|               |             |        |
|---------------|-------------|--------|
| Innenradius   | $R_{P,i}$   | 1,3 mm |
| Außenradius   | $R_{P,a}$   | 4,0 mm |
| Länge         | $L_P$       | 5,0 mm |
| Permittivität | $\mu_{r,P}$ | 400    |

Tabelle A5.1: Eine Zusammenstellung der geometrischen und magnetischen Parameter für die magnetischen Linsen am Klystronanfang.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für die erste der beiden magnetischen Linsen:

```
define(StructurePosition,-5.0e-3)
define(StructureName,Eingangslinse)
define(RechGebMagneto_z1,(-1)+StructurePosition) # Rechengebiet f. Magnetos. beschränken
define(RechGebMagneto_z2,(1)+StructurePosition) # Rechengebiet f. Magnetos. beschränken
define(ErzeugeMagnetGeometrie,1) # bei -lgeometry ->0
define(ErzeugeMagnetStromchen,1)
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 3)
define(MAG, 4)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl
define(Ifocus,eval(1/((1.0e-3-2*(1.0*(100e-6)))/(100e-6))))
define(dz,100e-6) # Abstand der Magnetisierungsströmchen

define(Matno_Pol,11)
## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
  material=Matno_Pol, type=normal, epsr= 1, muer= 400
define(Magnet_mat,12)
## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
  material=Magnet_mat, type=normal, epsr= 1, muer= 1

# Beampipe
define(Aperture_x, 1.2e-3)
define(Aperture_y, (1.2e-3))
define(BPlengthzu, 5e-3)
define(BPlengthzo, 5e-3)

-general
  outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/22/outfile
  scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_22-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
  graded = no
  spacing= STPSZE
  pxlow= -eval(2*6e-3/2)
  pxhigh= eval(2*6e-3/2)
  pylow= -eval(2*6e-3/2), pyhigh= eval(2*6e-3/2)
  pzlow= -eval(BPlengthzu)+StructurePosition
  pzhigh= eval(BPlengthzo)+StructurePosition

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
  xfixed(1, 0,0)
  yfixed(1, 0,0)

-material
  material= EL
  type=electric, kappa=58e6

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
  material= EL
  volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
  zlow= -eval(INF)+StructurePosition
  zhigh= eval(INF)+StructurePosition
  doit

#
# Ausschneiden der Beampipe
```

```

#
## rechteckig
-brick
  material= 0
  xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
  ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
  zlow= -eval(INF)+StructurePosition
  zhigh= eval(INF)+StructurePosition
  doit
## und für den Drift nach 20mm noch mehr aufweiten
-brick
  material= 0
  xlow= eval(-Aperture_x*2), xhigh= eval(+Aperture_x*2)
  ylow= eval(-Aperture_y*2), yhigh= eval(Aperture_y*2)
  zlow= StructurePosition+20e-3
  zhigh= eval(INF)+StructurePosition
  doit

##
## Auf geht's mit der Magnetostatik
##
-material
  material=EL
  type=normal, epsr= 1, muer= 1

-mesh
  cxlow= ele, cxhigh= ele
  cylow= ele, cyhigh= ele
  czlow= ele, czhigh= ele
#   czlow= mag, czhigh= mag

#
# Makro: mittlererPolschuh
#
#   brauche: z1, z2 (von dort bis dort Magnet)
#           PR2   (Aussenradius der äußeren Polschuhe)
#           Pdzm  (Dicke der mittleren berandenden Polschuhe)
#           PR1m  (Innenradius des mittleren Polschuhes)
#
macro mittlererPolschuh
#
# mittleren Polschuh erzeugen
#
-gccylinder
  material=Matno_Pol
  origin(0,0,eval(z1-Pdzm)), direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2), length= eval(Pdzm)
  whichcell= EL, do
# Innenradius durch Auffüllen mit Metall erzeugen
-gccylinder
  material=EL
  origin(0,0,eval(z1-Pdzm)), direction(0,0,1)
  radius= eval(PR1m), length= eval(Pdzm)
  whichcell= Matno_Pol, do
endmacro

#
# Makro: Linsengeometrie
#   ## Geometrie und Strömchen trennen für späteres -lgeometry
#
#   brauche: z1, z2 (von dort bis dort Magnet)
#           MR1,MR2(Innen- und Aussenradius des Magneten)
#           R1, R2 (Innen- und Aussenradius der Magnetisierungsströmchen)
#           Pdzm  (Dicke der äußeren berandenden Polschuhe)
#           PR1,PR2(Innen- und Aussenradius der äußeren Polschuhe)
#           Pz    (Länge der Kanten an der Aussenseite der Polschuhe)
#           PRdicke(radiale dicke der Kanten an der Polschuhen)

```

```

#          Pvdicke(Verbindungskante an der Aussenseite der Polschuhe)
#
# Materialblock mit Kanten an den Polschuhen
#
macro MakeLinse
#
# Polschuhe erzeugen
#
#-mat
#mat=5, type ele
#mat=6, type=elec
-gccylinder
  material=Matno_Pol
  whichcell= EL
  origin(0,0,eval(z1-Pdz-Pz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2)
  length= eval(z2-z1+2*Pdz+2*Pz)
do
# Innenradius durch Auffüllen mit Metall erzeugen
-gccylinder
  material=EL
  origin(0,0,eval(z1-Pdz-Pz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR1)
  length= eval(z2-z1+2*Pdz+2*Pz)
  whichcell= Matno_Pol,do

#
# Kanten an den Polschuhen herausschneiden
#
-gccylinder
  material=0
  origin(0,0,eval(z1-Pdz-Pz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2-PRdicke)
  length= eval(Pz)
  whichcell= EL, do
  whichcell= Matno_Pol, do
-gccylinder
  material=0
  origin(0,0,eval(z2+Pdz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2-PRdicke)
  length= eval(Pz)
  whichcell= EL, do
  whichcell= Matno_Pol, do
#
# Magnet ausschneiden
#
-gccylinder
  material=Magnet_mat
  origin(0,0,eval(z1))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(MR2)
  length= eval(z2-z1)
  whichcell= EL, do
  whichcell= Matno_Pol, do
-gccylinder
  material=EL
  origin(0,0,eval(z1))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(MR1)
  length= eval(z2-z1)
  whichcell= EL, do
  whichcell= Matno_Pol, do
  whichcell= Magnet_mat, do
endmacro

```

```

#
# Macro zur Erzeugung von RingStrömchen
#   brauche: Radius, zpos
#
macro Stroemchen
  point= (Radius,0,zpos)
  arc, radius=Radius, type=counterclockwise, size=small,
  point= (0,Radius,zpos)
  arc,
  point= (-Radius,0,zpos)
  arc,
  point= (0,-Radius,zpos)
  arc,
  point= (Radius,0,zpos)
endmacro

#
# Makro: Linsenmagnetisierungsströmchen
#   ## Geometrie und Strömchen trennen für späteres -lgeometry
#
#   brauche: zI1, zI2 (von dort bis dort Magnet)
#            MR1,MR2(Innen- und Aussenradius des Magneten)
#            R1, R2 (Innen- und Aussenradius der Magnetisierungsströmchen)
#            Ifocus (Magnetisierungsstrom)
#            dz      (Abstand der Strömchen)
#
macro MakeMagnetisierungsStroeme
  -lcurrent
  amplitude=Ifocus
  originprime = ( 0.0, 0.0, 0.0 )
  xprimedirection= ( 1.0, 0.0, 0.0 )
  yprimedirection= ( 0.0, 1.0, 0.0 )
#   clear
## Erzeugung von RingStrömchen
define(Radius,R1)
define(zpos,0)
do ii=1,(zI2-(zI1))/dz,1
enddo
define(iN0,ii)
do ii=0,iN0,1
  define(zi,zI1+ii/iN0*(zI2-(zI1)))
  originprime=(0.0,0.0,zi)
  clear
  call Stroemchen
  doit
enddo
#show now

#
#   Strömchen an der Aussenseite
#   R2<0, dann nur Strömchen an der Innenseite
#
if (R2>=0) then
-lcurrent
  amplitude=-Ifocus
  define(Radius,R2)
  define(zpos,0)
  call Stroemchen
  do ii=1,(zI2-(zI1))/dz,1
  enddo
  define(iN0,ii)
  do ii=0,iN0,1
    define(zi,zI1+ii/iN0*(zI2-(zI1)))
    originprime=(0.0,0.0,zi)
    clear
    call Stroemchen
    doit
  enddo
enddo

```

```

#show now
endif

endmacro

#
# Hier beginnt die Eingabe
#
# Mesh symmetrisch zur Linse Mitte anordnen
define(z1,-(1.0e-3)/2+StructurePosition)
define(z2,(1.0e-3)/2+StructurePosition)
define(R1,1.3e-3),define(R2,(3.0e-3)-200e-6)
define(zI1,z1+1.0*(100e-6))
define(zI2,z2-1.0*(100e-6))
define(MR1,1.3e-3),define(MR2,3.0e-3)
define(Pdz,1.0e-3)
define(PR1,1.3e-3),define(PR2,(3.0e-3)+1.0e-3)
define(Pdzm,1.0e-3)
define(PR1m,(3.0e-3))
define(Pz,0.0e-3)
define(PRdicke,0.0e-3)
#define(Pvdicke,)
if (0) then
zfixed(1,z1,z1)
zfixed(1,z1+Pdz,z1+Pdz)
zfixed(1,z2-Pdz,z2+Pdz)
zfixed(1,z2,z2)
endif

# Doppellinse -> 2 versetzte Einzellinse
# Mitte der 1. Linse und der 2. Linse
define(zl1m,-(1.0e-3)/2-Pdzm/2)
define(zl2m,eval(-(zl1m)))
-mesh
# zfixed(1,StructurePosition,StructurePosition)
# zfixed(1,StructurePosition+zl1m,StructurePosition+zl1m)
# zfixed(1,StructurePosition+zl2m,StructurePosition+zl2m)

if (ErzeugeMagnetGeometrie) then
define(z1,-(1.0e-3)/2+zl1m+StructurePosition)
define(z2,+(1.0e-3)/2+zl1m+StructurePosition)
call MakeLinse
define(z1,-(1.0e-3)/2+zl2m+StructurePosition)
define(z2,+(1.0e-3)/2+zl2m+StructurePosition)
call MakeLinse
call mittlererPolschuh
endif
if (ErzeugeMagnetStroemchen) then
define(zI1,-(1.0e-3)/2+zl1m+StructurePosition+(1.0*(100e-6)))
define(zI2,+(1.0e-3)/2+zl1m+StructurePosition-(1.0*(100e-6)))
call MakeMagnetisierungsStroeme
define(zI1,-(1.0e-3)/2+zl2m+StructurePosition+(1.0*(100e-6)))
define(zI2,+(1.0e-3)/2+zl2m+StructurePosition-(1.0*(100e-6)))
define(Ifocus,-Ifocus)
call MakeMagnetisierungsStroeme
# Rechengebiet für Magnetostatik begrenzen, Aufruf aber erst, wenn Magnetostatik ausgeführt wird
-brick, material=1, volume(-INF,INF,-INF,INF,-INF,RechGebMagneto_z1), doit
-brick, material=1, volume(-INF,INF,-INF,INF,RechGebMagneto_z2,INF), doit
endif

# Erläuterungen für das Plot
-general
text()= Pole Piece radius1 : PR1
text()= Pole Piece radius2 : PR2
text()= Pole Piece length z : Pdzm
text()= mid Pole Piece radius1 : PR1m
text()= mid Pole Piece length z : Pdzm

```

```

text()= Pole Piece mur           : 400
text()= Magnet radius1          : MR1
text()= Magnet radius2          : MR2
text()= Magnet length z         : 1.0e-3
text()= mag. Current             : Ifocus
if (TextMeshdata>=1) then
  text()= Mesh                   : STPSZE
  text()= Beampipe width x       : Aperture_x
  text()= Beampipe width y       : Aperture_y
  text()= Beampipe length zu     : BPlengthzu
  text()= Beampipe length zo     : BPlengthzo
endif

-brick, return
-volumeplot
  plotopts= -geometry 1000x710+0+0
  eye (1,2.3,0.5)
  scale 3
  bbyh 0
  doit

-fdtd, return
-magnetostatic
  showcurrents=no
  showcurrents=yes
  doit
end

```

## A5.4 Geometriedetails für die Final-Focus-Linse

|   |             |  |          |
|---|-------------|--|----------|
| Geometrie der Permanentmagneten                 |             |  |          |
| Innenradius                                     | $R_{M,i}$   |  | 7,0 mm   |
| Außenradius                                     | $R_{M,a}$   |  | 11,0 mm  |
| Länge   | $L_M$       |  | 2,4 mm   |
| Abstand zwischen den Magneten                   | $d_M$       |  | 3,2 mm   |
| Magnetisierung und Induktion auf der Oberfläche |             |  |          |
| Magnetisierung                                  | $M$         |  | 3,2 MA/m |
| mag. Induktion auf Oberfläche                   | $B_O$       |  | 1300 mT  |
| Polschuhe                                       |             |  |          |
| Innenradius                                     | $R_{P,i}$   |  | 7,0 mm   |
| Außenradius                                     | $R_{P,a}$   |  | 12,6 mm  |
| Abstand Magnet-Polschuh                         | $d_{MP}$    |  | 2,8 mm   |
| Gesamtlänge                                     | $L_{ges}$   |  | 17,6 mm  |
| Permittivität                                   | $\mu_{r,P}$ |  | 400      |

