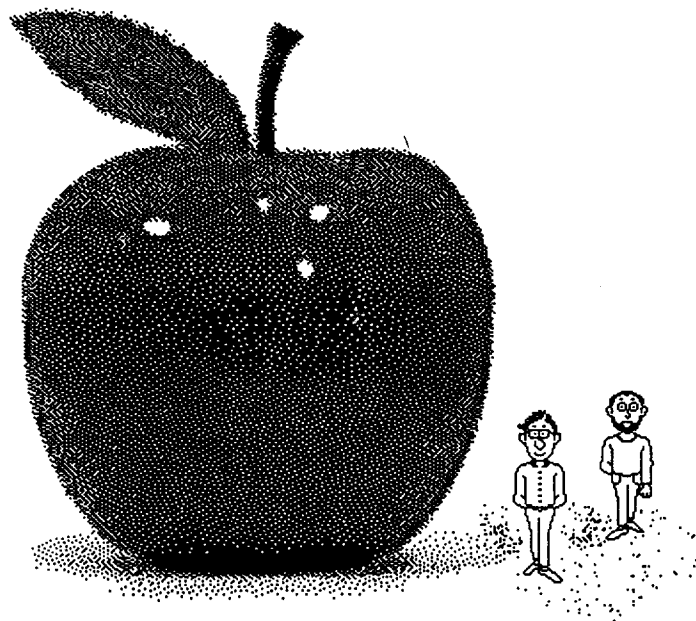


Frankfurter Vorarbeiten zum CERN Linear Collider
(CLIC)

Vortrag am Institut für Kernphysik/Mainz
am 07.12.1989

P. Hülsmann, M. Kurz

Institut für Angewandte Physik
der
Universität Frankfurt am Main



Frankfurt am Main
Dezember 1989

Vortrag in Mainz am 7.12.89

Frankfurter Vorarbeiten zum CLIC - Projekt

P. Hülsmann
M. Kurz

1.) Einleitung

Mitte der siebziger Jahre begann man in Europa darüber nachzudenken, welche möglichen zukünftigen Beschleunigerkonzepte bei CERN entwickelt werden sollten. Die Vorschläge reichten von Verbesserungen an schon existierenden Beschleunigeranlagen bis hin zu neuen großen Elektronen-Positronen-Collidern. Die Entwicklung führte schließlich zum LEP-Ring (Large Electron Positron Ring), der mittlerweile in Betrieb gegangen ist. LEP ist für eine Kollisionsenergie im Massenschwerpunkt von 100 GeV ausgelegt.

Für Anfang der neunziger Jahre denkt man über den Ausbau von LEP auf 200 GeV (LEP II) nach. Weiterhin ist für einen späteren Zeitpunkt das Projekt LHC (Large Hadron Collider) im Gespräch, mit einer Kollisionsenergie im Massenschwerpunkt von 16 TeV und einer Luminosität von $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. LHC könnte in den LEP-Tunnel eingebaut werden.

Es wird ebenfalls noch ein alternatives Projekt in Erwägung gezogen, der CERN Linear Collider (CLIC). Dieser soll Elektronen und Positronen beschleunigen und eine Schwerpunktsenergie von 2 TeV und eine Luminosität von $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen. Bei diesem Projekt steht man jedoch vor vielen ungelösten technologischen Problemen, die, um CLIC als Alternative zum LHC in Betracht ziehen zu können, bald gelöst werden müssen. Elektronen-Positronen-Collider haben, vom Standpunkt der Teilchenphysik her gesehen, einige klare Vorteile gegenüber Hadron-Collidern. Insbesondere sind die $e^+ - e^-$ -Kollisionen sehr viel "sauberer" als Hadron-Kollisionen, es kann eine höhere Ausnutzung der Luminosität erreicht werden. Außerdem ist die erforderliche Energie eine Größenordnung niedriger, da e^+ und e^- direkte Teilnehmer an den gewünschten Reaktionen sind. Das macht einen 2 TeV $e^+ - e^-$ -Collider ungefähr einem 20 TeV Hadron-Collider äquivalent.

Die Synchrotronstrahlung begrenzt die erreichbare Energie eines kreisförmigen $e^+ - e^-$ -Colliders nach oben hin. LEP wird mit seinen 27 km Umfang wohl aus wirtschaftlichen Gründen der größte jemals gebaute kreisförmige $e^+ - e^-$ -Collider bleiben. Eine Reduzierung der Synchrotronstrahlung durch stetiges Vergrößern des Kreisumfangs der Maschine führt zu einem unendlichen Biegeradius und damit auf das Konzept des Linearbeschleunigers. Zusammenfassend kann über die Verwirklichung des CLIC-Projektes folgendes gesagt werden:

Nach dem heutigen Wissensstand erscheint die Möglichkeit der Realisierung eines $2 \times 1 \text{ TeV}$ Colliders durchaus erfolversprechend. Das Konzept basiert auf einem normalleitenden HF-Beschleuniger mit einer um eine Größenordnung höheren Frequenz, als bei heute üblichen Beschleunigern. Die Hochfrequenzleistung zum Betrieb

des Beschleunigers soll durch einen zweiten parallellaufenden Elektronenstrahl erzeugt werden.

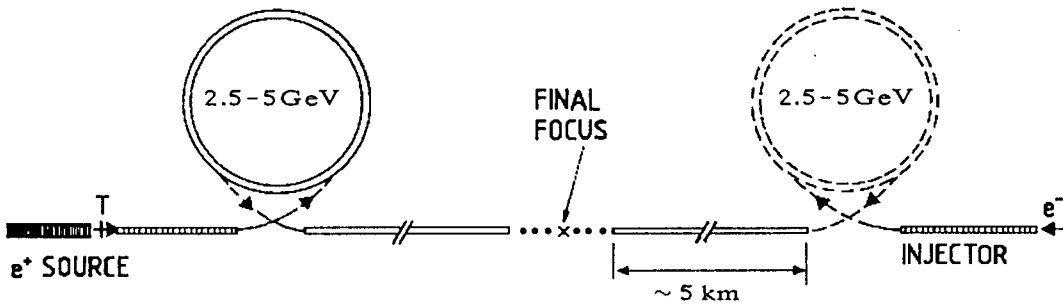


Fig. 1 Schematische Darstellung eines 1 TeV Linearbeschleunigers. Die Elektronen-Dämpfungsringe sind gestrichelt eingezeichnet, da man hoffen kann, daß sie durch Fortschritte in der Entwicklung von Elektronenquellen niedrigster Emittanz unnötig werden.

