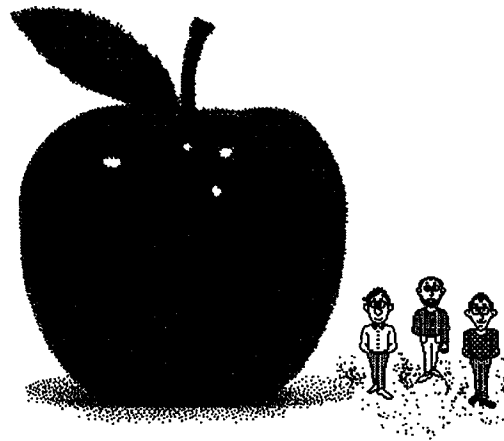


Teilchendynamik in Mikrowellen-Quadrupolen

M. Kurz, P. Hülsmann, H.-W. Glock

Institut für Angewandte Physik
der
Universität Frankfurt am Main



Frankfurt am Main
Mai 1992

1. Einleitung

Das Erreichen der für zukünftige Linear-Collider notwendigen Strahlqualität wird nicht zuletzt davon bestimmt, wie gut es gelingt, die Wirkung der Wakefelder auf einen Teilchenbunch zu beherrschen. Das gilt ganz besonders für Single-Bunch-Konzepte wie CLIC [1] und das INP/Protvino-Projekt [2], bei denen die für eine hohe Luminosität erforderliche Teilchenzahl nicht auf viele einzelne Pakete in einem Bunch-Train verteilt ist.

Die benötigte transversale Fokussierung kann nicht nur mit Hilfe externer Linsensysteme erreicht werden, sondern läßt sich mit Hilfe geeignet modifizierter Beschleunigerstrukturen auch direkt aus den Hochfrequenzfeldern in der Beschleunigerstruktur gewinnen [3]. Das Prinzip ist identisch mit dem im Bereich der Beschleunigung schwerer Ionen niedriger Energie verwendeten RFQ. Natürlich erfordert die Übertragung auf höchste Frequenzen völlig anders geartete Strukturen (vgl. Abb. 1).

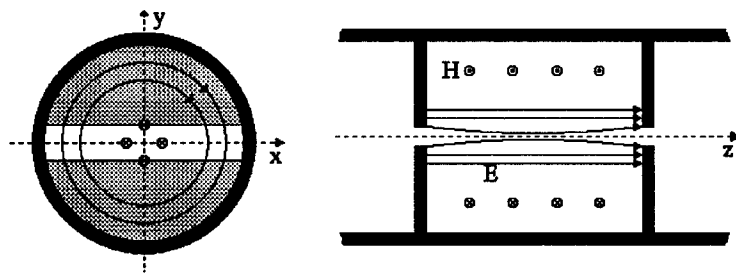


Abb. 1) Mikrowellen-Quadrupol in $\pi/2$ -Mode

2. FODO Kanal mit Mikrowellen-Quadrupolen

2.1. Näherung Dünner Linsen

Die Betrachtung soll im folgenden nur für eine Richtung (x-Ablage) durchgeführt werden. Für die y-Ablage gelten analoge Gleichungen. Die Aussagen der Gleichungen (1)-(5) und (7) gelten für statische wie auch für Mikrowellen-Quadrupole (MWQ).

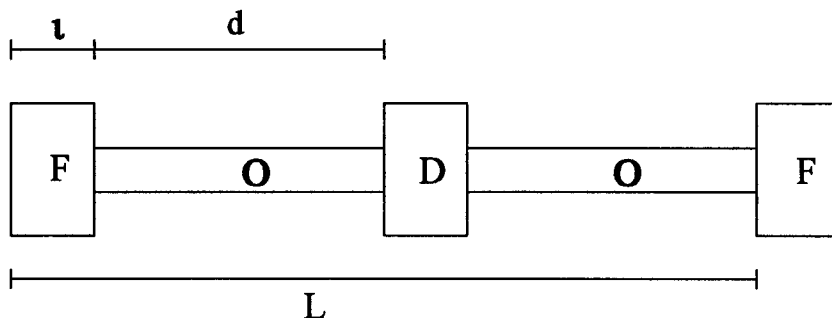


Abb. 2) FODO-Kanal bestehend aus dünnen Linsen

Eine sogenannte FODO-Struktur bestehend aus dünnen Linsen kann wie folgt beschrieben werden:

Wir setzen eine Transportstrecke aus einem fokussierenden Element (F), einer Driftstrecke-

ke (O) der Länge d, einem defokussierenden Element (D) und wieder einer Driftstrecke zusammen. Wir erhalten so eine FODO-Struktur der Länge L (siehe Abb. 2).

Die einzelnen Matrizen lauten:

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad \hat{O} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \hat{D} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

Zusammenfassen der Matrizen zur Transfermatrix \hat{T} liefert die folgende Gleichung für die Teilchenbewegung in x:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{d}{f} & 2d + \frac{d^2}{f} \\ -\frac{d}{f^2} & 1 - \frac{d}{f} \left(1 + \frac{d}{f}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} = \hat{T} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} \quad (1)$$

Der Kosinus des Phasenvorschubs ist definiert als die Halbspur der Transfermatrix für eine Strukturperiode. Man findet

$$\cos \mu = 1 - \frac{d^2}{2f^2} \quad (2)$$

Wegen der Annahme dünner Linsen folgt für die Länge einer Sektion $L=2d$, wobei d gerade die Länge einer Driftstrecke ist. Auflösen nach L führt dann auf

$$L = 4f \sin \left(\frac{\mu}{2} \right) \quad (3)$$

Die transversale Wellenzahl k der Betatronschwingung des Teilchens im FODO-Kanal ist nach Definition

$$k = \frac{\mu}{L} \quad (4)$$

Es ist sicher sinnvoll, nicht die ganze Länge eines Colliders mit Mikrowellen-Quadrupolen auszustatten. Man wird nicht zuletzt aus Kostengründen versuchen, mit einer relativ kleinen Anzahl dieser Strukturen auszukommen. Das Verhältnis der Anzahl HF-fokussierender Elemente zu Sektionen bestehend aus gewöhnlichen Irisstrukturen wird mit Hilfe des Füllfaktors η beschrieben.

$$\eta = 2\nu/L \quad (5)$$

Hier ist L die Länge einer FODO-Zelle und ν die von den MWQ eingenommene Länge.