Tabelle A5.2: Eine Zusammenstellung der geometrischen und magnetischen Parameter für eine Final-Focus-Linse.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für die Final-Focus-Linse:

```
define(StructurePosition,44.0e-3)
define(StructureName,FFLinse)
define(ErzeugeMagnetGeometrie,1) # bei -lgeometry ->0
define(ErzeugeMagnetStromchen,1)
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 3)
define(MAG, 4)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl
define(Ifocusaussen,eval((1)/((2.4e-3-2*(1.0*(0.1e-3)))/(0.1e-3))))
define(Ifocusmitte,eval((1)*(1)/((2.4e-3-2*(1.0*(0.1e-3)))/(0.1e-3))))
define(dz,0.1e-3)
# Länge der Final-Focus-Linse
define(LFFL,2*(0.5*(0e-3)+(2.4e-3)+(0.0e-3)+(((3.2)/2*1e-3))+((2.0e-3+(2.8e-3)))+(-1e-3)+(1.2e-3)))

## Rechengebietbegrenzung für Magnetostatik
define(MagInf,1e3)
define(RechGebz1,-1)
define(RechGebz2,1)
define(HFDampfmat,63)
define(HFDmkappa,0)
define(HFDkappa,200)

define(Matno_Pol,62)
## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
material=Matno_Pol, type=normal, epsr= 1, muer= 400
define(Magnet_mat,61)
## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
material=Magnet_mat, type=normal, epsr= 1, muer= 1
## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
material=HFDampfmat, type=normal, epsr= 1, muer= 1, kappa= HFDkappa, mkappa= HFDmkappa
define(RechGeb_mat,65)
## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
material=RechGeb_mat, type=electric

# Beampipe
define(Aperture_x, 8.8e-3)
define(Aperture_y, 1.0e-3)
define(Aperture_x_nFFL, (8.8e-3))
define(Aperture_y_nFFL, 1.0e-3)
define(BPlengthzu, 14e-3)
define(BPlengthzo, 14e-3)

echo geo_SP= StructurePosition
echo geo_xb= Aperture_x
echo geo_yb= Aperture_y
echo geo_zb= BPlengthzu
echo geo_zb= BPlengthzo
echo geo_

-general
outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/22/outfile
scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_22-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
graded = no
spacing= STPSZE
pxlow= -eval(2*13.0e-3/2)
```

```

pxhigh= eval(2*13.0e-3/2)
pylow= -eval(2*13.0e-3/2), pyhigh= eval(2*13.0e-3/2)
pzlow= -eval(BPlengthzu)+StructurePosition
pzhigh= eval(BPlengthzo)+StructurePosition

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
xfixed(1, 0,0)
yfixed(1, 0,0)

-material
material= EL
type=electric, kappa=58e6

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
material= EL
volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
zlow= -eval(INF)+StructurePosition
zhigh= eval(INF)+StructurePosition
doit

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
## rechteckig
-brick
material= 0, which= all, taboo=none
xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
zlow= -eval(INF)+StructurePosition
zhigh= StructurePosition-(LFFL)/2+(-1e-3)
doit
-brick
material= 0, which= all, taboo=none
xlow= eval(-Aperture_x_nFFL/2), xhigh= eval(+Aperture_x_nFFL/2)
ylow= eval(-Aperture_y_nFFL/2), yhigh= eval(Aperture_y_nFFL/2)
zlow= StructurePosition+(LFFL)/2-(-1e-3)
zhigh= eval(INF)+StructurePosition
doit

#
## innerhalb der Final-Focus-Linse BP, die sich öffnet und schließt
## => Resonator => Dämpfung einführen
#
# Taper-Länge
define(lenge,(1.2e-3)/2+((2.0e-3+(2.8e-3))))
# y-Breite innerhalb der Linse
define(yhalbBP,2.8e-3)
define(yhalbDHF,2.0e-3)
define(dyDHF,0.4e-3)
define(dxDHF,(Aperture_x)-0.8e-3)
define(dzhalbDHF,((LFFL)/2-(-1e-3)-(1.2e-3)-((2.0e-3+(2.8e-3))))-0.8e-3)
# zlow-Taper
-ggcylinder
material= 0, which= EL, taboo=none
originprime=(0,0,StructurePosition-(((LFFL)/2)-(-1e-3)))
xprime= (1,0,0), yprime=(0,1,0)
range=(0,(lenge))
clear
point(eval(-Aperture_x/2),eval(-Aperture_y/2))
point(eval(+Aperture_x/2),eval(-Aperture_y/2))
point(eval(+Aperture_x/2),eval(+Aperture_y/2))
point(eval(-Aperture_x/2),eval(+Aperture_y/2))
point(eval(-Aperture_x/2),eval(-Aperture_y/2))
yslope= ((eval(+yhalbBP) / eval(+Aperture_y/2)-1) / lenge)
xslope=0
doit

```

```

# großes BP-Stückchen innerhalb der Linse
-ggcylinder
  material= 0, which= EL, taboo=none
  originprime=(0,0,StructurePosition)
  xprime= (1,0,0), yprime=(0,1,0)
  range=((LFFL)/2-(-1e-3)-(lenge)),((LFFL)/2-(-1e-3)-(lenge))
#   range=((LFFL)/2-(-1e-3)-(lenge)),0)
  clear
  point(eval(-Aperture_x/2),eval(-yhalbBP))
  point(eval(+Aperture_x/2),eval(-yhalbBP))
  point(eval(+Aperture_x/2),eval(+yhalbBP))
  point(eval(-Aperture_x/2),eval(+yhalbBP))
  point(eval(-Aperture_x/2),eval(-yhalbBP))
  xslope=0, yslope=0
doit
# HF-Dämpfungsblöcke
do ii=-1,1,2
  -brick
  material= HFDampfmat, which= 0, taboo=none
#   material= 61, which= all, taboo=none
  xlow= -(dxDHF)/2, xhigh= (dxDHF)/2
  ylow= ii*(yhalbDHF), yhigh= ii*(yhalbDHF)+(dyDHF)
  zlow= -(dzhalbDHF), zhigh= (dzhalbDHF)
  zlow= (StructurePosition)-(dzhalbDHF)
  zhigh= (StructurePosition)+(dzhalbDHF)
  doit
enddo
# zhigh-Taper
-ggcylinder
  material= 0, which= EL, taboo=none
  originprime=(0,0,StructurePosition+((LFFL)/2)-(-1e-3))
  xprime= (-1,0,0), yprime=(0,1,0)
  range=(0,(lenge))
  clear
  point(eval(-Aperture_x/2),eval(-Aperture_y/2))
  point(eval(+Aperture_x/2),eval(-Aperture_y/2))
  point(eval(+Aperture_x/2),eval(+Aperture_y/2))
  point(eval(-Aperture_x/2),eval(+Aperture_y/2))
  point(eval(-Aperture_x/2),eval(-Aperture_y/2))
  yslope= ((eval(+yhalbBP)) / eval(+Aperture_y_nFFL/2)-1) / lenge)
#   xslope= ((eval(+Aperture_x/2)) / eval(+Aperture_x_nFFL/2)-1) / lenge)
  xslope=0
doit

##
## Auf geht's mit der Magnetostatik
##
-material
  material=EL
  type=normal, epsr= 1, muer= 1

-mesh
  cxlow= ele, cxhigh= ele
  cylow= ele, cyhigh= ele
  czlow= ele, czhigh= ele
#   czlow= mag, czhigh= mag
#   cxlow= mag, cxhigh= mag
#   cylow= mag, cyhigh= mag

#
# Makro: Linsengeometrie
#   ## Geometrie und Strömchen trennen für späteres -lgeometry
#
#   brauche: z1, z2 (von dort bis dort Magnet)
#             MR1,MR2(Innen- und Aussenradius des Magneten)
#             R1, R2 (Innen- und Aussenradius der Magnetisierungsströmchen)
#             dzgap1,dzgap2 (vor und hinter Magneten Spalt lassen vor Polschuh)

```

```

#         Pd1,Pdz2 (Polschuhe von dort bis dort)
#         PR1,PR2(Innen- und Aussenradius der Polschuhe)
#         Pz      (Länge der Kanten an der Aussenseite der Polschuhe)
#         PRdicke(radiale dicke der Kanten an der Polschuhen)
#         Pvdicke(Verbindungskante an der Aussenseite der Polschuhe)
#
# Materialblock mit Kanten an den Polschuhen
#
macro MakeLinse
#
# Polschuhe erzeugen
#
#-mat
#mat=5, type ele
#mat=6, type=elec
if (Pdz2>Pd1) then
-gccylinder
  material=Matno_Pol
  whichcell= EL
  origin(0,0,eval(Pdz1-Pz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2)
  length= eval(Pdz2-Pdz1+2*Pz)
do
## Kanten an der Aussenseite der Polschuhe erzeugen
-gccylinder
  material=EL
  origin(0,0,eval(Pdz1-Pz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR1)
  length= eval(Pdz2-Pdz1+2*Pz)
  whichcell= Matno_Pol,do
#
# Kanten an den Polschuhen herausschneiden
#
-gccylinder
  material=0
  origin(0,0,eval(Pdz1-Pz))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2-PRdicke)
  length= eval(Pz)
  whichcell= EL, do
  whichcell= Matno_Pol, do
-gccylinder
  material=0
  origin(0,0,eval(Pdz2))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(PR2-PRdicke)
  length= eval(Pz)
  whichcell= EL, do
  whichcell= Matno_Pol, do
# wenn Polschuhe gewünscht sin
endif
#
# Spalte zwischen Magnet und Polschuhen erzeugen
#
-gccylinder
  material=0
  whichcell= Matno_Pol
  origin(0,0,eval((z1)-(dzgap1)))
  direction(0,0,1)
  radius= eval(MR2)
  length= eval(dzgap1)
do
-gccylinder
  material= 0
  whichcell= Matno_Pol
  origin(0,0,eval((z2)))
  direction(0,0,1)

```

```

        radius= eval(MR2)
        length= eval(dzgap2)
    do
#
# Magnet ausschneiden
#
if (z2>z1) then
-gccylinder
    material=Magnet_mat
    origin(0,0,eval(z1))
    direction(0,0,1)
    radius= eval(MR2)
    length= eval(z2-z1)
    whichcell= EL, do
    whichcell= Matno_Pol, do
-gccylinder
    material=EL
    origin(0,0,eval(z1))
    direction(0,0,1)
    radius= eval(MR1)
    length= eval(z2-z1)
    whichcell= EL, do
    whichcell= Matno_Pol, do
    whichcell= Magnet_mat, do
endif
endmacro

#
# Macro zur Erzeugung von RingStrömchen
# brauche: Radius, zpos
#
macro Stroemchen
    point= (Radius,0,zpos)
    arc, radius=Radius, type=counterclockwise, size=small,
    point= (0,Radius,zpos)
    arc,
    point= (-Radius,0,zpos)
    arc,
    point= (0,-Radius,zpos)
    arc,
    point= (Radius,0,zpos)
endmacro

#
# Makro: Linsenmagnetisierungsströmchen
# ## Geometrie und Strömchen trennen für späteres -lgeometry
#
# brauche: zI1, zI2 (von dort bis dort Magnet)
#          MR1,MR2(Innen- und Aussenradius des Magnetes)
#          R1, R2 (Innen- und Aussenradius der Magnetisierungsströmchen)
#          Ifocus (Magnetisierungsstrom)
#          dz      (Abstand der Strömchen)
#
macro MakeMagnetisierungsStroeme
-lcurrent
    amplitude=Ifocus
    originprime = ( 0.0, 0.0, 0.0 )
    xprimedirection= ( 1.0, 0.0, 0.0 )
    yprimedirection= ( 0.0, 1.0, 0.0 )
# clear
## Erzeugung von RingStrömchen
define(Radius,R1)
define(zpos,0)
do ii=1,(zI2-(zI1))/dz,1
enddo
define(iN0,ii)
do ii=0,iN0,1
    define(zi,zI1+ii/iN0*(zI2-(zI1)))

```

```

        originprime=(0.0,0.0,zi)
        clear
        call Stroemchen
        doit
    enddo
#show now

#
#   Strömchen an der Aussenseite
#   R2<0, dann nur Strömchen an der Innenseite
#
if (R2>=0) then
-lcurrent
    amplitude=-Ifocus
    define(Radius,R2)
    define(zpos,0)
    call Stroemchen
    do ii=1,(zI2-(zI1))/dz,1
    enddo
    define(iN0,ii)
    do ii=0,iN0,1
        define(zi,zI1+ii/iN0*(zI2-(zI1)))
        originprime=(0.0,0.0,zi)
        clear
        call Stroemchen
        doit
    enddo
#show now
endif

endmacro

#
#   Makro: Abschirmringe
#
#   brauche: z1, z2 (von dort bis dort Abschirmring)
#           AbR1x, AbR1y, AbR2 (Innen- und Aussenabmessungen des Ringes)
#
macro Abschirmringe
if (z2>z1) then
-gccylinder
    material=Matno_Pol
    whichcell= EL
    origin(0,0,eval(z1))
    direction(0,0,1)
    radius= eval(AbR2)
    length= eval((z2)-(z1))
    do
#   ein rechteckiges Loch ist nicht gut, da sonst y-Kick
if (0) then
-brick
    material=EL
    whichcell= Matno_Pol, taboo=0
    xlow = -(AbR1x), xhigh= +(AbR1x)
    ylow = -(AbR1y), yhigh= +(AbR1y)
    zlow = z1, zhigh= z2
    do
endif
-gccylinder
    material=EL
    whichcell= Matno_Pol, taboo=0
    origin(0,0,eval(z1))
    direction(0,0,1)
    radius= eval(AbR1)
    length= eval((z2)-(z1))
    do
endmacro

