

Optimierung des DELTA- Speicherringes für den Betrieb des neuen supraleitenden Wigglermagneten

Diplomarbeit im Fach Physik
angefertigt am Lehrstuhl für Beschleunigerphysik
und Synchrotronstrahlung der Universität Dortmund

vorgelegt von Tanja Roy
im März 1999

Erstgutachter: Prof. Dr. K. Wille
Zweitgutachter: Prof. Dr. T. Weis

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	1
1 Grundlagen der linearen Strahloptik	3
1.1 Koordinatensystem	3
1.2 Bewegungsgleichungen	4
1.3 Betafunktion und Phasenellipse.....	5
1.4 Matrixformalismus.....	9
1.5 Dispersion und Momentum-Compaction-Faktor	9
1.6 Arbeitspunkt und Q-Wert Diagramm	10
1.7 Chromatizität	11
2 Wigglerparameter	13
2.1 Einleitung	13
2.2 Technische Beschreibung.....	14
2.3 Magnetfeldmessungen	20
2.3.1 Symmetrischer Betriebsmode.....	20
2.3.2 Asymmetrischer Betriebsmode	23
2.4 Synchrotronstrahlungseigenschaften	25
2.5 Einfluß des Wigglers auf den Speicherring.....	27
3 Strahloptik eines Wigglers	31
3.1 Vergleich der verschiedenen Randfeldmodelle.....	31
3.2 Rechteck-Modell und effektive Parameter.....	33
3.2.1 Effektive Parameter für den symmetrischen Wigglermode.....	34
3.2.2 Effektive Parameter für den asymmetrischen Wigglermode	35
3.3 Matrix des gemessenen Wigglerfeldes	38
4 Wiggleroptiken	43
4.1 Experimentelle Voraussetzungen an DELTA.....	43
4.2 DEL-008-Optik.....	44
4.2.1 Ausgeschalteter Wiggler	45
4.2.2 Symmetrischer Wigglermode.....	48
4.2.3 Asymmetrischer Wigglermode.....	50
4.3 DEL-009-Optik.....	52
4.3.1 Integrierter Wiggler ohne Magnetfelderregung	52
4.3.2 Symmetrischer Wigglermode.....	54
4.3.3 Asymmetrischer Wigglermode.....	55
4.4 DEL-010-Optik.....	56
4.4.1 Wiggler ohne Magnetfelderregung.....	56
4.4.2 Symmetrischer Wigglermode.....	58
4.4.3 Asymmetrischer Wigglermode.....	59
4.5 Q-Werte und Kenngrößen der vorgestellten Optiken.....	60

5 Sextupole	63
5.1 Vorbemerkungen	63
5.2 Derzeitige Sextupolkonfiguration.....	64
5.3 Chromatizitätskorrektur für die DEL-009-Optik.....	65
5.4 Neue Sextupolstruktur für die Low-Emittance-Optik DEL-010	69
5.4.1 Chromatizitätskorrektur für den Fall des nicht erregten Wiggler.....	75
5.4.2 Chromatizitätskorrektur für den symmetrischen Mode des Wiggler.....	77
5.4.3 Chromatizitätskorrektur für den asymmetrischen Wigglermode	79
5.5 Sextupolstruktur für die DEL-008-Optik	81
5.5.1 Chromatizitätskorrektur für den nicht erregten Wiggler.....	81
5.5.2 Chromatizitätskorrektur für den symmetrischen Wigglermode.....	83
5.5.3 Chromatizitätskorrektur für den asymmetrischen Mode des Wiggler.....	84
5.6 Auswirkung der neuen Sextupolverkabelung auf die ehemalige DEL-006-Optik	87
6 Messung der DEL-008-Optik.....	91
6.1 Grundlagen zur Betafunktionsmessung und Beschreibung des Versuchsaufbaus.....	91
6.2 Erstes Einstellen der neuen DEL-008-Optik	92
6.3 Messung der Betafunktionen.....	93
6.4 Scapermessungen.....	98
Zusammenfassung und Ausblick.....	99
Anhang A	CI
Transfermatrizen der linearen Optik.....	CI
Anhang B	IV
Synchrotronintegrale.....	IV
Anhang C	VI
Optik-Files.....	VI
Literaturverzeichnis	XXI
Abbildungsverzeichnis.....	XXIII
Tabellenverzeichnis	XXVII

Vorwort

Diese Diplomarbeit entstand an der **Dortmunder Elektronen Testspeicherring Anlage DELTA**. Eine der verschiedenen Zielrichtungen dieser Forschungsanlage ist die Entwicklung von Beschleunigerkomponenten wie z.B. spezieller Magnete zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung. Diese Strahlung, die das intensivste, künstlich erzeugbare Licht darstellt, wird dabei aufgrund ihrer einzigartigen Merkmale – starke Bündelung in einem schmalen Öffnungswinkel, kontinuierliches, breites Wellenlängenspektrum und gepulste Zeitstruktur – in vielfältiger Weise von Forschern sowie von der Industrie genutzt. Als Quelle dient dabei der im Speicherring umlaufende Elektronenstrahl. Die definierte Zeitstruktur der Synchrotronstrahlung entsteht somit durch die gepulste Struktur des Elektronenstrahls, der aus einzelnen Elektronenpaketen (sogenannten „Bunchen“) besteht. Die Elektronen werden in dem Beschleunigerring mittels Magnetfeldern abgelenkt. Aufgrund der auf sie ausgeübten Lorentz-Kraft werden nach fundamentalen physikalischen Gesetzen elektromagnetische Wellen tangential zur Flugbahn ausgesendet. Die speziellen Eigenschaften dieser Strahlung werden neben der Teilchenenergie und -masse durch die Anordnung und Stärke der ablenkenden Magnete bestimmt.

Zur Erweiterung des Angebotes für die Anwender der Synchrotronstrahlung wird an DELTA ein supraleitender, asymmetrischer Wiggler eingebaut. Dabei steht die englische Bezeichnung „Wiggler“ erklärend für die schlangenförmig gewundene Bahn der Elektronen innerhalb des Magneten. Der Einbau dieses Wigglers und demzufolge die Modifikation der bestehenden Magnetstruktur des Speicherrings erfordert eine neue Strahloptik, d.h. eine Veränderung der unterschiedlichen Stärken der angeordneten Magnete, um weiterhin einen stabilen Umlauf der Elektronen mit langer Lebensdauer zu gewährleisten. Zudem wird die Qualität der emittierten Synchrotronstrahlung durch die zugrundeliegende Elektronenoptik bestimmt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung neuer Strahloptiken für den Speicherring Delta unter Berücksichtigung des neu einzubauenden Wigglers. Dabei werden zunächst die theoretischen Grundlagen zum Verständnis und zur Bewertung einer Optik vorgestellt. Im zweiten Kapitel folgt eine Zusammenfassung von technischen, den Wiggler beschreibenden Kenndaten. Die Darstellung und Implementierung des Wigglers in die Computerprogramme zur Simulation von Optiken werden im darauffolgenden Kapitel erläutert. Für die jeweiligen Betriebszustände des Magneten werden im vierten Kapitel Speicherringoptiken mit der Zielsetzung entwickelt, einen optimalen Einsatz des Wigglers sicherzustellen. Das sich anschließende Kapitel beschäftigt sich mit der Bewertung der Optiken unter dem Aspekt der Chromatizitätskorrektur mittels Sextupolmagneten. Abschließend wird eine der theoretisch berechneten Optiken im Speicherringbetrieb eingestellt und vermessen.

Kapitel 1

Grundlagen der linearen Strahloptik

In diesem Kapitel soll eine Einführung in die Grundlagen der Beschleunigerphysik und in die Techniken des Matrixformalismus gegeben werden. Die Bewegungsgleichungen der linearen Strahloptik und die wichtigsten Parameter (Arbeitspunkt, Chromatizität, Momentum-Compaction-Faktor, etc.) zur Bewertung einer Optik werden vorgestellt und erläutert. Aufgrund der im zweiten Kapitel dieser Arbeit verwendeten Fachausdrücke ist eine einleitende Begriffsdefinition unerlässlich.

Weitere vertiefende Informationen finden sich in [1], [2], [3], [4] und [5].

1.1 Koordinatensystem

Um die Bewegung eines Teilchens auf seiner geschlossenen Bahn im Kreisbeschleuniger zu beschreiben, bedient man sich eines rechtwinkligen, rechtshändigen Koordinatensystems, welches der Einfachheit halber mit dem Teilchen auf seiner Sollbahn mitläuft. Dabei wird diese Bahn, die durch die Magnete des Beschleunigers festgelegt ist und für ein Teilchen mit Sollimpuls p_0 gilt, als idealer Orbit bezeichnet. Die Bewegungsgleichungen für die realen, abweichenden Teilchenbahnen werden nun bezogen auf das mit dem Orbit mitlaufende Referenzkoordinatensystem definiert.

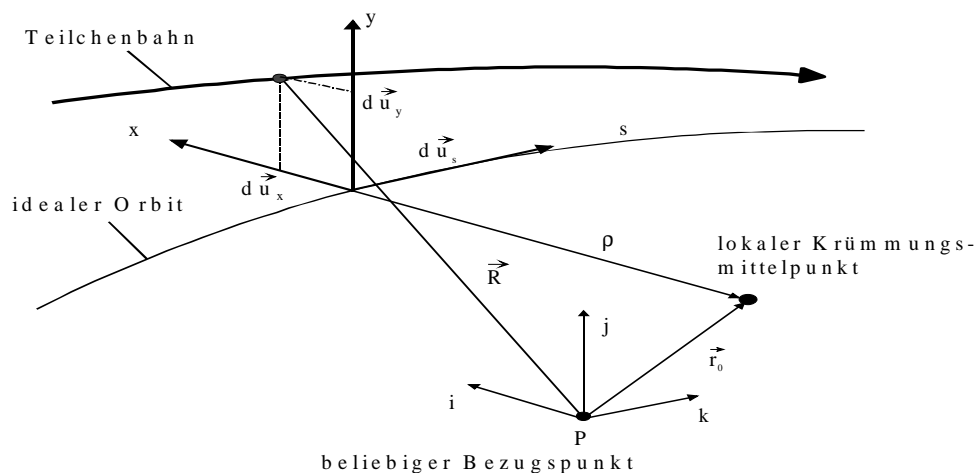


Abbildung 1.1: Entlang des Teilchenorbits mitlaufendes Bezugskordinatensystem.

Dabei gelten folgende Abkürzungen:

s – longitudinale Koordinate der Sollbahn bezogen auf den Koordinatenursprung

\vec{u}_s – Einheitsvektor in Richtung von s

y – vertikale Ablage vom Sollorbit

\vec{u}_y – Einheitsvektor in Richtung von y

x – horizontale Ablage

\vec{u}_x – Einheitsvektor in Richtung von x

\vec{R} – vom Bezugspunkt P zur Teilchenbahn zeigender Ortsvektor

\vec{r}_0 – Vektor vom Bezugspunkt P zum Ursprung des Biegeradius der idealen Trajektorie

ρ – lokaler Krümmungsradius des idealen Orbits

1.2 Bewegungsgleichungen

Bei der nun folgenden Herleitung der Bewegungsgleichungen wird davon ausgegangen, daß Strahlabweichungen nur in horizontaler Ebene stattfinden und daß folglich der Orbit in einer von den Magneten gebildeten, horizontalen Symmetrieebene (*Beschleunigerebene*) liegt.

Ausgangspunkt ist die Bewegung eines geladenen Teilchens – hier: Elektron mit Elementarladung e^- , die in einem Magnetfeld der sogenannten Lorentz-Kraft unterliegt:

$$\vec{F}_L = m\vec{\ddot{r}} = e \left[\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right]. \quad (1.1)$$

Der Ortsvektor dieses Teilchens lautet in allgemeiner Darstellung:

$$\vec{R} = \vec{r}_0 + r\vec{u}_x + y\vec{u}_y, \quad \text{mit } \vec{r}_0 = \text{const.} \quad (1.2)$$

Für kleine Winkel $d\theta$ des sich mitbewegenden Koordinatensystems gilt:

$$d\vec{u}_x = d\theta \cdot \vec{u}_s, \quad d\vec{u}_s = -d\theta \cdot \vec{u}_x, \quad d\vec{u}_y = 0. \quad (1.3)$$

Die benötigten ersten und zweiten zeitlichen Ableitungen des Ortsvektors \vec{R} berechnen sich unter Zuhilfenahme der Gleichungen (1.3) und $\dot{d\vec{u}}_x = \frac{d\vec{u}_x}{dt} = d\dot{\theta} \cdot \vec{u}_s$, $\dot{d\vec{u}}_s = -d\dot{\theta} \cdot \vec{u}_x$ zu:

$$\dot{\vec{R}} = \dot{r}\vec{u}_x + r\dot{\theta}\vec{u}_s + \dot{y}\vec{u}_y, \quad (1.4)$$

$$\ddot{\vec{R}} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\vec{u}_x + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\vec{u}_s + \ddot{y}\vec{u}_y. \quad (1.5)$$

Die so gewonnenen Gleichungen können in die Formel zur Bestimmung der Lorentz-Kraft eingesetzt werden. Unter der Annahme, daß es keine longitudinalen, sondern nur transversale Magnetfelder gibt, erhält man:

$$\vec{F}_L = -e\dot{\vec{R}} \times \vec{B} = -e \left[r\dot{\theta}B_y \vec{u}_x + (\dot{y}B_x - \dot{r}B_y)\vec{u}_s - r\dot{\theta}B_x \vec{u}_y \right] = m\ddot{\vec{R}}. \quad (1.6)$$

Da der Einfluß der zum Orbit transversalen Magnetfelder auf die longitudinale Bewegung ($v \approx c$) vernachlässigbar ist, brauchen nur die transversalen Komponenten der Lorentz-Kraft betrachtet werden:

I. $m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = -e r \dot{\theta} B_y(r, y, \theta),$

II. $m\ddot{y} = e r \dot{\theta} B_x(r, y, \theta).$

Die Teilchenbewegung auf dem stabilen Orbit wird bestimmt durch das Gleichgewicht aus Lorentz-Kraft und Zentrifugalkraft $\vec{F}_Z = m\vec{v}^2 / \rho$. Es ergibt sich daraus die Beziehung:

$$\boxed{\frac{e}{p_0} \bar{B} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{e}_E}, \quad (1.7)$$

mit \vec{e}_E = Einheitsvektor in Richtung des Krümmungsradius ρ der Teilchenbahn und p_0 = Sollimpuls.

Diese Gleichung beschreibt den Ablenkradius der Teilchentrajektorie in einem Magnetfeld.

Man kann das Magnetfeld nach Potenzen der Bahnkoordinaten entwickeln, da die transversalen Strahldimensionen klein gegenüber dem Biegeradius der Teilchentrajektorie sind:

$$\frac{e}{p_0} B_{x,y}(y, x) = \frac{e}{p_0} \left(B_{x_0, y_0} + \frac{\partial B_{x,y}}{\partial(x, y)}(x, y) + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 B_{x,y}}{\partial(x^2, y^2)}(x^2, y^2) + \dots \right). \quad (1.8)$$

Für den Fall einer linearen Maschine, in der nur konstante (\triangleq Dipol) bzw. mit dem Abstand von der Sollbahn linear zunehmende (\triangleq Quadrupol) Ablenkkräfte wirken, gilt:

$$\frac{e}{p_0} B_x(y) = k(s) \cdot y, \quad (1.9)$$

$$\frac{e}{p_0} B_y(x) = \frac{1}{\rho(s)} + k(s) \cdot x, \quad (1.10)$$

wobei $1/\rho(s)$ das Dipolfeld und $k(s)$ das Quadrupolfeld beschreiben. Hierbei wird angenommen, daß für $k(s) > 0$ der Quadrupol eine horizontal fokussierende, für $k(s) < 0$ eine horizontal defokussierende Wirkung hat (verwendete Konvention im Optikprogramm MAD [6]).

Mit obigen Magnetfeldentwicklungen, $v_\theta = r\dot{\theta} \approx v$ (da $v_\theta \gg v_r, v_y$), $1/r = 1/\rho(1 - x/\rho)$ ($\rho = \text{const}$ und $x \ll \rho$) bzw. $r = \rho + x$, $\ddot{x} = v^2 \cdot \left(\frac{d^2x}{ds^2}\right) = v^2 \cdot x''$ und $mv = p = p_0 + \Delta p = p_0 \left(1 + \frac{\Delta p}{p_0}\right)$ gilt in erster Näherung für kleine x und $\Delta p/p_0$:

$$\boxed{\begin{array}{l} \text{I.} \quad x'' + \left(k(s) + \frac{1}{\rho^2}\right)x = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \\ \text{II.} \quad y'' - k(s)y = 0. \end{array}} \quad (1.11)$$

Dies sind die grundlegenden, linearen Bewegungsgleichungen für ein Teilchen in der Nähe des Orbits. Sie sind für einen Beschleuniger gültig, der sowohl aus „separated-function-Magneten“ (Dipol- und Quadrupolfeld in getrennten Magneten) als auch aus „combined-function-Magneten“ (Dipol- und Quadrupolfeld in einem Magneten kombiniert) besteht. Dabei bedeuten die gestrichelten Koordinaten x'' bzw. y'' die zweimalige Ableitung von x und y nach dem Weg s .

1.3 Betafunktion und Phasenellipse

Die oben genannten Gleichungen (1.11) beschreiben die sogenannten Betatronschwingungen, die ein Teilchen um seine geschlossene Umlaufbahn im Speicherring, dem Closed-Orbit, macht. Dabei sind $k(s)$ und $\rho(s)$ periodische Funktionen des Weges s , da der Orbit eine geschlossene Bahn beschreibt. Für ein Teilchen mit Sollimpuls $p = p_0$ (d.h. $\Delta p = 0$) und unter der

Voraussetzung großer Biegeradien, das bedeutet, daß die „schwache Fokussierung x/ρ^2 “ eines Ablenkmagneten vernachlässigt werden kann¹, erhält man eine Differentialgleichung der Hillschen Form²:

$$z''(s) \pm k(s)z(s) = 0, \quad (1.12)$$

mit $k(s) = k(s+L)$, $\rho(s) = \rho(s+L)$, $L =$ Umfang des Beschleunigers und $z \triangleq x, y$.

Es handelt sich hierbei um Gleichungen eines harmonischen Oszillators mit einer variablen „Federkonstanten“ $k(s)$. Mit den Lösungen dieser Bewegungsgleichung wird die Gesamtheit aller Teilchenbahnen in der linearen Strahloptik ohne Kopplung der Schwingungen zwischen vertikaler und horizontaler Ebene beschrieben.³

Als allgemeiner, pseudoharmonischer Lösungsansatz wird gewählt:

$$z(s) = a \cdot T(s) \cdot \cos(\phi(s) - \delta), \quad (1.13)$$

wobei folgende Kennzeichnungen gelten:

$a =$ konstanter Amplitudenfaktor
 $\delta =$ beliebige konstante Phasenänderung
 $\phi =$ Phase
 $T =$ Amplitude

} werden durch Anfangsbedingungen festgelegt

Setzt man die Lösung $z(s)$ und ihre zweite Ableitung in Gleichung (1.12) ein, so erhält man durch Vergleich der beiden Seiten der Gleichung und $T(s) = T$, $\phi(s) = \phi$:

$$a [T'' - T\phi'^2 - k(s)T] \cos(\phi - \delta) - a [2T'\phi' + T\phi''] \sin(\phi - \delta) = 0.$$

Da $a \neq 0$ und $\phi(s)$ an jedem Ort des Orbits andere Werte annimmt, muß gelten:

- I. $T'' - T\phi'^2 - k(s)T = 0$,
- II. $2T'\phi' + T\phi'' = 0$.

Aus der Lösung der zweiten Gleichung folgt:

$$\phi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{T^2(\sigma)}. \quad (1.14)$$

Die Auswertung der ersten Gleichung kann nur numerisch erfolgen. Zur Vereinfachung wird daher im nächsten Unterkapitel ein Verfahren eingeführt, daß die gesamte Strahloptik durch einen Matrixformalismus behandelt. Dabei wird die Gesamtheit der Teilchenbahnen durch die einzelnen Magnetstrukturen bzw. feldfreien Driftstrecken mittels Matrizenmultiplikation transformiert.

Zunächst jedoch wird eine neue Bezeichnung eingeführt:

$$\boxed{T^2(s) := \beta(s)}, \quad (1.15)$$

wobei diese „Betafunktion $\beta(s)$ “ auch „Amplitudenfunktion“ genannt wird. Im übertragenen Sinn beschreibt diese die Schwingungen (Amplitude und Phase) des Teilchens / Kollektivs um

¹ Im Vergleich zu der durch die Quadrupole hervorgerufenen „starken Fokussierungsstärke k “ ist die „schwache Fokussierung“ des Dipols von geringer Bedeutung. Bei Speicherringen mit kleinen Biegeradien wie z.B. bei DELTA ist die Fokussierung des Dipols jedoch nicht vernachlässigbar.