Unter gewissen idealisierenden Annahmen läßt sich der mit MWQ erreichbare äquivalente transversale Fokussiergradient wie folgt angeben [4]:

$$G_m = \frac{\omega}{2c^2} E \sin(\Phi) = \frac{\pi}{c \lambda} \bar{E} \sin(\Phi) \quad (6)$$

Dabei ist E die Beschleunigungsfeldstärke, Φ die Phasenlage des Teilchens zur HF und ω ist gleich 2π mal die Frequenz des Feldes. Ein MWQ der Länge l besitzt damit eine Brennweite f mit

$$f = \frac{U}{cG_m l} \quad (7)$$

Dabei ist U die von den Teilchen vor dem Eintritt in den Quadrupol durchfallene Spannung. Wir lösen nun Gleichung (3) unter Verwendung von (7) nach dem Sinus des Phasenvorschubs auf und erhalten

$$\sin\left(\frac{\mu}{2}\right) = \frac{\pi L^2 \eta}{8 \lambda U} E \sin |\Phi| \quad (8)$$

die Phase Φ der Hochfrequenz kann dabei auch < 0 sein, die Wellenzahl bleibt reell und positiv. Der Kanal verwandelt sich lediglich von FODO in DOFO.

Die Betatron-Wellenzahl erhalten wir durch auflösen von (8) unter Verwendung von (4). Wir finden

$$k^2 = \frac{\pi \mu^2 \eta E}{8 \sin\left(\frac{\mu}{2}\right) \lambda U} \sin |\Phi| \quad (9)$$

Da ein Bunch eine endliche Ausdehnung besitzt, kommen die Teilchen auf unterschiedlichen HF-Phasen zu liegen. Das bedeutet aber, daß Kopf- und Schwanzteilchen unterschiedliche Phasenvorschübe haben; und zwar so, daß μ vom Kopf bis zum Ende hin zunimmt.

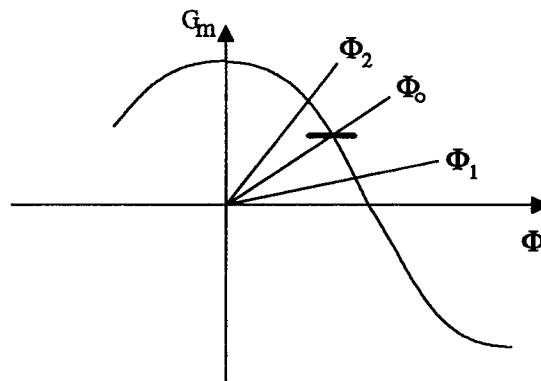


Abb. 3) Phasenlage eines Bunches zur Hochfrequenz. Maximale Fokussierung (90° -HF-Phase) korrespondiert mit null Beschleunigung.

Die Schwanzteilchen werden also stärker fokussiert als die Kopfteilchen (Abb. 3)). Gleichzeitig entsteht dabei eine Energieverschmierung im Bunch, da die Schwanzteilchen ein verringertes beschleunigendes Feld sehen. Diese Energieverschmierung kann anschließend korrigiert werden, indem man die Phasenlage eines Bunches in den Sektionen mit runder Apertur so einstellt, daß jetzt die Schwanzteilchen stärker beschleunigt werden.

Zur Untersuchung der Eigenschaften der HF-Fokussierung führen wir an dieser Stelle die Größe σ/λ ein, die es gestattet, die nachfolgende Diskussion unabhängig von der gewählten Betriebsfrequenz des Beschleunigers zu führen. Für einen gaußförmigen Bunch der rms-Länge σ definieren wir Kopf und Schwanz bei $\pm 2\sigma$. Die zugehörigen HF-Phasen $\Phi_{1,2}$ liegen dann bei $\Phi_0 \pm (4\pi\sigma/\lambda)$. Aus Gleichung (8) folgt damit:

$$\frac{\sin\left(\frac{\mu_{1,2}}{2}\right)}{\sin\left(\Phi_{1,2}\right)} = \frac{\sin\left(\frac{\mu_0}{2}\right)}{\sin\left(\Phi_0\right)} \quad (10)$$

wobei der Index 1 den Phasenvorschub des Kopfteilchens und 2 den Phasenvorschub des Schwanzteilchens beschreibt. Eine übliche Wahl für den Phasenvorschub des Bunchschwerpunkts ist $\mu_0 = 60^\circ$, was im folgenden immer angenommen wird. Damit ergibt sich für die Phasenvorschübe μ_1, μ_2 in Abhängigkeit von der HF-Sollphase für verschiedene σ/λ folgendes Bild:

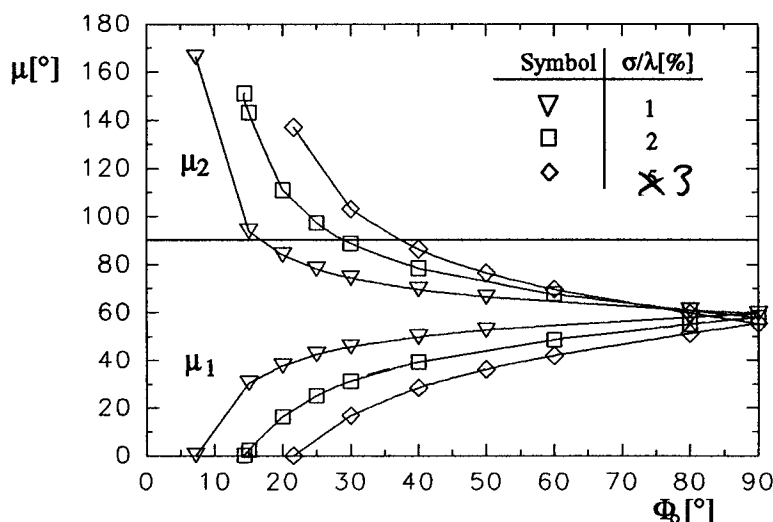


Abb. 4) Phasenvorschub in Abhängigkeit von Φ_0 für verschiedene σ/λ

Die oberen Kurven geben dabei den Phasenvorschub des Schwanzteilchens, die unteren den des Kopfteilchens an. Man sieht, daß unterhalb einer von der Bunchlänge abhängigen minimalen HF-Phase der Phasenvorschub negativ wird, was mit einer ebenfalls negativen Betatron-Wellenzahl verknüpft wäre. Das ist physikalisch nicht sinnvoll.

Wählt man für gegebene Bunchlänge und Frequenz die Nullphase der Hochfrequenz immer kleiner, so wird der Phasenvorschub für das Schwanzteilchen schließlich größer als 90° , der Grenze für stabilen Transport. Es ist also nur bis zu einem minimalen Φ_0 möglich, alle Teilchen zu transportieren. Will man Φ_0 und damit den Verlust an zur Verfügung stehender Beschleunigungsspannung nicht zu groß werden lassen, muß die Bunchlänge möglichst kurz gewählt werden. Ebenfalls ist es - wie wir noch sehen werden - zur Stabilisierung der Wakefelder vorteilhaft, Φ_0 möglichst klein einzustellen. In Abb. 5) ist das für einen stabilen Transport maximal zulässige σ/λ gegen die HF-Phase entsprechend der

Schnitte von μ_2 mit der 90° -Linie (siehe Abb. 4)) aufgetragen. Der Abbruch der Kurve bei einer HF-Phase größer 45° kommt daher, daß bei einer weiteren Vergrößerung der Bunchlänge der Phasenvorschub μ_1 des Kopfteilchens bereits negativ wird, bevor μ_2 90° erreicht. Damit macht die Fortsetzung der Kurve über diesen Wert hinaus keinen Sinn.

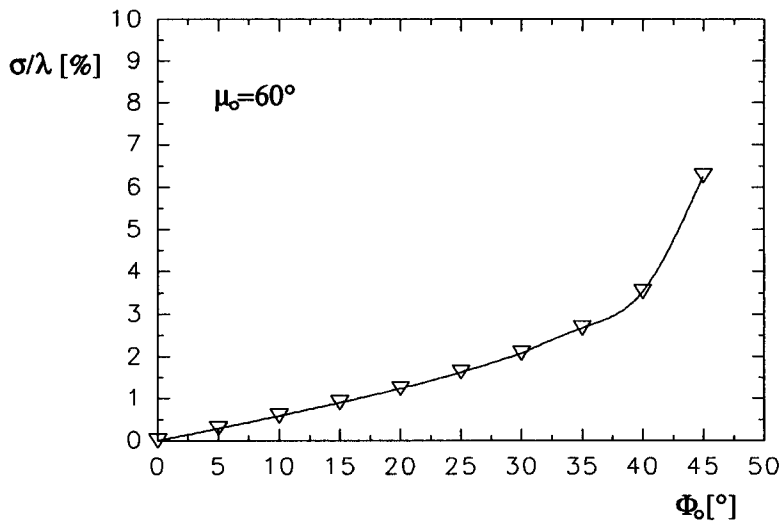


Abb. 5) Maximales σ/λ als Funktion von Φ_0

In einem Collider in dem ausschließlich MWQ zum Strahltransport verwendet werden, ist das Funktionieren der HF-Fokussierung von σ/λ abhängig. Eine zu große Variation des Phasenvorschubs entlang des Bunchs ist jedoch ungünstig, da damit gleichzeitig die longitudinale Energieunschärfe anwächst. Wie schon oben erwähnt besteht eine Möglichkeit sie zu minimieren darin, die HF-Phase der (nicht fokussierenden) normalen Irisstrukturen so einzustellen, daß die durch die MWQ hervorgerufene Energieunschärfe gerade wieder aufgehoben wird.

2.2. BNS-Damping

Das sogenannte BNS-Kriterium [5] erlaubt eine analytische Abschätzung der Wirkung von Wakefeldern auf die Teilchenbewegung in einem Beschleuniger in Abhängigkeit von der Energieverschmierung in einem einzelnen Bunch. Dieses Stabilitätskriterium soll hier für die von den MWQ eingeführte Verschmierung der Betatron-Wellenzahl formuliert werden.