```

```

#
# Hier beginnt die Eingabe
#
# Mesh symmetrisch zur Linsenmitte anordnen
define(z1,-(2.4e-3)/2+StructurePosition)
define(z2,(2.4e-3)/2+StructurePosition)
define(R1,7.0e-3),define(R2,11.0e-3)
define(zI1,z1+1.0*(0.1e-3))
define(zI2,z2-1.0*(0.1e-3))
define(Rsich,(STPSZE))
define(MR1,7.0e-3),define(MR2,11.0e-3+Rsich)
define(Pdzrand,0.0e-3)
define(Pdzmitte,((3.2)/2*1e-3))
define(Pdzaussen,(2.0e-3+(2.8e-3)))
define(PR1aussen,(7.0e-3)-0.0e-3), define(PR1mitte,(11.0e-3))
define(PR2,((11.0e-3)+1.6e-3))
define(Pz,0.0e-3)
define(PRdicke,0.0e-3)
define(dzgap1,0),define(dzgap2,0)

# 3-fach Linse -> 3 versetzte Einzellinse
# z=0mm = Mitte der 3 Linsen
define(zl1m,-(0e-3)/2-(2.4e-3)/2-Pdzmitte)
define(zl2m,0)
define(zl3m,eval(-(zl1m)))
define(zl4m,zl3m)
# 4-fach Linse -> 4 versetzte Einzellinse
if (0) then
# z=0mm => zwischen mittleren Magneten
define(zl1m,-(0e-3)-(2.4e-3)/2-1.5*(Pdzmitte))
define(zl2m,-0.5*((0e-3)+(Pdzmitte)))
define(zl3m,-zl2m)
define(zl4m,-zl1m)
endif
-mesh
zfixed(1,StructurePosition,StructurePosition)
zfixed(1,StructurePosition+zl1m,StructurePosition+zl1m)
zfixed(1,StructurePosition+zl2m,StructurePosition+zl2m)

if (ErzeugeMagnetGeometrie) then
## unten (zlow)
define(z1,-(2.4e-3)/2+zl1m+StructurePosition)
define(z2,+(2.4e-3)/2+zl1m+StructurePosition)
define(dzgap1,2.8e-3),define(dzgap2,0)
define(PR1,PR1aussen)
define(Pdz1,z1-Pdzrand-Pdzaussen)
define(Pdz2,z2+Pdzrand)
call MakeLinse
## Mitte unten
define(PR1,PR1mitte)
define(z1,-(0e-3)/2+zl2m+StructurePosition)
define(z2,+(0e-3)/2+zl2m+StructurePosition)
define(dzgap1,0),define(dzgap2,0)
define(Pdz1,z1-Pdzmitte)
define(Pdz2,z2+Pdzmitte)
call MakeLinse
if(0) then
## Mitte oben
define(PR1,PR1mitte)
define(z1,-(0e-3)/2+zl3m+StructurePosition)
define(z2,+(0e-3)/2+zl3m+StructurePosition)
define(dzgap1,0),define(dzgap2,0)
define(Pdz1,z1-Pdzmitte)
define(Pdz2,z2+Pdzmitte)
call MakeLinse
endif
## oben (zhigh)
define(z1,-(2.4e-3)/2+zl4m+StructurePosition)

```

```

define(z2,(2.4e-3)/2+z14m+StructurePosition)
define(dzgap1,0),define(dzgap2,2.8e-3)
define(PR1,PR1aussen)
define(Pdz1,z1-Pdzrand)
define(Pdz2,z2+Pdzrand+Pdzaussen)
call MakeLinse
##
## Abschirmringe
define(AbR2,(((11.0e-3)+1.6e-3))), define(AbR1,4.4e-3)
# innen rechteckig ist nicht gut! define(AbR1x,4.4e-3), define(AbR1y,(4.4e-3))
define(z2,StructurePosition+z11m-((2.4e-3)/2+Pdzrand+Pdzaussen+(1.2e-3)))
define(z1,(z2)-(-1e-3))
call Abschirmringe
define(z1,StructurePosition+z14m+((2.4e-3)/2+Pdzrand+Pdzaussen+(1.2e-3)))
define(z2,(z1)+(-1e-3))
call Abschirmringe
endif

if (ErzeugeMagnetStromchen) then
define(zI1,-(2.4e-3)/2+z11m+StructurePosition+(1.0*(0.1e-3)))
define(zI2,(2.4e-3)/2+z11m+StructurePosition-(1.0*(0.1e-3)))
define(Ifocus,-Ifocusaussen)
call MakeMagnetisierungsStroeme
define(zI1,-(0e-3)/2+z12m+StructurePosition+(1.0*(0.1e-3)))
define(zI2,(0e-3)/2+z12m+StructurePosition-(1.0*(0.1e-3)))
define(Ifocus,Ifocusmitte)
# call MakeMagnetisierungsStroeme
if (0) then
define(zI1,-(2.4e-3)/2+z13m+StructurePosition+(1.0*(0.1e-3)))
define(zI2,(2.4e-3)/2+z13m+StructurePosition-(1.0*(0.1e-3)))
define(Ifocus,-Ifocusmitte)
# call MakeMagnetisierungsStroeme
endif
define(zI1,-(2.4e-3)/2+z14m+StructurePosition+(1.0*(0.1e-3)))
define(zI2,(2.4e-3)/2+z14m+StructurePosition-(1.0*(0.1e-3)))
# define(Ifocus,-Ifocusaussen)
## BLödsinn!!! define(Ifocus,Ifocusaussen*())
define(Ifocus,Ifocusaussen)
call MakeMagnetisierungsStroeme
endif

## für Magnetostatik: elektri. Material -> Vakuum (da electric=supraleitend)
## damit nicht totrechnen => Rechengebiet beschränken
if (ErzeugeMagnetStromchen != 0) then
-brick, materi=RechGeb_mat, which= all, taboo= no
volume=(-MagInf, MagInf, -MagInf, MagInf, -MagInf+StructurePosition, RechGebz1+StructurePosition)
doit
-brick, materi=RechGeb_mat, which= all, taboo= no
volume=(-MagInf, MagInf, -MagInf, MagInf, RechGebz2+StructurePosition, MagInf+StructurePosition)
doit
endif

# Erläuterungen für das Plot
-general
text()= Pole Piece radius1 : PR1
text()= Pole Piece radius2 : PR2
text()= Pole Piece length z : Pdzrand
text()= mid Pole Piece length z : Pdzmitte
text()= Pole Piece mur : 400
text()= Magnet radius1 : MR1
text()= Magnet radius2 : MR2
text()= Magnet length z : 2.4e-3
text()= Current : Ifocus
if (TextMeshdata>=1) then
text()= Mesh : STPSZE
text()= Beampipe width x : Aperture_x
text()= Beampipe width y : Aperture_y
text()= Beampipe length zu : BPlengthzu
text()= Beampipe length zo : BPlengthzo

```

```
endif

-brick, return
-volumeplot
  plotopts = -geometry 713x470+5+5
# plotopts= -geometry 1000x710+0+0
  eye (1,2.3,0.5)
  scale 3
  bbyh 0
  doit

-fdtd, return
-magnetostatic
  showcurrents=no
  showcurrents=yes
  doit

end
```

## A5.5 Geometriedetails für den Quadrupol Qy

### Geometrie der Permanentmagneten

|                           |           |        |
|---------------------------|-----------|--------|
| $x$ -Länge                | $x_M$     | 5,2 mm |
| $y$ -Länge                | $y_M$     | 2,0 mm |
| $z$ -Länge                | $z_M$     | 4,0 mm |
| $y$ -Abstand der Magneten | $d_{y,M}$ | 4,4 mm |

### Magnetisierung und Induktion auf der Oberfläche

|                                   |           |           |
|-----------------------------------|-----------|-----------|
| Magnetisierung (in $x$ -Richtung) | $M_x$     | 0,50 MA/m |
| mag. Induktion auf Oberfläche     | $B_{x,O}$ | 400 mT    |

### Abschirmkapsel

|                    |             |         |
|--------------------|-------------|---------|
| $x$ -Länge (außen) | $x_{A,a}$   | 11,2 mm |
| $y$ -Länge (außen) | $y_{A,a}$   | 15,2 mm |
| $z$ -Länge (außen) | $z_{A,a}$   | 10,8 mm |
| $x$ -Länge (innen) | $x_{A,i}$   | 9,2 mm  |
| $y$ -Länge (innen) | $y_{A,i}$   | 13,2 mm |
| $z$ -Länge (innen) | $z_{A,i}$   | 8,8 mm  |
| Permittivität      | $\mu_{r,A}$ | 100     |

Tabelle A5.3: Eine Zusammenstellung der geometrischen und magnetischen Parameter für den Quadrupol Qy.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Quadrupol Qy:

```

define(StructurePosition,30.0e-3)
define(StructureName,Magnety)
define(NurStructure,0) # =1 für Klystron basteln
define(ErzeugeMagnetGeometrie,1) # bei -lgeometry ->0
define(ErzeugeMagnetStroemchen,1)
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 3)
define(MAG, 4)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl
define(dxI,0.2e-3) # dx für Windungen
define(Iamplit,(1)) # I
define(zfoc,0e-3+StructurePosition) # z-Position
define(hzfoc,4.0e-3) # Breite in z-Richtung
define(yfoc,2.2e-3) # Unterkante Magnet
define(hyfoc,2.0e-3) # Magnetdicke y
define(xfoc,0e-3) # x-Position
define(hxfoc,eval(2.6e-3)) # Dicke in x-Richtung
## Abschirmkapsel
define(Abschirmmat,52) # Materialno
define(dabschirm,1.0e-3) # Materialdicke der Abschirmung
define(dxabschirm,2e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
define(dyabschirm,2.4e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
define(lyabschirm,0.0e-3) # Abstand y=0 - Unterkante Kapsel
define(dzabschirm,2.4e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
## magnetisches Material, damit sich die H-Felder nicht so weit ausdehnen
define(dzfang,(4.0e-3)/2+(2.4e-3)+(1.6e-3)/2+0.4e-3) # Abstand zfoc, Mitte Polschuh
define(hzfang,1.6e-3) # Polschuhlänge z
define(yfang,0.7e-3) # Polschuhmitte y
define(hyfang,0.8e-3) # Polschuhlänge y
define(xfang,0e-3) # Polschuhmitte x
define(hxfang,eval(10e-3)) # Polschuhlänge x
define(Magnety,51)
define(MagfangNo,53)
## wichtig für klystroniruwaj: definition in einer Zeile!!!
-material
    material=Magnety, type=normal, epsr= 1, muer= 1
-material
    material=Abschirmmat, type=normal, epsr=1, muer= 100

# Beampipe
define(Aperture_x, (5e-3)*2)
define(Aperture_y, 1.0e-3)
define(yBPaussen, ((2*0.6e-3)))
define(xBPaussen, ((2*1)))
define(BPlengthzu, 8e-3)
define(BPlengthzo, (8e-3))

-general
    outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/29/outfile
    scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_29-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
    graded = no
    spacing= STPSZE
    pxlow= -eval(2*6.0e-3/2)
    pxhigh= eval(2*6.0e-3/2)
    pylow= -eval(2*8e-3/2), pyhigh= eval(2*8e-3/2)
    pzlow= -eval(BPlengthzu)+zfoc
    pzhigh= eval(BPlengthzo)+zfoc
    cxlow= ele, cxhigh= ele
    cylow= ele, cyhigh= ele

```

```

        czlow= ele, czhigh= ele

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
    xfixed(1, 0,0)
    yfixed(1, 0,0)

-material
    material= EL
#   type=electric, kappa=58e6
    type=normal, epsr=1, muer=1, kappa=58e6

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
    material= EL, whichcells= all, taboo= none
    volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
    zlow= -eval(INF)+StructurePosition
    zhigh= eval(INF)+StructurePosition
    doit

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
-brick
    material= 0, whichcells= all, taboo= none
    xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
    ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
    zlow= -eval(INF)+StructurePosition
    zhigh= eval(INF)+StructurePosition
    doit

#
# BP nach oben und unten begrenzen => Magnete drüber und drunter
#
define(BPDicke,1e-3)
-brick
    do ii=-1,1,2
        material= 0, whichcells= all, taboo= none
        xlow= -eval(INF), xhigh= eval(INF)
        ylow= ii*eval(Aperture_y/2+BPDicke), yhigh= ii*eval(INF)
        zlow= -eval(INF)+StructurePosition
        zhigh= eval(INF)+StructurePosition
    #   doit
    enddo

##
## Auf geht's mit der Magnetostatik
##

if (ErzeugeMagnetStroemchen) then
#define(xb,eval((2*6.0e-3)/2)) # Rechengebietsabmessung x
-lcurrent
    do jy=-1,1,2
#   do jy=1,1,2
        amplitude=Iamplit
        originprime (xfoc,jy*yfoc,zfoc)
        xprimedirection (0,0,1)
        yprimedirection (0,1,0)
        do Nfoc=1,(hxfoc)/dxI,1
            enddo
        do jx=1,Nfoc,1
            clear          ### ganz wichtig: alte Schleifchen löschen !!!
            define(xpos,-(hxfoc*(2*(jx-1)/(Nfoc-1)-1)+0e-8))
#           if ((-xb<=xpos) & (xpos<=xb)) then
                point(eval(-(hxfoc)/2),0,xpos)
                point(eval(+ (hxfoc)/2),0,xpos)
                point(eval(+ (hxfoc)/2),jy*hyfoc,xpos)
                point(eval(-(hxfoc)/2),jy*hyfoc,xpos)
            #       endif
        enddo
    enddo
enddo