Im Augenblick werden die allgemeinen Probleme, z.B. Injektor, Final-Focus-System und Toleranzen des Hauptbeschleunigers, untersucht.

2.) Grundsätzliche Überlegungen

Das Prinzip eines Linearbeschleunigers bringt eine Anzahl von Schwierigkeiten mit sich, die bei Kreisbeschleunigern nicht auftreten. Zum Beispiel kollidieren die beschleunigten Teilchenbunche nur einmal, während sie bei einem Kreisbeschleuniger nach jedem Umlauf erneut aufeinander treffen können. Daraus folgt die Notwendigkeit sehr hoher transversaler Strahldichten, um die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungsprozessen bei der Kollision der e^+e^- -Bunche groß zu machen.

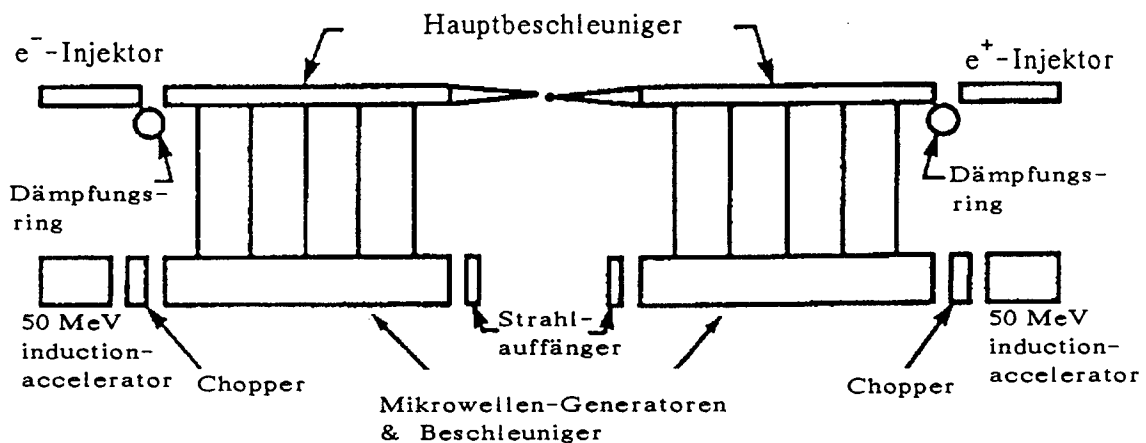


Fig. 2) Das Zweistrahl-Beschleuniger-Konzept

Ein Maß für diese Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist die Luminosität. Sie ist eine charakteristische Kenngröße des Beschleunigers. Eine hohe Luminosität erfordert also einen Strahl mit sehr kleinen longitudinalen und transversalen Emittanzen. Man muß deshalb schon einen sehr "guten" Strahl in das Beschleunigungssystem einschleusen und vor allem muß die Qualität des Strahls beim Beschleunigen erhalten bleiben. Diese Forderung führt naturgemäß auf sehr hohe Ansprüche an die mechanischen Toleranzen des gesamten Systems. Schließlich muß ein ausgeklügeltes sogenanntes Final-Focus-System zur Erzeugung eines sehr kleinen Brennpunktes geschaffen werden.

3) Der Hauptbeschleuniger

Bei dem Hauptbeschleuniger denkt man an eine normaleitende Irisstruktur (Fig. 2). Die Irisstruktur soll eine sogenannte Laufende Wellen Struktur (Fig. 3) sein und in der $2\pi/3$ -Mode arbeiten.

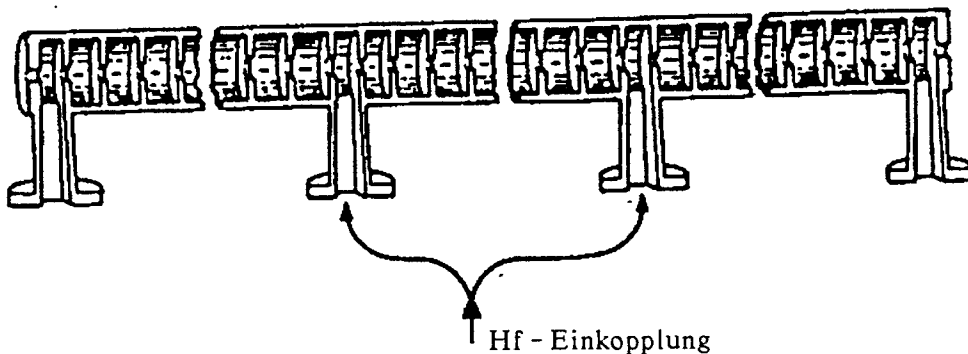


Fig. 3) Schematische Darstellung einer Irisstruktur

Zu diesen, dem einen oder anderen sicherlich fremd erscheinenden Begriffen, folgen nun einige Erläuterungen: Die Irisstruktur besteht aus Zylinderresonatoren (Fig. 4), welche durch Koppelöffnungen elektromagnetisch verbunden sind. Betrieben werden diese Zylinderresonatoren in der sogenannten TM_{010} -Mode (Fig. 4). Man erkennt das zur Beschleunigung geladener Teilchen geeignete elektrische Feld in Richtung der z-Achse. Das elektrische Feld ist an der Zylinderinnenwand auf Null abgesunken, die magnetischen Feldlinien sind kreisförmig um die z-Achse geschlossen und somit ist die magnetische Feldstärke auf der Achse Null. Je nach Lochgröße und Anordnung koppelt im wesentlichen nur das elektrische Feld oder nur das magnetische Feld in den Nachbarresonator. Dann bestimmt die Lochgröße die Kopplungsstärke und damit die Geschwindigkeit des Energietransportes, der Blendenabstand die Geschwindigkeit der Wellenphase durch die Struktur.