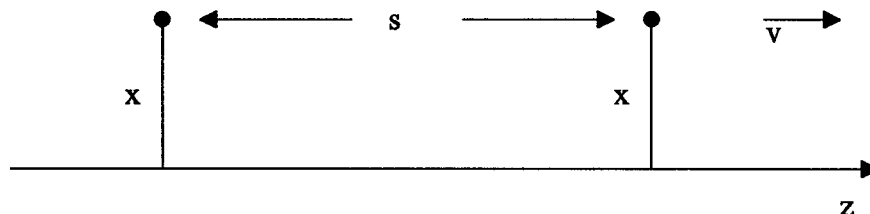


Abb. 6) Zwei-Teilchen Modell eines Bunches

Die Wirkung des Wakefeldes des Kopfteilchens auf ein im Abstand s folgendes (vgl. Abb. 6)) kann für eine Raumrichtung ganz analog zu der Wirkung einer Linse formuliert werden. An der Stelle s hinter dem Kopf des Bunches wird ein nachfolgendes Teilchen durch das von allen stromabwärts befindlichen Teilchen herrührende Wakepotential $W_{\perp}(s)$ eine Winkeländerung $\Delta x'/\Delta z = \Delta x'$ über eine Strecke Δz erfahren. Das Verhältnis dieser beiden Größen liefert die "Brennweite" des Wakefeldes. Wie bei der Linse ist das gerade das Verhältnis zwischen transversal wirkender Kraft und der Teilchenenergie. Man kann also schreiben:

$$\frac{\Delta x'}{\Delta z} = \frac{eNqW_{\perp}(s)}{U} \rightarrow \frac{d^2x}{dz^2} = \frac{eNqW_{\perp}(s)}{U} \quad (11)$$

Dabei ist eN die Bunchladung, und x die Ablage des Kopfteilchens von der Strahlachse. In unserem Fall soll sie gerade gleich der des Schwanzteilchens sein.

Infolge der Einwirkung des Wakefeldes werden die Teilchen am Bunchende eine andere Betatron Wellenzahl gegenüber den Teilchen am Kopf und damit auch einen unterschiedlichen Phasenvorschub bekommen.

Wir interessieren uns nun für den Zusammenhang zwischen der durch das Wakefeld hervorgerufenen Winkeländerung und der Änderung der Phase der Betatron-Schwingung. Wir nehmen an, die Teilchen werden im Kanal stabil transportiert. Betrachten wir wieder die x - und y -Ebene getrennt voneinander, so finden wir für die Koordinate x in Abhängigkeit von z (Flugrichtung) folgenden Zusammenhang:

$$x(z) = A(z) \sin(kz) \quad (12)$$

Wir nehmen weiterhin an, daß die Amplitudenfunktion $A(z)$ sich nur schwach mit z ändert und legen $A_{\max} = x_{\max} = 1$ fest. Einsetzen von (12) in (11) und auflösen nach $d\psi/dz$, wobei $\psi = kz$, führt auf

$$\left(\frac{d}{dz}\psi\right)^2 = -\frac{eNqW_{\perp}(s)}{U} \quad (13)$$

Ableiten von (13) nach der Bunchkoordinate s und Umstellen der so gewonnenen Gleichung ergibt

$$2Uk\frac{d}{ds}\left(\frac{d}{dz}\psi\right) = -eNq\frac{d}{ds}W_{\perp}(s) \quad (14)$$

Das Wakepotential ist eine von der Bunchladung und -Form sowie von der Geometrie der Beschleunigerstruktur abhängige Größe und muß für den jeweilig interessierenden Fall gemessen oder numerisch berechnet werden [6].

Aus (8) kann durch Ableiten nach Φ (eigentlich nach s , da $d/d\Phi = (\lambda/2\pi)d/ds$) und Umstellen einen ähnlicher Ausdruck gewonnen werden.

$$Uk_0\frac{d}{ds}k_0 = \frac{\pi^2 \mu\eta E}{2 \cos\left(\frac{\mu_0}{2}\right) \lambda^2} \cos|\Phi_0| \quad (15)$$

im Schwerpunkt des Bunches bei der Phase Φ_0 .

Der MWQ bewirkt mit seiner zeitabhängigen Fokussierung, daß die Schwanzteilchen eine kürzere Betatron-Wellenlänge und damit eine größere Phase im Vergleich zu den Kopfteilchen bekommen. Das Wakefeld hingegen defokussiert die Teilchen, so daß die Schwanzteilchen in ihrer Phase hinter die führenden zurückfallen. Man erkennt, daß man die Wirkung des Wakes dadurch kompensieren kann, indem man diesen Phasenverlust wieder aufholt. Die Zunahme der Phase mit der Koordinate z ist gerade gleich der Wellenzahl k . Damit folgt

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{d}{dz} \psi_f \right) = \frac{d}{ds} k \quad (16)$$

Der Index f bezeichnet dabei die Fokussierung.

Das Kriterium für Stabilität lautet also:

$$eN \frac{d}{ds} (W_{\perp}(s)) \leq \frac{\pi^2 \mu_0 \eta E}{\cos\left(\frac{\mu_0}{2}\right) \lambda^2} \cos |\Phi_0| \quad (17)$$

Um einen möglichst großen Wert für die Ableitung der Betatron-Wellenzahl dk/ds zu erreichen, muß die Phase der Hochfrequenz so klein wie möglich gewählt werden. Interessanterweise erhält man den größten Grad an Dämpfung der Wake-Effekte gerade für den Fall, daß die MWQ nicht zur eigentlichen Fokussierung des Strahls verwendet werden ($\Phi_0=0$). Zusätzlich bedeutet diese Wahl der Phase, daß kein Verlust an verfügbarer Beschleunigungsfeldstärke entsteht.