```

```

        point(eval(-(hzfoc)/2),0,xpos)
        doit
    #    endif
    enddo
enddo
endif

if (ErzeugeMagnetGeometrie) then
## Magnete einfärben
## oben und unten
do jy=-1,1,2
    -brick
        materi= Magnety, whichcells= all, taboo= none
        xlow= eval(xfoc-(hxfoc)),    xhigh= eval(xfoc+(hxfoc))
        ylow= jy*eval(yfoc),        yhigh= jy*eval(yfoc+(hyfoc))
        zlow= eval(zfoc-(hzfoc)/2), zhigh= eval(zfoc+(hzfoc)/2)
    doit
enddo

## Abschirmung durch Kapsel
if (100) then
define(hxabschirm,2*(hxfoc)+2*(dxabschirm)+2*(dabschirm))
define(hyabschirm,yfoc+hyfoc+dyabschirm+dabschirm)
define(hzabschirm,1*(hzfoc)+2*(dzabschirm)+2*(dabschirm))
## oben und unten
do jy=-1,1,2
## große Blöcke (Abschirmkapsel) setzen
    -brick, materi= Abschirmmat
        xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)),    xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2))
        ylow=jy*eval(lyabschirm),    yhigh= jy*eval((hyabschirm))
        zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)),    zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2))
        whichcell= EL, doit
## Innenleben herausschneiden
# -brick, materi= 0
    -brick, materi= EL
        xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)+dabschirm)
        xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2)-dabschirm)
        ylow= 0,    yhigh= jy*eval((hyabschirm)-dabschirm)
        zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)+dabschirm)
        zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2)-dabschirm)
        whichcell= Abschirmmat, doit
    enddo
## Option whichcells zurücksetzen
    -brick, whichcells= all, taboo= none
endif

## Geometrie nun nachträglich wieder öffnen für HF-Auspuff
if ((yBPaussen)*(xBPaussen)) then
define(dzpos,(1*(hzfoc)+2*(dzabschirm)+2*(dabschirm))/2)
    -brick
        material=EL, which= all, taboo= 0
        xlow= -(xBPaussen)/2,    xhigh= +(xBPaussen)/2
        ylow= -(yBPaussen)/2,    yhigh= +(yBPaussen)/2
        zlow= StructurePosition-(dzpos),    zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
endif
endif

## nun ganz wichtig: richtige Geometrie für die Berechnung der Magnetfelder benutzen
## (vollständig gekapselte Magneten...)
## -lgeometry kennt STPSZE nicht => dysicher direkt vorgeben
if (ErzeugeMagnetStroemchen) then
## Magnete einfärben
## oben und unten
do jy=-1,1,2
    -brick
        materi= Magnety, whichcells= all, taboo= none
        xlow= eval(xfoc-(hxfoc)),    xhigh= eval(xfoc+(hxfoc))

```

```

        ylow= jy*eval(yfoc),          yhigh= jy*eval(yfoc+(hyfoc))
        zlow= eval(zfoc-(hzfoc)/2),  zhigh= eval(zfoc+(hzfoc)/2)
    doit
enddo
enddo
## Abschirmung durch Kapsel
if (100) then
    define(hxabschirm,2*(hxfoc)+2*(dxabschirm)+2*(dabschirm))
    define(hyabschirm,yfoc+hyfoc+dyabschirm+dabschirm)
    define(hzabschirm,1*(hzfoc)+2*(dzabschirm)+2*(dabschirm))
    ## oben und unten
    do jy=-1,1,2
    ## große Blöcke (Abschirmkapsel) setzen
    -brick, materi= Abschirmmat
        xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)),  xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2))
        ylow=jy*eval(lyabschirm),        yhigh= jy*eval(hyabschirm)
        zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)),  zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2))
        whichcell= all, taboo=Magnety , doit
    ## Innenleben herauschneiden
    -brick, materi= 0
        xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)+dabschirm)
        xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2)-dabschirm)
        ylow= 0, yhigh= jy*eval((hyabschirm)-dabschirm)
        zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)+dabschirm)
        zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2)-dabschirm)
        whichcell= Abschirmmat, taboo=Magnety, doit
    enddo
    ## Option whichcells zurücksetzen
    -brick, whichcells= all, taboo= none
endif
#
# Ausschneiden der Beampipe
#
-brick
    material= 0, whichcells= all, taboo= none
    xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
    ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
    zlow= -(BPlengthzu)+StructurePosition
    zhigh= BPlengthzo+StructurePosition
    doit
endif

# Erläuterungen für das Plot
-general
    text()= I focus           : 1
    text()= focus length x    : hxfoc
    text()= focus length y    : hyfoc
    text()= focus length z    : hzfoc
    text()= focus position y  : yfoc
if (TextMeshdata>=1) then
    text()= Mesh              : STPSZE
    text()= Beampipe width x  : Aperture_x
    text()= Beampipe width y  : Aperture_y
    text()= Beampipe length zu : BPlengthzu
    text()= Beampipe length zo : BPlengthzo
endif

-volumeplot
    plotopts= -geometry 1000x710+0+0
    plotopts= -geometry 713x470+5+5
    eye (1,2.3,0.5)
    eye (-1e-8,+0.1,-1)
    scale 3
    doit

-fdtd, return
-magnetostatic
    showcurrents=yes
    doit
end

```

## A5.6 Geometriedetails für den Quadrupol Qx

### Geometrie der Permanentmagneten

|                           |           |         |
|---------------------------|-----------|---------|
| $x$ -Länge                | $x_M$     | 10,4 mm |
| $y$ -Länge                | $y_M$     | 2,0 mm  |
| $z$ -Länge                | $z_M$     | 4,0 mm  |
| $y$ -Abstand der Magneten | $d_{y,M}$ | 5,6 mm  |

### Magnetisierung und Induktion auf der Oberfläche

|                                   |           |            |
|-----------------------------------|-----------|------------|
| Magnetisierung (in $x$ -Richtung) | $M_x$     | 0,857 MA/m |
| mag. Induktion auf Oberfläche     | $B_{x,O}$ | 780 mT     |

### Abschirmkapsel

|                    |             |         |
|--------------------|-------------|---------|
| $x$ -Länge (außen) | $x_{A,a}$   | 16,4 mm |
| $y$ -Länge (außen) | $y_{A,a}$   | 15,6 mm |
| $z$ -Länge (außen) | $z_{A,a}$   | 10,8 mm |
| $x$ -Länge (innen) | $x_{A,i}$   | 14,4 mm |
| $y$ -Länge (innen) | $y_{A,i}$   | 13,6 mm |
| $z$ -Länge (innen) | $z_{A,i}$   | 8,8 mm  |
| Permittivität      | $\mu_{r,A}$ | 100     |

Tabelle A5.4: Eine Zusammenstellung der geometrischen und magnetischen Parameter für den Quadrupol Qx.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Quadrupol Qx:

```

define(StructurePosition,44.0e-3)
define(StructureName,Magnetx)
define(ErzeugeMagnetGeometrie,1) # bei -lgeometry ->0
define(ErzeugeMagnetStromchen,1)
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 3)
define(MAG, 4)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 400e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl
define(dxI,0.2e-3) # dx für Windungen
define(Iamplit,(-(1))) # I
define(zfoc,0e-3+StructurePosition) # z-Position
define(hzfoc,4.0e-3) # Breite in z-Richtung
define(yfoc,2.8e-3) # Unterkante Magnet
define(hyfoc,2.0e-3) # Magnetdicke y
define(xfoc,0e-3) # x-Position
define(hxfoc,eval(5.2e-3)) # Dicke in x-Richtung
## Polschuhe
define(muPolschuhe,0)
define(Polschuhmat,64)
define(dxPolschuh,1.2e-3)
define(dzPolschuh,(4.0e-3))
define(HyPolschuh,2.0e-3)
## Abschirmkapsel
define(Abschirmmat,62) # Materialno
define(dabschirm,1.0e-3) # Materialdicke der Abschirmung
define(dxabschirm,2.0e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
define(dyabschirm,2.0e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
define(lyabschirm,0.0e-3) # Abstand y=0 - Unterkante Kapsel
define(dzabschirm,2.4e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
## magnetisches Material, damit sich die H-Felder nicht so weit ausdehnen
define(dzfang,(4.0e-3)/2+(2.4e-3)+(1.6e-3)/2+0.4e-3) # Abstand zfoc, Mitte Polschuh
define(hzfang,1.6e-3) # Polschuhlänge z
define(yfang,0.7e-3) # Polschuhmitte y
define(hyfang,0.8e-3) # Polschuhlänge y
define(xfang,0e-3) # Polschuhmitte x
define(hxfang,eval(10e-3)) # Polschuhlänge x
define(Magnety,61)
define(MagfangNo,63)

## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
  material=Magnety, type=normal, epsr= 1, muer= 1
-material
  material=Abschirmmat, type=normal, epsr=1, muer= 100

# Beampipe
define(Aperture_x, (5e-3)*2)
define(Aperture_y, 1.0e-3)
define(yBPaussen, ((2*0.6e-3)))
define(xBPaussen, ((2*1)))
define(BPlengthzu, 8e-3)
define(BPlengthzo, (8e-3))

-general
  outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/19/outfile
  scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_19-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
  graded = no
  spacing= STPSZE
  pxlow= -eval(2*14.0e-3/2)

```

```

pxhigh= eval(2*14.0e-3/2)
pylow= -eval(2*14.0e-3/2), pyhigh= eval(2*14.0e-3/2)
pzlow= -eval(BPlengthzu)+zfoc
pzhigh= eval(BPlengthzo)+zfoc
cxlow= ele, cxhigh= ele
cylow= ele, cyhigh= ele
czlow= ele, czhigh= ele

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
xfixed(1, 0,0)
yfixed(1, 0,0)

-material
material= EL
type=normal, epsr=1, muer=1, kappa=58e6

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
material= EL, whichcells= all, taboo= none
volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
zlow= -eval(INF)+StructurePosition
zhigh= eval(INF)+StructurePosition
doit

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
-brick
material= 0, whichcells= all, taboo= none
xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
zlow= -eval(INF)+StructurePosition
zhigh= eval(INF)+StructurePosition
doit
## nach Magnetx BP aufweiten, da Strahl in y-Richtung stark expandiert
define(abz,StructurePosition+6e-3)
define(Aperture_y2h,1.6e-3)
-brick
material= 0, whichcells= all, taboo= none
xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
ylow= eval(-Aperture_y2h), yhigh= eval(Aperture_y2h)
zlow= abz
zhigh= eval(INF)+StructurePosition
doit

#
# BP nach oben und unten begrenzen => Magnete drüber und drunter
#
define(BPDicke,1e-3)
-brick
do ii=-1,1,2
material= 0, whichcells= all, taboo= none
xlow= -eval(INF), xhigh= eval(INF)
ylow= ii*eval(Aperture_y/2+BPDicke), yhigh= ii*eval(INF)
zlow= -eval(INF)+StructurePosition
zhigh= eval(INF)+StructurePosition
#
doit
enddo

##
## Auf geht's mit der Magnetostatik
##

if (ErzeugeMagnetStroemchen) then
#define(xb,eval((2*14.0e-3)/2)) # Rechengebietsabmessung x
-lcurrent

```

```

do jy=-1,1,2
# do jy=1,1,2
  amplitude=Iamplit
  originprime (xfoc,jy*yfoc,zfoc)
  xprimedirection (0,0,1)
  yprimedirection (0,1,0)
  do Nfoc=1,(hxfoc)/dxI,1
  enddo
  do jx=1,Nfoc,1
  clear          ### ganz wichtig: alte Schleifchen löschen !!!
  define(xpos,-(hxfoc*(2*(jx-1)/(Nfoc-1)-1)+0e-8))
#   if ((-xb<=xpos) & (xpos<=xb)) then
    point(eval(-(hxfoc)/2),0,xpos)
    point(eval(+ (hxfoc)/2),0,xpos)
    point(eval(+ (hxfoc)/2),jy*hyfoc,xpos)
    point(eval(-(hxfoc)/2),jy*hyfoc,xpos)
    point(eval(-(hxfoc)/2),0,xpos)
    doit
#   endif
  enddo
enddo
endif

if (ErzeugeMagnetGeometrie) then
## Magnete einfärben
## oben und unten
do jy=-1,1,2
# do jy=1,1,2
  -brick
  materi= Magnety, whichcells= all, taboo= none
  xlow= eval(xfoc-(hxfoc)),   xhigh= eval(xfoc+(hxfoc))
  ylow= jy*eval(yfoc),       yhigh= jy*eval(yfoc+(hyfoc))
  zlow= eval(zfoc-(hxfoc)/2), zhigh= eval(zfoc+(hxfoc)/2)
  doit
enddo

## Abschirmung durch Kapsel
define(hxabschirm,2*(hxfoc)+2*(dxabschirm)+2*(dabschirm))
define(hyabschirm,yfoc+hyfoc+dyabschirm+dabschirm)
define(hzabschirm,1*(hxfoc)+2*(dzabschirm)+2*(dabschirm))
## oben und unten
do jy=-1,1,2
## große Blöcke (Abschirmkapsel) setzen
-brick, materi= Abschirmmat
  xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)),  xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2))
  ylow= jy*eval(lyabschirm),        yhigh= jy*eval((hyabschirm))
  zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)),  zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2))
  whichcell= EL, doit
## Innenleben herauschneiden
-brick, materi= EL
  xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)+dabschirm)
  xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2)-dabschirm)
  ylow= 0, yhigh= jy*eval((hyabschirm)-dabschirm)
  zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)+dabschirm)
  zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2)-dabschirm)
  whichcell= Abschirmmat, doit
enddo
## Option whichcells zurücksetzen
-brick, whichcells= all, taboo= none

## Geometrie nun nachträglich wieder öffnen für HF-Auspuff
if ((yBPaussen)*(xBPaussen)) then
define(dzpos,(1*(hxfoc)+2*(dzabschirm)+2*(dabschirm))/2)
-brick
  material=EL, which= all, taboo= 0
  xlow= -(xBPaussen)/2,  xhigh= +(xBPaussen)/2