² Die Hillsche Gleichungsform ist eine lineare Gleichung mit periodischen Koeffizienten und enthält keine Ableitungen ersten Grades.

³ Dies trifft nur zu, wenn die (unrealistische) Annahme gemacht wird, daß alle Quadrupole ideal justiert und um keinen auch noch so kleinen Winkel um ihre longitudinale Achse gedreht sind bzw. keine Magnetfeldfehler aufweisen.

die (Soll-) Bahnen, wobei die maximale Amplitude an der Stelle s gerade $a \cdot \sqrt{\beta(s)}$ beträgt und $\phi(s)$ die Phase der Schwingung angibt. Diese Ortsabhängigkeit der Phase bewirkt einen starken Phasenvorschub an Orten mit kleiner Betafunktion. Setzt man diese neue Bezeichnung in den allgemeinen Lösungsansatz ein, differenziert diesen einmal nach s und formt unter Eliminierung der Kosinus- und Sinus-Funktionen nach a um, so ergibt sich:

$$a^2 = \gamma z^2 + 2\alpha z z' + \beta z'^2, \quad (1.16)$$

$$\text{mit } \alpha = -\frac{\beta'}{2} \quad (1.17)$$

$$\text{und } \gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}. \quad (1.18)$$

Mit dieser Beziehung – auch *Courant-Snyder-Invariante* genannt – wird eine Ellipse beschrieben, deren Fläche F vom Ort s unabhängig ist (*Liouvillescher Satz*):

$$F = \pi \cdot a^2 = \pi \cdot \varepsilon. \quad (1.19)$$

Die Größe ε wird dabei als „Emittanz“ bezeichnet, folglich die Ellipse als „Emittanz-“ bzw. „Phasenellipse“:

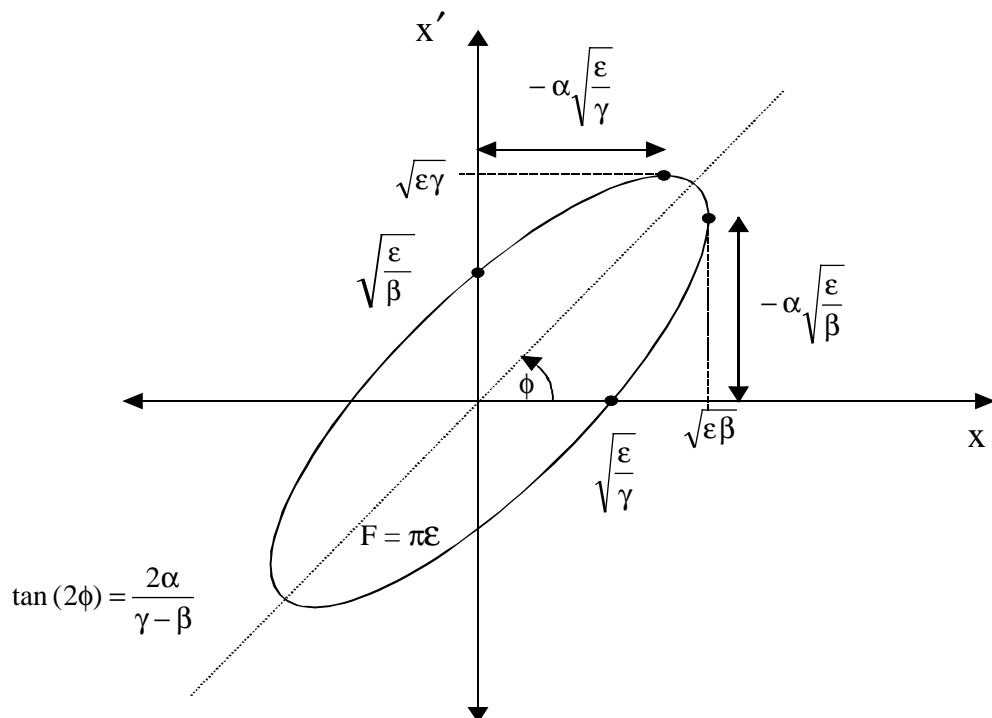


Abbildung 1.2: Phasenellipse der Teilchenbewegung; hier: exemplarisch für die x - x' -Fläche; eingezeichnet sind die Strahlbreite, die Strahldivergenz sowie die Schnittpunkte mit den Achsen und weitere Relationen.

Betrachtet man die Position eines Teilchens im Phasenraum an einer festen Stelle s , so bewegt es sich mit einer zwischen Null und 2π beliebig variierenden Phase auf einer Ellipse mit dem Zentrum der Betatronschwingungen als Mittelpunkt. Beim Durchlaufen der Teilchen durch die Magnetstruktur ändert sich dabei die Form und die Lage der Ellipse, nicht aber ihre Fläche.⁴ Die Emittanz ε ist also eine invariante, den Beschleuniger kennzeichnende Größe.

⁴ Sofern von Energieverlusten durch Synchrotronstrahlung oder stochastischen Effekten wie Stöße mit den Restgasmolekülen abgesehen wird.

Bei einem idealen Speicherring ohne Kopplung von horizontaler und vertikaler Ebene besitzt der Strahl ausschließlich eine natürliche horizontale Strahlemittanz:

$$\boxed{\varepsilon_{x_0} = \frac{\langle a^2 \rangle}{2}}, \text{ mit } \langle a^2 \rangle = \text{Mittelwert der Courant-Snyder-Invariante.} \quad (1.20)$$

Diese wird meistens auch nur mit ε gekennzeichnet. Die resultierende vertikale Emittanz beruht auf der Kopplung zwischen horizontaler und vertikaler Ebene, die ihre Ursache in Magnetfeld- oder Aufstellfehlern der Magnete hat. Diese statistische Kopplung wird mittels eines Faktors κ angegeben und liegt typischerweise zwischen 1 – 10 %. κ ist so definiert, daß die Summe aus horizontaler und vertikaler Emittanz eine Konstante ergibt:

$$\boxed{\varepsilon_x = \frac{1}{1 + \kappa} \varepsilon_{x_0}, \quad \varepsilon_y = \frac{\kappa}{1 + \kappa} \varepsilon_{x_0}}. \quad (1.21)$$

Die Strahlgröße und die Divergenz lassen sich nun daraus berechnen zu:

$$\boxed{\sigma_{x,y}(s) = \sqrt{\varepsilon_{x,y} \cdot \beta_{x,y}(s)}, \quad \sigma'_{x,y}(s) = \sqrt{\varepsilon_{x,y} \cdot \gamma_{x,y}(s)}}. \quad (1.22)$$

Die ortsabhängige Amplitude $E(s) = \sigma_{x,y}$, die gerade eine Standardbreite vom Orbit der als gaußförmig angenommenen Winkel- und Ortsverteilung entfernt ist, wird dabei als Enveloppe bezeichnet und bildet die Einhüllende aller Teilchenbahnen (\triangleq transversalen Strahl-dimensionen). Sie wird beeinflusst durch die Strahlemittanz, die Größe der Beta- und Dispersionsfunktion und durch die Energiebreite des Elektronenstrahls. Daneben kennzeichnet die Größe $\Sigma(s) = \sigma'_{x,y}$ die Strahldivergenz, bei der die Winkelverteilung der Teilchen innerhalb des Strahls aufgrund der Rotation der Phasenellipse berücksichtigt wird.

In Analogie zur Emittanz wird die „transversale Akzeptanz A “ eines Beschleunigers definiert:

$$\boxed{A = \left(\frac{d(s)^2}{\beta(s)} \right)_{\min}}. \quad (1.23)$$

Sie gibt an, ob die größtmögliche Phasenellipse eines Teilchens noch stabil in der Vakuumkammer des Beschleunigerringes umlaufen kann. Dabei kennzeichnen „ d “ die Kammerabmessung und „ β “ die Betafunktion an der optisch engsten Stelle im Beschleunigerring. Die Akzeptanz nimmt linear mit der Energieabweichung ab. Damit die Teilchen nicht verloren gehen, muß die Akzeptanz A weit größer als die Phasenellipse ε eines Teilchens sein ($A > 50 \cdot \varepsilon \triangleq 7 \cdot \sigma$). Zudem ist es für eine Optik wünschenswert, gemäß Gleichung (1.23) kleine Betafunktionen im Beschleunigerring zu haben.

Der Bereich, in dem ein Teilchen, welches an seinem Startpunkt eine bestimmte transversale Ablage in x - und y - Richtung besitzt, noch stabil umlaufen kann, wird als „dynamische Apertur“ bezeichnet. Dazu wird mittels Tracking-Rechnungen für n Umläufe⁵ die maximal mögliche, stabile Abweichung berechnet und in einem x - y -Diagramm bzw. im Phasenraum ($x - x'$; $y - y'$) dargestellt.

⁵ n sollte dabei so gewählt sein, daß die Anzahl der Umläufe etwa der Zahl der Umläufe pro Dämpfungszeit entspricht. Beispiel (DELTA; DEL-006-Optik): $\tau_x = 9.3 \text{ ms} \triangleq n = 24200$ Umläufe. Aus Rechenzeitgründen beschränkt man sich zumeist auf wenige tausend Umläufe ($n = 10^3 - 10^4$) ohne Betrachtung der Dämpfungszeit.

1.4 Matrixformalismus

Um die Betafunktion durch die Strahlführungsstruktur zu transformieren, wird zunächst von zwei Bahnvektoren \vec{z}_0 und \vec{z} an zwei verschiedenen Orten s_0 und s ausgegangen, die in Relation zueinander gesetzt werden:

$$\vec{z} = \begin{pmatrix} z \\ z' \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} = M \cdot \vec{z}_0 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \cdot \vec{z}_0, \quad (1.24)$$

wobei die optischen Funktionen an den jeweiligen Orten durch die „Twiss-Parameter“ β bzw. β_0 , α bzw. α_0 und γ bzw. γ_0 repräsentiert werden.

Da die Fläche der Phasenellipse unabhängig vom Ort ist, gilt:

$$\varepsilon = \varepsilon_0$$

$$\Leftrightarrow \beta z'^2 + 2\alpha z z' + \gamma z^2 = \beta_0 z_0'^2 + 2\alpha_0 z_0 z_0' + \gamma_0 z_0^2.$$

Durch Einsetzen von \vec{z} (bzw. \vec{z}_0) und \vec{z}' (bzw. \vec{z}'_0) und mit den Anfangsbedingungen $z(0) = z_0$, $z'(0) = z'_0$, $\beta(0) = \beta_0$, $\alpha(0) = \alpha_0$ und $\phi(0) = 0$ folgt daraus:

$$M = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}} (\cos \phi + \alpha_0 \sin \phi) & \sqrt{\beta \cdot \beta_0} \sin \phi \\ \frac{(\alpha_0 - \alpha) \cos \phi - (1 + \alpha_0 \cdot \alpha) \sin \phi}{\sqrt{\beta \cdot \beta_0}} & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta}} (\cos \phi - \alpha \sin \phi) \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Die Stabilität der durch diese Matrix beschriebenen Bewegung ist nur dann gegeben, wenn nach dem *Floquetschen Theorem* der Betrag der Spur dieser Matrix kleiner als zwei ist. Dieses kann durch die Wahl bestimmter Twiss-Parameter gewährleistet werden. Ersichtlich ist, daß neben den Anfangs- und Endwerten der jeweiligen Strukturen auch der Phasenverschiebung ϕ der Betatronschwingung zwischen den beiden Orten berücksichtigt werden muß. Um den Bahnvektor am Ende einer entsprechenden Magnetanordnung zu berechnen, sind die jeweiligen Matrizen einer Magnetstruktur bzw. Driftstrecke aufzustellen:

$$\vec{z}_{\text{Ende}} = M_n \cdot \dots \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 \cdot \vec{z}_{\text{Anfang}}. \quad (1.26)$$

Durch sukzessive Multiplikation aller Transfermatrizen der Magnetstrukturen erhält man schließlich die Funktionswerte für einen vollen Umlauf. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Magnetstärke innerhalb der betrachteten Struktur konstant ist. Sofern dies nicht der Fall ist, wird der Magnet in kleinere Stücke unterteilt, auf deren Länge die Feldstärke einen konstanten Wert annimmt (sogenanntes „Rechteck-Modell“).

1.5 Dispersion und Momentum-Compaction-Faktor

Bisher wurden nur Teilchen betrachtet, die keine Impulsabweichung, d.h. $\Delta p/p = 0$, besitzen. Diese unrealistische Tatsache wird dadurch aufgefangen, daß der allgemeine Lösungsansatz neu definiert wird. Die Impulsabweichung macht sich in einer in horizontaler Richtung zum Teilchenstrahl befindenden Ablage bemerkbar. Die Umlaufbahn liegt also weiterhin in einer Ebene, lediglich der Radius dieser Trajektorie ändert sich.

Aus der inhomogenen Gleichung (1.11) mit $x/\rho^2 \approx 0$ und $\Delta p/p = 1$ (d.h. Teilchen mit 100 % Impulsabweichung)

$$x_D'' + k x_D = 1/\rho \quad (1.27)$$

folgt als allgemeiner Lösungsansatz:

$$x_D = \sqrt{\varepsilon \beta} \cdot \cos(\phi - \delta) + \sqrt{\beta} \cdot \int_0^s \frac{\sqrt{\beta(\kappa)}}{\rho(\kappa)} \cdot \sin(\phi(\kappa) - \phi(s)) d\kappa . \quad (1.28)$$

Auch für diese Teilchen müssen sich geschlossene, stabile Umlaufbahnen ergeben. Daraus folgt die für Teilchen mit 100 % Impulsabweichung geltende, sogenannte Dispersionsbahn $D(s)$:

$$x_D(s) = D(s) = -\frac{\sqrt{\beta(s)}}{2 \sin(\pi Q)} \int_s^{s+1} \frac{\sqrt{\beta(\kappa)}}{\rho(\kappa)} \cdot \cos(|\phi(\kappa) - \phi(s)| - \pi Q) d\kappa . \quad (1.29)$$

Ein Teilchen geht verloren, wenn $D(s)$ gegen ∞ geht, d.h. wenn Q eine ganze Zahl ist (siehe dazu Kapitel 1.6).

Zur Charakterisierung eines Beschleunigers wird eine weitere zusätzliche Größe eingeführt: Der „Momentum-Compaction-Faktor α “ (nicht zu verwechseln mit dem Twiss-Parameter α). Er wird definiert als:

$$\alpha = \frac{1}{L} \oint \frac{D(s)}{\rho(s)} ds , \quad (1.30)$$

mit L = Länge des Sollorbits.

Er beschreibt das Verhältnis von relativer Bahnlängenänderung zu relativer Impulsänderung, da Teilchen mit Impulsabweichung eine andere geschlossene Umlaufbahn (entweder länger oder kürzer, je nach Impulsunterschied) sehen als Teilchen mit Sollimpuls. Ein inhärenter Nachteil für die Teilchendynamik entsteht dadurch, daß der Momentum-Compaction-Faktor α kleiner wird, wenn die Emittanz abnimmt; letzteres ist von Interesse für Experimente an einer Synchrotronstrahlungsquelle. Ein zu kleines α bedeutet aber den Verlust an longitudinaler Stabilität und somit eine geringe Lebensdauer. Ein kleiner Momentum-Compaction-Faktor setzt der praktisch erreichbaren Emittanz deshalb eine untere Grenze.

Zur Teilchentransformation sind nun allgemeine 5×5 Matrizen erforderlich, die die Bewegung des Teilchens sowohl in der x -s- als auch y -s-Ebene beschreiben und die durch $\Delta p/p$ gegebene Dispersionsbahn mit berücksichtigen:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Die entsprechenden Transformationsmatrizen für Magnete sowie Driftstrecken finden sich im Anhang A.

1.6 Arbeitspunkt und Q-Wert Diagramm

Setzt man die Bezeichnung (1.15) in die Lösung der zweiten Gleichung (1.14) ein, so erhält man eine weitere wichtige Größe in der Beschleunigerphysik, den Arbeitspunkt Q :

$$Q = \frac{\phi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)} . \quad (1.32)$$

Diese Relation, bei der über den vollen Maschinenumfang integriert wird, beschreibt die Anzahl der Betatronschwingungen, die ein Teilchen bei einem Umlauf ausführt. Für die Stabilität eines Speicherringes ist er von entscheidender Bedeutung.

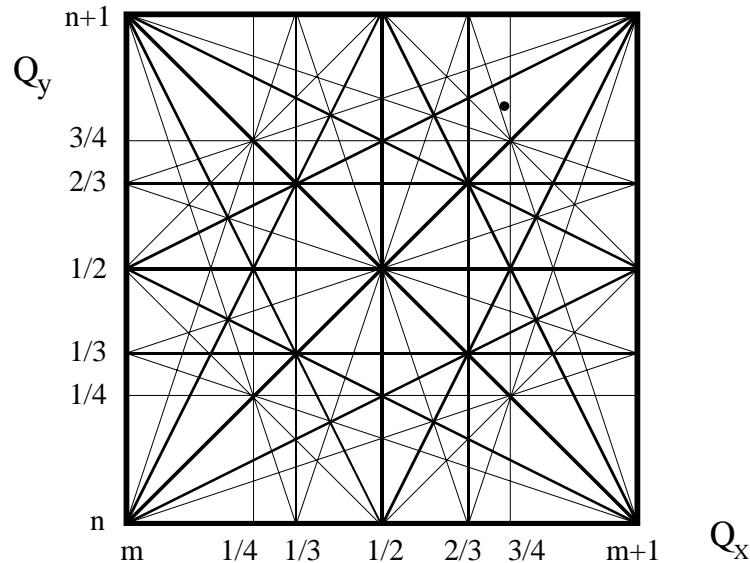


Abbildung 1.3: Resonanz- oder auch Q -Wert-Diagramm mit eingezeichneten Resonanzen bis zur vierten Ordnung in beiden zur Trajektorie transversalen Schwingungsebenen. Exemplarisch dargestellt ist der Arbeitspunkt der DEL-006-Optik⁶.

In einem Q -Wert-Diagramm werden nun die Resonanzen eingetragen, die sich indirekt aus Gleichung (1.29) ergeben und zu einem Verlust der Teilchen auf ihren Umlaufbahnen führen (können). Dabei gibt es neben den ganzzahligen Stoppbändern, die zumeist ein Resultat aus Dipolfehlern sind, auch halbzahlig – durch Quadrupolfehler – oder drittelzahlig, nichtlineare, durch Sextupolfelder hervorgerufene Resonanzen. Die Magnetfehler sind in Aufstellungs- oder Feldfehlern zu finden. Darüber hinaus gibt es noch Resonanzen höherer Ordnung, die von höheren Multipolen herrühren. Nach höherer Ordnung gestaffelt, führen diese Resonanzen eher zu einem Aufblähen des Strahls denn zum Teilchenverlust. Die tatsächliche Breite dieser Linien wird durch die Zufälligkeit der auftretenden Feldfehler in der Magnetstruktur bestimmt. Die Kopplung der Resonanzen in beiden zur Teilchenbahn transversalen Schwingungsebenen geschieht analog zur Emittanzkopplung, so daß sich daraus die nachfolgende Bedingung ableiten läßt:

$$m \cdot Q_x + n \cdot Q_y = p \quad (1.33)$$

mit $m, n, p =$ ganzzahlige Werte
und $|m| + |n| =$ Ordnung der Resonanz⁷.

Diese Kopplung ist im Hinblick auf die Stabilität des Teilchenstrahls zu vermeiden. Der errechnete Arbeitspunkt eines Beschleunigers kann nun in diesem Diagramm eingetragen werden und sollte möglichst weit von einer dieser Resonanzlinien entfernt liegen. Ein möglicher Arbeitspunkt ist der in der Abbildung 1.3 dargestellte und bei DELTA eingestellte Q -Wert der DEL-006-Optik.

1.7 Chromatizität

Teilchen mit einer von Null verschiedenen Impulsabweichung $\Delta p/p$ werden in den Quadrupolen durch ihre Bahnabweichung geringfügig anders fokussiert als ein Teilchen mit Sollimpuls auf dem Sollorbit.

⁶ Die DEL-006-Optik ist die Optikversion, die zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit im Beschleunigerbetrieb verwendet wird.

⁷ Die Anzahl der Resonanzen nimmt mit steigender Ordnung zu.