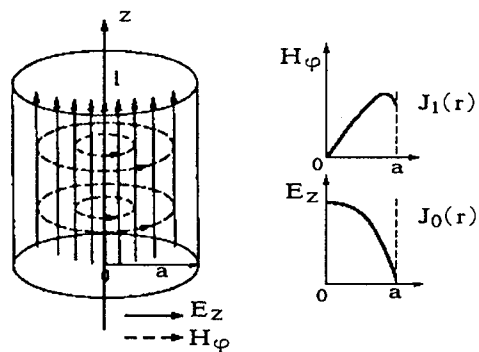


Fig. 4) Zylinderresonator in TM_{010} -Mode

Koppelt man beispielsweise fünf Resonatoren mit Halbzellenabschluß aneinander, so erhält man sechs Eigenschwingungen bzw. Moden vom TM_{010} -Typ, wie auch das mechanische Analogon der Schwingerketten zeigt.

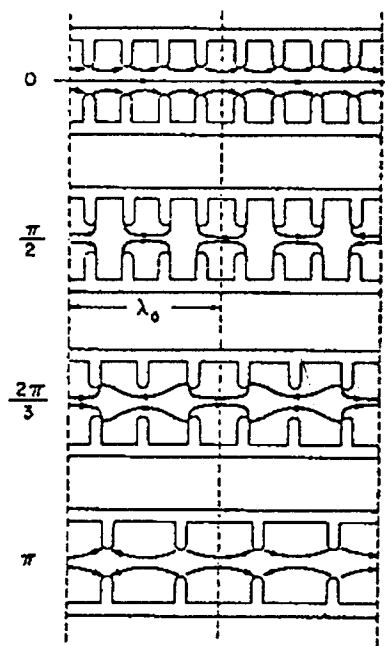


Fig. 5) Mögliche Laufwellen-Bilder für das elektrische Feld für 0 , $\pi/2$, $2\pi/3$ und π Phasenverschiebung pro Zelle

Der Begriff Laufwellenstruktur bedeutet, daß die Hochfrequenz am Anfang der Irisstruktur eingekoppelt und am Ende wieder ausgekoppelt wird (Fig. 6). Eine wirkungsvolle Elektronenbeschleunigung in der $2\pi/3$ -Mode setzt voraus, daß die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle gerade gleich der Teilchengeschwindigkeit ist.

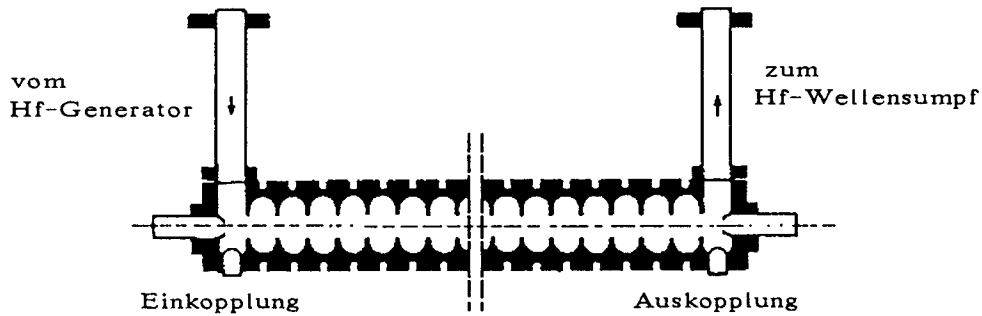


Fig. 6) Laufwellen-Beschleunigerstruktur

Ein Hilfsmittel zur richtigen Dimensionierung der Irisstruktur ist das sogenannte Brillouin-Diagramm (Fig. 7). Prinzipiell beschreibt das Brillouin-Diagramm, welche Frequenz zu welcher möglichen laufenden Welle der Irisstruktur gehört. Dabei ist die Frequenz gegen βS aufgetragen, also die Wellenzahl $2\pi/\lambda$ mal die Länge S einer einzelnen Zelle der Struktur. $\beta S = 2\pi/3$ bedeutet also eine Wellenlänge von $3S$.

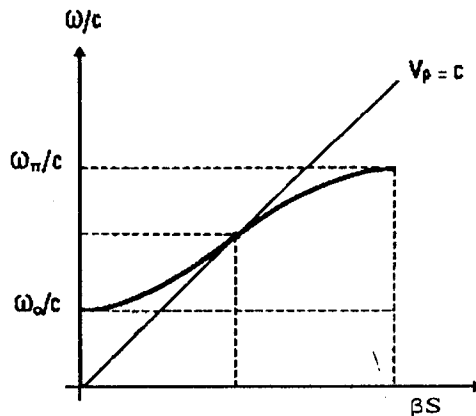


Fig. 7) Brillouin-Diagramm

Weiterhin läßt sich aus dem Brillouin-Diagramm Phasengeschwindigkeit v_{ph} und Gruppengeschwindigkeit v_g entnehmen, denn es gilt $v_{ph} = \omega/\beta$, $v_g = d\omega/d\beta$.

Ganz grob kann man bei Irisstrukturen folgende Zusammenhänge erkennen:

Die sogenannte Cut-off-Frequenz ω_0 , also die Frequenz bei der $\beta S = 0$, ist bei unendlich dünnen Irisblenden mit der Cut-off-Frequenz des aus der Irisstruktur durch Herausnahme der Blenden entstehenden Hohlleiters identisch. Die Feldverdrängung durch Hinzunahme dicker metallischer Blenden sorgt für eine entsprechende Frequenzverschiebung.

Die Blendenöffnung bestimmt die Bandbreite der Struktur, also den Abstand der Frequenz der π -Mode von der der 0-Mode. Benutzt man hier zur Erklärung die äquivalente kapazitiv belastete Doppelleitung, so bestimmt die Querkapazität die Bandbreite der Struktur. Je größer die Querkapazität, desto größer die Band-

breite der Struktur.