```

```

        ylow= -(yBPaussen)/2,  yhigh= +(yBPaussen)/2
        zlow= StructurePosition-(dzpos),  zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
endif
endif

## nun ganz wichtig: richtige Geometrie für die Berechnung der Magnetfelder benutzen
## (vollständig gekapselte Magneten...)
## -lgeometry kennt STPSZE nicht => dysicher direkt vorgeben
if (ErzeugeMagnetStromchen) then
## Magnete einfärben
## oben und unten
do jy=-1,1,2
    -brick
        materi= Magnety, whichcells= all, taboo= none
        xlow= eval(xfoc-(hxfoc)),  xhigh= eval(xfoc+(hxfoc))
        ylow= jy*eval(yfoc),      yhigh= jy*eval(yfoc+(hyfoc))
        zlow= eval(zfoc-(hzfoc)/2),  zhigh= eval(zfoc+(hzfoc)/2)
    doit
enddo

## Abschirmung durch Kapsel
define(hxabschirm,2*(hxfoc)+2*(dxabschirm)+2*(dabschirm))
define(hyabschirm,yfoc+hyfoc+dyabschirm+dabschirm)
define(hzabschirm,1*(hzfoc)+2*(dzabschirm)+2*(dabschirm))
## oben und unten
do jy=-1,1,2
## große Blöcke (Abschirmkapsel) setzen
    -brick, materi= Abschirmmat
        xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)),  xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2))
        ylow=jy*eval(lyabschirm),  yhigh= jy*eval((hyabschirm))
        zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)),  zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2))
        whichcell= EL, doit
## Innenleben herauschneiden
    -brick, materi= 0
        xlow= eval(xfoc-(hxabschirm/2)+dabschirm)
        xhigh= eval(xfoc+(hxabschirm/2)-dabschirm)
        ylow= 0,  yhigh= jy*eval((hyabschirm)-dabschirm)
        zlow= eval(zfoc-(hzabschirm/2)+dabschirm)
        zhigh= eval(zfoc+(hzabschirm/2)-dabschirm)
        whichcell= Abschirmmat, doit
    enddo
## Option whichcells zurücksetzen
    -brick, whichcells= all, taboo= none

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
    -brick
        material= 0, whichcells= all, taboo= none
        xlow= eval(-Aperture_x/2),  xhigh= eval(+Aperture_x/2)
        ylow= eval(-Aperture_y/2),  yhigh= eval(Aperture_y/2)
        zlow= -(BPlengthzu)+StructurePosition
        zhigh= BPlengthzo+StructurePosition
    doit
endif

# Erläuterungen für das Plot
-general
text()= I focus           : 1
text()= focus length x   : hxfoc
text()= focus length y   : hyfoc
text()= focus length z   : hzfoc
text()= focus position y : yfoc
if (TextMeshdata>=1) then
    text()= Mesh           : STPSZE
    text()= Beampipe width x : Aperture_x

```

```
text()= Beampipe width y      : Aperture_y
text()= Beampipe length zu    : BPlengthzu
text()= Beampipe length zo    : BPlengthzo
endif

-volumeplot
  plotopts= -geometry 1000x710+0+0
  plotopts= -geometry 713x470+5+5
  eye (1,2.3,0.5)
  eye (-1e-8,+0.1,-1)
  scale 3
  doit

-fdtd, return
-magnetostatic
  showcurrents=yes
  doit
end
```

## A5.7 Geometriedetails für den Wiggler

|  |             |  |           |
|--|-------------|--|-----------|
| Gemeinsame Geometrieparameter der Magneten |             |  |           |
| $x$ -Länge                                 | $x_M$       |  | 14,4 mm   |
| $y$ -Länge                                 | $y_M$       |  | 2,0 mm    |
| $y$ -Abstand zwischen Magnetpaaren         | $d_{y,M}$   |  | 1,4 mm    |
| $z$ -Abstand zwischen Magneten             | $d_{z,M}$   |  | 0,5 mm    |
| Spezielle Parameter der Magneten           |             |  |           |
| äußere Magneten                            |             |  |           |
| $z$ -Länge                                 | $z_M$       |  | 1,0 mm    |
| Magnetisierung (in $y$ -Richtung)          | $M_y$       |  | 1,20 MA/m |
| mag. Induktion auf der Oberfläche          | $B_{y,O}$   |  | 950 mT    |
| innere Magneten                            |             |  |           |
| $z$ -Länge                                 | $z_M$       |  | 0,8 mm    |
| Magnetisierung (in $y$ -Richtung)          | $M_y$       |  | 1,10 MA/m |
| mag. Induktion auf der Oberfläche          | $B_{y,O}$   |  | 880 mT    |
| Abschirmkapsel                             |             |  |           |
| $x$ -Länge (außen)                         | $x_{A,a}$   |  | 16,4 mm   |
| $y$ -Länge (außen)                         | $y_{A,a}$   |  | 6,6 mm    |
| $z$ -Länge (außen)                         | $z_{A,a}$   |  | 4,8 mm    |
| $x$ -Länge (innen)                         | $x_{A,i}$   |  | 14,4 mm   |
| $y$ -Länge (innen)                         | $y_{A,i}$   |  | 5,4 mm    |
| $z$ -Länge (innen)                         | $z_{A,i}$   |  | 3,8 mm    |
| Permittivität                              | $\mu_{r,A}$ |  | 100       |

Tabelle A5.5: Eine Zusammenstellung der geometrischen und magnetischen Parameter für den Wiggler.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Wiggler:

```
define(StructurePosition,50.5e-3)
define(StructureName,Wiggler)
define(NurStructure,0) # =1 für Klystron basteln
define(ErzeugeMagnetGeometrie,1) # bei -lgeometry ->0
define(ErzeugeMagnetStroemchen,1)
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 3)
define(MAG, 4)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
define(Reserve,3*STPSZE) # Gitterzellenanzahl

##### Magneten
define(MagnetMatNo,71) # Magneten einfärben
define(Ifoc,1) # Fokussierungsstrom in A
define(fakIfoc_m,-0.92) # Faktor für mittleren Magneten
define(dyI,0.2e-3) # Windungsabstand
define(dzfoc_a,1e-3) # Länge in z-Richtung (äußere M.)
define(dzfoc_m,0.8e-3) # Länge in z-Richtung (mittlerer M.)
define(dzabmag,0.5e-3) # Abstand zwischen Magneten
define(yfoc,0.7e-3) # Abstand y=0, Magnetanfang
define(dyfoc,2e-3) # Höhe in y-Richtung
define(dysicher,(STPSZE)) # Magnetmat länger als Strömchen
define(dxloc,(2*7.2e-3)) # (ges.) Länge in x-Richtung
##### Magnetfelder abschirmen
define(Abschirmmat,72) # Materialno
define(muAbschirmmat,100) # muer. wenn == 0, dann kein Material
define(dzPol,0.5e-3) # Materialdicke der Abschirmung
define(dxPol,1.0e-3) # Materialdicke der Abschirmung
define(dyPol,0.6e-3) # Materialdicke der Abschirmung
define(yPol,0e-3) # Abstand y=0 & Polschuhunterkante
define(dzabPol,0.0e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
define(dyabPol,0e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel
define(dzabPol,0e-3) # Abstand Magnet-Abschirmkapsel

## magnetisches Material, damit sich die H-Felder nicht so weit ausdehnen
define(dzfang,()/2+()+1e-3)/2) # Abstand zfoc, Mitte Polschuh
define(hzfang,1e-3) # Polschuhlänge z
define(yfang,0.7e-3) # Polschuhmitte y
define(hyfang,0.8e-3) # Polschuhlänge y
define(xfang,0e-3) # Polschuhmitte x
define(hxfang,eval(10e-3)) # Polschuhlänge x
define(Magnety,)
define(MagfangNo,73)

## wichtig für klystronirowaj: definition in einer Zeile!!!
-material
  material=MagnetMatNo, type=normal, epsr= 1, muer= 1
-material
  material=Abschirmmat, type=normal, epsr=1, muer= muAbschirmmat

# Beampipe
define(Aperture_x, (5e-3)*2)
define(Aperture_y, 1.2e-3)
define(yBPaussen, ((2*0.6e-3)))
define(xBPaussen, ((2*1)))
define(BPlengthzu, 8e-3)
define(BPlengthzo, (8e-3))

-general
  outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/52/outfile
  scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_52-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
```

```

-mesh
  graded = no
  spacing= STPSZE
  pxlow= -eval(2*8.4e-3/2)
  pxhigh= eval(2*8.4e-3/2)
  pylow= -eval(2*4e-3/2), pyhigh= eval(2*4e-3/2)
  pzlow= -eval(BPlengthzu)+StructurePosition
  pzhigh= eval(BPlengthzo)+StructurePosition
  cxlow= ele, cxhigh= ele
  cylow= ele, cyhigh= ele
  czlow= ele, czhigh= ele

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
  xfixed(1, 0,0)
  yfixed(1, 0,0)

-material
  material= EL
#   type=electric, kappa=58e6
  type=normal, epsr=1, muer=1, kappa=58e6

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
  material= EL, whichcells= all, taboo= none
  volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
  zlow= -eval(INF)+StructurePosition
  zhigh= eval(INF)+StructurePosition
  doit

#
# Ausschneiden der Beampipe
#
-brick
  material= 0, whichcells= all, taboo= none
  xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
  ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
  zlow= -eval(INF)+StructurePosition
  zhigh= eval(INF)+StructurePosition
  doit

#
# BP nach oben und unten begrenzen => Magnete drüber und drunter
#
define(BPDicke,1e-3)
-brick
  do ii=-1,1,2
    material= 0, whichcells= all, taboo= none
    xlow= -eval(INF), xhigh= eval(INF)
    ylow= ii*eval(Aperture_y/2+BPDicke), yhigh= ii*eval(INF)
    zlow= -eval(INF)+StructurePosition
    zhigh= eval(INF)+StructurePosition
  #   doit
  enddo

##
## Auf geht's mit der Magnetostatik
##

if (ErzeugeMagnetGeometrie) then
## Polschuhe unter Magneten erzeugen
## Magnete einfärben
# mittlere Magneten (yhigh und ylow)
define(zpos,StructurePosition)
define(dzpos,(dzfoc_m)/2)
define(dypos,(dyfoc+dysicher))
do jy=-1,1,2
  -brick

```

```

        materi= MagnetMatNo, which= all, taboo= none
        xlow= -(dxfoc)/2,   xhigh= (dxfoc)/2
        ylow= jy*(yfoc),   yhigh= jy*(yfoc+(dypos))
        zlow= zpos-dzpos,  zhigh= zpos+dzpos
    doit
enddo
# äußere Magneten (zlow,high) (yhigh und ylow)
do jz=-1,1,2
define(zpos,StructurePosition+jz*((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)/2))
define(dzpos,(dzfoc_a)/2)
do jy=-1,1,2
-brick
    materi= MagnetMatNo, which= all, taboo= none
    xlow= -(dxfoc)/2,   xhigh= (dxfoc)/2
    ylow= jy*(yfoc),   yhigh= jy*(yfoc+(dypos))
    zlow= zpos-dzpos,  zhigh= zpos+dzpos
    doit
enddo
enddo

## Abschirmung durch Kapsel
if (muAbschirmmat) then
do jy=-1,1,2
## großen Block setzen
define(dzpos,((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)+dzabPol+dzPol))
-brick
    materi= Abschirmmat, which= EL, taboo MagnetMatNo
    xlow= -((dxfoc)/2+dxabPol+dxPol),   xhigh= ((dxfoc)/2+dxabPol+dxPol)
    ylow= jy*(yPol),yhigh= jy*(yfoc+dyfoc+dyabPol+dyPol)
    zlow= StructurePosition-(dzpos), zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
## Innenteil wieder mit EL füllen (gegen Karies)
define(dzpos,((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)+dzabPol))
-brick
    materi= EL, which= Abschirmmat, taboo MagnetMatNo
    xlow= -((dxfoc)/2+dxabPol),   xhigh= ((dxfoc)/2+dxabPol)
    ylow= jy*(yPol),   yhigh= jy*(yfoc+dyfoc+dyabPol)
    zlow= StructurePosition-(dzpos), zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
enddo
endif

## Geometrie nun nachträglich wieder öffnen für HF-Auspuff
if ((yBPaussen)*(xBPaussen)) then
define(dzpos,((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)+dzabPol+dzPol))
-brick
    material=EL, which= all, taboo= 0
    xlow= -(xBPaussen)/2,   xhigh= +(xBPaussen)/2
    ylow= -(yBPaussen)/2,   yhigh= +(yBPaussen)/2
    zlow= StructurePosition-(dzpos), zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
endif
endif

if (ErzeugeMagnetStroemchen) then
## nun ganz wichtig: richtige Geometrie für die Berechnung der Magnetfelder benutzen
## (vollständig gekapselte Magneten...)
## -lgeometry kennt STPSZE nicht => dysicher direkt vorgeben
## Polschuhe unter Magneten erzeugen
## Magnete einfärben
# mittlere Magneten (yhigh und ylow)
define(zpos,StructurePosition)
define(dzpos,(dzfoc_m)/2)
define(dypos,(dyfoc+dysicher))
do jy=-1,1,2
-brick
    materi= MagnetMatNo, which= all, taboo= none
    xlow= -(dxfoc)/2,   xhigh= (dxfoc)/2