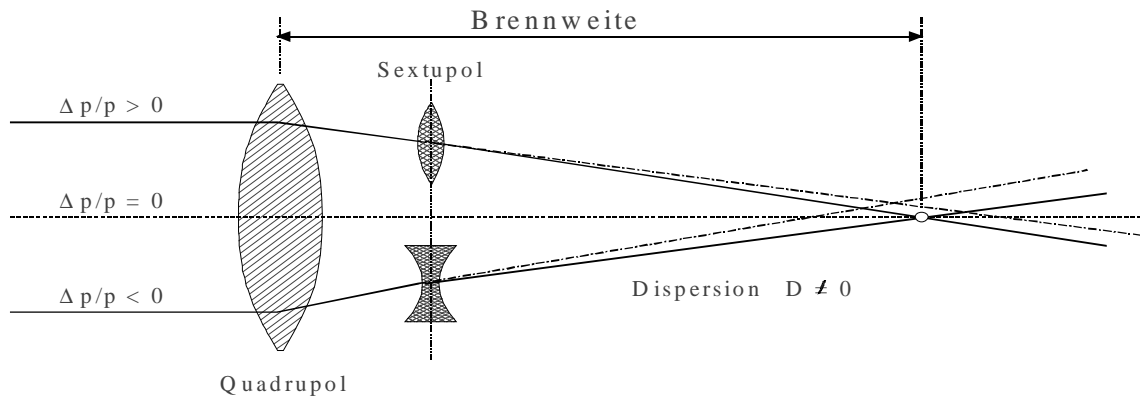


Abbildung 1.4: Anschauliches Modell der Kompensation der in Quadrupolen durch Energieabweichung bedingten Chromatizität mittels Sextupolen.

Das führt zu einer energieabhängigen Q-Wert-Verschiebung:

$$\xi := \frac{\Delta Q}{\Delta p/p} = -\frac{1}{4\pi} \oint k(s)\beta(s) ds \quad (1.34)$$

ξ bezeichnet man in Analogie zur Optik des Lichtes als die „Chromatizität“ der Maschine. Jeder Elektronenbeschleuniger hat eine „natürliche, negative Chromatizität“, die durch die linearen Elemente einer Magnetstruktur, den Dipolen und insbesondere den Quadrupolen, hervorgerufen wird und besonders dann klein ist, wenn die β -Funktionen in stark erregten Quadrupolen groß sind.

Zur Vermeidung der sogenannten „Head-Tail-Instabilität“ muß die Chromatizität kompensiert werden ($\xi \geq 0$). Diese Instabilität wird dadurch hervorgerufen, daß das schwache elektromagnetische Feld des Bunchkopfes Schwingungen im hinteren Teil des Elektronenbunches anregt mit der Konsequenz, daß die Elektronen innerhalb dieses Bunchzuges ihre Positionen tauschen und durch die angeregten Schwingungen verloren gehen. Es hat sich gezeigt, daß diese Instabilität für negative Chromatizitätswerte größer ist als für positive. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, die Chromatizität ξ auf leicht positive Werte einzustellen.

Dazu stellt man an Stellen mit großer Dispersion und möglichst unterschiedlichen Betafunktionen in beiden Ebenen Sextupole auf, die die Teilchen – je nach Abweichung – zusätzlich fokussieren bzw. defokussieren; sie bekommen einen zusätzlichen „Kick“, der proportional zum Quadrat ihrer Abweichung vom Sollorbit ist, so daß sie exakt auf den Orbit zurückgebogen werden (siehe Abbildung 1.4). Dies bedeutet, daß mindestens zwei Sextupolfamilien zur Chromatizitätskorrektur notwendig sind. Als geeignet haben sich auf +1 korrigierte Werte erwiesen.

Die kompensierte Chromatizität berechnet sich dann zu:

$$\xi_{\text{komp.}} = -\frac{1}{4\pi} (k(s) - m(s)D(s))\beta(s) ds \quad (1.35)$$

mit $m = \frac{e}{p} \cdot g' = \frac{k_{\text{sext.}}}{D \cdot \Delta p/p}$, $g' =$ Gradient des Sextupolfeldes, $k_{\text{sext.}} =$ Sextupolstärke.

Ein großer Nachteil, den die Sextupolkompensation mit sich bringt, ist, daß nicht nur Teilchen an Stellen mit Dispersion aufgrund ihrer Impulsabweichung eine Ablage besitzen und demzufolge auf den Orbit zurückgelenkt werden. Auch Teilchen mit Sollenergie besitzen Ablagen, die durch die Betatronschwingungen hervorgerufen werden und somit ebenfalls durch die Sextupole eine Ablenkung erfahren. Ein weiterer Nachteil ist die zu vermeidende Kopplung zwischen vertikaler und horizontaler Ebene durch die Einführung von nichtlinearen Feldern. Diese Effekte können aber minimiert werden, wenn man mehr Sextupole mit moderaten Stärken sinnvoll über den Orbit verteilt als wenige starke, so daß sich Störungen möglichst bei einem Umlauf herausmitteln.

Kapitel 2

Wigglerparameter

Dieses zweite Kapitel bietet eine Übersicht über die technischen Daten des supraleitenden, asymmetrischen Multipol-Wigglers (kurz: **SAW**), der an DELTA eingebaut wird. Er ist der erste und einzige existierende Magnet dieser Art und wurde nach einer Vorstudie der Firma ELIN in Kooperation mit der Firma ACCEL entwickelt und gebaut. Neben der Beschreibung aus technischer Sicht werden die Magnetfeldmessungen erläutert und die zu erwartenden Strahlungsspektren dargestellt. Eine Diskussion der Auswirkungen eines Wigglers auf den Betrieb eines Speicherringes beenden dieses Kapitel.

Als allgemeine Referenzen dienen [7], [8], [9], [10] und [11].

2.1 Einleitung

Um den heutigen Anforderungen von Experimenten⁸ gerecht zu werden, bedarf es immer mehr spezieller hochtechnischer Geräte, die eine Synchrotronstrahlung mit besonderen Eigenschaften, wie z.B. hoher Brillanz und zirkularer Polarisation (Circular Polarized X-Ray CPXR), erzeugen. Eines dieser Geräte, ein sogenannter Wiggler, liefert diese besondere Strahlung, deren Charakteristikum es u. a. ist, eine hohe Intensität bis in den höherenergetischen Röntgenbereich (> 10 keV; Wellenlänge $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$) vorzuweisen. Die dafür notwendigen hohen Magnetfelder, die den Elektronenstrahl ablenken und ihn somit beeinflussen, diese Strahlung auszusenden, sind nur noch mit supraleitenden Spulen möglich. Konventionelle Permanentmagnete liefern eine durch die Remanenz des aktiven Materials begrenzte Feldstärke bis etwa 2 Tesla; notwendig sind aber am Strahl gemessene Stärken im Bereich von 3 bis 6 Tesla. Die in diesem Feldstärkenbereich arbeitenden Wiggler liefern im Gegensatz zu den sogenannten Undulatoren⁹ ein kontinuierliches Spektrum (siehe Kapitel 2.4). Dieses ist mit einem von einem Dipol stammenden vergleichbar, erfaßt jedoch einen größeren spektralen Bereich bei höherer Intensität. Um einen Unterschied zwischen einem Undulator und einem Wiggler zu definieren, wurde der dimensionslose Parameter K eingeführt. Er läßt sich nach [11] berechnen zu:

$$K = 93.4 \cdot B_0 [\text{T}] \cdot \lambda_{w/U} [\text{m}] , \quad (2.1)$$

mit B_0 = max. Magnetfeldstärke,

$\lambda_{w/U}$ = Periodenlänge des Wigglers bzw. Undulators.

⁸ Z.B. Klein-Winkel-Streuung, spinabhängige Absorptionsspektroskopie, Röntgenstrahl Topographie, EXAFS (Extended X-Ray Absorption Fine Structure), inelastische Streuung [12], tomographische Experimente in der Materialforschung, angiographische Detektorsysteme (Nicht Invasive Koronarangiographie NIKOS) [13].

⁹ Undulatoren besitzen im Gegensatz zu einem Wiggler ein schwächeres Magnetfeld. Ihre Periodenlänge ist kürzer; dafür haben sie meistens mehr Magnetpole.

Für $K \leq 1$ handelt es sich um einen Undulator, für $K \gg 1$ bezeichnet man den Magneten als Wiggler. Der Wert für den bei DELTA einzubauenden Wiggler findet sich in Tabelle 1.1 auf Seite 19.

Der Wiggler wird in der rechten der drei südlichen Geraden des Speicherringes Delta eingebaut. Die linke Gerade ist für den Undulator U55¹⁰ vorgesehen. In der mittleren werden zwei zusätzliche Quadrupolfamilien eingebaut, mit denen eine neue, auf den Wiggler abgestimmte Optik eingestellt werden kann und die den negativen Einfluß des Wigners (siehe Kapitel 2.5) auf den gespeicherten Strahl kompensieren.

Die nachfolgende Grafik verdeutlicht den angestrebten Einbau. Bereits fertiggestellt ist die Beamline¹¹ zur Anwendung des LiGa-Verfahrens (Lithographie, Galvanik und Abformung). Die Jülicher Beamline ebenso wie die restlichen Strahllinien befinden sich noch im Aufbau. Weitere Auslaßkammern für neue Experimente, die die Dipolstrahlung nutzen wollen, sind vorhanden.

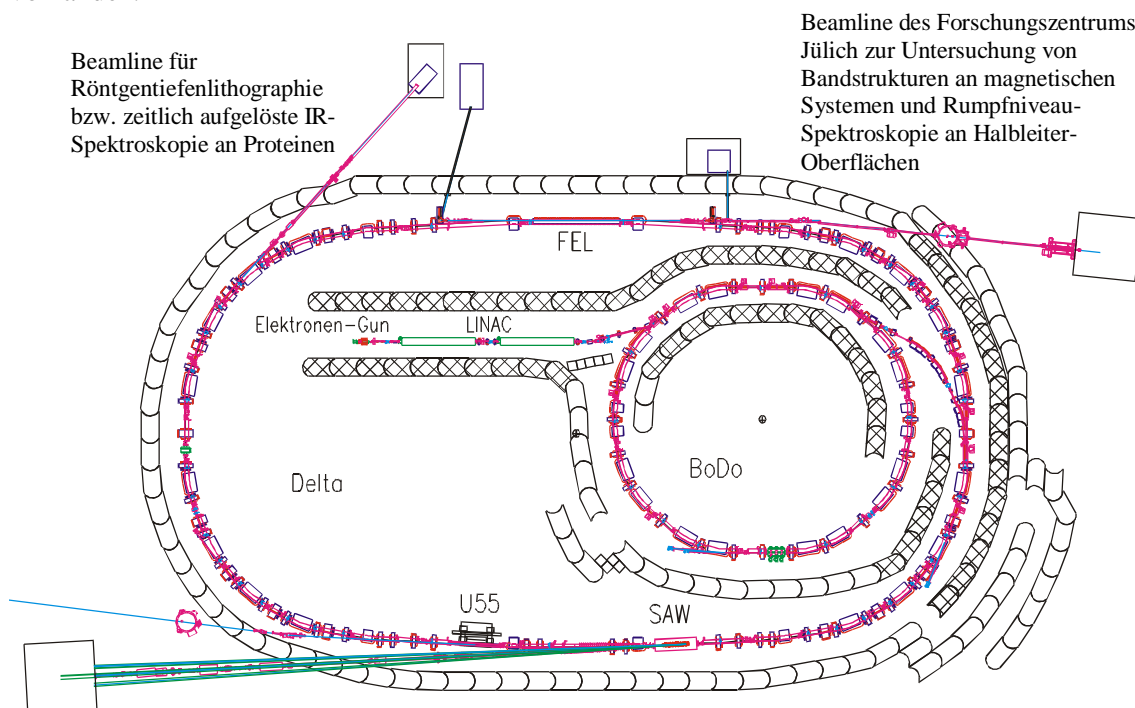


Abbildung 2.1: Die Grafik veranschaulicht den Aufbau der Dortmunder Elektronen Testspeicherring Anlage DELTA mitsamt den Synchrotronstrahlungsquellen: Supraleitender Wiggler, Undulator und FEL. Daneben sind die zwei weiteren geplanten bzw. schon fertiggestellten Beamlines für die Röntgentiefenlithographie bzw. IR-Spektroskopie und die zur Materialforschung skizziert.

2.2 Technische Beschreibung

Eine umfassende technische Beschreibung bietet das *Betriebshandbuch für den 5 Tesla supraleitenden, asymmetrischen Wiggler* [10]. An dieser Stelle soll nur eine knappe Darstellung des Aufbaus und der Funktionsweise des an DELTA eingesetzten Wigners gegeben werden.

¹⁰ Die Bezeichnung U55 des Undulators des Lehrstuhls Experimentelle Physik E1a stammt von der Periodenlänge von 55 mm.

¹¹ Unter einer Beamline versteht man die Vakuumkammer für die entstehende Synchrotronstrahlung mit allen optischen Komponenten, die zur Manipulation des Strahls benötigt werden (z.B. Komponenten zur Fokussierung des Photonenstrahls, zur Selektion einer bestimmten Energie aus dem Strahlungsspektrum, zur Messung der Strahlage, etc.).

Das System „supraleitender, asymmetrischer Wiggler“ unterteilt sich in die Komponenten:

- Kryostat mit dem innenliegenden Magneten
- Kaltkopf mit Heliumkompressor
- externe Steuerung und Stromversorgung

Eine schematische Übersicht über die technische Auslegung des Wigners liefern die Abbildungen 2.2 und 2.3. In diesen Zeichnungen ist die Kaltmasse mit dem integrierten Spulensystem deutlich zu erkennen. Das Eisen befindet sich exzentrisch in dem horizontal liegenden Kryostaten, um das nutzbare Helium-Volumen zu maximieren. Dabei faßt der Tankinnenraum maximal 297 l flüssiges Helium, welches als Kühlmittel benutzt wird, um das in den Spulen verwendete Leitermaterial Niob-Titan (NbTi) durch Absenkung der Temperatur (< 4.5 K) in seinen supraleitenden Zustand zu überführen. Nur in diesem widerstandslosen Zustand fließt der Strom verlustfrei und starke Magnetfelder sind erreichbar, die mit Stromdichten von über 350 A/mm^2 realisiert werden.

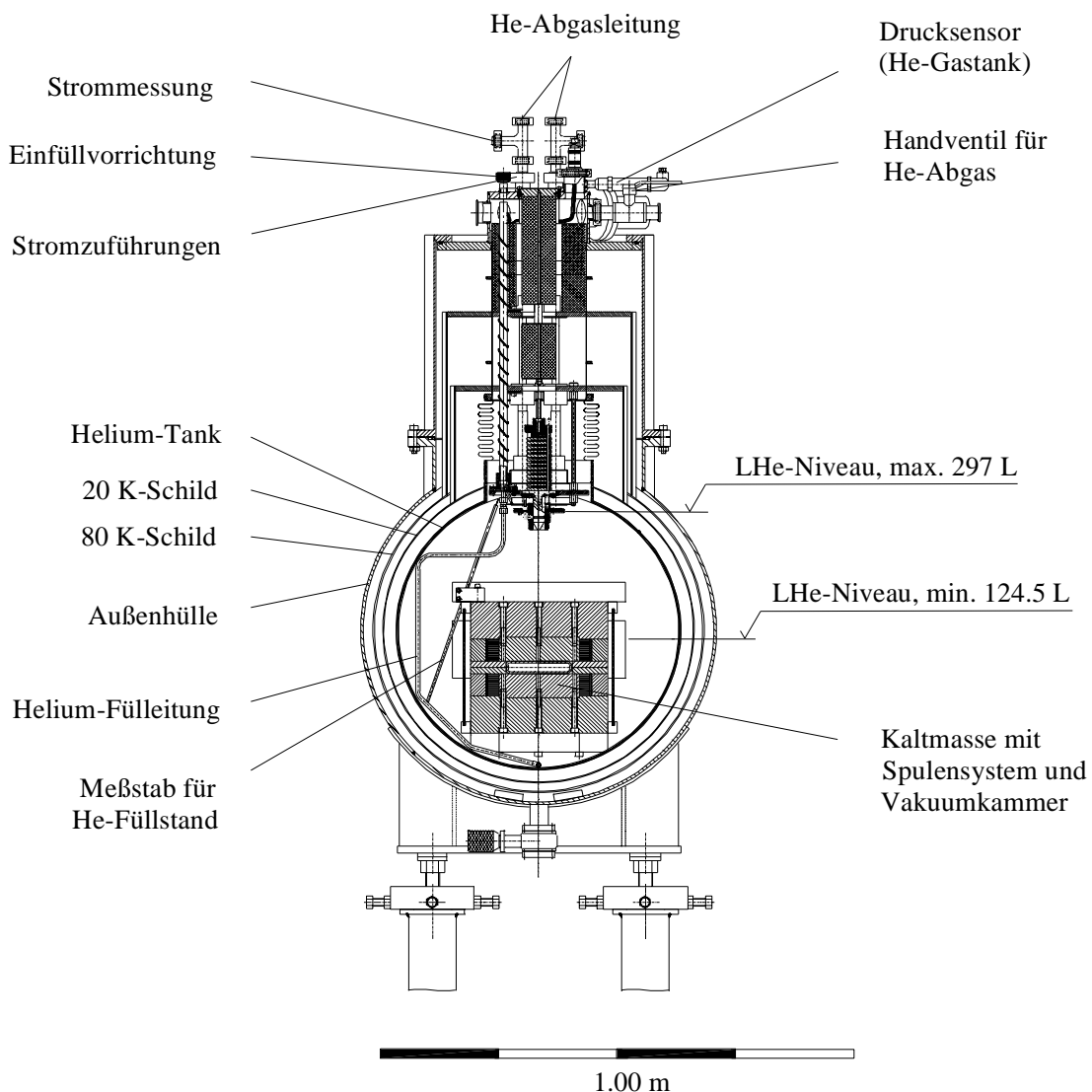


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den supraleitenden Wiggler.

Die magnetische Achse, die durch die Position der Kaltmasse bestimmt wird, ist relativ zum Heliumtankinnenrohr – der Strahlkammer – zentriert. Somit wird ein maximales magnetisches Feld in der Kammermitte erzielt. Die mechanische Apertur des Strahlrohres beträgt auf der Strahleintrittsseite horizontal 90 mm und vertikal 10.5 mm. Zur Strahlaustrittsseite hin

verbreitert sich die horizontale Abmessung auf 120 mm, um für den im Wiggler entstehenden Strahlungsfächer keinen limitierenden Faktor zu bilden. An der Vakuumkammer, die als halbkalte Version ausgelegt ist, sind die zwei in der Abbildung 2.3 eingezeichneten thermischen Strahlungsschilde angebunden. Der Terminus „halbkalt“ bedeutet, daß die warme Strahlkammer (auf Raumtemperatur) ohne umschließende und trennende Isolationsfolie direkt von den durch das flüssige Helium gekühlten Spulen, der Kaltmasse und dem Heliumtank umgeben ist. Das innere Kälteschild befindet sich auf einem 20-Kelvin-Niveau; das äußere stellt eine Grenze zum 80-Kelvin-Niveau her.

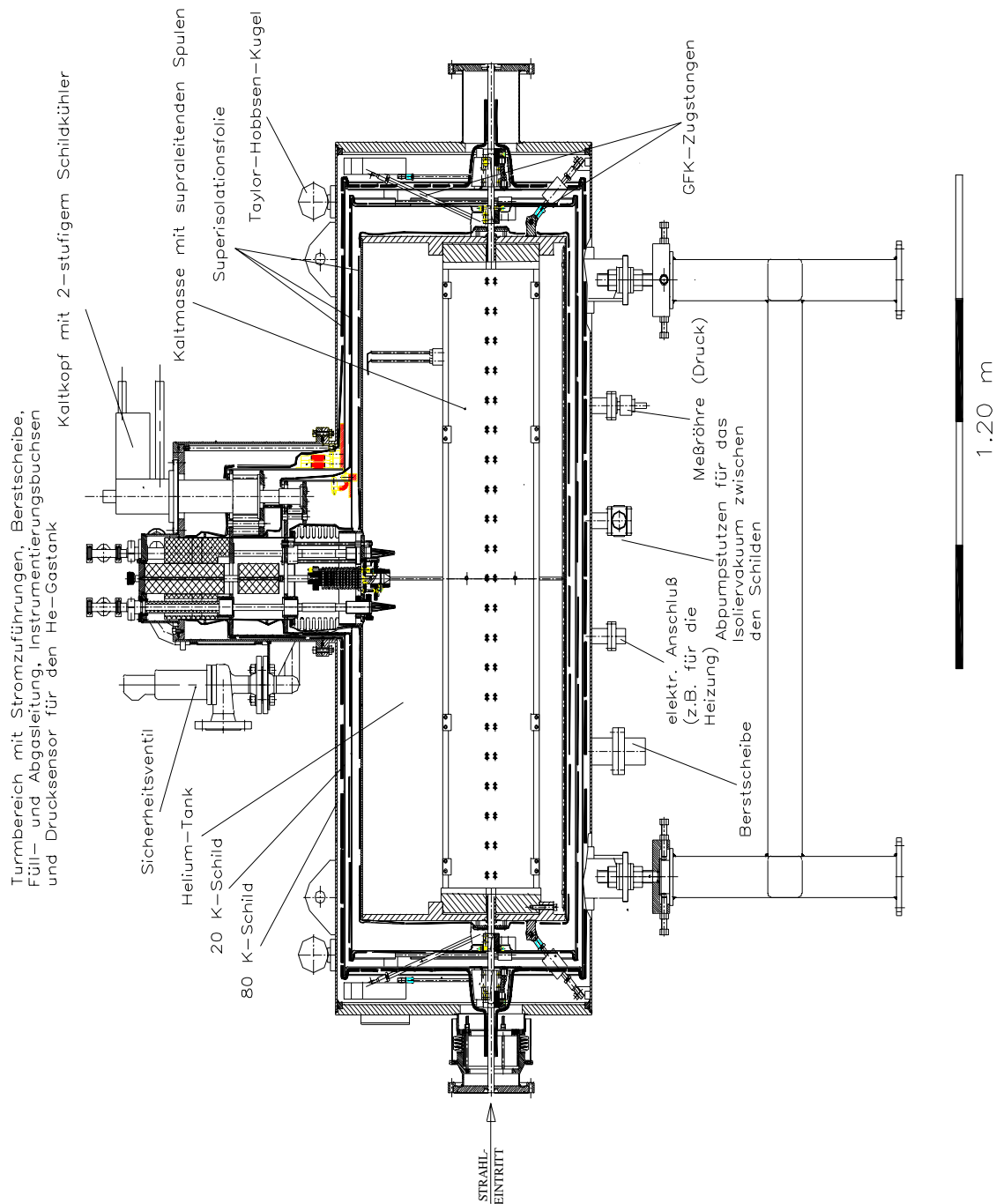


Abbildung 2.3: Längsschnitt durch den auf einem Untergestell (ein sogenannter „Girder“) stehenden SAW mit Bezeichnung der wichtigsten technischen Details.