Nun sehen wir uns einige Eckdaten des Hauptbeschleunigers an, die nach diesen Erklärungen verständlicher erscheinen sollten:

Betriebsfrequenz [GHz]	30
Betriebsmode	$2\pi/3$
Anzahl der Teilchen pro Bunch	$5 \cdot 10^9$
Eingangsenergie der Teilchen [GeV]	5
Endenergie [TeV]	≈ 1
Spitzen-Beschleunigungsgradient [MV/m]	91
Mittlerer Beschleunigungsgradient [MV/m]	80
Shuntimpedanz [$M\Omega/m$]	170
Beschleunigerlänge [km]	12.5
Länge einer Sektion [m]	0.25
Zellenzahl/Sektion	74
Gesamtzahl der Sektionen	50000
Spitzenleistung pro Einheitslänge [MW/m]	97
Dämpfungsfaktor [neper]	0.25
Füllzeit [ns]	11.4
Gruppengeschwindigkeit [m/s]	$0.07 c_0$
Erforderliche Gesamtleistung zur Beschleunigung eines Teilchenpaketes [MW]	19.1
Spitzenleistung zum Betrieb des gesamten Beschleunigers [TW]	1.22
Wiederholfrequenz der HF-Pulse [kHz]	5.8
Pulsdauer der HF [ns]	11.4

Tastverhältnis	$66 \cdot 10^{-6}$
Mittlere HF-Leistung [MW]	80
Unbelastete Güte einer Sektion	≈ 700
Gespeicherte Energie pro Sektion [Ws]	0.22
An den Strahl abgegebene Energie pro Sektion [Ws]	0.016
Energieaufnahme eines Teilchenpaketes pro Puls η	0.073

Anmerkungen zur Parameterliste:

Zur Erzeugung hoher Teilchenenergien möchte man aus wirtschaftlichen Gründen möglichst viel Energie auf möglichst kurzer Strecke gewinnen, d.h. möglichst viel Feldgradient auf möglichst kurzer Strecke. Da das Verhältnis "an den Strahl abgegebene Energie zur eingespeisten Energie", auch kurz η genannt, proportional zu ω^2 und umgekehrt proportional zum Feldgradienten ist, muß, will man die Beschleunigerstrecke möglichst kurz halten, eine möglichst hohe Frequenz gewählt werden. Allerdings wird der Einfluß von durch den Strahl in der Irisstruktur angefachten Moden (wake-fields) mit zunehmender Frequenz immer größer. Longitudinale wake-Moden skalieren mit ω^2 , transversale sogar mit ω^3 . Die gegenwärtig diskutierten 30 GHz sind deshalb wohl eine obere Grenze für die Betriebsfrequenz einer Irisstruktur. η wird dann maximal, wenn die Beschleunigerstruktur selbst keine Leistung durch ohmsche Verluste verbraucht. Da es aber keine verlustfreie Strukturen gibt, muß die Füllzeit (11.4 ns) möglichst klein gehalten werden, denn der angestrebte Feldgradient bedeutet eine sehr hohe Spitzenleistung pro Längeneinheit (96MW/m). Allerdings ist die kleine Füllzeit wiederum mit einer kleinen Resonatorgüte ($Q_0 \approx 700$) verbunden.

Die gewählte Betriebsart $2\pi/3$ -Mode ist ein Kompromiß zwischen noch akzeptabler Gruppengeschwindigkeit und noch vertretbarer Baulänge, etwa im Vergleich zur $\pi/2$ -Mode. Außerdem ist die Shuntimpedanz ca. 10% größer als im $\pi/2$ -Betrieb.

Die angestrebte Wiederholfrequenz für die Hf-Pulse ist mit 5.8 kHz in einem Bereich, wo es bis heute keine geeigneten einzelnen Hf-Quellen gibt. Alle bekannten Prinzipien zur Erzeugung von Hochfrequenzleistung benutzen raumladungsbegrenzte Elektronenquellen (Klystron, Thyatron, etc.), was den zur Umwandlung von Gleichspannungs- in Hochfrequenzleistung zur Verfügung stehenden Elektronenstrom begrenzt. Dazu kommt, daß die Abmessungen der Klystron-Kavitäten immer kleiner werden (30 GHz \sim 1 cm Wellenlänge). Die in einer solchen Struktur zu handhabende Energiedichte darf aus einleuchtenden Gründen jedoch nicht beliebig groß werden. Das führt dazu, daß die maximal erreichbare Hf-Leistung sich umgekehrt proportional zum Quadrat der Betriebsfrequenz verhält. Man benötigt deshalb ein neues

Konzept zur Erzeugung der Hochfrequenzleistung. Als Energieversorgung für den Hauptbeschleuniger ist deshalb ein sogenannter "Drive-Linac" vorgesehen (s. Fig. 2).

3.1) Der Einfluß von "Wake-Feldern" auf den Bunch

Fliegt eine Ladung durch einen leeren Zylinderresonator, so wird ein Spektrum von Eigenschwingungen angeregt. Die Ladung wirkt dabei als Antenne. Das Spektrum der Eigenschwingungen erhält man durch Lösen der Maxwellgleichungen mit Strom.

Es lassen sich zwei Fälle unterscheiden: Eine exakt auf der Resonatorachse fliegende Ladung erzeugt lediglich achsensymmetrische Eigenschwingungen, durch die die Ladung nur abgebremst wird. Eine parallel zur Resonatorachse versetzt fliegende Ladung erzeugt zusätzlich noch das Spektrum der Dipol-, Quadrupol-, etc. Moden, also das vollständige Spektrum der Eigenschwingungen des Resonators. Dieser Fall tritt durch unvermeidliche mechanische Toleranzen und durch Fehler bei der Justage des Beschleunigers praktisch immer ein. Durch z.B. Dipolmoden wird die Ladung sowohl abgebremst, als auch senkrecht zur Resonatorachse versetzt. Fig. 8 zeigt die beiden wichtigsten Vertreter der Dipolmoden.