```

```

        ylow= jy*(yfoc),    yhigh= jy*(yfoc+(dypos))
        zlow= zpos-dzpos,   zhigh= zpos+dzpos
    doit
enddo
# äußere Magneten (zlow,high) (yhigh und ylow)
do jz=-1,1,2
define(zpos,StructurePosition+jz*((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)/2))
define(dzpos,(dzfoc_a)/2)
do jy=-1,1,2
    -brick
        materi= MagnetMatNo, which= all, taboo= none
        xlow= -(dxfoc)/2,    xhigh= (dxfoc)/2
        ylow= jy*(yfoc),    yhigh= jy*(yfoc+(dypos))
        zlow= zpos-dzpos,   zhigh= zpos+dzpos
    doit
enddo
enddo
## Abschirmung durch Kapsel
if (muAbschirmmat) then
do jy=-1,1,2
    ## großen Block setzen
define(dzpos,((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)+dzabPol+dzPol))
    -brick
        materi= Abschirmmat, which= all, taboo MagnetMatNo
        xlow= -((dxfoc)/2+dxabPol+dxPol),    xhigh= ((dxfoc)/2+dxabPol+dxPol)
        ylow= jy*(yPol), yhigh= jy*(yfoc+dyfoc+dyabPol+dyPol)
        zlow= StructurePosition-(dzpos), zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
    ## Innenteil wieder mit EL füllen (gegen Karies)
define(dzpos,((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)+dzabPol))
    -brick
        materi= EL, which= Abschirmmat, taboo MagnetMatNo
        xlow= -((dxfoc)/2+dxabPol),    xhigh= ((dxfoc)/2+dxabPol)
        ylow= jy*(yPol),    yhigh= jy*(yfoc+dyfoc+dyabPol)
        zlow= StructurePosition-(dzpos), zhigh= StructurePosition+(dzpos)
    doit
enddo
endif
#
# Ausschneiden der Beampipe
#
    -brick
        material= 0, whichcells= all, taboo= none
        xlow= eval(-Aperture_x/2), xhigh= eval(+Aperture_x/2)
        ylow= eval(-Aperture_y/2), yhigh= eval(Aperture_y/2)
        zlow= -(BPlengthzu)+StructurePosition
        zhigh= BPlengthzo+StructurePosition
    doit

## Strömchen legen
# mittlere Magneten (yhigh und ylow)
-lcurrent
do jy=-1,1,2
    amplitude=(Ifoc)*(fakIfoc_m)
    originprime (0,jy*yfoc,StructurePosition)
    xprimedirection (0,0,1), yprimedirection (1,0,0)
    define(Nfoc,(dyfoc)/dyI)
    do jj=0,Nfoc,1
        clear          ### ganz wichtig: alte Schleifchen löschen !!!
        define(ypos,(jj*(dyI)))
        if ((0<=ypos) & (ypos<=dyfoc)) then
            point(eval(-(dzfoc_m)/2),-(dxfoc)/2,jy*ypos)
            point(eval(+dzfoc_m)/2),-(dxfoc)/2,jy*ypos)
            point(eval(+dzfoc_m)/2),+(dxfoc)/2,jy*ypos)
            point(eval(-(dzfoc_m)/2),+(dxfoc)/2,jy*ypos)
            point(eval(-(dzfoc_m)/2),-(dxfoc)/2,jy*ypos)
        doit
    endif
enddo

```

```

        enddo
    enddo
# äußere Magneten (zlow, zhigh) (yhigh und ylow)
-lcurrent
do jz=-1,1,2
    define(zpos,StructurePosition+jz*((dzfoc_m)/2+dzabmag+(dzfoc_a)/2))
    define(dzpos,(dzfoc_a)/2)
    do jy=-1,1,2
        amplitude=(Ifoc)
        originprime (0,jy*yfoc,zpos)
        xprimedirection (0,0,1), yprimedirection (1,0,0)
        define(Nfoc,(dyfoc)/dyI)
        do jj=0,Nfoc,1
            clear          ### ganz wichtig: alte Schleifchen löschen !!!
            define(ypos,(jj*(dyI)))
            if ((0<=ypos) & (ypos<=dyfoc)) then
                point(eval(-(dzpos)/2),-(dxfoc)/2,jy*ypos)
                point(eval(+dzpos)/2),-(dxfoc)/2,jy*ypos)
                point(eval(+dzpos)/2),+(dxfoc)/2,jy*ypos)
                point(eval(-(dzpos)/2),+(dxfoc)/2,jy*ypos)
                point(eval(-(dzpos)/2),-(dxfoc)/2,jy*ypos)
            doit
        endif
    enddo
enddo
enddo
endif

# Erläuterungen für das Plot
-general
    text()= I focus          :
    text()= focus length x   : hxfoc
    text()= focus length y   : hyfoc
    text()= focus length z   : hzfoc
    text()= focus position y : yfoc
if (TextMeshdata>=1) then
    text()= Mesh              : STPSZE
    text()= Beampipe width x  : Aperture_x
    text()= Beampipe width y  : Aperture_y
    text()= Beampipe length zu : BPlengthzu
    text()= Beampipe length zo : BPlengthzo
endif

-volumeplot
    plotopts= -geometry 1000x710+0+0
    plotopts= -geometry 713x470+5+5
    eye (1,2.3,0.5)
    eye (-1e-8,+0.1,-1)
    scale 3
    bbxh 0
    doit

-fdtd, return
-magnetostatic
showcurrents=yes
doit
end

```

## A6.1 Geometriedetails für den Ausgangsresonator

|  |                    |                  |                          |
|--|--------------------|------------------|--------------------------|
| Resonatormaße                            |                    |                  |                          |
| Breite                                   |                    | $x_a$            | 8,4 mm                   |
| Tiefe                                    |                    | $y_a$            | 2,8 mm                   |
| Wandstärke                               |                    | $w$              | 0,2 mm                   |
| Spaltlängen,                             | Zellen 1,2,3,4,6,8 | $g$              | 0,7 mm                   |
| Spaltlängen,                             | Zellen 5,7         | $g$              | 0,6 mm                   |
| Länge                                    |                    | $z_a$            | 5,7 mm                   |
| Maße der Auskopplungen (für alle Zellen) |                    |                  |                          |
| Tiefe                                    |                    | $y_A$            | 1,2 mm                   |
| Höhe                                     |                    | $z_A$            | 0,3 mm                   |
| Länge                                    |                    | $x_A$            | 0,4 mm                   |
| Strahlrohrmaße im Resonatorbereich       |                    |                  |                          |
| Breite                                   |                    | $x_b$            | 8,4 mm                   |
| Tiefe                                    |                    | $y_b$            | 0,6 mm                   |
| Tuning Klötzchen                         |                    |                  |                          |
| Permeabilität,                           | Zellen 1,8         | $\mu_r$          | 1.0786                   |
| Permeabilität,                           | Zellen 2,3,4,6     | $\mu_r$          | 1.1462                   |
| Permeabilität,                           | Zellen 5,7         | $\mu_r$          | 1.2563                   |
| Verluste,                                | Zellen 1,8         | $\kappa_m$       | 3200                     |
| Verluste,                                | Zellen 2,3,4,6     | $\kappa_m$       | 3350                     |
| Verluste,                                | Zellen 5,7         | $\kappa_m$       | 4850                     |
| Elektrische Größen                       |                    |                  |                          |
| Resonanzfrequenz                         |                    | $f_0$            | 90,001 GHz (Zeitbereich) |
| Güte ideal                               |                    | $Q_0$            | 2572                     |
| Güte eingestellt                         |                    | $Q_d$            | 2005                     |
| Koppelfaktor                             |                    | $\beta$          | 2,03                     |
| Shuntimpedanz,                           | Zellen 1,8         | $\hat{R}_{sh,z}$ | 33,4 k $\Omega$          |
| Shuntimpedanz,                           | Zellen 2,3,4,6     | $\hat{R}_{sh,z}$ | 28,8 k $\Omega$          |
| Shuntimpedanz,                           | Zellen 5,7         | $\hat{R}_{sh,z}$ | 25,5 k $\Omega$          |

Tabelle A6.1: Eine Zusammenstellung der geometrischen und elektrischen Parameter für den Ausgangsresonator.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Ausgangsresonator:

```
define(StructurePosition,56.0e-3)
define(StructureName,Output)
define(NurStructure,0) # =1 für Klystron basteln
define(TextMeshdata,1)
if (NurStructure==0) then
define(INF, 1000)
define(EL, 1)
define(MAG, 2)
define(MDUMMY, 30)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)
endif
define(Nzell,eval(8))
define(xa,8.4)
define(ya,2.8)
define(g,0.7)
define(zgap1,eval((0)*1e-3))
define(zend,eval((6.8)*1e-3))
define(zunten,eval(StructurePosition+(zgap1)-(1e-3)-(0.5e-3)))
define(zoben,eval(StructurePosition+(zend)+((1e-3))+((0.5e-3))))
define(waveguidewidthy,2.8e-3)
define(waveguidewidthz,)

-material # Tuning Klötchen
material= eval(83)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.1462+(-0.0676)), mkappa=(3350+(-150))
material= eval(84)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.1462), mkappa=(3350)
material= eval(85)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.1462), mkappa=(3350)
material= eval(86)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.1462), mkappa=(3350)
material= eval(87)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.2563), mkappa=(4850)
material= eval(88)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.1462), mkappa=(3350)
material= eval(89)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.2563), mkappa=(4850)
material= eval(90)
    type = normal, epsr=1, kappa=0, muer=(1.1462+(-0.0676)), mkappa=(3350+(-150))

if (NurStructure==0) then
-general
    outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/1/outfile
    scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_1-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
    graded = no
    spacing= STPSZE
    if (0 >0) minspacing= 0
    pxlow= -eval(((2*5.8e-3))/2), pxhigh= eval(((2*5.8e-3))/2)
    pylow= -eval(((2*3e-3))/2), pyhigh= eval(((2*3e-3))/2)
    pzlow= zunten, pzhigh= zoben

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
xfixed(1, 0,0)
yfixed(1, 0,0)

    cxlow= ele, cxhigh= ele
    cylow= ele, cyhigh= ele
    czlow= ele, czhigh= ele
```

```

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
  material= EL, whichcell=all, taboo=none
  volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
  zlow= StructurePosition+eval(zgap1)
  zhigh= StructurePosition+eval(zend)
doit

if (NurStructure==0) then
#
# Fuellen der Struktur und der Beampipes davor und danach mit Metall
#
-brick
  material= EL, whichcell=all, taboo=none
  volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
#   zlow= zunten, zhigh=zoben
doit
#
# Ausschneiden der Beampipes vor und hinter der Struktur
#
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((10.0e-3)/2), xhigh= eval((10.0e-3)/2)
  ylow= -eval((1.0e-3)/2), yhigh= eval((1.0e-3)/2)
  zlow= -INF,   zhigh= eval(zunten+(0.5e-3))
doit
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((10e-3)/2), xhigh= eval((10e-3)/2)
  ylow= -eval(((2*0.5e-3))/2), yhigh= eval(((2*0.5e-3))/2)
  zlow= eval(zoben-((0.5e-3))),   zhigh= INF
doit
endif

#
# Mache Resonatoren mit Dampingblöcken und Auskopplungen
#

## Resonator 1
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
  ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
  zlow= StructurePosition+(0)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+((0)+(0.7))*1e-3
doit
## Damping-Klötzchen für Resonator 1
-brick
do ii=-1,1
  material= 83, whichcell=0, taboo=none
  xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
  ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
  yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
  zlow= StructurePosition+(0+0.2)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(0+0.7-(0.2))*1e-3
doit
enddo
## Auskopplung für Resonator 1
-brick
do ii=1,1
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
  ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
  zlow= StructurePosition+(0+0.2)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(0+0.2+0.3)*1e-3
doit

```

```

material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
zlow= StructurePosition+(0)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(0+0.7)*1e-3
doit
enddo

## Resonator 2
-brick
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
zlow= StructurePosition+(0.9)*1e-3
zhigh=StructurePosition+((0.9)+(0.7))*1e-3
doit
## Damping-Klötzchen für Resonator 2
-brick
do ii=-1,1
material= 84, whichcell=0, taboo=none
xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
zlow= StructurePosition+(0.9+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(0.9+0.7-(0.2))*1e-3
doit
enddo
## Auskopplung für Resonator 2
-brick
do ii=-1,-1
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
zlow= StructurePosition+(0.9+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(0.9+0.2+0.3)*1e-3
doit
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
zlow= StructurePosition+(0.9)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(0.9+0.7)*1e-3
doit
enddo

## Resonator 3
-brick
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
zlow= StructurePosition+(1.8)*1e-3
zhigh=StructurePosition+((1.8)+(0.7))*1e-3
doit
## Damping-Klötzchen für Resonator 3
-brick
do ii=-1,1
material= 85, whichcell=0, taboo=none
xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
zlow= StructurePosition+(1.8+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(1.8+0.7-(0.2))*1e-3
doit
enddo
## Auskopplung für Resonator 3
-brick
do ii=1,1
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)