Ein kleiner Wert für die HF-Phase bedingt jedoch gleichzeitig sehr kurze Bunche. Der Spitzenwert der Ableitung des transversalen Wakepotentials dW_{\perp}/ds hängt von der Bunchlänge ab [7], es ist deshalb nicht günstig, extrem kurze Bunche zu verwenden, will man die linke Seite von (17) möglichst klein halten.

2.3. MWQ in Verbindung mit externer Fokussierung

Da eine maximale BNS-Dämpfung bedeutet, daß durch die MWQ keine Fokussierung des Strahls mehr stattfindet, wird deutlich, daß in diesem Fall eine externe Fokussierung notwendig wird. Die Verwendung zusätzlicher äußerer Quadrupole erlaubt also, die MWQ ausschließlich für die Bedämpfung von Wake-Effekten einzusetzen, während die externen Quadrupole für die Fokussierung des Strahls über die Länge des Colliders zuständig sind.

Wir betrachten nun den Fall einer Kombination aus MWQ und einem äußeren Fokussierungssystem aus statischen Quadrupolen (Spulen oder Permanentmagnete). Wir nehmen wieder die Näherung dünner Linsen an und vereinbaren folgende Bezeichnungen: Es sei G_e der Gradient der äußeren Fokussierung und η_e in Analogie zu früher der Füllgrad. Damit finden wir für den Sinus des Phasenvorschubs für einen solchen Kanal durch hinzuzaddieren von $\eta_e c G_e$ zu (8)

$$\sin\left(\frac{\mu}{2}\right) = \frac{L^2}{8U} \left(\eta \frac{\pi}{\lambda} E \sin |\Phi| + \eta_e c G_e \right) \quad (18)$$

Die äußeren Quadrupole besitzen keine Zeitabhängigkeit in der Fokussierung. Das bedeutet, daß die Ableitung d/ds in (18) für die externen Quadrupole verschwindet. Damit tragen die äußeren Quadrupole nicht zur BNS-Dämpfung bei, sie beeinflussen jedoch direkt den Phasenvorschub für einen Bunch. Um ein Maß für die Stärke der äußeren Fokussierung im Vergleich zu den MWQ zu haben, führen wir die Größe m mit

$$m = \frac{c\eta_e G_e \lambda}{\eta\pi E} \quad (19)$$

ein. In Analogie zu (11) finden wir

$$\frac{\sin\left(\frac{\mu_{1,2}}{2}\right)}{m + \sin\left(\Phi_{1,2}\right)} = \frac{\sin\left(\frac{\mu_0}{2}\right)}{m + \sin\Phi_0} \quad (20)$$

Wir untersuchen nun die Abhängigkeit des Phasenvorschubs von der Wahl der äußeren Fokussierstärke für verschiedene Verhältnisse σ/λ bei unterschiedlicher Wahl von m . Man sieht, die Addition von m zu den Nennern in (20) führt zu einer Verkleinerung der Variationsbreite des Phasenvorschubs zwischen Kopf- und Schwanzteilchen des Bunches. Und zwar um so stärker, je größer m ist. Das bedeutet, daß nun die maximale Länge eines Bunches größer werden darf, bzw. die HF-Phase kleiner gewählt werden kann. Bei geeigneter Wahl der Bunchlänge und der äußeren Fokussierstärke läßt sich $\Phi_0=0^\circ$, also maximale BNS-Dämpfung ohne weiteres erreichen. Ein weiterer Vorteil einer geringen Variation des Phasenvorschubs über den Bunch ist die damit verbundene geringere Energieunschärfe.

Für eine äußere Fokussierung, die gerade halb so stark ist wie die der MWQ finden wir die folgenden Kurven:

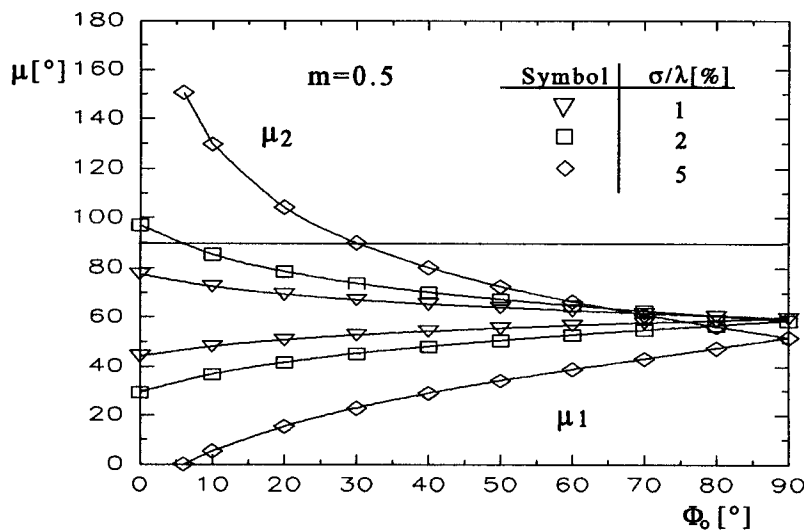


Abb. 7) Phasenvorschub in Abhängigkeit von Φ_0 für verschiedene σ/λ für $m=0.5$

Aus den Abb. 7) - 9) ist zu erkennen, daß ein stabiler Transport der Teilchen bis hinunter zu 0° HF-Phase möglich wird und dies sogar bei deutlich längeren Bunchen als vorher. Eine externe Fokussierung der halben Stärke der internen MWQ erlaubt die Verdoppelung der Bunchlänge gegenüber der reinen HF-Fokussierung bei einer auf ca. 7° zurückgenommenen HF-Phase, was lediglich einen Verlust von ca. 0.75% in der verfügbaren Beschleunigungsfeldstärke bedeutet.