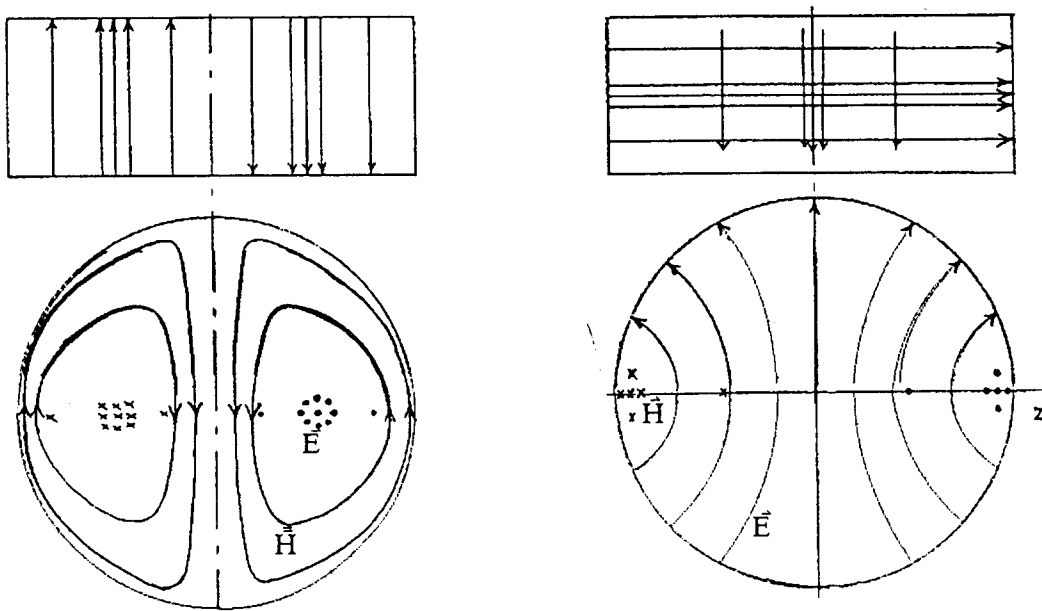


Fig. 8) TM_{110} - und TE_{111} -Mode

Beim Hauptbeschleuniger sorgen diese Dipolmoden, die durch die Kopfteilchen eines Bunches angeregt werden, für einen transversalen Versatz der Schwanzteilchen. Gleichzeitig verlieren diese longitudinale Energie. Die Kopfteilchen sehen keine deflektierenden Felder, da sie sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.

Den Effekt der transversalen wakes auf den Strahl kann man durch die Erzeugung einer großen Verschmierung der transversalen Wellenzahl (Betatron-Schwingung) kompensieren. Verantwortlich dafür ist die sog. Landau-Dämpfung. Eine Möglichkeit dies zu erreichen besteht in der Einführung der Hf-Fokussierung. Diese soll

nachfolgend etws näher besprochen werden.

Eine andere Möglichkeit, den Einfluß der Dipolmoden klein zu halten besteht in der Auskopplung dieser Moden. Das bedeutet, ihre Güten in die Größenordnung von einigen zehn zu drücken. Das kann z.B. durch Anbringen von longitudinalen Schlitzen in den Außenwänden geschehen.

Untersuchungen zu diesen Themen sind am Institut für Angewandte Physik zur Zeit in Vorbereitung.

3.2) Einleitende Bemerkungen zur Hf-Fokussierung

Im Gegensatz zu Beschleunigungsstrukturen, die für relativ kleine Teilchengeschwindigkeiten ($v \ll c_0$) ausgelegt sind, spielen Raumladungskräfte bei Elektronenbeschleunigern ($v_e \approx c_0$) keine Rolle. Dennoch müssen auch hier Maßnahmen getroffen werden, den Strahl zu fokussieren. Der Grund liegt darin, daß der Strahl in der beschleunigenden Kavität Moden anregt (wake fields), die ihn aus der Achse ausulenken suchen. Diese Fokussierung wurde bisher extern realisiert, indem man magnetische Quadrupollinsen in den Beschleuniger integrierte. Allerdings sind solche Maßnahmen teuer und kompliziert, soll doch der CLIC-Beschleuniger insgesamt über zehn Kilometer Länge erreichen. Das würde einige Kilometer Fokussierungsmagnete bedeuten.

Im Bereich der Schwerionenbeschleuniger wurde mit dem RFQ eine Struktur gefunden, die - ohne zusätzliche äußere Maßnahmen - Ionenstrahlen fokussiert und beschleunigt. Dieses Prinzip läßt sich auch auf Elektronenbeschleuniger übertragen, auch wenn hier die Strukturen aufgrund der wesentlich höheren Frequenzen anders aufgebaut sein müssen. Die in Elektronenbeschleunigern verwendeten Lochblenden haben keinerlei fokussierende Wirkung, da sich die radialen elektrischen und azimuthalen magnetischen Felder infolge der vorgegebenen Symmetrie gerade kompensieren. Macht man nun die Apertur der Blende unsymmetrisch, so erreicht man sicher eine Aufhebung dieses Zustandes. Es muß also untersucht werden, wie die Apertur eines Mikrowellen-Quadrupols auszusehen hat und welches ihre Eigenschaften sind.

Wir betrachten einen kreiszylindrischen Hohlleiter und untersuchen die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen entlang der Zylinderachse. Für die Zeitbeziehungsweise die Ortsabhängigkeit beschränken wir uns auf eine Funktion der Form $e^{i(\omega t - \beta z)}$, wobei β im Falle des idealen Hohlleiters gerade $\beta = 2\pi/\lambda$.

Um einen solchen Hohlleiter zum Beschleunigen von Teilchen benutzen zu können, muß die Phasengeschwindigkeit der Welle im Hohlleiter, wie schon oben erwähnt, gerade gleich der Teilchengeschwindigkeit sein. So wird das Teilchen kontinuierlich beschleunigt (travelling wave mode). Dies erreicht man, indem man den Hohlleiter periodisch durch den Einbau von Blenden z.B. kapazitiv belastet. Die Periodizität der Blenden wird durch die Teilchengeschwindigkeit bestimmt. Der Hohlleiter wird dadurch zu einer Kette von gekoppelten Resonatoren. Die zum Beschleunigen benutzte Mode ist vom TM_{01} -Typ mit einem konstanten elektrischen Feld auf der Zylinderachse, ringförmig von dem zugehörigen Magnetfeld umschlossen.