```

```

        zlow= StructurePosition+(1.8+0.2)*1e-3
        zhigh=StructurePosition+(1.8+0.2+0.3)*1e-3
    do it
        material= 0, whichcell=all, taboo=none
        xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
        ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
        zlow= StructurePosition+(1.8)*1e-3
        zhigh=StructurePosition+(1.8+0.7)*1e-3
    do it
enddo

## Resonator 4
-brick
    material= 0, whichcell=all, taboo=none
    xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
    ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
    zlow= StructurePosition+(2.7)*1e-3
    zhigh=StructurePosition+((2.7)+(0.7))*1e-3
do it
## Damping-Klötzchen für Resonator 4
-brick
do ii=-1,1
    material= 86, whichcell=0, taboo=none
    xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
    ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
    yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
    zlow= StructurePosition+(2.7+0.2)*1e-3
    zhigh=StructurePosition+(2.7+0.7-(0.2))*1e-3
do it
enddo
## Auskopplung für Resonator 4
-brick
do ii=-1,-1
    material= 0, whichcell=all, taboo=none
    xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
    ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
    zlow= StructurePosition+(2.7+0.2)*1e-3
    zhigh=StructurePosition+(2.7+0.2+0.3)*1e-3
do it
    material= 0, whichcell=all, taboo=none
    xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
    ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
    zlow= StructurePosition+(2.7)*1e-3
    zhigh=StructurePosition+(2.7+0.7)*1e-3
do it
enddo

## Resonator 5
-brick
    material= 0, whichcell=all, taboo=none
    xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
    ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
    zlow= StructurePosition+(3.6)*1e-3
    zhigh=StructurePosition+((3.6)+(0.6))*1e-3
do it
## Damping-Klötzchen für Resonator 5
-brick
do ii=-1,1
    material= 87, whichcell=0, taboo=none
    xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
    ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
    yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
    zlow= StructurePosition+(3.6+0.2)*1e-3
    zhigh=StructurePosition+(3.6+0.6-(0.2))*1e-3
do it
enddo
## Auskopplung für Resonator 5
-brick
do ii=1,1

```

```

material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
zlow= StructurePosition+(3.6+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(3.6+0.2+0.3)*1e-3
doit
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
zlow= StructurePosition+(3.6)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(3.6+0.6)*1e-3
doit
enddo

## Resonator 6
-brick
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
zlow= StructurePosition+(4.4)*1e-3
zhigh=StructurePosition+((4.4)+(0.7))*1e-3
doit
## Damping-Klötzchen für Resonator 6
-brick
do ii=-1,1
material= 88, whichcell=0, taboo=none
xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
zlow= StructurePosition+(4.4+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(4.4+0.7-(0.2))*1e-3
doit
enddo
## Auskopplung für Resonator 6
-brick
do ii=-1,-1
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
zlow= StructurePosition+(4.4+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(4.4+0.2+0.3)*1e-3
doit
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
zlow= StructurePosition+(4.4)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(4.4+0.7)*1e-3
doit
enddo

## Resonator 7
-brick
material= 0, whichcell=all, taboo=none
xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
zlow= StructurePosition+(5.3)*1e-3
zhigh=StructurePosition+((5.3)+(0.6))*1e-3
doit
## Damping-Klötzchen für Resonator 7
-brick
do ii=-1,1
material= 89, whichcell=0, taboo=none
xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
zlow= StructurePosition+(5.3+0.2)*1e-3
zhigh=StructurePosition+(5.3+0.6-(0.2))*1e-3
doit
enddo

```

```

## Auskopplung für Resonator 7
-brick
do ii=1,1
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
  ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
  zlow= StructurePosition+(5.3+0.2)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(5.3+0.2+0.3)*1e-3
  doit
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
  ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
  zlow= StructurePosition+(5.3)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(5.3+0.6)*1e-3
  doit
enddo

## Resonator 8
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((8.4)/2e3), xhigh= eval((8.4)/2e3)
  ylow= -eval((2.8)/2e3), yhigh= eval((2.8)/2e3)
  zlow= StructurePosition+(6.1)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+((6.1)+(0.7))*1e-3
  doit
## Damping-Klötzchen für Resonator 8
-brick
do ii=-1,1
  material= 90, whichcell=0, taboo=none
  xlow= -eval((8.0)/2e3), xhigh= eval((8.0)/2e3)
  ylow= ii*(eval((-2.8)/2+(0.2))*1e-3)
  yhigh=ii*(eval((-2.8)/2+(0.2)+(0.4))*1e-3)
  zlow= StructurePosition+(6.1+0.2)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(6.1+0.7-(0.2))*1e-3
  doit
enddo
## Auskopplung für Resonator 8
-brick
do ii=-1,-1
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= ii*(eval((8.4)/2e3)), xhigh= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3))
  ylow= -eval((1.2)/2e3), yhigh= eval((1.2)/2e3)
  zlow= StructurePosition+(6.1+0.2)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(6.1+0.2+0.3)*1e-3
  doit
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= ii*(eval(((8.4)/2+0.4)*1e-3)), xhigh= ii*(INF)
  ylow= -eval((2.8e-3)/2), yhigh= eval((2.8e-3)/2)
  zlow= StructurePosition+(6.1)*1e-3
  zhigh=StructurePosition+(6.1+0.7)*1e-3
  doit
enddo

#
# Ausschneiden der Beampipe innerhalb der Struktur
#
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((0.0084)/2), xhigh= eval((0.0084)/2)
  ylow= -eval((0.6e-3)/2), yhigh= eval((0.6e-3)/2)
  zlow= StructurePosition+eval((zgap1)-(1e-3))
  zhigh= StructurePosition+eval((zend)+(1e-3))
  doit

# Erläuterungen für das Plot
-general
  text()= Output c. width x      : xa

```

```

        text()= Output c. width y      : ya
        text()= Output c. gap        : g
if (TextMeshdata>=1) then
        text()= Mesh                  : STPSZE
endif

if (NurStructure==0) then
# für Automatische Runs keine Plots!!!!
-volumeplot
    plotopts= -geometry 1000x710+0+0
    eye (1,2.3,0.5)
    bbyh 0
    scale 4
    doit

-eigenvalues
    solutions= 90
    estimation= 112e9
    passes= 2
    compressed=no
    doit

end
endif

## Ports zum Durchpipen für die fdtd-Rechnungen
#<ports>#
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 1
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#   do ii=1,1
#<ports>#     define(plan,xlow)
#<ports>#     if (ii>0) then
#<ports>#       define(plan,xhigh)
#<ports>#     endif
#<ports>#     name= Output_1-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#     pzlow= StructurePosition+(0-(0.1))*1e-3
#<ports>#     pzhigh=StructurePosition+(0+(0.1)+(0.7))*1e-3, doit
#<ports>#   enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 2
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#   do ii=-1,-1
#<ports>#     define(plan,xlow)
#<ports>#     if (ii>0) then
#<ports>#       define(plan,xhigh)
#<ports>#     endif
#<ports>#     name= Output_2-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#     pzlow= StructurePosition+(0.9-(0.1))*1e-3
#<ports>#     pzhigh=StructurePosition+(0.9+(0.1)+(0.7))*1e-3, doit
#<ports>#   enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 3
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#   do ii=1,1
#<ports>#     define(plan,xlow)
#<ports>#     if (ii>0) then
#<ports>#       define(plan,xhigh)
#<ports>#     endif
#<ports>#     name= Output_3-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#     pzlow= StructurePosition+(1.8-(0.1))*1e-3
#<ports>#     pzhigh=StructurePosition+(1.8+(0.1)+(0.7))*1e-3, doit
#<ports>#   enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 4
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#   do ii=-1,-1
#<ports>#     define(plan,xlow)
#<ports>#     if (ii>0) then
#<ports>#       define(plan,xhigh)
#<ports>#     endif
#<ports>#     name= Output_4-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF

```

```

#<ports>#      pzlow= StructurePosition+(2.7-(0.1))*1e-3
#<ports>#      pzhigh=StructurePosition+(2.7+(0.1)+(0.7))*1e-3, doit
#<ports>#      enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 5
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#      do ii=1,1
#<ports>#          define(plan,xlow)
#<ports>#              if (ii>0) then
#<ports>#                  define(plan,xhigh)
#<ports>#              endif
#<ports>#              name= Output_5-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#              pzlow= StructurePosition+(3.6-(0.1))*1e-3
#<ports>#              pzhigh=StructurePosition+(3.6+(0.1)+(0.6))*1e-3, doit
#<ports>#          enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 6
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#      do ii=-1,-1
#<ports>#          define(plan,xlow)
#<ports>#              if (ii>0) then
#<ports>#                  define(plan,xhigh)
#<ports>#              endif
#<ports>#              name= Output_6-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#              pzlow= StructurePosition+(4.4-(0.1))*1e-3
#<ports>#              pzhigh=StructurePosition+(4.4+(0.1)+(0.7))*1e-3, doit
#<ports>#          enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 7
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#      do ii=1,1
#<ports>#          define(plan,xlow)
#<ports>#              if (ii>0) then
#<ports>#                  define(plan,xhigh)
#<ports>#              endif
#<ports>#              name= Output_7-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#              pzlow= StructurePosition+(5.3-(0.1))*1e-3
#<ports>#              pzhigh=StructurePosition+(5.3+(0.1)+(0.6))*1e-3, doit
#<ports>#          enddo
#<ports># ## Ports für Resonator-Zelle 8
#<ports># -fdtd, -ports
#<ports>#      do ii=-1,-1
#<ports>#          define(plan,xlow)
#<ports>#              if (ii>0) then
#<ports>#                  define(plan,xhigh)
#<ports>#              endif
#<ports>#              name= Output_8-plan, plane=plan, modes= 3, pylow=-(INF), pyhigh=INF
#<ports>#              pzlow= StructurePosition+(6.1-(0.1))*1e-3
#<ports>#              pzhigh=StructurePosition+(6.1+(0.1)+(0.7))*1e-3, doit
#<ports>#          enddo

## PWegners zum Durchpipen für die fdtd-Rechnungen
#<PWegner>#
#<PWegner># PWegner(name=Output_1,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(-1e-4),z2=StructurePosition+(8e-4))
#<PWegner># PWegner(name=Output_2,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(8e-4),z2=StructurePosition+(0.0017))
#<PWegner># PWegner(name=Output_3,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(0.0017),z2=StructurePosition+(0.0026))
#<PWegner># PWegner(name=Output_4,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(0.0026),z2=StructurePosition+(0.0035))
#<PWegner># PWegner(name=Output_5,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(0.0035),z2=StructurePosition+(0.0043))
#<PWegner># PWegner(name=Output_6,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(0.0043),z2=StructurePosition+(0.0052))
#<PWegner># PWegner(name=Output_7,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(0.0052),z2=StructurePosition+(0.006))
#<PWegner># PWegner(name=Output_8,x=INF,y=INF,z1=StructurePosition+(0.006),z2=StructurePosition+(0.0069))

## Voltmeterdaten zum Auswerten für gd1.pp und Aufbereiten für PIC
## Voltmeter für Resonator-Zelle 1
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_1,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(-1e-4),z2=StructurePosition+(8e-4),Lossx=8.4,Lossy=2.8)
## Voltmeter für Resonator-Zelle 2
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_2,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(8e-4),z2=StructurePosition+(0.0017),Lossx=8.4,Lossy=2.8)
## Voltmeter für Resonator-Zelle 3
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_3,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(0.0017),z2=StructurePosition+(0.0026),Lossx=8.4,Lossy=2.8)

```

```

## Voltmeter für Resonator-Zelle 4
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_4,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(0.0026),z2=StructurePosition+(0.0035),Lossx=8.4,Lossy=2.8)
## Voltmeter für Resonator-Zelle 5
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_5,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(0.0035),z2=StructurePosition+(0.0043),Lossx=8.4,Lossy=2.8)
## Voltmeter für Resonator-Zelle 6
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_6,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(0.0043),z2=StructurePosition+(0.0052),Lossx=8.4,Lossy=2.8)
## Voltmeter für Resonator-Zelle 7
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_7,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(0.0052),z2=StructurePosition+(0.006),Lossx=8.4,Lossy=2.8)
## Voltmeter für Resonator-Zelle 8
#VoltmeterBerechnen# Volts(name=Output_8,x=1e-3,y=0.5e-3,
z1=StructurePosition+(0.006),z2=StructurePosition+(0.0069),Lossx=8.4,Lossy=2.8)

## Moden:
# 1 20.7999e+9 0.0000000147 0.0000000134 # "grep" for me

# 60 87.6530e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 61 88.8033e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 62 88.9666e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 63 89.1570e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 64 89.4244e+9 0.0000000000 0.0000000001 # "grep" for me
# 65 89.6749e+9 0.0000000000 0.0000000008 # "grep" for me
# 66 89.7669e+9 0.0000000000 0.0000000010 # "grep" for me
# 67 89.8703e+9 0.0000000000 0.0000000020 # "grep" for me
# 68 90.0057e+9 0.0000000000 0.0000000001 # "grep" for me
*** 69 90.0519e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me *** gewünschter Mode
# 70 91.5000e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 71 93.8224e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 72 96.2746e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 73 98.3639e+9 0.0000000000 0.0000000000 # "grep" for me
# 74 99.8698e+9 0.0000000000 0.0000000002 # "grep" for me
# 75 101.1832e+9 0.0000000413 0.000015997 # "grep" for me
# 76 101.9795e+9 0.0000377798 0.0024247102 # "grep" for me
# 77 102.0438e+9 0.0000083768 0.0008020253 # "grep" for me
# 78 102.5786e+9 0.0005571427 0.0535949401 # "grep" for me
# 79 102.7057e+9 0.0014276418 0.5355181042 # "grep" for me
# 80 102.8430e+9 0.0008997408 0.0850197476 # "grep" for me
# 81 103.3889e+9 0.0073503166 0.6989066632 # "grep" for me
# 82 103.6740e+9 0.0062352891 1.0000000000 # "grep" for me
# 83 103.9728e+9 0.0060716726 1.0000000000 # "grep" for me
# 84 104.2883e+9 0.0351171817 1.0000000000 # "grep" for me
# 85 105.2859e+9 0.0005335689 0.0213105347 # "grep" for me
# 86 106.6031e+9 0.0073515523 0.2992284100 # "grep" for me
# 87 107.3080e+9 0.0092055750 0.7008097578 # "grep" for me

## Wähle diesen: 69
## ##### gesamtes Rechengebiet #####
## f0=90.05188316e+9
## Qwall=2.57241388e+3
## Qmag=2.00452473e+3
## Qele=-1
## Q=2.00524753e+3
## Q/Qwall=77.94516517 %
## Rsh055_ges(x=1.0e-3,y=0.0,z1=-1.5e-3,z2=8.3e-3)=204.28232558e+3
## #####

```

## A8.1 Geometriedetails für den Depressed Collector

|   |            |                      |
|---|------------|----------------------|
| Strahlrohrmaße vor dem Depressed Collector  |            |                      |
| Breite                                      | $x_b$      | 10,0 mm              |
| Tiefe                                       | $y_b$      | 1,0 mm               |
| Strahlrohrmaße nach dem Depressed Collector |            |                      |
| Breite                                      | $x_b$      | 10,0 mm              |
| Tiefe                                       | $y_b$      | 5,0 mm               |
| Abstand zwischen Anode und Kathode          |            |                      |
| Spaltlänge                                  | $z_{DC}$   | 14,0 mm              |
| Elektrische Größen                          |            |                      |
| Spannung                                    | $U_{g0}$   | 70 kV                |
| Innenwiderstand                             | $R_{i,DC}$ | 1 k $\Omega$         |
| Gegenspannung                               | $U_g$      | 71 kV ( $I = 1,0$ A) |
| E-Feldstärke                                | $E_{DC}$   | 5,1 MV/m             |

Tabelle A8.1: Eine Zusammenstellung der geometrischen und elektrischen Parameter für den Single-Stage-Depressed Collector.