Beide Strahlungsschilde werden mit einem externen zweistufigen, wassergekühlten *Gifford-McMahon* Kompressor, der mit dem Kaltkopf im Turmbereich des Kryostaten verbunden ist, auf ihre entsprechenden Temperaturen heruntergekühlt. Dazu wird ein Teil des gasförmig gewordenen Heliums zurückverflüssigt und an den Schilden vorbeigeführt. Der andere Teil wird über ein Leitungssystem zum außerhalb von DELTA gelegenen Heliumverflüssiger im Bereich der Flüssiggasversorgung des Fachbereichs Physik transportiert und dort rückverflüssigt. Dieses Helium kann dann zum Nachfüllen des Kryostaten etwa alle 2 1/2 Wochen wiederverwendet werden. Die Abdampftrate liegt im Mittel im nicht auferregtem Zustand bei 0.36 Litern flüssigem Helium pro Stunde. Das kalte Heliumabgas wird zudem an den aus Hoch-Temperatur-Supraleiter (HTSL) gefertigten Stromzuführungen der Spulen vorbeigeführt und reduziert somit den dort auftretenden Wärmeeintrag.

Der im Strahlrohr herrschende Druck beträgt im Mittel $7 \cdot 10^{-8}$ Pa (UHV¹²), wie aus der unten dargestellten Abbildung 2.4 deutlich wird. Daneben werden noch weitere Größen wie Füllstand und Isoliervakuum aufgetragen.

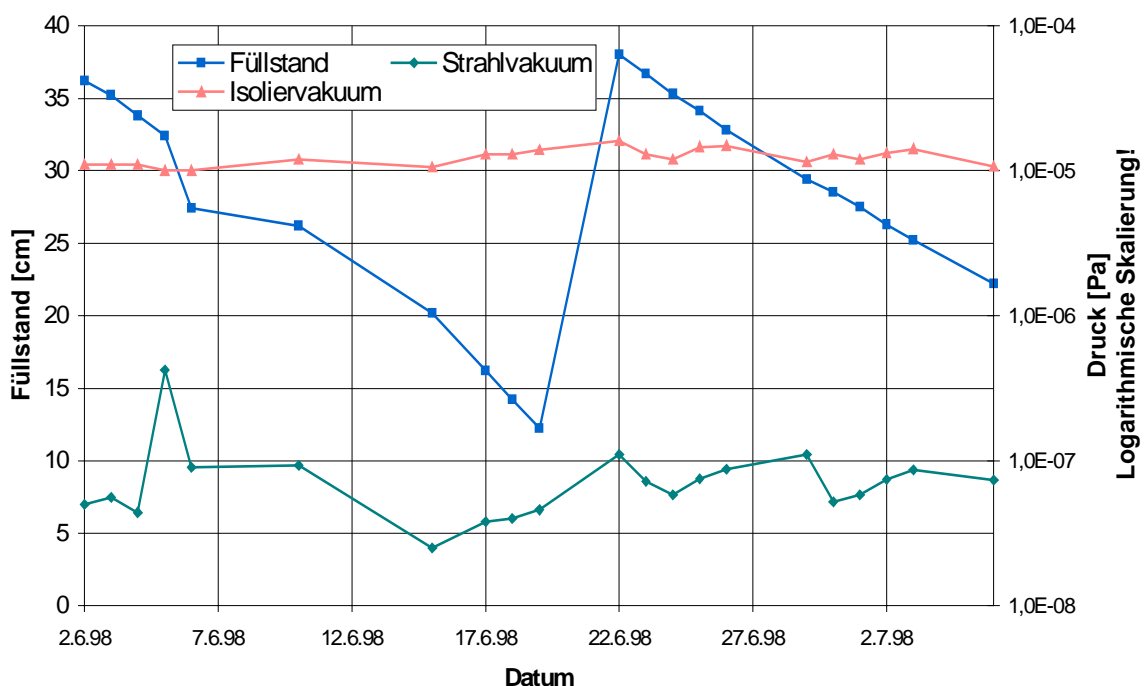


Abbildung 2.4: Über einen Zeitraum von etwas mehr als zwei Monaten wurden Daten über den Füllstand, das Isolier- und das Strahlvakuum gesammelt und in dieser Zeichnung graphisch dargestellt. In der Füllstandskurve sieht man deutlich den Nachfüllvorgang am 19.6.98, der in der Regel nur ein paar Stunden dauert. Die nächste Datenaufnahme war dann wieder am 22.6.98, so daß man irreführend annehmen könnte, das Nachfüllen von flüssigem Helium würde sich über Tage hinziehen. Während der Datenaufnahme wurden auch verschiedene Tests am Wiggler durchgeführt bzw. war dieser auch im auferregten Zustand. Dies erklärt die Schwankungen in den Druckanzeigen von Isolier- bzw. Strahlvakuum. Die ungleichmäßige Abnahme des Füllstandes und die Schwankung des Druckes in der Strahlkammer am 5. und 6. Juni sind dagegen nicht eindeutig geklärt; eventuell liegen hier Meßfehler vor.

Die Bestromung der einzelnen Spulenkreise erfolgt über einen geöffneten Dauerstromschalter (DSS). Dieser in Spulenform gewickelte Draht besteht aus einem in einer CuNi-Matrix eingebetteten, supraleitenden Material, das mittels spezieller Heizer in seinen normalleitenden Zustand versetzt werden kann. In diesem Zustand verhält sich der DSS wie ein großer ohmscher Widerstand, so daß der Strom über die Zuführungen in die Spulen fließen kann. Im (kalten)

¹² Ultra-Hoch-Vakuum ($<1 \cdot 10^{-6}$ Pa).

supraleitenden Zustand verhält er sich wie ein Kurzschluß zwischen den Magnetanschlüssen und der durch den Magneten fließende Strom kann weiter über den supraleitenden Kurzschluß zirkulieren. Die einzigen Verluste resultieren aus den ohmschen Widerständen der Lötstellen an den Leiterverbindungen.

Über die Verschaltung der Spulen liefert Abbildung 2.5 Aufschluß.

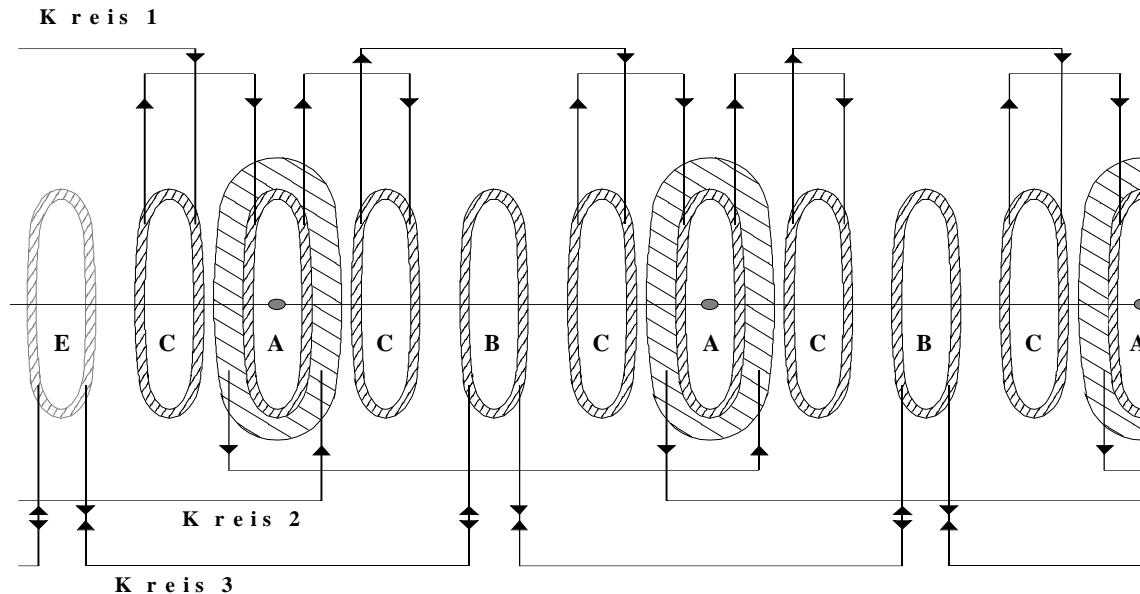


Abbildung 2.5: Gezeigt wird die linke Hälfte der Verschaltung der einzelnen Spulen zu den drei Stromkreisen 1 bis 3 und die Bezeichnung der Pole; die Korrekturspule E eines Endes ist hell eingzeichnet und bewirkt die Hälfte der magnetischen Induktion einer Spule B [10].

Die 21 Spulenpaare unterteilen sich in die vier Sektionen A, B, C und E, die den drei Stromkreisen 1 bis 3 zugeordnet sind. Je nach gewünschter Eigenschaft des Magnetfeldes kann ein einfacher sinusförmiger Verlauf (symmetrischer Mode) oder ein aus Überlagerung dreier cosinusförmiger Felder mit einfacher ($\lambda_w = 0.144$ m), doppelter ($\lambda_w = 0.288$ m) bzw. 2/3-facher ($\lambda_w = 0.096$ m) Periodenlänge resultierender Feldverlauf (asymmetrischer Mode) erzeugt werden. Der symmetrische Mode besitzt demzufolge 10 Perioden mit einer Periodenlänge von 14.4 cm; im asymmetrischen Mode ist das Magnetfeld 5 Perioden à 28.8 cm lang. Dem ersten Stromkreis sind die Spulenpaare C und die innere Sektion (Wicklung) der großen Spule A zugeordnet, die immer in entgegengesetzter Polarität betrieben werden. Zusammen mit den im dritten Stromkreis in gleicher Polarität zu den Spulenpaaren A angeschlossenen Spulen B und den an beiden Enden befindlichen Korrekturspulen E wird der sinusförmige Feldverlauf generiert. Eine Endspule E entspricht magnetisch etwa der Hälfte der Spule B. Die Korrekturspulen E erzeugen ein Feld, welches die Elektronen nach ihrer ausgelenkten Bahn wieder auf den ungestörten Orbit zurückzwingt. Mit ihrer Einstellung erreicht man einen Abgleich des ersten sowie zweiten Feldintegrals (siehe Kapitel 2.3), d.h. Winkel- und Lagefehler werden korrigiert. Die äußeren Wicklungen der großen Spule A können mittels eines eigenen Stromkreises (Kreis 2) separat bestromt werden und besitzen immer die gleiche Polarität wie die innere Sektion, um keine abstoßenden, den Spulenkörper zerstörenden Kräfte zwischen den beiden Sektionen hervorzurufen. Um für den asymmetrischen Mode die gewünschte Überlagerung zweier Feldverläufe zu erreichen, werden die Spulen B im dritten Stromkreis mittels eines Polwendeschalters umgepolt.

Die Ansteuerung und Überwachung des kompletten Systems „Wiggler“ kann entweder lokal am PC im zum Magneten zugehörigen Schaltschrank oder über eine CAN¹³-Bus-Anbindung vom Kontrollraum der Beschleunigeranlage aus erfolgen.

¹³ Controller Area Network.

Eine große Bedeutung haben die Sicherheitselemente vor Ort am Wiggler, die im Fall eines Quenches¹⁴ zum Einsatz kommen. Neben den Quenchdetektoren, die die Netzgeräte nach einem Quench sofort abschalten, überwacht fortlaufend ein Schwellwertschalter die Stromzuführungen, damit ein auftretender großer Spannungsabfall, wie er im Quenchfall auftritt, nicht zu einer Beschädigung der HTSL-Stromzuführungen führt. Des Weiteren kontrollieren Temperaturfühler die Temperatur der Entladedioden. Kommt es zu einem Quench, so spricht ein in Abbildung 2.3 erkennbares Sicherheitsventil bei einem im Heliumtank schon gering auftretenden Überdruck von 0.5 bar sofort an und gasförmig gewordenes Helium kann entweichen. Sollte dieses Ventil versagen, geschieht der Druckausgleich über zwei Berstscheiben.

Die nachfolgende Tabelle faßt weitere wesentliche, technische Wigglerparameter zusammen:

Kenndaten	Symmetrischer Mode	Asymmetrischer Mode
Max. Magnetfeld	2.79 T	5.30 T
Periodenlänge	14.4 cm	28.8 cm
Anzahl der Perioden	10	5
k-Wert	36	149
Anzahl der Spulen	19 Innen-, 5 Außen-, 2 Korrekturspulen	
Maximale Länge des Pols	170 mm	
Maximale Breite des Pols	30 mm	
Windungsanzahl pro Spule (innere / äußere Sektion)	64×12 / 64×18	
Leitermaterial / Isolationsmaterial	Monolithischer NbTi Supraleiter / Kupfer	
Verhältnis Kupfer/Supraleiter	1 : 3	
Leiterdurchmesser (mit Isolation)	0.7 mm	
Leiterlänge (innere / äußere Sektion)	280 m / 480 m	
Mittlere, maximale Stromdichte eines Wickelpaketes (äußere Sektion der Spulen im asym. Mode)	395 A/mm ²	
Kritischer Strom bei 5 T und 4.2 K	471 A	
Max. Magnetfeld am Leiter (asym. Mode)	7.3 T	
Maximal gespeicherte Energie (asym. Mode)	94 kJ	
Länge der Magnetstruktur	1.44 m	
Gesamtlänge des Wigglers	2.50 m	
Gaphöhe zwischen den Magnetpolen	18 mm	
Vakuumkammerbreite	90 – 120 mm (Strahleintritt – Strahlaustritt)	
Vakuumkammerhöhe	10 mm	
Art der Vakuumkammer	halbkalt	
Kammertemperatur	< 20 K	
Heliumkapazität / Arbeitsvolumen	297 l / 173 l	
Heliumverbrauch	0.3 l/h fl. He \triangleq 201 l/h gasf. He \triangleq 194 mW	
Max. Innendruck des Kryostaten	1.1 bar absolut	
Gesamtgewicht (ohne Helium)	2250 kg	

Tabelle 2.1: Wichtige technische Daten des supraleitenden Wigglers SAW [10], [14].

¹⁴ Ein Quench ist der plötzliche Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand, der durch starke, lokal induzierte Erwärmung (z.B. aufgrund einer Leiterbewegung im Magnetfeld) hervorgerufen wird. Sofern die frei werdende Energie nicht über einen guten Normalleiter (z.B. Kupfer) abfließen kann, wird sie lokal deponiert. Dies könnte zu enormen Beschädigungen der verwendeten Materialien führen.

2.3 Magnetfeldmessungen

Zur Vermessung des symmetrischen und des asymmetrischen Betriebsmodes des Wigglers wurde die sogenannte „Pulsed-Wire-Methode“ [15] angewendet, die auch schon bei der Magnetfeldmessung des an DELTA eingebauten FEL-Undulators eingesetzt wurde. Gegenüber der Vermessung mit einer Hallsonde hat dieses Verfahren den Vorteil einer besser orts aufgelösten Magnetfeldbestimmung aufgrund einer genaueren Positionierung der Meßapparatur – auch in engen Strahlkammern – über eine längere Strecke hinweg. Dabei wurde im Wiggler ein dünner Draht in der Mitte des Strahlrohres gespannt, in welchem Vakuumbedingungen herrschten. Ein spezifischer, genau definierter elektrischer Puls erfährt nun aufgrund des vorhandenen Magnetfeldes eine Kraft gemäß $\vec{F}_L = e\vec{v} \times \vec{B}$, die als Auslenkung auf den Draht übertragen wird. Dabei breiten sich zwei Wellenpakete in entgegengesetzten Richtungen aus. Um nur die ursprüngliche, nicht an den Enden des Drahtes reflektierte Welle zu detektieren, müssen die Drahtlänge ebenso wie die Aufstellung des Detektors sorgfältig bestimmt werden. Die transversale Geschwindigkeit der Welle (Δ der Winkeländerung des Elektronenstrahls im Magnetfeld) bzw. die Auslenkung wurde mittels einer Laser-Photo-Diode aufgenommen und graphisch als erstes Feldintegral $I_1(s) = \int B(\tilde{s}) d\tilde{s}$ bzw. zweites Feldintegral $I_2(s) = \int I_1(\tilde{s}) d\tilde{s}$ gegen den jeweiligen Ort im Wiggler aufgetragen. Zur Kalibration wurde vor dem Strahlrohr außerhalb des Wigglers ein zusätzlicher, aus technischen Gründen ebenfalls im Vakuum befindlicher Dipolmagnet installiert, der ein definiertes Magnetfeld auf einer genau bestimmten Länge besitzt. In den durchgeführten Meßreihen kamen drei verschiedene Strompulsformen zum Einsatz, die durch die jeweils zu ermittelnde Meßgröße festgelegt sind:

- **kurzer Rechteckpuls**
zur Betrachtung des orts aufgelösten ersten Feldintegrals bzw. zur Ermittlung des Magnetfeldes, welches proportional zum differenzierten Signal ist.
- **periodisches Rechtecksignal**
zur präzisen Vermessung des ersten Integralwertes am Ende des Wigglers; das so erhaltene Signal entspricht der Faltung des ersten Feldintegrals mit einer Rechteckfunktion, deren Periode die Ausdehnung $\Delta z = c \cdot \Delta t$ (mit $c = 220$ m/s) besitzt. Da das Feld über eine Periode im Mittel verschwindet, ist das Signal mit Ausnahme von zwei Spitzen am Anfang und Ende des Magnetfeldes konstant. Der Vorteil gegenüber einem kurzen Puls liegt darin, daß die gemittelte Signalthöhe kleiner ist, so daß die Signalstufe des Kalibrationsmagneten in vergleichbarer Größe und ein Abgleich somit genauer ist.
- **Stufenpuls**
zur direkten Vermessung des zweiten Feldintegrals; das Signal ergibt sich aus der Integration des δ -Pulses (= kurzer Rechteckpuls).

Aufgrund der Nutzung von kurzen Pulsen kann man mit dieser Technik auch geringfügig von der Zeit abhängende Magnetfelder aufnehmen. Ebenso bietet diese schnelle Methode eine variierende Messung von erstem und zweitem Feldintegral, wobei lediglich die Strompulsform verändert werden muß.

2.3.1 Symmetrischer Betriebsmode

Zur Ermittlung des ersten Feldintegrals wurde ein Rechteck-Signal mit einer Pulsdauer von $20 \mu\text{s}$ benutzt. Die Dauer dieses Pulses wurde so klein gewählt, damit eine genaue, lokale Auflösung bei der Abtastung des Magnetfeldes erzielt werden kann. Abbildung 2.6 zeigt den Verlauf des aufgenommenen ersten Feldintegrals bei einer Einstellung von $I_1 = 170$ A, $I_2 = 0$ A und $I_3 = -181.5$ A für die drei unterschiedlichen Stromkreise. Diese Einstellung definiert die höchstmögliche Erregung in der symmetrischen Betriebsart.

Bildlich gesprochen ist das erste Feldintegral der Winkel, um den der Elektronenstrahl auf seiner Trajektorie innerhalb des Wigglers ausgelenkt wird.