3.2.1) Möglichkeiten der Fokussierung mit Hochfrequenz

Es ist jetzt zu untersuchen, inwieweit man die Hochfrequenzfelder in einem Hohlraumresonator direkt zur Fokussierung eines Teilchenstrahls verwenden kann. Teilchen, die mit einer Ablage von der z-Achse in den Resonator eintreten, sollen in Richtung der Achse fokussiert, bzw defokussiert werden. Das soll so geschehen, daß man einen sogenannten FODO-Kanal (Fokussierung-Drift-Defokussierung-) erhält, ganz analog der art, wie man sie von RFQ-Beschleunigern für schwere Ionen her kennt. Ein solcher Kanal hat immer eine nettofokussierende Wirkung auf einen Ionenstrahl, wie man sich leicht an seinem optischen Analogon, einem System aufeinanderfolgender konvexer und konkaver dünner Linsen klarmacht.

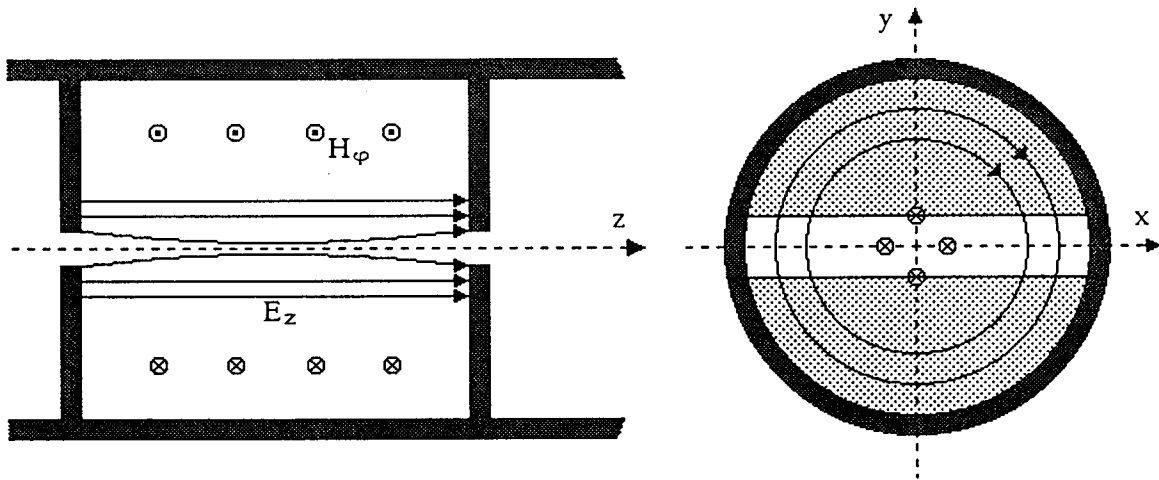


Fig. 9) Längs- und Querschnitt durch einen Höchstfrequenzquadrupol

Wir wollen nun untersuchen, ob die in Fig. 9 skizzierte Struktur den Forderungen an ein solches Linsensystem für geladene Teilchen genügen kann. Wir betrachten eine Zelle einer Irisstruktur isoliert. Dies kann man insbesondere dann tun, wenn die gesamte Beschleunigerstruktur in $\pi/2$ -Mode (jede zweite Zelle ist leer) betrieben wird. Durch die Zelle soll eine Welle vom TM_{01} -Typ laufen. Die üblicherweise kreisförmigen Blenden sind durch Koppelschlitze ersetzt. Die Breite eines Schlitzes soll so klein gewählt sein, daß das H_φ -Feld nur sehr wenig gestört wird. Da der Schlitz über die gesamte Breite des Resonators in x-Richtung geht, gibt es an der Blende keine x-Komponente, wohl aber existiert eine y-Komponente des E-Feldes.

Zur Klärung der Frage, ob die fokussierenden Kräfte - wenigstens in Achsennähe - linear sind, entwickeln wir die Besselfunktion in eine Reihe. In der Nähe der Achse können wir die Terme höherer Ordnung vernachlässigen und jeweils nur das erste Glied mitnehmen. Für CLIC ist das sicher zulässig, der radiale Durchmesser des Strahls liegt hier in der Größenordnung μm .

Die Elektronen sollen beim Eintritt in den Resonator bereits Lichtgeschwindigkeit besitzen, die Periodenlänge (der Blendenabstand) des Beschleunigers entsprechend abgestimmt sein, so daß die Phasengeschwindigkeit der Welle gerade gleich der Teilchen-

geschwindigkeit, also $v_{ph} = c_0$ ist. Damit ergeben sich die Felder folgendermaßen:

$$E_z = E_0 \cos(\omega t - \beta z) ,$$

$$H_\varphi = - \frac{\varepsilon r \omega}{2} E_0 \sin(\omega t - \beta z) , \quad \text{mit } \beta = \omega/c_0 .$$

Unter der Annahme, daß das elektrische Feld in z-Richtung bekannt ist, kann man das zugehörige H_φ -Feld auch leicht aus einer anderen Überlegung gewinnen. Die Geometrie des Schlitzes in den Blenden der Runzelröhre war ja gerade so gewählt, daß das H_φ -Feld praktisch ungestört blieb, also $\partial_\varphi = 0$. Aus der Maxwellgleichung erhalten wir sofort das obige Ergebnis.

Aufgrund der Wahl der Geometrie der Blende gemäß Fig. 9 wird es kein E-Feld in x-Richtung geben, wohl aber in y-Richtung. Es muß $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ gelten. Da die x-Komponente des E-Feldes verschwindet, muß $\partial_x = 0$ sein. Man erhält:

$$E_y = -y \frac{\partial}{\partial z} E_z = -y \beta E_0 \sin(\omega t - \beta z) .$$

Mit Kenntnis der Felder im Resonator kann man auf die transversalen Kräfte schließen, die auf ein geladenes Teilchen im Inneren der Kavität wirken. Man findet:

$$\begin{aligned} \bar{F}_x &= F_x^{\text{mag}} , & \bar{F}_y &= F_y^{\text{mag}} + F_y^{\text{el}} , \\ \bar{F}_x &= \frac{q \omega}{2 c_0} x E_0 \sin \Phi , & \bar{F}_y &= - \frac{q \omega}{2 c_0} y E_0 \sin \Phi . \end{aligned}$$

Aufgrund der Voraussetzung, daß die Teilchengeschwindigkeit über die Länge der Kavität konstant bleibt, ändert sich die Phasenlage des Teilchens gegenüber der Hochfrequenz nicht. Man kann daher eine feste Phase Φ als Argument des Sinus angeben. Der Phasenwinkel Φ wird dabei vom Maximum der Wellenamplitude aus gemessen. Bei einer Phase von $\Phi = \pi/2$ wird alle Hf-Leistung zur Fokussierung verwendet, es findet keine Beschleunigung mehr statt. In der Praxis wird man daher die Phase nicht größer als 20° werden lassen, d.h. der Beschleunigungsgradient nimmt in etwa um 6% ab. In der Größe E_0 ist natürlich noch der transittime-factor zu berücksichtigen, der gerade den zur Beschleunigung nutzbaren Teil der maximalen Feldstärke in der Kavität angibt.