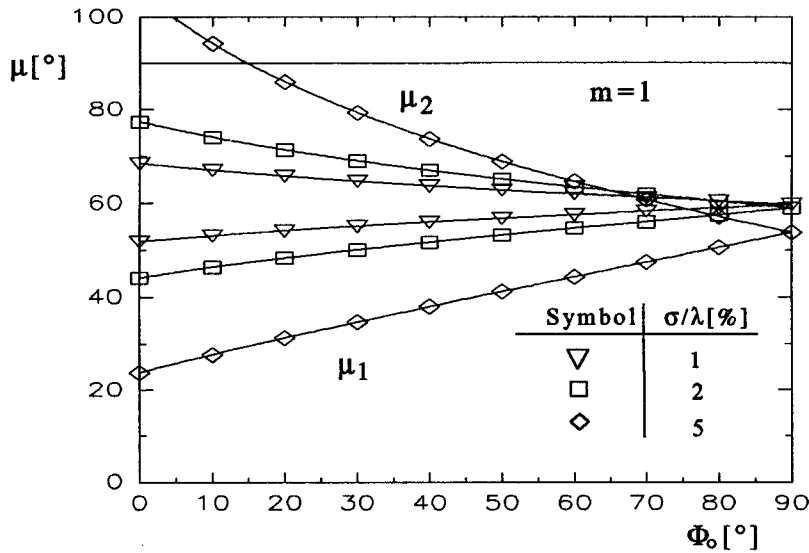


Abb. 8) Phasenvorschub in Abhängigkeit von Φ_0 für verschiedene σ/λ ^{bei} für $m=1$

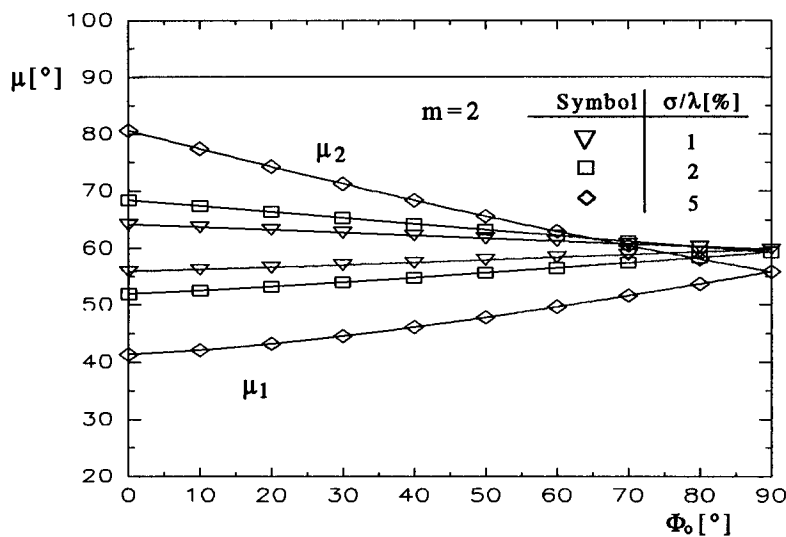


Abb. 9) Phasenvorschub in Abhängigkeit von Φ_0 für verschiedene σ/λ ^{bei} für $m=2$

Vergrößert man die Stärke der externen Fokussierung auf den Wert der inneren, also $m=1$, so kann man die maximal mögliche Bunchlänge weiter vergrößern. Bei 0° HF-Phase findet man für den Grenzwert σ/λ einen Wert von 3.4% (vgl. Abb. 5) und 8)).

Verstärkt man die äußere Fokussierung weiter, so zeigt sich, daß man sogar Bunche bis zu einem σ/λ von 7.8% bei 0° HF-Phase stabil transportieren kann (Abb. 7) und 8)). Allerdings bedeuten derart große Werte unter Umständen eine zu große longitudinale Energieverschmierung im Bunch, die bis zum Final-Focus nicht mehr korrigiert werden kann. Man wird deshalb σ/λ in einem Bereich $<5\%$ wählen.

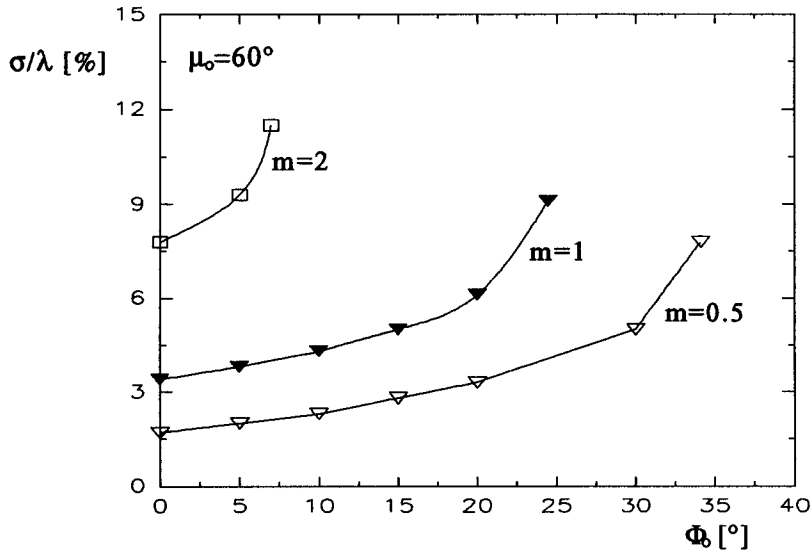


Abb. 10) Maximales σ/λ als Funktion von Φ_0 für verschieden starke äußere Fokussierung

Die für die Bedämpfung von Wake-Effekten maßgebliche Größe U_{kd}/ds kann analog zur reinen RF-Fokussierung durch Differentiation aus (17) gewonnen werden. Da die externe Fokussierung jedoch nicht zeitabhängig ist, erhalten wir wieder (14).