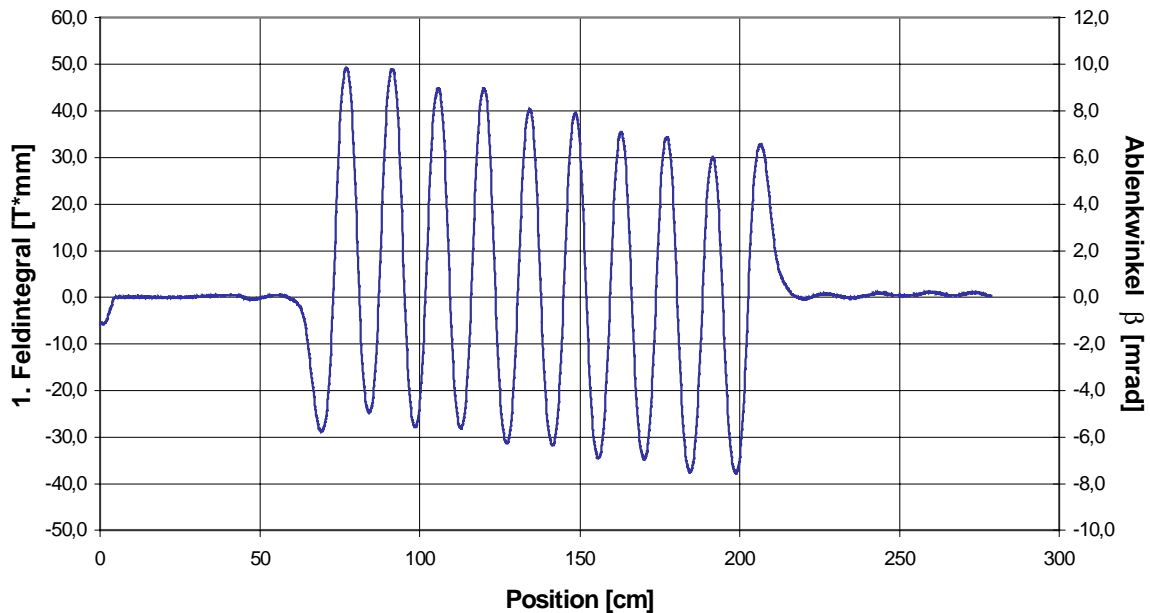


Abbildung 2.6: Erstes Feldintegral des symmetrischen Modes mit den Stromwerten $I_1 = 170 \text{ A}$, $I_2 = 0 \text{ A}$ und $I_3 = -181.5 \text{ A}$.

Relevant für den Abgleich des ersten Feldintegrals ist der Verlauf der Kurve am Ende des Kurvenzuges. Hier tritt typischerweise bei der „Pulsed-Wire-Messung“ eine Restwelligkeit von etwa 1 % vom maximalen Wert des Feldintegrals auf. Dies ist vermutlich auf Reflexionen des Signals an Störstellen im Draht zurückzuführen [10]. Eine genauere Messung des Feldintegrals für die gesamte Magnetstruktur läßt sich mit Hilfe eines Periodenpulses (Pulsdauer $\Delta t = 0.65 \text{ ms}$ für das symmetrische Feld) durchführen, dessen Größenordnung durch die Periodenlänge des Magnetfeldes vorgegeben wird. Da die Korrekturspulen, gebildet durch den ersten und letzten Pol und Bestandteil des dritten Stromkreises, für den asymmetrischen Mode optimierend ausgelegt wurden, ergibt sich bei gleichen Strömen im ersten und dritten Kreis kein vollständig abgeglichenes Feld. Zum Minimieren des ersten Feldintegrals muß der dritte Kreis generell höher bestromt werden. Das resultierende Feld entspricht daher dem eines symmetrischen Wigglers mit überlagertem Dipolfeld, welches zu einer Neigung des Kurvenzuges führt. Der Abgleich liefert einen Integralwert von $-0.4 \text{ T} \cdot \text{mm}$ bei voller Erregung des Magneten. Dies entspricht bei einer Strahlenergie von $E = 1.5 \text{ GeV}$ einem Ablenkwinkel von [16]:

$$\beta \text{ [mrad]} = \frac{0.2998}{E} |I_1(s)| \text{ [T} \cdot \text{mm]} = 0.08 \text{ [mrad]} . \quad (2.2)$$

Aus dem Signal des ersten Feldintegrals lassen sich durch numerische Differentiation die Werte des Magnetfeldes berechnen. Allerdings ist die damit erreichbare Genauigkeit nicht mit einer direkten Bestimmung des Feldes durch z.B. eine Hallsondenmessung vergleichbar. Durch die Differentiation wird das Rauschen stark angehoben und kleine Störungen wie die Reflexion am Ende des Signals machen sich bemerkbar. Zusätzlich befindet sich die Kennlinie der Photo-Diode im nichtlinearen Bereich. Aufgrund dessen wird das reale Feld im Vergleich zum berechneten verfälscht. Um den gesamten Fehler nicht auf die Größenordnung von einigen Prozent anwachsen zu lassen, muß die Kalibration besonders sorgfältig ausgeführt werden.

Als Kriterium für die symmetrische Betriebsart stand das mögliche Spitzenfeld bzw. der erreichbare K-Wert im Vordergrund. Eine obere Grenze wurde durch die Quench-Sicherheit des Magnetbetriebes gesetzt. Es ergibt sich in der symmetrischen Betriebsart eine maximale magnetische Induktion von 2.79 Tesla, die in der Abbildung 2.7 dargestellt ist.

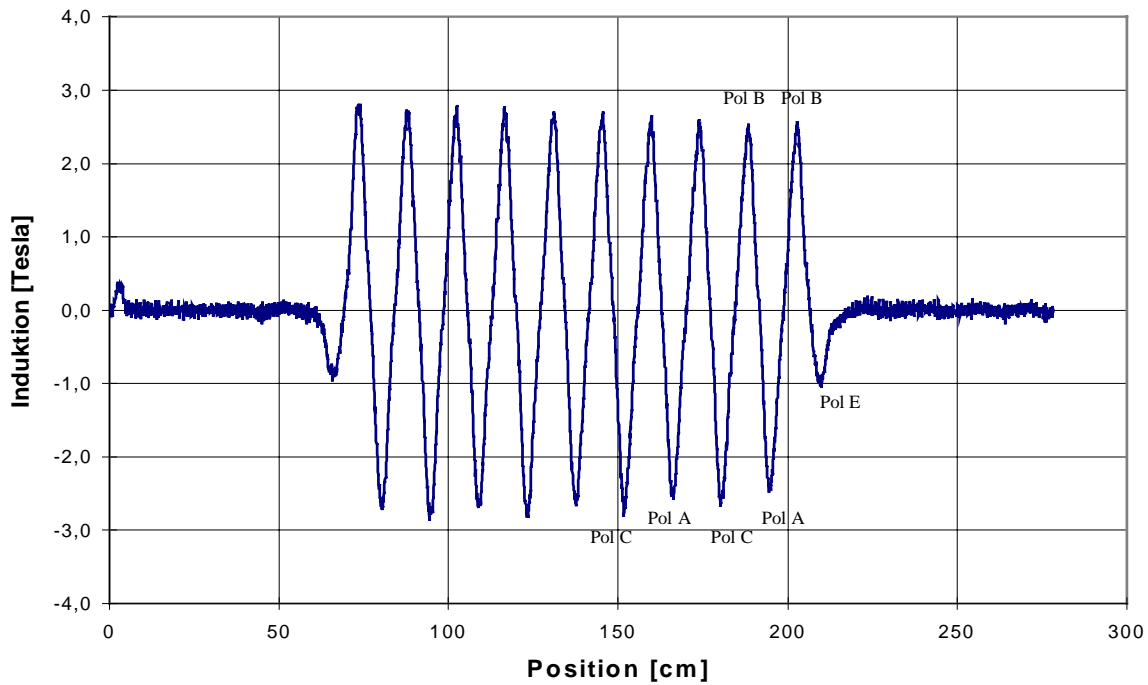


Abbildung 2.7: Feldverlauf im symmetrischen Betriebsmode mit einer maximalen, gemittelten Stärke von $B_{max} = 2.79 \text{ T}$; die eingezeichneten Pole beziehen sich auf die Spulenkonfiguration aus Bild 2.5 und sind entsprechend fortzuführen.

Das zweite Feldintegral wurde mit einem Stufenpuls vermessen. Der Verlauf für die symmetrische Betriebsart ist in der Abbildung 2.8 zu sehen. Das Feldintegral beschreibt die Trajektorie des Elektronenstrahls innerhalb des Wigglers. Man erkennt eine der normalen Wigglebewegung überlagerte Kreisbahn, die eine Konsequenz der leicht unterschiedlichen Ströme im ersten und dritten Kreis ist. Der Wert für das zweite Feldintegral liegt bei $-700 \text{ T}\cdot\text{mm}^2$. Dies entspricht bei einer Strahlenergie von 1.5 GeV einer Ablage von [16]:

$$d [\text{mm}] = \frac{2.998 \cdot 10^{-4}}{E} |I_2(\text{s})| [\text{T} \cdot \text{mm}^2] = 0.14 [\text{mm}] . \quad (2.3)$$

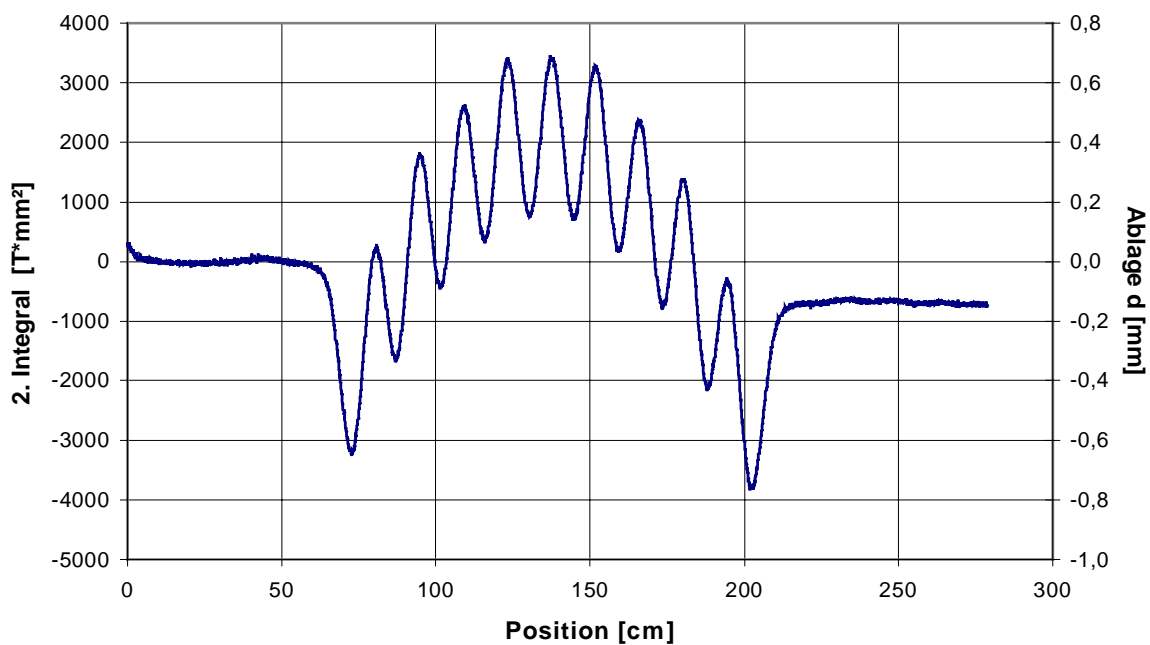


Abbildung 2.8: Verlauf des zweiten Feldintegrals.

2.3.2 Asymmetrischer Betriebsmode

In Analogie zur symmetrischen Feldkonfiguration kamen auch hier alle drei Pulsformen zum Einsatz. Zur Messung des ersten Feldintegrals wurde wieder ein Rechteckpuls mit einer Pulsdauer von $\Delta t = 20 \mu\text{s}$ verwendet. Abbildung 2.9 stellt den Verlauf des ersten Feldintegrals dar.

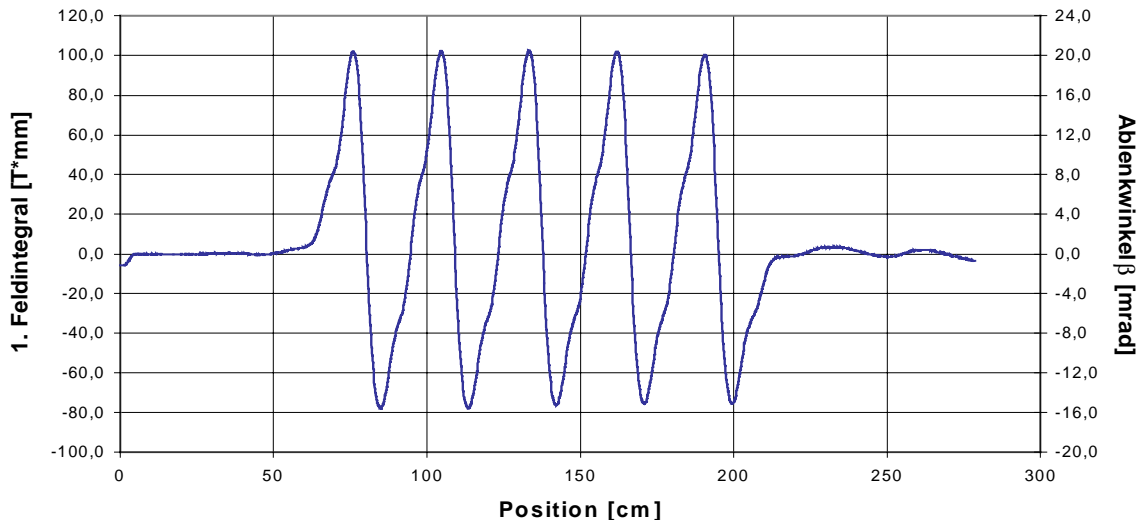


Abbildung 2.9: Signal des ersten Feldintegrals im asymmetrischen Mode.

Einen Arbeitspunkt, der zum einen den sicheren Betrieb bei möglichst hohem Magnetfeld erlaubt, zum anderen eine hohe Asymmetrie bei abgeglichenem Feldintegral aufweist, bietet die Einstellung $I_1 = 99 \text{ A}$, $I_2 = 184 \text{ A}$ und $I_3 = 100 \text{ A}$ für die drei Stromkreise. Einen Feinabgleich erzielt man mittels Variation des dritten Stromkreises. Durch die Verwendung eines Perioden-Rechteckpulses ($\Delta t = 1.3 \text{ ms}$ für den asymmetrischen Fall; dies ist doppelt so lang wie im symmetrischen Mode aufgrund der doppelten Periodenlänge) ist eine genauere Überprüfung möglich. Das erste Feldintegral ist auf einen Wert von $\leq 1.6 \text{ T}\cdot\text{mm}$ abgeglichen. Daraus läßt sich der Ablenkwinkel berechnen zu: $\beta \leq 0.32 \text{ mrad}$.

Es ergibt sich durch Differentiation des ersten Feldintegrals eine maximale, gemittelte Flußdichte von 5.3 Tesla. Den Verlauf beschreibt Abbildung 2.10.

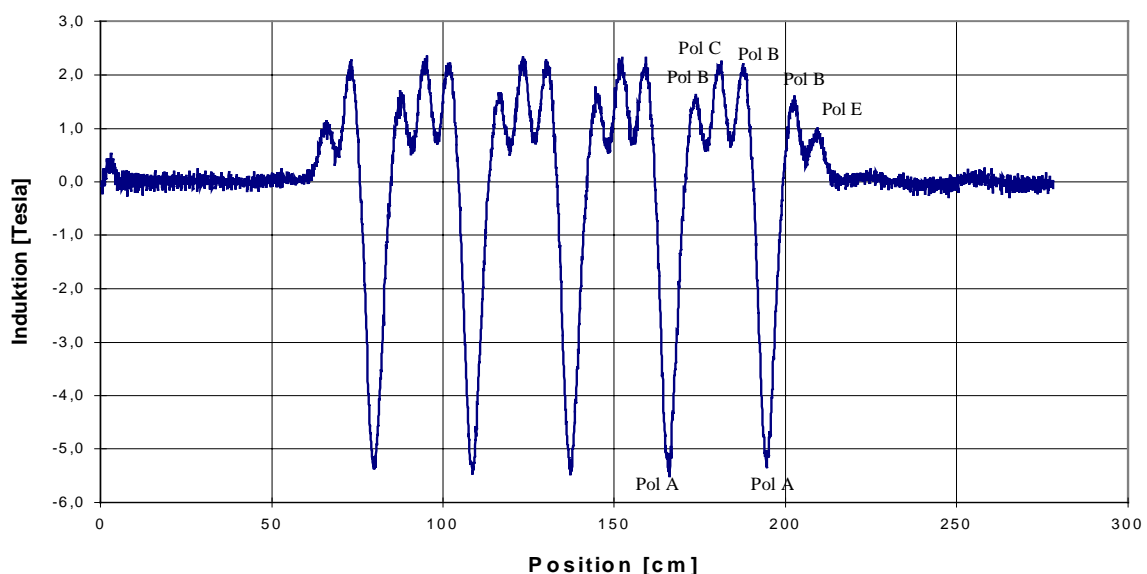


Abbildung 2.10: Magnetfeld des asymmetrischen Modes für die Ströme $I_1 = 99 \text{ A}$, $I_2 = 184 \text{ A}$ und $I_3 = 100 \text{ A}$ in den jeweiligen Kreisen; die exemplarisch eingetragenen Magnetpole aus der Spulenkonfiguration (Bild 2.5) sind entsprechend fortzuführen.

Bei näherer Betrachtung der Abbildung 2.10 fällt auf, daß jeweils der auf den Hauptpol A folgende kleine Pol B ein magnetisch kleineres Feld erzeugt als der magnetisch identische, vor dem Hauptpol angeordnete, kleine Pol B. Das liegt daran, daß die beiden Nebenseiten im Signal des ersten Feldintegrals in unterschiedlichen Bereichen der Kennlinie liegen, die lokal verschiedene Gradienten für identische Feldwerte besitzt. Bei der numerischen Differentiation des Signals erhält man somit unterschiedliche Werte für die Magnetfeldstärken.

Im Vergleich zur maximalen Induktion von über 5 Tesla liegen die Werte der Nebenseiten deutlich unter 2.5 Tesla, d.h. der Asymmetriefaktor ist größer als zwei.

Zur Messung des zweiten Integrals wird wieder ein Stufenpuls verwendet. Der Wert des Integrals beträgt $1310 \text{ T}\cdot\text{mm}^2$. Abbildung 2.11 zeigt den Verlauf des zweiten Feldintegrals. Die Ablage errechnet sich daraus zu $d = 0.26 \text{ mm}$ für eine Strahlenergie von $E = 1.5 \text{ GeV}$.

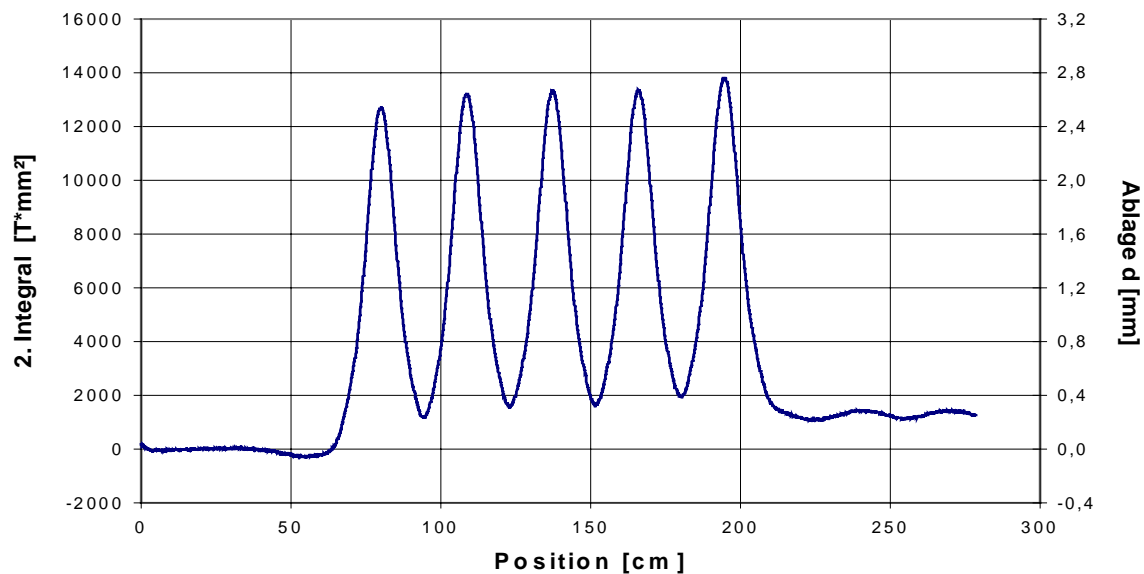


Abbildung 2.11: Signal des zweiten Feldintegrals im asymmetrischen Mode.

Die leichte Steigung im Kurvenlauf ist dadurch bedingt, daß das zweite Feldintegral trotz Abgleich des ersten Integrals nicht vollständig kompensiert werden konnte.