Führt man noch die Fokussierungsgradienten mit $G_i = F_i/i q c_0$, $i = x, y$ ein, so erhalten wir schließlich, daß $G_x = -G_y$. Das ist nun gerade die Bedingung für einen FODO-Kanal: Die Ablenkungskräfte in x- und y-Richtung müssen vom gleichen Betrag aber von entgegengesetztem Vorzeichen sein.

Für das Beispiel des geplanten Elektronenbeschleunigers CLIC am CERN bekommt man einen Fokussierungsgradienten von $G = 84$ T/m bei einem beschleunigenden Feld von $E_0 = 80$ MV/m und einer Betriebsfrequenz von $f = 30$ GHz. Man erkennt bei Betrachtung der letzten Gleichungen, daß das Prinzip der Mikrowellen-Quadrupole erst bei sehr hohen Frequenzen brauchbar hohe Fokussierungsgradienten liefert, weshalb es für herkömmliche Elektronenbeschleuniger (≈ 3 GHz Betriebsfrequenz) nicht infrage kommt.

3.2.2) Das Prinzip der Rf-Fokussierung anschaulich betrachtet

Wie kann man sich nun das Prinzip der Hf-Fokussierung anschaulich vorstellen? Wir wollen wieder die isolierte einzelne Zelle einer Irisstruktur betrachten. Wie schon oben erwähnt entspricht das gerade dem Betrieb des Beschleunigers in $\pi/2$ -Mode. Ein in die Struktur eintretendes Elektron reitet mit mit einer festen Phase auf einer auf $v_{ph} = c_0$ angepaßten Welle, die durch die Struktur läuft.

Bei der Herleitung der Felder in der Zelle haben wir von einer laufenden Welle gesprochen, aber eigentlich das Bild einer stehenden Welle in der Struktur benutzt. Es wird nämlich nicht sofort klar, wie das mit der Welle mitbewegte Elektron überhaupt eine Kraftwirkung durch das Magnetfeld erfahren kann, wo doch seine Relativgeschwindigkeit zu diesem gleich null ist. Das Problem löst sich aber sofort auf, wenn man die Vorgänge in der Zelle einmal genau betrachtet.

Das Elektron tritt an der Stelle a (s. Fig. 10) mit einer kleinen Ablage von der Strahlachse, z.B. in y-Richtung, in die Struktur ein. Es habe eine Phase Φ zur Welle. Es sieht an dieser Stelle kein Magnetfeld, wohl aber eine tangential Komponente des elektrischen Feldes. Es erfährt eine Defokussierung.

An der Stelle b sieht das Elektron eine Fokussierung durch das elektrische Feld der hinlaufenden Welle (seiner Trägerwelle) und eine Defokussierung durch die an der Blende reflektierte Welle. Die Blende kann man nämlich in ihrer Wirkung als kurzgeschlossenes Ende eines Stückes Leitung betrachten. Das bedeutet nun aber, daß das Magnetfeld mit der gleichen Phase zurückgeworfen wird. Elektron und Magnetfeld haben gemäß Voraussetzung die Geschwindigkeit $v = c_0$, ihre Relativgeschwindigkeit zueinander ist daher ebenfalls c_0 . Das Elektron wird fokussiert.

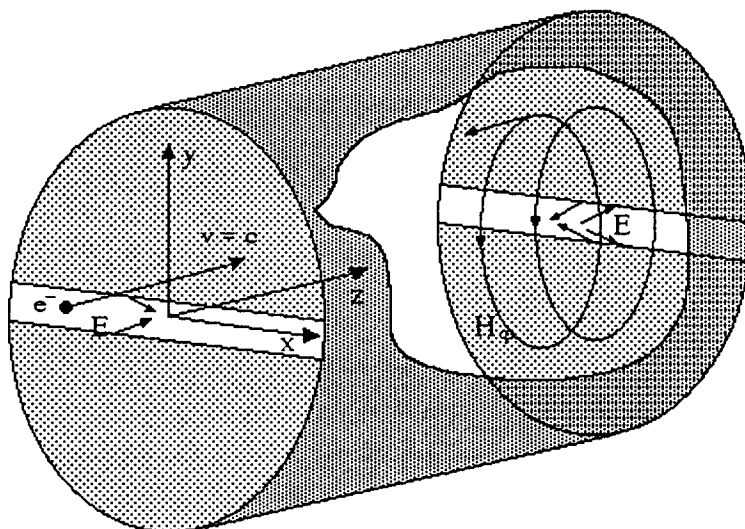


Fig. 10) Wirkungsweise eines Hf-Quadrupols

In Fig. 9 hatten wir so getan als sei das Magnetfeld schon beim Eintritt des Elektron in die Struktur vorhanden (stehende Welle); man sieht, daß dieses Bild tatsächlich das richtige Ergebnis liefert.

Im allgemeinen Fall eines einfliegenden Elektrons mit x- und y-Ablage bleibt

eine Netto-Defokussierung in y -Richtung und eine Netto-Fokussierung in x -Richtung übrig. Eine solche Zelle bildet also einen Hf-Quadrupol. Weiterhin ist klar, daß das Prinzip nur bei Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit funktioniert. Es haben Welle und Teilchen die Geschwindigkeit $v=0.36 c_0$. Damit wird die Relativgeschwindigkeit zwischen Teilchen und Magnetfeld $0.64 c_0$ und damit $G_x \neq -G_y$.