Eine äußere Fokussierung ändert also nichts an den Eigenschaften der MWQ bezüglich BNS-Dämpfung von transversalen Wake-Effekten.

3. MWQ für Linear-Collider in verschiedenen Frequenzbereichen

Sieht man von Linear-Collider-Konzepten ab, die auf supraleitenden Strukturen basieren, so bleiben im wesentlichen drei Ansätze für normalleitende Collider übrig, die sich in der Wahl der Betriebsfrequenz unterscheiden. 1.) S-Band Collider (DESY/THD), 2.) X-Band Collider (INP/Protvino, NLC/SLAC, JLC/KEK) und 3.) K-Band Collider (CLIC/CERN).

3.1. S-Band Collider:

Im Design für den von DESY/THD vorgeschlagenen 3GHZ-Collider sind als Beschleunigungsfeldstärke 17MV/m vorgesehen. In Verbindung mit einer äußeren Fokussierung läßt sich, wie wir oben gesehen haben, die Sollphase der Hochfrequenz ohne weiteres auf 0° einstellen. Damit erhalten wir für den maximalen Wert der BNS-Dämpfung bei einem Füllgrad von $\eta=1$ $U_{kd}/ds=10.29\text{GV}/\text{m}^3$ (vgl. Abb. 8)).

Die Bunchlänge ist beim DESY/THD-Projekt zu $\sigma=0.2\text{mm}$ gewählt, daraus folgt $\sigma/\lambda=0.2\%$. Bei reiner HF-Fokussierung erreicht man mit dieser Wahl der Bunchlänge eine

minimal mögliche HF-Phase des Bunchschwerpunktes von $\Phi_0=3.47^\circ$. Das entspricht einer Phase $\Phi_1=2.03^\circ$, bzw. $\Phi_2=4.91^\circ$. Die zugehörigen Phasenvorschübe sind $\mu_1=34.03^\circ$, bzw. $\mu_2=90^\circ$. Die Stärke der BNS-Dämpfung folgt damit zu $U_{kdk}/ds=5.13\text{GV}/\text{m}^3$ bei einem Füllgrad von $\eta=0.5$. Das transversale Wakepotential (Dipol-Wakepotential) beträgt für die dort vorgesehenen Strukturen $1.04\cdot 10^{15}\text{V}/\text{Cm}^2$ nach $s=\sigma$ [8]. Wir nehmen an, daß für einen MWQ ungefähr dieselben Werte gelten. Für die Ableitung dW_{\perp}/ds findet man ungefähr $22.5\cdot 10^{15}\text{V}/\text{Cm}^3$. Mit einer Bunchladung von 1.12nC ergibt das einen Wert von $eNdW_{\perp}/ds=22.5\text{MV}/\text{m}^3$. Mit äußerer Fokussierung erreicht man $\Phi_0=0^\circ$, damit erhält man bei $\eta=0.5$ für die BNS-Dämpfung $U_{kdk}/ds=5.14\text{GV}/\text{m}^3$. Das bedeutet, ein Füllgrad von 0.11% reicht bereits aus, um die transversalen Wake-Effekte vollständig zu kompensieren. Allerdings stellt sich in diesem Fall die Frage, ob für dieses Collider-Konzept nicht völlig auf MWQ verzichtet werden kann. Rechnungen scheinen das zu bestätigen [8].

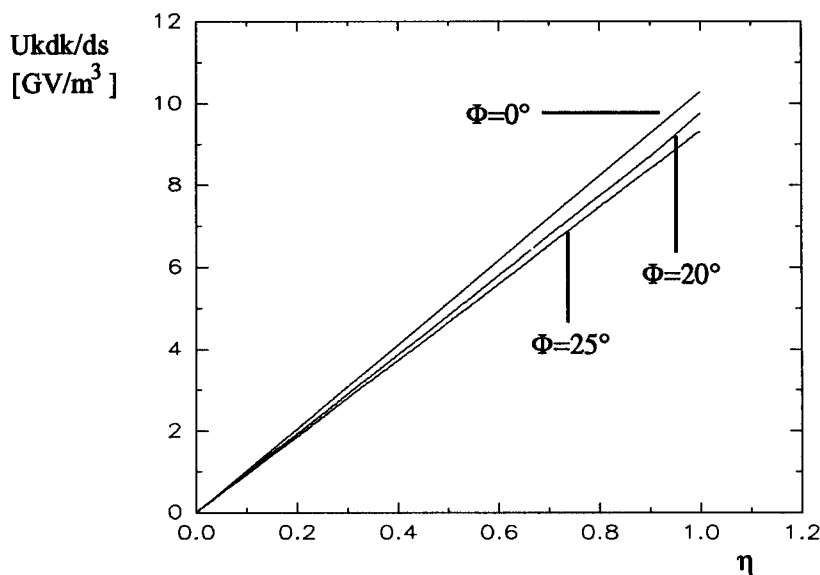


Abb. 11) BNS-Dämpfung als Funktion des Füllgrades η für verschiedene HF-Phasen für eine 3GHz Collider-Struktur.