Die nachfolgende Tabelle zeigt eine Übersicht der wichtigsten Daten:

Parameter	Symmetrischer Wigglermode	Asymmetrischer Betriebsmode
Maximales Magnetfeld	2.79 T	5.3 T
Anzahl der Stromkreise bzw. Dauerstromschalter	3	
Strom pro Leiter	$I_1 = 170 \text{ A}$ $I_2 = 0 \text{ A}$ $I_3 = -181 \text{ A}$	$I_1 = 99 \text{ A}$ $I_2 = 184 \text{ A}$ $I_3 = 100 \text{ A}$
Nachladeintervall im Dauerstrombetrieb	6 h	
1. Feldintegral	$-0.4 \text{ T}\cdot\text{mm}$	$1.6 \text{ T}\cdot\text{mm}$
2. Feldintegral	$-700 \text{ T}\cdot\text{mm}^2$	$1310 \text{ T}\cdot\text{mm}^2$

Tabelle 2.2: Integralwerte für die beiden Wigglermoden und die benötigten Ströme zur Aufregung des Magneten [10].

2.4 Synchrotronstrahlungseigenschaften

Zu herkömmlichen Strahlungsquellen in einem Speicherring gehören Dipole, Undulatoren und Wiggler. Allen gemeinsam ist, daß sie Elektronen durch magnetische Kräfte auf gekrümmte Bahnen zwingen und sie somit veranlassen, Synchrotronstrahlung mit einem natürlichen Strahlungskegel ($\sim 1/\gamma$)¹⁵ zu emittieren. So entsteht beispielsweise die Strahlung in einem Undulator durch kohärente, d.h. phasenstarre Überlagerung der einzelnen Strahlungskegel aufgrund der nur schwach gekrümmten Elektronentrajektorie. Diese Interferenz führt zu einem stärker gebündelten Strahl mit einem linienartigen Spektrum. Im Gegensatz dazu besitzen Wiggler ein stärkeres Magnetfeld, so daß der Krümmungsradius der Teilchentrajektorie größer ist. Deshalb ist der (natürliche) Emissionskegel kleiner als der Ablenkwinkel der Elektronenbahn. Ein Überlappen der einzelnen Strahlungskegel ist kaum mehr möglich; Interferenzeffekte sind also von untergeordneter Bedeutung und die Intensitäten der einzelnen Halbperioden addieren sich lediglich inkohärent wie bei vielen hintereinander angeordneten Dipolen. Die Einhüllende der spektralen Verteilung besitzt folglich die Form eines Kontinuums ähnlich der eines Ablenkmagneten.

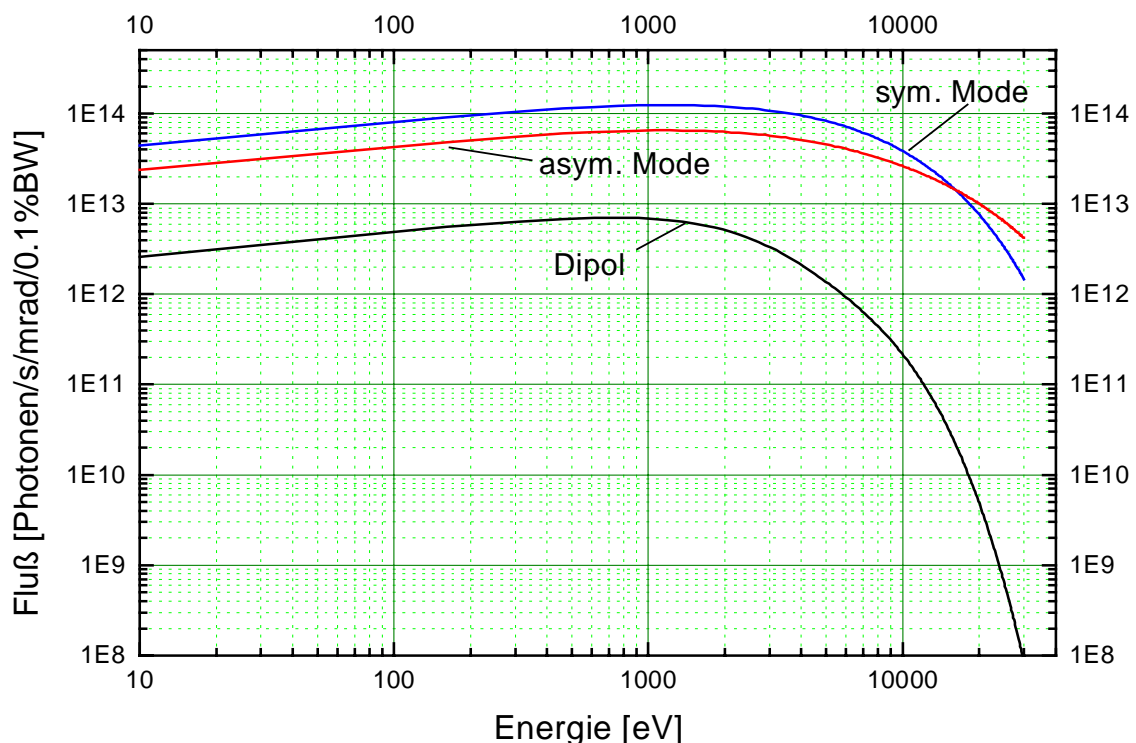


Abbildung 2.12: Der zu erwartende Photonensfluß für die einzelnen Betriebsmoden wurde in einem doppeltlogarithmischen Diagramm gegen die Photonenergie aufgetragen. Zum Vergleich ist hier ebenfalls der Photonensfluß eines 1.5 Tesla Dipolmagneten ersichtlich. Alle Werte gelten für eine Speicherringenergie von 1.5 GeV und einen mittleren Strom von 200 mA.

Das Strahlungsspektrum des Wiggler für den symmetrischen und den asymmetrischen Mode ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Die Berechnungen wurden mit dem Programm *SHADOW* [17] durchgeführt. Zum Vergleich ist der Photonensfluß¹⁶ eines 1.5 T Dipol aufgetragen. Diese Daten

¹⁵ $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$, v = Teilchengeschwindigkeit, c = Lichtgeschwindigkeit .

¹⁶ Die spektrale Flußdichte (Kurzform: Fluß) ist die Anzahl der Photonen, die pro Sekunde von der Quelle pro Raumwinkel in einem spektralen Intervall gegebener Bandbreite durch eine vorgegebene Blende tritt.

entstammen dem Programm *Spotlight* [18]. Der aufgetragene Photonenfluß gilt für einen spezifizierten Strahlstrom von 200 mA. Integriert wurde über einen vertikalen Winkel von ± 12 mrad, außerhalb dem keine Strahlung mehr zu verzeichnen ist. Das Spektrum wurde horizontal nicht integriert, d.h. die Werte gelten für einen Beobachtungswinkel $\theta = 0^\circ$, wie er in der mittleren der drei anschließenden Beamlines vorliegt. Die Berechnungen zeigen, daß zum einen der Photonenfluß in beiden Betriebsmoden im gesamten Energiebereich, den ein Dipol abdeckt, um mindestens eine Größenordnung intensiver ist, zum anderen sich nun das Spektrum bis zum harten Röntgenbereich weit oberhalb von 10 keV verschiebt. Deshalb bietet ein Wiggler einen vergrößerten spektralen Bereich mit einer Verstärkung der Strahlungsbrillanz¹⁷ im Vergleich zum Dipol. Dadurch werden erst Experimente wie z.B. energiedispersive Beugung und Topographie möglich. Informationen zu den an DELTA geplanten Versuchen sind dem Literaturhinweis [19] zu entnehmen.

Für Wiggler und Dipole wird das Spektrum durch die kritische Energie ϵ_c charakterisiert [20]:

$$\begin{aligned}\epsilon_c [\text{keV}] &= 2.22 \cdot E^3 [\text{GeV}^3] / \rho [\text{m}] \\ &= 0.67 \cdot E^2 [\text{GeV}^2] \cdot B [\text{T}],\end{aligned}\tag{2.4}$$

wobei B für das magnetische Feld, E für die Strahlenergie und ρ für den Krümmungsradius der Elektronenbahn steht. Die kritische Energie teilt die Fläche unter der Einhüllenden (siehe Abbildung 2.12) in zwei Teile gleicher Leistung, so daß sie als Maß zur Bewertung der Strahlungseigenschaften dienen kann. Je größer der Wert für die kritische Energie, desto höher die Intensität der Strahlung bei größeren Photonenenergien. Die entsprechende kritische Wellenlänge λ_c ergibt sich daraus zu [21]:

$$\begin{aligned}\lambda_c [\text{\AA}] &= 12.40 / \epsilon_c [\text{keV}] \\ &= 18.64 \cdot B^{-1} [\text{T}^{-1}] \cdot E^{-2} [\text{GeV}^{-2}].\end{aligned}\tag{2.5}$$

Die vertikal integrierte Gesamtleistung der Synchrotronstrahlung eines Magneten entlang der Strahlachse – vorausgesetzt, die Abweichung der Trajektorie ist größer als der Strahldurchmesser – ist durch nachfolgende Formel gegeben [20]:

$$P [\text{W/mrad}] = 4.22 \cdot E^3 \cdot B \cdot I \cdot N,\tag{2.6}$$

mit E = Speicherringenergie in [GeV],
 B = maximales Magnetfeld in [T],
 I = Strahlstrom in [A],
 N = Anzahl der Magnetpole (N=1 für Dipol und (hier) N=21 für SAW) .

Die abgegebene Leistung mittels Synchrotronstrahlung ist folglich proportional zum Magnetfeld und zu der Anzahl der Magnetpole.

Die berechneten Werte für den an DELTA eingebauten Dipol und die beiden Wigglermoden finden sich zusammengefaßt in Tabelle 2.3.

Die an DELTA eingebauten Dipole liefern ein kontinuierliches Spektrum mit einer charakteristischen Wellenlänge von 5.49 Å. Die Strahlung ist in der Bezugsebene – das ist die Ebene, in der der Orbit des Elektronenstrahls liegt – vollständig linear polarisiert. Außerhalb dieser besitzt sie eine vertikale Komponente, deren Phase mit der horizontalen Polarisationskomponente korreliert ist. Dies resultiert in einer elliptisch polarisierten Strahlung mit gegensätzlichen Helizitäten ober- und unterhalb der Bezugsebene. Mit wachsendem vertikalen Winkel nimmt zwar dieser Polarisationsgrad zu, die Strahlung verliert aber schnell an Intensität. Den Ausweg bildet nun ein Wiggler. Wird er als sogenannter Standard-Sinus-Wiggler betrieben

¹⁷ Die spektrale Brillanz wird definiert als die Photonendichte im sechsdimensionalen Phasenraum $(x, x', y, y', \hbar\omega, t)$.

(symmetrischen Mode), so kann das Spektrum als eine inkohärente Superposition von vielen kurzen Dipolmagneten mit alternierender Polarität angesehen werden. Dabei ist die Strahlung in der Bezugsebene ebenfalls wie die eines Ablenkmagneten linear polarisiert. Da sich aber die in der transversalen Ebene befindenden elektrischen Feldvektoren der emittierten elektromagnetischen Felder für gleichstarke Dipole unterschiedlicher Polarität gerade aufheben, ist die Wigglerstrahlung auch für alle anderen vertikalen Winkel linear polarisiert. Anders verhält es sich bei einem Wiggler mit asymmetrischem Magnetfeld. Durch unterschiedliche Pollängen und Feldstärken je Pol, bezogen auf eine Periode, wird eine asymmetrische Trajektorie generiert. Die Feldvektoren der emittierten Strahlung mitteln sich nun nicht mehr heraus, was zu einer bevorzugten Schwingungsrichtung mit sich drehendem magnetischem Feldvektor führt. Demzufolge ist die Strahlung außerhalb der Bezugsebene zu einem großen Teil zirkular polarisiert und besitzt zudem durch die Sequenz von vielen hintereinander gereihten Dipolen eine wesentlich größere Intensität, als ein einzelner Ablenkmagnet erzeugen kann.

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die strahlungsspezifischen Daten des SAW im Vergleich zu den hier bei DELTA eingesetzten Dipolen. Dabei wird die maximale Speicherringenergie $E = 1.5 \text{ GeV}$ bei einem Strahlstrom $I = 200 \text{ mA}$ als Grundlage der Berechnungen gewählt.

Parameter	Dipol	Wiggler (sym. Mode)	Wiggler (asym. Mode)
Magnetfeld [T]	1.51	2.79	5.30
Horizontaler Öffnungswinkel θ der Strahlung [mrad]		± 13	± 25
Kritische Energie ε_C [keV]	2.26	4.18	7.93
Kritische Wellenlänge λ_C [Å]	5.49	2.97	1.56
Leistung P [W/mrad]	4.30	166.89	317.04
Vertikal integrierter Photonenfluß für ε_C [Photonen/s/mrad/0.1%BW]	$4.61 \cdot 10^{12}$	$6.86 \cdot 10^{13}$	$2.16 \cdot 10^{13}$
Art der Strahlung (off-plane)	elliptisch polarisierte Strahlung	linear polarisiert; hohe Intensität	großer Anteil an zirkularer Polarisation bei hoher Intensität

Tabelle 2.3: Vergleich der spektralen Eigenschaften von Dipol und SAW.

2.5 Einfluß des Wigglers auf den Speicherring

Durch die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Wiggler gibt der Elektronenbunch einen Teil seiner Energie in Form von Synchrotronstrahlung ab. Darüber hinaus nimmt ein Wiggler vielfältigen Einfluß auf bestehende Speicherringoptiken und auf das Zusammenspiel mit anderen eingebauten Elementen, sogenannten „Insertion Devices“.

So besitzt das magnetische Feld eines Wigglers fokussierende Eigenschaften. In erster Linie treten vertikal fokussierende Kräfte auf, wenn die Elektronen eine vertikale Ablage vom Sollorbit besitzen und die nicht homogene Feldverteilung insbesondere zwischen den Magnetpolen durchqueren. Die danach benannte „Kantenfokussierung“ [22] wirkt sich auf die Modulation der vertikalen Betafunktion aus und damit gekoppelt, bewirkt sie eine Vergrößerung des vertikalen Arbeitspunktes (Q_y -Wert) [23]:

$$\Delta Q_y = 3.58 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{B[\text{T}]}{E[\text{GeV}]} \right)^2 \cdot L[\text{m}] \cdot \langle \beta_y[\text{m}] \rangle, \quad (2.7)$$

mit den Bezeichnungen: B = Magnetfeldstärke,
 E = Elektronenenergie,
 L = Länge der Magnetstruktur (hier: 1.44 m),
 $\langle \beta_y \rangle$ = über die Länge des Wigglers gemittelte Betafunktion.

Wie man leicht erkennt, ist die Verschiebung des Arbeitspunktes nicht linear, sondern zum Quadrat der Magnetfeldstärke proportional und umgekehrt proportional zur Elektronenenergie. Aufgrund von Nichtlinearitäten im Magnetfeldverlauf tritt ebenfalls eine marginale Verschiebung des horizontalen Q_x -Wertes auf, die aber so klein ist, daß sie vernachlässigt werden kann.

Für den an DELTA konzipierten Wiggler und bei der zur Zeit gängigen Optikversion DEL-006 mit $\langle \beta_y \rangle = 13.4$ m können die theoretisch berechneten Q -Wert-Verschiebungen der nachfolgenden Tabelle entnommen werden:

Wigglermode	ΔQ_y
Sym. Mode	0.239
Asym. Mode	0.862

Tabelle 2.4: Vertikale Q -Wert-Verschiebungen durch den SAW bei der DEL-006-Optik.

Motivation für diese Arbeit ist die Konzeption einer neuen Optik, die bei unterschiedlichen Erregungsstufen des Wigglers die Konformität der Arbeitspunkte weit entfernt von Resonanzlinien gewährleistet.

Einhergehend mit der großen Energieabgabe des Elektronenstrahls durch Synchrotronstrahlung innerhalb des Wigglers ist eine Erhöhung der Energieunschärfe und damit verbunden eine Vergrößerung der Emittanz. Beide werden bestimmt durch die Balance zwischen Anregung von Betatronschwingungen aufgrund der Aussendung von Photonen einerseits und Dämpfung aufgrund des Energieverlustes bei demselben Vorgang andererseits. Energiebreite und Emittanz eines gespeicherten Elektronenstrahls können mit Hilfe der Synchrotronstrahlungsintegrale (siehe Anhang B) berechnet werden [13]:

$$\text{Energieunschärfe: } \sigma_E^2 = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{I_3}{2I_2 + I_4}, \quad (2.8)$$

$$\text{Emittanz: } \varepsilon = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{I_5}{I_2 - I_4}, \quad (2.9)$$

mit \hbar = Plancksches Wirkungsquantum / 2π ,
 m = Ruhemasse des Elektrons,
 c = Lichtgeschwindigkeit,
 E = Elektronenenergie,
 I_2, I_3, I_4, I_5 = SR-Integrale .

Der Wiggler liefert zusätzliche Beiträge zu diesen Integralen und wirkt sich somit auf beide Strahleigenschaften aus [24]. Diese zusätzlichen Terme sind im Anhang B beschrieben.

Der Einfluß des supraleitenden Wigglermagneten auf die Energiebreite und die Emittanz läßt sich in der nachfolgenden Tabelle ablesen:

Wigglermode	$\Delta \sigma_\varepsilon^2$	$\Delta \varepsilon$
Sym. Mode	$+1.67 \cdot 10^{-5} \triangleq +4\%$	$+5.42 \cdot 10^{-10} \triangleq +6\%$
Asym. Mode	$+7.62 \cdot 10^{-5} \triangleq +16\%$	$+3.13 \cdot 10^{-9} \triangleq +34\%$

Tabelle 2.5: Veränderung der Energiebreite und der Emittanz bei Einbau des SAW in die DEL-006-Optik.

Um die aus der Vergrößerung der Energiebreite aufgrund des Energieverlustes resultierende Verringerung der Strahllebensdauer auszugleichen, ist eine Erhöhung der Hochfrequenzleistung unerlässlich. Ebenso muß eine entsprechende Phasenfokussierung durch die HF-Leistung der Strahlaufweitung, d.h. der Vergrößerung der Emittanz, entgegenwirken. Da die Anregung von Betatronschwingungen quadratisch von der lokalen Abweichung vom Sollorbit abhängt und um dementsprechend die Auswirkungen auf die Emittanz so gering wie möglich zu halten, ist es von Vorteil, den Wiggler an einer Stelle mit geringer Dispersion bzw. in einem achromatischen (d.h. $D_x = 0$, $D'_x = 0$) Teilstück des Speicherringes einzubauen. Eine kleine Emittanz ist zudem wünschenswert, da sie die Brillanz des Photonenstrahls erhöht, was für viele Experimente erforderlich ist [25].

Ein weiterer Aspekt für den Einfluß eines Wigglers auf den Speicherringbetrieb liegt in der Reduzierung der mechanischen Apertur. Die Kammerhöhe im Wiggler wird sehr klein gewählt, um die Stärke des Magnetfeldes am Ort der Teilchenbahn zu maximieren. Demzufolge kann trotz guter Strahlfokussierung und Orbit-Kontrolle eine Verkürzung der Strahllebensdauer eintreten, da die durch Synchrotronstrahlung angeregten Schwingungen und Bahnabweichungen schneller zu einem Verlust der Teilchen an der Strahlkammer führen können. Die resultierende lokale Erwärmung führt zu einem schnelleren Ausgasen von Molekülen aus der Kammerwand und einem sich verschlechternden Vakuumdruck. Dadurch wird der in einer Beschleunigeranlage typische Effekt der Streuung von Elektronen an Restgasmolekülen noch verstärkt. Durch die kleine Gaphöhe wird zudem der Effekt der induzierten Spiegelladung begünstigt, die zu Instabilitäten führen kann [11].

Um die Auswirkungen zu minimieren, können schon in der Konstruktion eines Wigglers Vorkehrungen getroffen werden. So sollte eine Symmetrie der Feldverteilung durch die Wahl einer ungeraden Anzahl an Magnetpolen bestehen, wobei die Symmetrieachse senkrecht zur Teilchentrajektorie im Mittelpunkt des Magneten verläuft. Dadurch wird ein vertikaler Versatz der Teilchenbahn vermieden [26]. Eine horizontale Abweichung des Orbits kann durch das Verschwinden des ersten Feldintegrals ausgeschlossen werden. Dieses wird durch zwei Korrekturspulen mit halber Feldstärke am Anfang und Ende des Wigglers sichergestellt – auch als *1/2–1/2-Anpassung* bezeichnet.

Dennoch kann nie verhindert werden, daß kleinste Ungenauigkeiten in der Fertigung eines Magneten auftreten, die zu einer Abweichung des realen vom idealen Magnetfeldverlauf führen. Die auch dadurch möglichen Störungen vom geschlossenen Orbit können nur durch Variation von Quadrupolstärken bzw. zusätzlichen Korrekturspulen im Speicherring behoben werden. Neben diesen *zufälligen* Fehlern besitzt jeder Magnet noch höhere Multipolanteile, die eine unvermeidbare Konsequenz der magnetischen Randfelder sind. Unerlässlich ist somit eine gute Kontrolle über den Verlauf der tatsächlichen Teilchenbahn mittels Monitoren.