4.) Der Drive-Linac

Ein weiteres Problem ist die Bereitstellung der enormen erforderlichen Hf-Leistung pro Sektion über die gesamte Länge des Beschleunigers (24.3 MW Spitzenleistung/Sektion). Prinzipiell ließe sich die Energieversorgung durch Klystrons bewerkstelligen, beispielsweise mit Hilfe von Frequenzverdopplern und Leistungsrückführung zur Verdopplung der Pulsleistung. Diese Methode würde den Einsatz von 50000 Klystrons samt Phasenregelung erfordern, was jeden vernünftigen Rahmen sprengt.

Man denkt daher an den Einsatz eines zweiten parallel zum Hauptbeschleuniger angeordneten sogenannten Drive-Linac. Dieser soll aus Transferstrukturen zur Erzeugung der Hf und aus Sektionen zur Wiederbeschleunigung bestehen (Fig. 10). Die Transferstrukturen sind über kurze Rechteckhohlleiterstücke mit den Sektionen des Hauptbeschleunigers verbunden. Für die Realisierung der Transferstrukturen sind bereits Vorschläge gemacht worden, beispielsweise Free-Electron-Laser oder die in Fig. 11 vorgestellte "Abgewickelte Magnetronstruktur". Die Länge und die Füllzeit einer Sektion des Hauptbeschleunigers legen die zeitliche Struktur des Strahls im Drive-Linac fest.

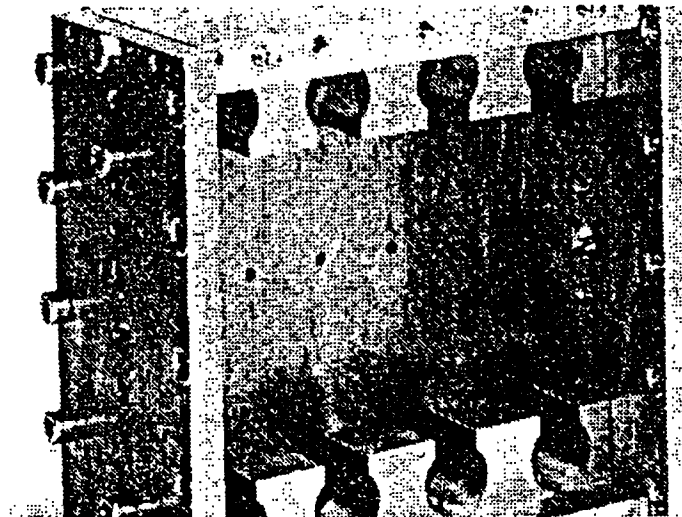


Fig. 11) 2 GHz Testmodell der Transferstruktur

Auf die zeitliche Struktur des Drive-Strahls kommt man durch folgende Überlegung: In einer Transferstruktur finden mehrere 30 GHz-Zellen Platz, das bedeutet, daß ihre Cut-Off-Frequenz weit unterhalb von 30 GHz liegen muß. Die Transferstruktur wie in Fig. 11 dargestellt unterscheidet sich was ihre Gruppengeschwindigkeit angeht

also nur wenig von einem Hohlleiter gleicher Dimension. Ihre Gruppengeschwindigkeit wird also einige Male größer sein als die einer Sektion des Hauptbeschleunigers. Nimmt man einen realistischen Faktor von 4 an, so erhält man für die Füllzeit der Transferstruktur $T_{ft} = 0.25 \cdot T_{fa} = 2.85 \text{ ns}$ ($T_{fa} = 11.4 \text{ ns}$ ist dabei die Füllzeit einer Sektion des Hauptbeschleunigers). Das entspricht einer Gruppengeschwindigkeit von ca $0.29 c_0$. Um nun die Hf zu erzeugen (deren Pulsdauer soll ebenfalls 11.4 ns betragen), wird man deshalb vier Bunche des Drive-Strahls ($2.85 \text{ ns} \approx 85 \text{ cm}$ Abstand) während dieser Zeit durch die Transferstruktur fliegen lassen. Eine Transferstruktur ist ebenso lang wie eine Sektion des Hauptbeschleunigers, nämlich 25 cm. Man wird deshalb erst dann einen neuen Bunch in die Transferstruktur eintreten lassen, wenn die von dem ersten erzeugte Hf gerade fast vollständig herausgelaufen ist. Das entspricht einer Zeitspanne von ca 2.5 ns oder 75 cm Flugstrecke. Damit folgt, daß ein Bunch eine Länge von 10 cm haben muß. Allerdings ist es jetzt noch notwendig, ihm eine Unterstruktur aufzuprägen. Damit in der Transferstruktur die erzeugte Hf nicht durch Interferenz wieder vernichtet wird, muß der Bunch in 11 Unterpakete (i.e. 10 cm) im Abstand von 1 cm (i.e. 30 GHz) aufgeteilt werden. Damit ergibt sich die zeitliche Struktur des Drive-Strahls.

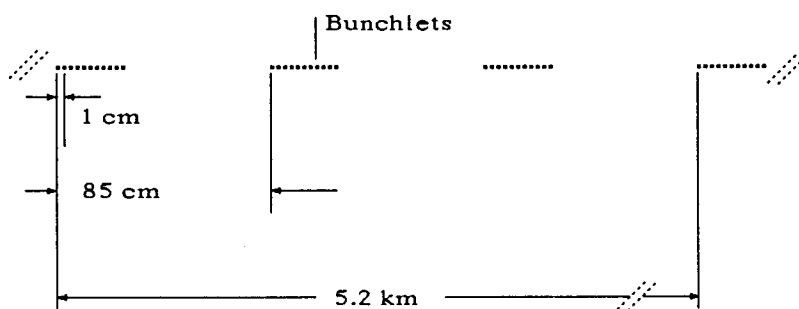


Fig. 12) Die zeitliche Struktur des Drive-Strahls

Zur Wiederbeschleunigung des Drive-Strahls denkt man daran, die für LEP entwickelten supraleitenden 350 MHz Strukturen zu verwenden, die sich für diesen Zweck sehr gut eignen. Die 2.85 ns Abstand zwischen den Bunche entsprechen nämlich ungefähr einer Hochfrequenzperiode bei 350 MHz. Die Bunchlets kommen zur Wiederbeschleunigung gerade auf dem linear ansteigenden Teil der ersten Halbwelle zu liegen.