3.2. X-Band Collider

Ein Beispiel für eine X-Band Collider Studie ist das NLC-Projekt am SLAC/Stanford [9]. Die Betriebsfrequenz liegt bei 11.4GHz, die mittlere Beschleunigungsfeldstärke ist zu 50MV/m vorgesehen. Die Bunchlänge σ soll ca. 0.1mm betragen, was $\sigma/\lambda=0.4\%$ entspricht. Bei reiner HF-Fokussierung erreicht man eine minimale Phase $\Phi_0=6.9^\circ$ mit den zugehörigen Phasen $\Phi_1=4.02^\circ$ und $\Phi_2=9.78^\circ$. Dazu gehören die Phasenvorschübe $\mu_1=32.53^\circ$ bzw. $\mu_2=89.92^\circ$. Die BNS-Dämpfung beträgt somit für einem Füllgrad von 50% $214.1\text{GV}/\text{m}^3$. Mit äußerer Fokussierung (0° HF-Phase) erreicht man $215.7\text{GV}/\text{m}^3$, ebenfalls für diesen Füllgrad.

Mit Hilfe von Faustformeln [10] läßt sich das transversale Wakepotential für eine NLC-Struktur [9] näherungsweise angeben. Unter der Annahme eines linearen Anstiegs des Wakes mit dem Abstand s zum Kopfteilchen und einer Apertur von 8.6mm erhält man

$dW_{\perp}/ds=9.53 \cdot 10^{18} \text{V/Asm}^3$ und somit $eNdW_{\perp}/ds=13.73 \text{GV/m}^3$ bei einer Bunchladung von 1.44nC . Hier benötigt man einen Füllfaktor von ca. 1.6% zur Kompensation der Wakes. Auch in diesem Fall sind Single-Bunch Wakefelder fast vernachlässigbar. Hier ist allerdings zu bemerken, daß NLC ein Multibunch-Collider ist, die Ladung pro Bunch ist also geringer als sie dies in einem Single-Bunch-Collider sein müßte, wenn die Luminosität konstant bleiben soll. Bei den für NLC projektierten Strukturen handelt es sich um sog. Constant-Gradient-Strukturen, bei denen sich die Apertur zum Ende einer Sektion hin verringert, um die beschleunigende Feldstärke konstant zu halten. Die transversalen Wakes skalieren aber mit ca. der dritten Potenz des Kehrwertes des Aperturradius [10], weshalb die Wakes am Ende einer Sektion durchaus deutlich größer sein können.

3.3. *K-Band Collider*

Die Betriebsfrequenz ist bei CLIC bei 30GHz vorgesehen. Der Collider ist eine Single-Bunch-Maschine. Bei einer Bunchlänge von 0.14mm beträgt $\sigma/\lambda=1.4\%$, fast das Zehnfache gegenüber dem S-Band-Collider. Ohne äußere Fokussierung erreicht man eine minimale HF-Phase von 22.2° . Nimmt man eine mittlere Beschleunigungsfeldstärke von 100MV/m an, so erhält man bei 50% Füllgrad $U_{\text{dk}}/ds=1.76 \text{TV/m}^3$ bei minimaler Phase, bzw 1.9TV/m^3 bei 0° HF-Phase. Es existieren numerische Simulationen für CLIC-Prototypstrukturen mit runden Blenden (ca. 4mm Apertur) [11]. Man findet dort $dW_{\perp}/ds=1.9 \cdot 10^{21} \text{V/Asm}^3$ (Anwendung der Faustformel liefert ca. $2.2 \cdot 10^{20} \text{V/Asm}^3$). Mit der Annahme einer Bunchladung von 0.8nC [12] ergibt sich $eNdW_{\perp}/ds=1.52 \cdot 10^{12} \text{V/m}^3$. Die BNS-Dämpfung ist also 1.58 mal stärker als zur Kompensation der Wake-Effekte benötigt. Umgekehrt bedeutet das, daß man den Füllgrad auf 32% reduzieren kann.

4. Literatur

- [1] Henke, H., Study Work on the CERN Linear Collider, CERN-LEP-RF/89-62, CLIC Note 100, (Geneva 1989)
- [2] Balakin, V., Third Int. Workshop on Linear Colliders, LC91 Protvino, Sept 17-27, 1991
- [3] Palmer, R.B., Private Mitteilungen
- [4] Wilson, I., Henke, H., Transverse Focusing Strength of CLIC Slotted Iris Accelerating Structures, CLIC Note 62, (Geneva 1988)
- [5] Balakin, V.E., Novokhatsky, A.V., Smirnov, V.P., Proceedings of the 12th International Conference on High Energy Accelerators (Fermilab 1983), p.119
- [6] Weiland, T., Solving Maxwell's Equations in 3D and 2D by Means of MAFIA, Proc. Conf. on Computer Codes and the Linear Accelerator Community, p. 3ff, (Los Alamos 1990)
- [7] Henke, H., Schnell, W., CERN-LEP-RF/86-13, (Geneva 1986)
- [8] Balewski, K., et al., Status Report of a 500GeV S-Band Linear Collider, DESY 91-153, (Hamburg 1991)
- [9] Ruth, R.D., Third Int. Workshop on Linear Colliders, LC91 Protvino, Sept 17-27, 1991
- [10] Palmer, R.B., Prospects for High Energy e^+e^- Linear Colliders, SLAC-PUB-5195, March 1990
- [11] Henke, H., Proc. Part. Acc. Conf., Washington D.C., 1987
- [12] Johnsen, K., et al., Report of the Advisory Panel on the Prospects for e^+e^- Colliders in the TeV Range, CERN 87-12, (Geneva 1987)