Ein anderer Nebeneffekt kann im Zusammenspiel mit einem – wie hier an DELTA existierenden – Free-Electron-Laser (FEL) auftreten. Ein FEL würde optimal bei einer definierten Energieschärfe arbeiten, verschlechtert aber im eigenen Betrieb dieselbe durch die Wechselwirkung des Laserfeldes mit dem Elektronenstrahl. Ein nach *Renieri* [27] aufgestelltes Kriterium besagt, daß die im Gleichgewicht abgestrahlte FEL-Leistung proportional zu der insgesamt durch Synchrotronstrahlung abgegebenen Leistung ist. Ein Wiggler erhöht zusätzlich die Aussendung von Photonen, arbeitet demzufolge auch als Dämpfungswiggler – sofern an einer Stelle mit verschwindender Dispersion eingesetzt – und verstärkt somit wiederum die mittlere Leistung des FEL.

Kapitel 3

Strahloptik eines Wigglers

Zur Integration des supraleitenden Wigglers in das jeweilige Eingabefile der Optikprogramme *MAD* und *Optik* [28] wird dieser unter Verwendung des Rechteck-Modells dargestellt und im Hinblick auf seine beiden Betriebszustände simuliert. Die dafür notwendigen Grundlagen werden in diesem Kapitel erarbeitet. Abschließend wird ein Vergleich zum tatsächlich vermessenen Wigglermagnetfeld gezogen. Der erste Teil dieses Kapitels folgt in vielen Punkten der Referenz [29].

3.1 Vergleich der verschiedenen Randfeldmodelle

Ein Teilchenstrahl kennzeichnet sich hauptsächlich durch eine kleine räumliche Ausdehnung im Vergleich zu der Ablenkung in einer Magnetstruktur, eine geringe Winkeldivergenz sowie eine geringe Energieabweichung aus. Sind diese drei Bedingungen erfüllt, so kann die Teilchenbewegung durch die Hillschen Differentialgleichungen (1.11), d.h. Bewegungsgleichungen erster Ordnung, und einen in Kapitel 1.4 erläuterten Matrizenformalismus zur Berechnung strahloptischer Größen und Trajektorien beschrieben werden [30]. Zur Vereinfachung wird dabei angenommen, daß der Feldverlauf im Inneren eines Magneten konstant ist und außerhalb sofort auf Null abfällt (sogenanntes Hard-Edge- oder Sharp-Cutoff-Modell; siehe dazu Abbildung 3.1) [31]. Das reale Magnetfeld weist im Bereich zwischen den Polschuhen eines Magneten zwar einen gewissen Bereich auf, in dem es annähernd konstant ist; zu den Rändern hingegen nimmt es stetig ab und ragt zudem über die tatsächliche Länge des Magneten hinaus. Der gesamte Magnet mitsamt seinen so bezeichneten Randfeldern wird deshalb nur unzulänglich durch das Hard-Edge-Modell charakterisiert. Bei einem Wechsel vom Sharp-Cutoff-Modell zu einem Feldverlauf mit endlichen Randfeldern besteht z.B. in der horizontalen Teilchentrajektorie eines Dipolmagneten zwar kein Unterschied, da die „Kantenfokussierung“ in dieser Ebene lediglich ein geometrischer Effekt ist. Dieser wird durch den Eintrittswinkel des Elektronenstrahls in das Magnetfeld verursacht. Die Teilchenbahn innerhalb des Magneten ist somit nur um eine kleine Ablage¹⁸ Δx horizontal versetzt. Die räumliche Ausdehnung des Magnetfeldes in der vertikalen Ebene bewirkt jedoch eine abweichende Fokussierung in beiden Modellen. Aufgrund der unterschiedlichen Flächen unter den beiden Modellkurven in der linken Grafik der Abbildung 3.1 und den verschiedenen Magnetfeldlängen differieren die daraus resultierenden Ablenkwinkel. Dies bedeutet, daß das Randfeldmodell einen größeren Ablenkwinkel beschreibt. Folglich ist auch die integrierte Fokussierungsstärke $1/f_y \sim \int B_y^2 ds$ größer.

¹⁸ Die Ablage Δx der unterschiedlichen Trajektorien innerhalb des Magneten liegt in der Größenordnung von wenigen Millimetern. Außerhalb des Dipols sind die Teilchenbahnen kongruent [32].

Ziel ist es nun, ein Näherungsverfahren zu bestimmen, bei dem sowohl der Ablenkwinkel als auch die integrierte Fokussierungsstärke übereinstimmen. Dabei approximiert man das gesamte Magnetfeld und ebenso das Randfeld durch eine Treppenfunktion mit der lokalen Feldstärke als Höhe des Rechtecks. Die jeweilige Stufenlänge kann dabei hinreichend klein gewählt werden, so daß die Beschreibung eines jeglichen Feldverlaufes durch das Rechteck-Modell beliebig genau ist. Durch Matrizenmultiplikation der entsprechenden Transfermatrizen jeder Stufe erhält man die Transfermatrix des gesamten Magneten. Diese wird, ist der Magnet beispielsweise ein Dipol, durch einen Rechteckmagneten ($M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Kante}}$) beschrieben. Durch die infolge des ansonsten enormen Rechenaufwandes auf eine endliche Größe begrenzte Anzahl dieser Transfermatrizen wird zwar an dieser Stelle wieder eine Näherung vorgenommen, die Matrizenmultiplikation kann dafür aber exakt durchgeführt werden und die Transformation der strahl optischen Parameter und der Teilchenbahn ist ausreichend genau.

Eine weitere Möglichkeit zur Charakterisierung von Feldverläufen ist die Beschreibung eines Magnetfeldes durch effektive Längen und Stärken. Dafür muß zunächst die Transformationsmatrix, z.B. durch die oben erläuterte Aufstellung mittels des Rechteck-Modells, bekannt sein. Daraus ableitend wird das reale Magnetfeld wieder durch ein Hard-Edge-Modell, diesmal aber mit einer (theoretischen) effektiven Länge und Stärke beschrieben. Dabei ist der Wert der effektiven Länge größer als der Abstand der Magnetpole. Folglich müssen die an den Magneten angrenzenden Driftstrecken angepaßt werden. Trotz dieses Umweges besitzt man mit dieser Darstellung eine größere Flexibilität, wenn durch Änderung der Magnetfeldstärke eher wenige effektive Parameter geändert werden müssen, als daß eine neue Transformationsmatrix aufgestellt werden muß. Der tatsächliche Rechenaufwand bei einer möglichen Variation der Magnetfeldstärke ist demzufolge geringer.

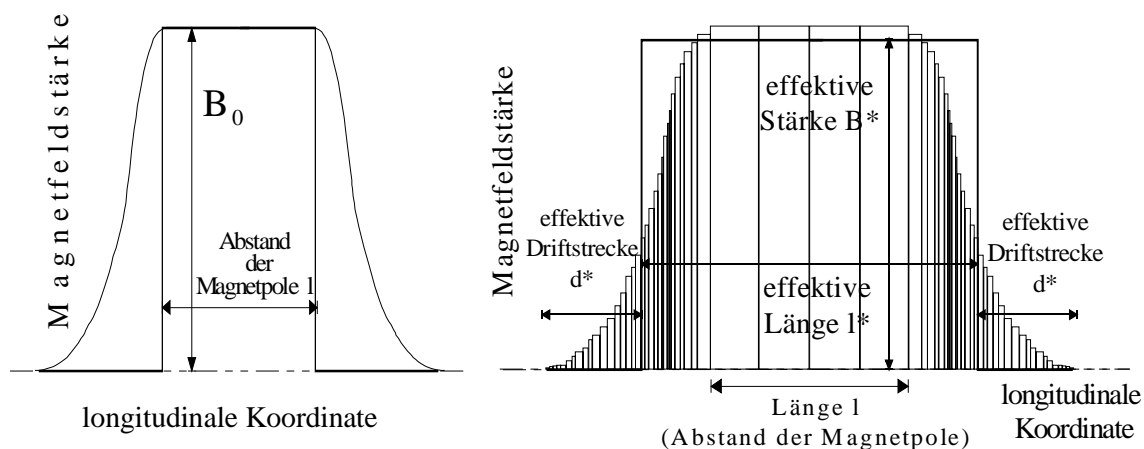


Abbildung 3.1: Die linke Grafik zeigt den großen Unterschied zwischen der Beschreibung eines Magnetfeldes mit dem dazugehörigen Hard-Edge-Modell anstatt der Charakterisierung mitsamt den Randfeldern. Für das Sharp-Cutoff-Modell wird dabei angenommen, daß der Magnet außerhalb seiner materiellen Grenzen keinerlei Magnetfeld besitzt.

Die rechte Abbildung zeigt den Vergleich von einem realen Magnetfeld, welches durch eine Treppenfunktion angenähert wird, mit der Beschreibung durch effektive Parameter. Die effektive Länge l^* ist durch die Berücksichtigung der Randfelder größer als die tatsächliche Länge l der Magnetpole. Deshalb müssen die Driftstrecken ebenfalls durch effektive Längenwerte angepaßt werden. Die Transformationsmatrix des gesamten Magneten ist für beide Darstellungen in der rechten Grafik identisch.

Eine graphische Darstellung der Berücksichtigung eines Magnetfeldes durch effektive Größen liefert die rechte Grafik in Abbildung 3.1. Hierin ist zu erkennen, daß diesmal bei einem Vergleich von Randfeldmodell und effektivem Hard-Edge-Modell die Flächen unter den Kurvenverläufen gleich sind, d.h. der resultierende Ablenkwinkel ist demzufolge auch gleich

groß. Trotzdem ist die integrierte Fokussierungsstärke für beide Modelle aufgrund $\int B_y^2 ds$ unterschiedlich. Das angenäherte Randfeldmodell ist diesmal in vertikaler Ebene schwächer fokussierend als bei der Beschreibung durch effektive Parameter [32].

Die Darstellung durch effektive Größen ist für beliebige Magnetgruppen (Dipole, Quadrupole, etc.) gültig. Im weiteren erfolgt die Beschränkung auf Dipolmagnete, da das Ziel die Simulation des supraleitenden Wigglers ist, der sich mittels dieser Magnetgruppe charakterisieren läßt. Höhere Multipole werden dabei nicht berücksichtigt.

3.2 Rechteck-Modell und effektive Parameter

Um die effektiven Parameter für einen bestimmten Magnetfeldverlauf herleiten zu können, muß zunächst die Transformationsmatrix bekannt sein. Der exakte Feldverlauf wird, wie oben beschrieben, durch eine Treppenfunktion angenähert und numerisch unter Zuhilfenahme der Multiplikation von Transfermatrizen der Rechteckmagnete berechnet. Aus Symmetriegründen reicht es meistens aus, die Hälfte eines Magnetfeldverlaufes zu betrachten. Die resultierende Matrix ist dann identisch mit der Matrix eines Dipols und einer um die Differenz von größerer effektiven zu realen Magnetlänge verminderten Driftstrecke:

$$\begin{pmatrix} A & B & 0 & 0 & D \\ A' & B' & 0 & 0 & D' \\ 0 & 0 & C & L & 0 \\ 0 & 0 & F & E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Drift}}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \chi & \rho_{\text{eff, horiz.}} \cdot \sin \chi & 0 & 0 & \rho_{\text{eff, horiz.}} (1 - \cos \chi) \\ \frac{\sin \chi}{\rho_{\text{eff, horiz.}}} & \cos \chi & 0 & 0 & \sin \chi \\ 0 & 0 & 1 & l_{\text{eff, vertikal}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan(\psi_{\text{eff, vertikal}})}{\rho_{\text{eff, horiz.}}} & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan(\psi_{\text{eff, vertikal}})}{\rho_{\text{eff, vertikal}}} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_{\text{eff, horiz.}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & d_{\text{eff, vertikal}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{mit } \chi = \frac{l_{\text{eff, horiz.}}}{2\rho_{\text{eff, horiz.}}} . \quad (3.1)$$

Daraus ergeben sich die effektiven Parameter zu:

$$\rho_{\text{eff, horiz.}} = \frac{D}{1 - \cos \chi}, \quad (3.2)$$

$$\psi_{\text{eff, horiz.}} = \arctan \left(\frac{A - \cos \chi}{\sin \chi} \right), \quad (3.3)$$

$$\psi_{\text{eff, vertikal}} = \arctan \left(\frac{1 - C}{\chi} \right), \quad (3.4)$$

$$d_{\text{eff, horiz.}} = \frac{1}{A} \cdot \left(B - \frac{D \cdot \sin \chi}{1 - \cos \chi} \right), \quad (3.5)$$

$$d_{\text{eff, vertikal}} = \frac{E - 1}{F}, \quad (3.6)$$

$$l_{\text{eff, vertikal}} = \frac{2 \cdot (C - 1)}{F}. \quad (3.7)$$

Es müssen sowohl für die horizontale als auch die vertikale Ebene unterschiedliche Größen eingeführt werden. Zum einen sind die linearen Bewegungsgleichungen zwischen beiden Ebenen entkoppelt, zum anderen ist die Fokussierung des Elektronenstrahls in beiden Ebenen aufgrund der in vertikaler Richtung wirkenden Kantenfokussierung unterschiedlich.

3.2.1 Effektive Parameter für den symmetrischen Wigglermode

Das ideale symmetrische Wigglerfeld läßt sich durch eine Sinusfunktion mit der Periodenlänge $\lambda_{\text{W, Sinus}} = 0.144 \text{ m}$ und einer maximalen Amplitude von 2.75 Tesla darstellen. Dabei ist zu beachten, daß die erste und letzte Spule des Magneten zum Generieren einer um die Mittelachse des Wigglers symmetrischen Elektronentrajektorie nur halb erregt sind.

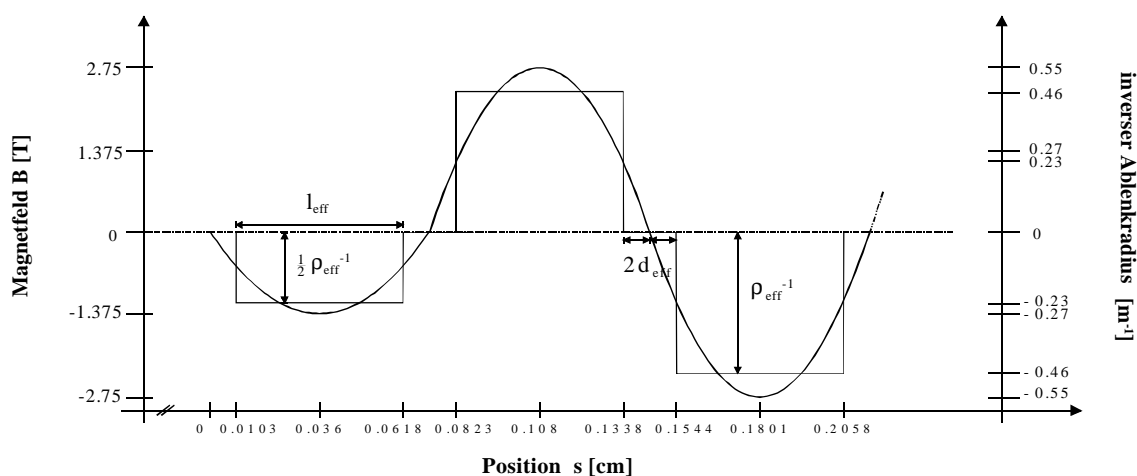


Abbildung 3.2: Beschreibung des Sinuswigglerfeldes mittels effektiver Stärken und Längen im Rechteck-Modell.

Dem in Abbildung 3.2 gezeigten Magnetfeldverlauf wird eine Treppenfunktion mit der Stufenlänge 1 mm angenähert. Jeder Stufe entspricht dann eine Transformationsmatrix eines rechteckförmigen Feldverlaufes, die dann wie in Gleichung (1.26) miteinander multipliziert werden müssen. Aus Symmetriegründen braucht jedoch nur eine Viertelperiode des Feldverlaufes betrachtet zu werden, die der Hälfte eines von einem Dipol erzeugten Magnetfeldes entspricht. Aus der daraus für diese Viertelperiode bestimmten Transformationsmatrix können dann die in Kapitel 3.1 beschriebenen effektiven Parameter aufgestellt werden. Die Berechnung der effektiven Größen erfolgt durch die Gleichungen (3.2) bis (3.7). Die effektive Länge $l_{\text{eff, horiz.}}$ berechnet sich aus Gleichung (3.1), wobei der Winkel ψ , um den die Stirnflächen des Rechteckmagneten im Vergleich zum Sektormagneten gedreht sind, aus technischen Gründen meistens dem halben Ablenkwinkel χ entspricht. Dabei ist zu beachten, daß das Vorzeichen des Winkels ψ nicht mehr zwangsläufig der Konvention folgt, die besagt, daß *der Übergang vom Sektor zum Rechteckmagneten einen positiven Drehwinkel erfordert* [1]. Dieses liegt daran, daß das Randfeld des Magnetfeldes in kleine Abschnitte mit jeweils eigenen Kanten zerlegt wird. Für die Übergänge zwischen den Kanten der einzelnen Dipolsegmente hängt nun das Vorzeichen

des Winkels ψ vom Ein- bzw. Austrittswinkel sowie vom Krümmungsradius der Teilchen-
trajektorie ab, so daß gegebenenfalls das gegensätzliche Vorzeichen in bezug auf die obige
Definition gewählt werden muß.

Für eine halbe Periode des symmetrischen Magnetfeldes sind die horizontalen und vertikalen
effektiven Parameter in Tabelle 3.1 aufgelistet. Da die Genauigkeitsanforderung an eine
Berechnung der horizontalen Dispersionsfunktion innerhalb des Wigglermagneten nicht
ausschlaggebend ist, sondern es vielmehr auf eine präzisere Berechnung des gesamten
Energieverlustes bzw. der Emittanz ankommt, reicht es aus, in den Optikdateien die gemittelten
effektiven Werte zu benutzen. Diese sind in der vierten Spalte der Tabelle zu finden. Ein
Vergleich des Winkels ψ_{eff} aus den Werten der horizontalen und vertikalen Ebene zeigt darüber
hinaus, wie unterschiedlich stark sich die (Kanten-) Fokussierung auswirkt.

Effektive Parameter	Horizontale Ebene	Vertikale Ebene	Gemittelte Werte
ρ_{eff}	2.0553 m	2.2921 m	2.1737 m
ψ_{eff}	0.7296 °	0.6325 °	0.6810 °
l_{eff}	0.0523 m	0.0506 m	0.0515 m
d_{eff}	0.0098 m	0.0107 m	0.0103 m

Tabelle 3.1: Werte der effektiven Größen für den symmetrischen Feldverlauf.

Die in der Tabelle 3.1 aufgeführten Werte gelten für ein Rechteck-Modell, das ein maximales
Feld von 2.75 Tesla beschreibt. Die Magnetfelder der beiden äußeren Korrekturspulen betragen
aber nur die Hälfte dieses maximalen Feldes. Die Betrachtung eines schwächer erregten B-
Feldes ergibt sich durch prozentuale Anpassung von ψ_{eff} und ρ_{eff} . Die Größen l_{eff} und d_{eff}
bleiben dagegen aus Symmetriegründen unbeeinflusst.

Die gesamte Matrix für den symmetrischen Wigglermode ergibt sich dann nach:

$$\begin{aligned}
 M_{\text{sym. Wiggler}} = & M_{\text{Korrektur, Ende}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \\
 & \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \\
 & \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \\
 & \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{halbe Periode}} \cdot M_{\text{Korrektur, Anfang}}, \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{mit } M_{\text{Korrektur, Ende}} &= M_{\text{Drift}(d_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Dipol}(l_{\text{eff}}, 2\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Kante}(\psi_{\text{eff}}, 2\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Drift}(d_{\text{eff}})}, \\
 M_{\text{Korrektur, Anfang}} &= M_{\text{Drift}(d_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Kante}(\psi_{\text{eff}}, -2\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Dipol}(l_{\text{eff}}, -2\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Drift}(d_{\text{eff}})}, \\
 M_{\text{halbe Periode}} &= M_{\text{Drift}(d_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Kante}(\psi_{\text{eff}}, \pm\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Dipol}(l_{\text{eff}}, \pm\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Kante}(\psi_{\text{eff}}, \pm\rho_{\text{eff}})} \cdot M_{\text{Drift}(d_{\text{eff}})}.
 \end{aligned}$$

Dabei ist zu beachten, daß der Elektronenstrahl ohne Winkeldivergenz in die Magnetstruktur
eintritt, d.h. es braucht keine Kantenfokussierung beim Ein- und Austritt berücksichtigt werden.
Darüber hinaus sind die Korrekturspulen an beiden Wigglerenden nur halb erregt. Deshalb geht
der effektive Ablenkradius nur mit der Hälfte seines berechneten Wertes in die Simulation mit
ein. Durch die alternierende Polarität des Magnetfeldes haben die Ablenkradien der jeweiligen
Periodenhälften unterschiedliche Vorzeichen. Dies muß bei der Berechnung der Dipol- und
Kantenfokussierungsmatrizen bedacht werden.