Es folgt die GdfidL-Eingabedatei für den Depressed Collector:

```
define(StructurePosition,64.0e-3)
define(StructureName,DeepColli)
define(NurStructure,0) # =1 für Klystron basteln
define(TextMeshdata,1)
define(INF, 1000)
define(EL, 1)
define(MAG, 2)
define(MDUMMY, 30)
define(c0,299792458)
define(STPSZE, 100e-6)

define(dzunten,1e-3) # Länge der Anode
define(gaplength,14e-3) # Isolationslänge
define(colllength,15e-3) # BP in Katheode
define(colx,(2*5e-3)) # BP in Katheode
define(coly,(2*2.5e-3)) # BP in Katheode
define(dzoben,(15e-3)+1e-3) # Rechengebiet oben
define(zlength,(dzunten)+(dzoben)+(gaplength))

define(zunten,StructurePosition)
define(zoben,StructurePosition+zlength)

#<2KlystronData>#mark=[mark,',StructurePosition+(1e-3),StructurePosition+(1e-3)+(14e-3),'];
## Grenzen des Depressed Collectors
#<2KlystronData>#mark=[mark,',StructurePosition,StructurePosition+(1e-3)+(14e-3)+((15e-3)+1e-3),'];

-general
  outfile= /tmp7day/wegner/Resonator/2/outfile
  scratch= /tmp7day/wegner/scratch_Reso_2-

# !!! Achtung, kein graduated Gitter für Particle in cell!!!
-mesh
  graded = no
  spacing= STPSZE
  if (0 >0) minspacing= 0
  pxlow= -eval(((2*5.8e-3))/2), pxhigh= eval(((2*5.8e-3))/2)
  pylow= -eval(((2*4e-3))/2), pyhigh= eval(((2*4e-3))/2)
  pzlow= zunten, pzhigh= zoben

# Mesh symmetrisch zur Einstrahlstelle ausrichten
  xfixed(1, 0,0)
  yfixed(1, 0,0)

  czlow= ele, czhigh= ele
#### statische Lösungen erlauben
  cxlow= mag, cxhigh= mag
  cylow= mag, cyhigh= mag

#
# Fuellen der Struktur mit Metall:
#
-brick
  material= EL, whichcell=all, taboo=none
  volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
  zlow= StructurePosition
  zhigh= StructurePosition+eval(zlength)
  doit

#
# Fuellen der Struktur und der Beampipes davor und danach mit Metall
#
-brick
  material= EL, whichcell=all, taboo=none
  volume=(-INF, INF, -INF, INF, -INF,INF)
  doit
```

```

#
# Ausschneiden der Beampipe innerhalb der Struktur
#
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((10e-3)/2), xhigh= eval((10e-3)/2)
  ylow= -eval((1e-3)/2), yhigh= eval((1e-3)/2)
  zlow= StructurePosition
  zhigh= StructurePosition+eval(dzuntent+(gaplength))
doit
#
# galvanische Trennung der Kathode von der Anode
#
define(z1,dzuntent)
define(z2,z1+gaplength)
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -INF, xhigh= INF, ylow= -INF, yhigh= INF
  zlow= StructurePosition+(z1)
  zhigh= StructurePosition+(z2)
doit
#
# eigentlicher Collector
#
-brick
  material= 0, whichcell=all, taboo=none
  xlow= -eval((colx)/2), xhigh= eval((colx)/2)
  ylow= -eval((coly)/2), yhigh= eval((coly)/2)
  zlow= StructurePosition+eval(dzuntent+(gaplength))
  zhigh= StructurePosition+eval(dzuntent+(gaplength)+(colllength))
doit

# Erläuterungen für das Plot
-general
  text(= DeepColli width x      : xa
  text(= DeepColli width y      : ya
  text(= DeepColli gap          : g
if (TextMeshdata>=1) then
  text(= Mesh                    : STPSZE
endif

# für Automatische Runs keine Plots!!!!
-volumeplot
  plotopts= -geometry 1000x710+0+0
  eye (1,2.3,0.5)
  bbyh 0
#   bbxh 0
  if (0=1) eyeposition = ( -3.0, -2.0, 1.0 ), bbyh 1
  scale 4
  if (1==1) then
    doit
  endif

-eigenvalues
  solutions= 3
  estimation= 20e9
  passes= 2
  compressed=no
#   storeallmodes= yes # na klaro auch die statischen Moden speichern
doit

end

```

# Literaturverzeichnis

- [1] Abramowitz, M.; Stegun, I.: *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, New York, 1974.
- [2] Balakin, V. E.: *Study of a type of pulsed gyrocon operating in the centimeter range*, Proc. 10th USSR Part. Accel. Conf, vol. 1, pp. 277-280, 1987.
- [3] Bronstein; Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt (Main), 1980.
- [4] Budker, G. I.; Karliner, M. M.; Makarov, I. G.; Morozov, S. N.; Nezhevenko, O. A.; Ostreiko, G. N.; Shekhtman, I. A.: *The gyrocon, a highly efficient converter of energy from powerful relativistic beams for microwave supplies in charged-particle accelerators*, Atomnaya Energiya, vol. 44, no. 5, pp. 397-403, 1978.
- [5] Budker, G. I.; Karliner, M. M.; Makarov, I. G.; Morozov, S. N.; Nezhevenko, O. A.; Ostreiko, G. N.; Shekhtman, I. A.: *The Gyrocon: An Efficient Relativistic High Power Vhf Generator*, Particle Accelerators, vol. 10, pp. 41-59, 1979.
- [6] Busch, H. W. H.: *Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen im axialsymmetrischen elektromagnetischen Felde*, Annalen der Physik, vol. 81, no. 25, pp. 974-993, 1926.
- [7] Bruns, W.: *The GdfidL Electromagnetic Field Simulator*, Homepage: <http://www.gdfidl.de>.
- [8] Bruns, W.: *GdfidL v1.7: Syntax and Semantics*, GdfidL-Anleitung, 2001.
- [9] Collin, R.E.: *Foundations for Microwave Engineering*, McGraw-Hill Book Company, New York 1966.
- [10] Dreszer, J.: *Mathematik-Handbuch für Technik und Naturwissenschaft*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt (Main), 1975.
- [11] Filtz, M.: *Analytical Calculation of Waves in a Muffin-Tin Structure*, TET-Note 94/007, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 1994.
- [12] Filtz, M.: *PST - Ein Programm zur Berechnung elektromagnetischer Wellen in Laufwellenstrukturen*, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 1994.
- [13] Gilmour, A.S.: *Principles of Traveling Wave Tubes*, Artech House Publishers, Boston, London, 1994.

- [14] Gilmour, A.S.; Farney, G. K.; Gray, B. R.: *RF Tubes for Space-Based Accelerators*, IEEE transactions on electron devices, vol. 38, no 10, 1991.
- [15] Gold, S. H.; Nusinovich, G. S.: *Review of high-power microwave source research*, Review of Scientific Instruments, vol. 68, no 11, pp. 3945-3974, 1997.
- [16] Grede, A.: *Entwurf des Ausgangsresonators für ein trajektorien-moduliertes Klystron*, Diplomarbeit, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 2005.
- [17] Harman, W.: *Fundamentals of Electronic Motion*, McGraw-Hill Publishing Company, London, 1953.
- [18] Hechtel, J. R.: *The Effect of Potential Beam Energy on the performance of Linear Beam Devices*, IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 17, pp. 999-1009, 1970.
- [19] Henke, H.: *Elektromagnetische Felder - Theorie und Anwendung*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
- [20] Henke, H.: *Elektromagnetische Wellen*, Vorlesungsskript, Institut für Nachrichtentechnik und Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 1995.
- [21] Henke, H.: *Deflection-Modulated Microwave Devices*, TET-Note 00/03, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 2000.
- [22] Henke, H.: *Basic Concepts of RF Engineering I+II*, TET-Note 00/04, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 2000.
- [23] Henke, H.: *RF Structures (Design) in Physics and Technology of Linear Accelerator Systems*, Proceedings of the 2002 Joint USPAS-CAS-Japan-Russia Accelerator School, World Scientific, 2003.
- [24] Humphries, S.: *Principles of Charged Particle Acceleration*, John Wiley & Sons, New York, 1986.
- [25] Karliner, M. M.; Kozyrev, E. V.; Makarov, I. G.; Nezhevenko, O. A.; Ostreiko, G. N.; Persov, B. Z.; Serdobintsev, G. V.: *High current linear accelerator of the VEPP-4 facility RF power system*, Preprint INP 84-1 10, Novosibirsk, 1984.
- [26] Lebacqz, J. V.: *RF Sources Developments*, 1979 Linear Accelerator Conference, Upton, New York (September 10-14, 1979).
- [27] Manheimer, W. M.: *Theory and conceptual design of a high-power highly efficient magnicon at 10 and 20 GHz*, IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 18, pp. 632-645, 1990.
- [28] Mihran, T.G.; Branch, G.M., Jr.; Griffin, G.J., Jr.: *Design and demonstration of a klystron with 62 percent efficiency*, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 18, no. 2, pp. 124-133, 1971.
- [29] Mihran, T.G.; Branch, G.M., Jr.; Griffin, G.J., Jr.: *Electron bunching and output gap interaction in broad-band klystrons*, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 19, no. 9, pp. 1011-1017, 1972.

- [30] Nethe, A.; Solyga, S.: *Prozessmodelle zum Entwurf eines Verstärkerklystrons*, Forum der Forschung, vol. 17 (2004), pp. 112-121.
- [31] Neiman, M. S.: *Electron-beam generator*, Invention Certificate 67770, Sov. Bull. Inventions, vol. 1, 1947.
- [32] Nezhevenko, O. A.: *Gyrocons and Magnicons: Microwave generators with circular deflection of electron beam*, IEEE Trans. Plasma Science, vol. 22, no. 5, pp. 756-772, 1994.
- [33] Nezhevenko, O. A.: *Gyrocon - a powerful amplifier of VHF with a nonbunched relativistic beam*, Dissertation, Novosibirsk, 1971.
- [34] Pierce, J. R.: *Theory and Design of Electron Beams*, D. Van Nostrand Company, New York, 1954.
- [35] Piosczyk, B.; Iatrou, C. T.; Dammertz G.; Thumm, M.: *Single-Stage Depressed Collectors for Gyrotrons*, IEEE Trans. Plasma Science, vol. 24, no. 3, pp. 579-585.
- [36] Schmolke, M.: *W-Band Klystrino Design Study*, ITG-Fachbericht 183, Displays and Vakuum Elektronik, Garmisch-Partenkirchen, May 2004, pp.219-224.
- [37] Simonyi, K.: *Theoretische Elektrotechnik*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1971.
- [38] Solyga, S.: *Spreading and Perveance of Round and Sheet Electron Beams*, TET-Note 97/16, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 1997.
- [39] Solyga, S.: *Theoretischer Entwurf eines Millimeterwellenklystrons mit bandförmigem Elektronenstrahl*, Dr. Köster Verlag, Berlin, 2003.
- [40] Tallerico, P. J.; Rankin, J. E.: *The Gyrocon: A Deflection Modulated, High Power Microwave Amplifier*, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-26, pp. 1559-1566, 1979.
- [41] Tallerico, P. J.; Rankin, J. E.: *The Gyrocon Radio-Frequency-Generator Project for FY 78-79*, Los Alamos National Lab. report LA-8537-SR, 1980.
- [42] Tallerico, P. J.: *Status of the Los Alamos gyrocon*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 28, pp. 2797-2800, 1981.
- [43] Tallerico, P. J.: *A 150 kW, 450 MHz gyrocon RF generator*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 30, no. 4, pp. 3420-3422, 1983.
- [44] Wegner, R.: *Trajektorien-moduliertes Millimeterwellen-Klystron*, Diplomarbeit, Institut für Theoretische Elektrotechnik, TU-Berlin, 2001.
- [45] Wilson, P. B.: *Notes on Trajectory-modulated Microwave Devices*, Microwave Laboratory Report No. 527, Stanford University, California, 1958.
- [46] Hartley, P., U.S. Patent No. 2, 381, 539, 1945.

- [47] McRay, I., U.S. Patent No. 2, 408, 437, 1946.
- [48] Whall A. and Pickin J., U.K. Patent No. 9548840, 1964.
- [49] Kaufman, I., U.S. Patent No. 3, 219, 873, 1965.
- [50] Budker, G. I., US. Patent No. 3885193, 1975; U.K. Patent No. 1433236, 1976;  
Swiss Patent No. 562533, 1975.