3.2.2 Effektive Parameter für den asymmetrischen Wigglermode

Der asymmetrische Magnetfeldverlauf wird durch die Überlagerung von drei cosinusförmigen
Funktionen mit einfacher ($\lambda_w = 0.144$ m), doppelter ($\lambda_w = 0.288$ m) und 2/3-facher
($\lambda_w = 0.096$ m) Periodenlänge erzeugt und läßt sich generieren durch:

$$\frac{1}{\rho(s)} = \frac{0.2998}{E [\text{GeV}]} \cdot B \approx \frac{0.3}{1.5} \cdot \sum_{n=1}^3 b_n \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot s}{\lambda_n}\right)$$

$$= \begin{cases} 0.2 \left\{ 2 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.288}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.144}\right) + 1.5 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.096}\right) \right\} & \text{für } 0.078 \text{ m} \leq s \leq 1.44 \text{ m} \\ 0.2 \left\{ 2 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.288}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.144}\right) + 0.75 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.096}\right) \right\} & \text{für } 0.039 \text{ m} \leq s < 0.078 \text{ m} \\ & \text{und } 1.44 \text{ m} < s \leq 1.479 \text{ m} \\ 0.2 \left\{ 0.956 \cos\left(\frac{\pi s}{0.078}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.288}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.144}\right) \right. \\ & \left. + 0.75 \cos\left(\frac{2\pi(s-0.183)}{0.096}\right) \right\} & \text{für } 0 \text{ m} \leq s < 0.039 \text{ m} \\ & \text{und } 1.479 \text{ m} < s \leq 1.518 \text{ m} \end{cases}$$

In der Abbildung 3.3 ist die Beschreibung durch das aus effektiven Parametern berechnete Rechteck-Modell schematisch dargestellt. Im linken Teil der Grafik ist der Feldverlauf einer Korrekturspule zu sehen, die einen Abgleich des ersten und zweiten Feldintegrals bewirkt.

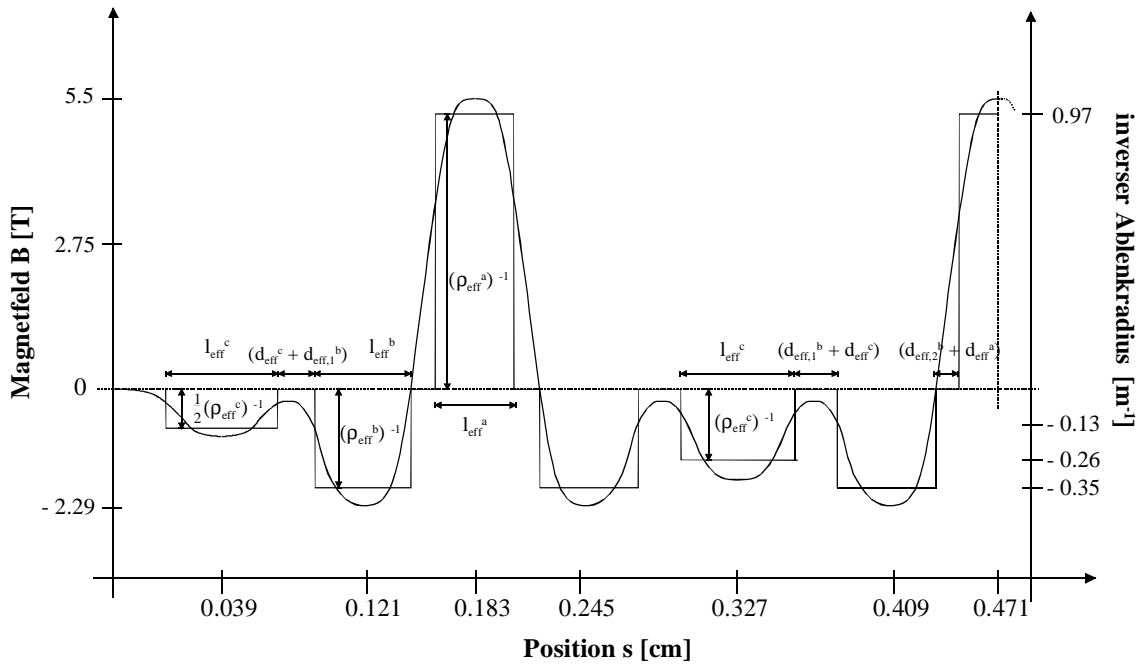


Abbildung 3.3: Theoretische Beschreibung des asymmetrischen Feldverlaufes durch ein effektives Rechteck-Modell.

Eine Periode des Magnetfeldes erstreckt sich von $s = 0.183 \text{ m}$ bis $s = 0.471 \text{ m}$, wobei an den Stellen $s = 0.183 \text{ m}$ und $s = 0.327 \text{ m}$ Symmetriepunkte liegen, die bei der Berechnung der effektiven Parameter ausgenutzt werden können. Für die an diesen Stellen befindlichen Dipole werden die effektiven Größen wieder nach den Gleichungen (3.2) bis (3.7) berechnet und es wird eine Mittelung zwischen den horizontalen und vertikalen Werten vorgenommen. Diese Werte sind in der Tabelle 3.2 aufgeführt. Dabei erhalten die effektiven Größen des ersten Dipols den Index a , die des dritten Dipols den Index c . Der zweite Dipol (Index b) an der Stelle $s = 0.245 \text{ m}$ befindet sich an keinem Symmetriepunkt. Daher können die zuvor aufgestellten Gleichungen zur Bestimmung der effektiven Parameter nicht benutzt werden, da diese von einem um die Mitte eines Dipols symmetrischen Orbit ausgehen. Sofern jedoch auf die Kanten-

fokussierung verzichtet wird, können für die horizontale Ebene effektive Größen bestimmt werden, die dann allerdings auch für die vertikale Ebene gelten müssen. Für den noch nicht durch die effektiven Werte charakterisierten Bereich von $s = 0.221$ m bis $s = 0.288$ m wird die Transformationsmatrix durch Multiplikation der einzelnen Stufen wieder mit der Stufenlänge 1 mm berechnet und dem Produkt von zwei Driftstrecken- und einer Dipolmatrix gleichgesetzt:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ A' & B' \end{pmatrix} = M_{\text{Drift},1} \cdot M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Drift},2} = \begin{pmatrix} 1 & d_{\text{eff},1}^b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos 2\chi & \rho_{\text{eff}}^b \cdot \sin 2\chi \\ -\frac{\sin 2\chi}{\rho_{\text{eff}}^b} & \cos 2\chi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_{\text{eff},2}^b \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Daraus ergeben sich die effektiven Werte zu:

$$\rho_{\text{eff}}^b = -\frac{\sin 2\chi}{A'}, \quad (3.9)$$

$$d_{\text{eff},1}^b = -\frac{\cos 2\chi - A}{A'}, \quad (3.10)$$

$$\text{und } d_{\text{eff},2}^b = -\frac{\cos 2\chi - B'}{A'}. \quad (3.11)$$

Als effektive Größen für die Kantenfokussierung werden die Angaben der benachbarten Magnete übernommen. Dabei muß auf das richtige Vorzeichen geachtet werden. l_{eff}^b wird dabei wieder aus der Gleichung (3.1) hergeleitet, wobei sich der Ablenkwinkel 2χ durch die zuvor aufgestellte Transformationsmatrix berechnen läßt. Die nachfolgende Tabelle stellt die Größen übersichtlich dar.

Dipol bei $s = 0.183$ m		Dipol bei $s = 0.245$ m		Dipol bei $s = 0.327$ m	
Ψ_{eff}^a	1.3559 °	$\Psi_{\text{eff},1}^b$	0.3830 °	Ψ_{eff}^c	-0.3830 °
		$\Psi_{\text{eff},2}^b$	-1.3559 °		
ρ_{eff}	1.0311 m	ρ_{eff}^b	-2.8893 m	ρ_{eff}^c	-3.9154 m
l_{eff}^a	0.0525 m	l_{eff}^b	0.0529 m	l_{eff}^c	0.0560 m
d_{eff}^a	0.0118 m	$d_{\text{eff},1}^b$	0.0135 m	d_{eff}^c	0.0110 m
		$d_{\text{eff},2}^b$	0.0006 m		

Tabelle 3.2: Effektive Größen für den asymmetrischen Wiggler.

Die Transformationsmatrix für eine Wigglerperiode läßt sich dann mittels [33]

$$M_{\text{Periode}} \cdot \vec{x} = \begin{pmatrix} 1 & & \mathbf{0} \\ & -1 & \\ & & 1 \\ \mathbf{0} & & & -1 \\ & & & & 1 \end{pmatrix} \cdot M_{\frac{P}{2}}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} 1 & & \mathbf{0} \\ & -1 & \\ & & 1 \\ \mathbf{0} & & & -1 \\ & & & & 1 \end{pmatrix} \cdot M_{\frac{P}{2}} \cdot \vec{x}$$

berechnen, wobei $M_{\frac{P}{2}}^{-1}$ die inverse Matrix zu $M_{\frac{P}{2}}$ ist und für $M_{\frac{P}{2}}$

$$\begin{aligned} M_{\frac{P}{2}} = & M_{\text{Dipol}} \left(\frac{1}{2} l_{\text{eff}}^c, \rho_{\text{eff}}^c \right) \cdot M_{\text{Kante}} \left(\Psi_{\text{eff}}^c, \rho_{\text{eff}}^c \right) \cdot M_{\text{Drift}} \left(d_{\text{eff}}^c \right) \cdot M_{\text{Drift}} \left(d_{\text{eff},1}^b \right) \cdot M_{\text{Kante}} \left(\Psi_{\text{eff},1}^b, \rho_{\text{eff}}^b \right) \\ & \cdot M_{\text{Dipol}} \left(l_{\text{eff}}^b, \rho_{\text{eff}}^b \right) \cdot M_{\text{Kante}} \left(\Psi_{\text{eff},2}^b, \rho_{\text{eff}}^b \right) \cdot M_{\text{Drift}} \left(d_{\text{eff},2}^b \right) \cdot M_{\text{Drift}} \left(d_{\text{eff}}^c \right) \cdot M_{\text{Kante}} \left(\Psi_{\text{eff}}^a, \rho_{\text{eff}}^a \right) \\ & \cdot M_{\text{Dipol}} \left(\frac{1}{2} l_{\text{eff}}^a, \rho_{\text{eff}}^a \right) \end{aligned}$$

einzusetzen ist.

Als Gesamtmatrix für den asymmetrischen Wigglermode ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 M_{\text{asym. Wiggler}} = & M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff}}^c) \cdot M_{\text{Dipol}}(l_{\text{eff}}^c, 2\rho_{\text{eff}}^c) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff}}^c, 2\rho_{\text{eff}}^c) \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff}}^c) \\
 & \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff},1}^b) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff},1}^b, \rho_{\text{eff}}^b) \cdot M_{\text{Dipol}}(l_{\text{eff}}^b, \rho_{\text{eff}}^b) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff},2}^b, \rho_{\text{eff}}^b) \\
 & \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff},2}^b) \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff}}^a) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff}}^a, \rho_{\text{eff}}^a) \cdot M_{\text{Dipol}}(\frac{1}{2}l_{\text{eff}}^a, \rho_{\text{eff}}^a) \cdot M_p \cdot M_p \\
 & \cdot M_p \cdot M_p \cdot M_{\text{Dipol}}(\frac{1}{2}l_{\text{eff}}^a, \rho_{\text{eff}}^a) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff}}^a, \rho_{\text{eff}}^a) \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff}}^a) \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff},2}^b) \\
 & \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff},2}^b, \rho_{\text{eff}}^b) \cdot M_{\text{Dipol}}(l_{\text{eff}}^b, \rho_{\text{eff}}^b) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff},1}^b, \rho_{\text{eff}}^b) \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff},1}^b) \\
 & \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff}}^c) \cdot M_{\text{Kante}}(\psi_{\text{eff}}^c, 2\rho_{\text{eff}}^c) \cdot M_{\text{Dipol}}(l_{\text{eff}}^c, 2\rho_{\text{eff}}^c) \cdot M_{\text{Drift}}(d_{\text{eff}}^c). \quad (3.12)
 \end{aligned}$$

3.3 Matrix des gemessenen Wigglerfeldes

Alle bisherigen Rechnungen wurden in der Annahme eines idealen symmetrischen bzw. asymmetrischen Feldverlaufes mit spezifizierten Maximalwerten von 2.75 Tesla respektive 5.5 Tesla aufgestellt. Die Magnetfeldmessungen mittels der Pulsed-Wire-Methode zeigen nun Abweichungen des realen vom theoretisch vorherbestimmten Wigglerfeldes in bezug auf die maximalen, gemittelten Peak-Werte bzw. den Kurvenverlauf hinsichtlich seiner Symmetrie. Überdies weisen die gemessenen Werte aus den Abbildungen 2.7 und 2.10 neben einem relativen Meßfehler im Bereich von etwa 1 % des maximalen Wertes besonders in den Anfangs- und Endbereichen der Magnetfeldmessung ein starkes Rauschen auf. Dadurch kann nicht eindeutig festgelegt werden, wo das Magnetfeld seinen tatsächlichen Anfang und sein Ende findet. Ebenso besitzen die zwei kleinen, magnetisch identischen Pole B im asymmetrischen Mode und im Kontext zu den durch die Nachbarnpole erzeugten Magnetfeldern etwas unterschiedliche Feldstärken, was zu einer kleinen Änderung des lokalen Maximalwertes an einem der Pole B in dem ansonsten spiegelsymmetrischen Abschnitt dieses Kurvenzuges führt.

Aus den eben genannten Gründen erscheint es sinnvoll, den nun als angehendes, festes Bestandteil der Beschleunigeranlage DELTA einzubauenden Wiggler in zukünftige Optikberechnungen mitsamt dem realen Magnetfeld starr integrieren zu können. Dazu wird der tatsächliche Magnetfeldverlauf in den Abbildungen 2.7 und 2.10 ebenfalls in kleinen Schrittweiten durch eine Treppenfunktion angenähert. Als Schrittweite wird diesmal der Abstand der einzelnen Meßschritte ($\Delta s = 0.86$ mm (asym. Mode) bzw. $\Delta s = 0.87$ mm (sym. Mode)) genommen. Um den Anfang und das Ende des Feldverlaufes approximativ zu bestimmen, wird im Fall des symmetrischen Wignlers eine Lorentz-Näherung mit

$$y(s) = y_0 + \frac{2A}{\pi} \cdot \frac{\omega}{4(s - s_C)^2 + \omega^2}$$

und den variablen Parametern A , s_C und ω dermaßen angepaßt, daß sich die Anfangs- und Endwerte ergeben zu:

$$s_{\text{Anfang}} = 53.5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad s_{\text{Ende}} = 222.0 \text{ cm},$$

wobei $A_{\text{Anfang}} = -4.69789$, $\omega_{\text{Anfang}} = 3.06645$, $x_{C, \text{Anfang}} = 65.33962$, $y_{0, \text{Anfang}} = y_{0, \text{Ende}} = 0$, $A_{\text{Ende}} = -7.85532$, $\omega_{\text{Ende}} = 4.7114$ und $x_{C, \text{Ende}} = 209.5424$.

Die nachfolgenden Grafiken veranschaulichen die mit obiger Formel aufgestellten, an den Kurvenverlauf gefitteten Ausgleichsfunktionen für den Anfangs- und Endbereich des symmetrischen Wigglerfeldes. Die beiden Abbildungen zeigen einen gewählten Ausschnitt aus der Grafik 2.7.

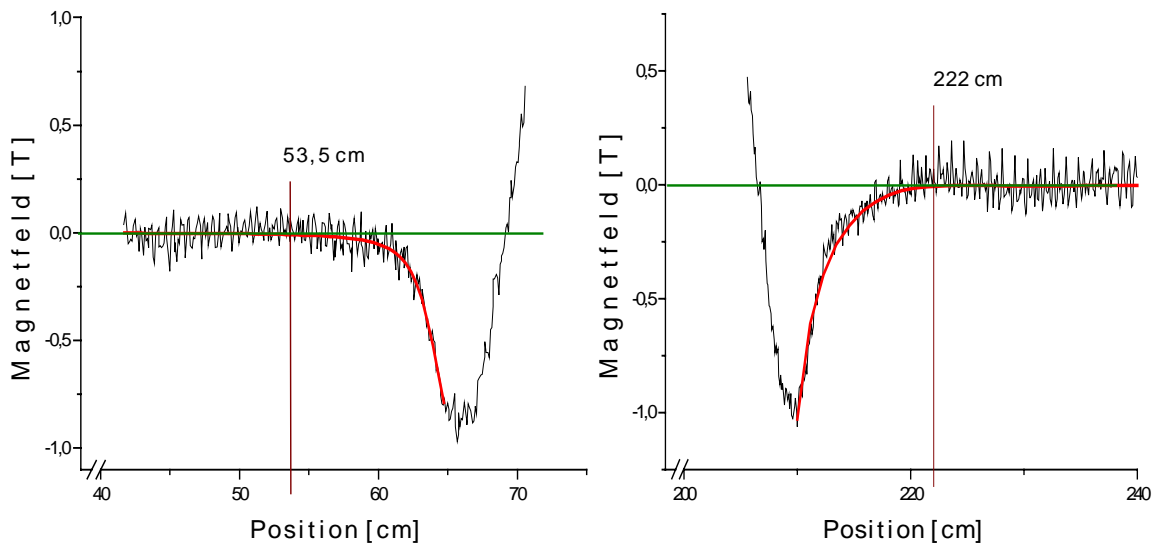


Abbildung 3.4: Anfang und Ende des symmetrischen Feldverlaufes.

Eine Annäherung an den Feldverlauf für den asymmetrischen Mode durch eine Exponentialfunktion

$$y = y_0 + A \cdot e^{-\frac{(x-x_0)}{t}}$$

am Anfang des Magnetfeldes mit $y_0 = 0$, $x_0 = 57.66597$, $A = 0.01471$, $t = 1.85603$ und am Ende des Kurvenzuges mit $y_0 = 0$, $x_0 = 210.1248$, $A = 0.94048$ und $t = 1.81641$ ergibt die Werte

$$s_{\text{Anfang}} = 54.8 \text{ cm} \quad \text{und} \quad s_{\text{Ende}} = 219.8 \text{ cm}$$

als Anfangs- und Endwerte des im Wiggler gemessenen Magnetfeldes.

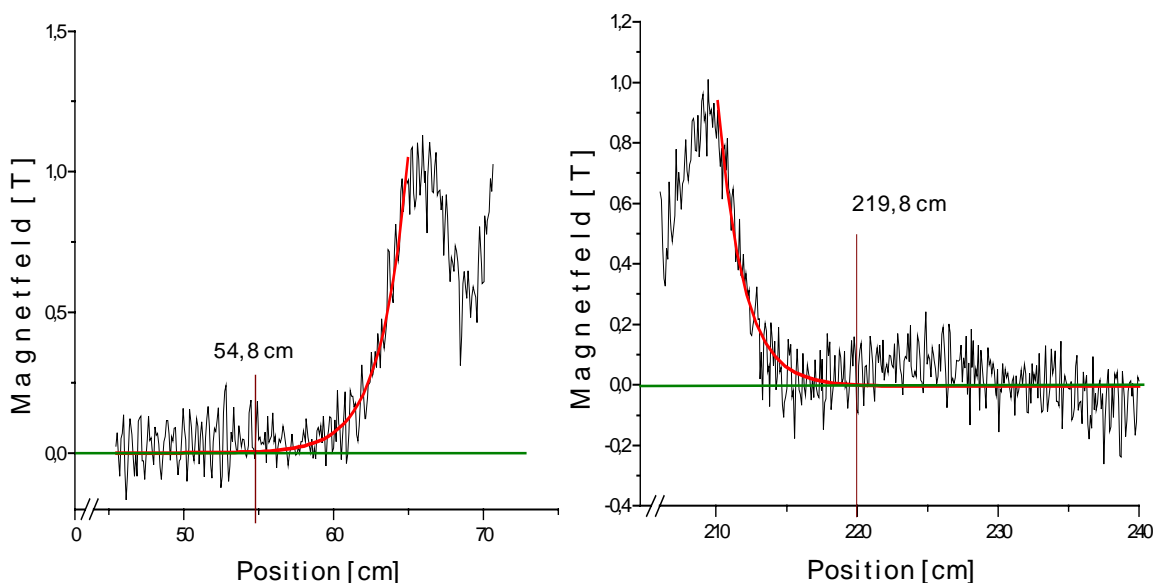


Abbildung 3.5: Anfang und Ende des asymmetrischen Feldverlaufes.

Zur Bestimmung der das Wigglerfeld charakterisierenden Matrix wird, wie vormals beschrieben, jede Stufe der Treppenfunktion als durch einen Rechteckmagneten hervorgerufenen Magnetfeld charakterisiert.

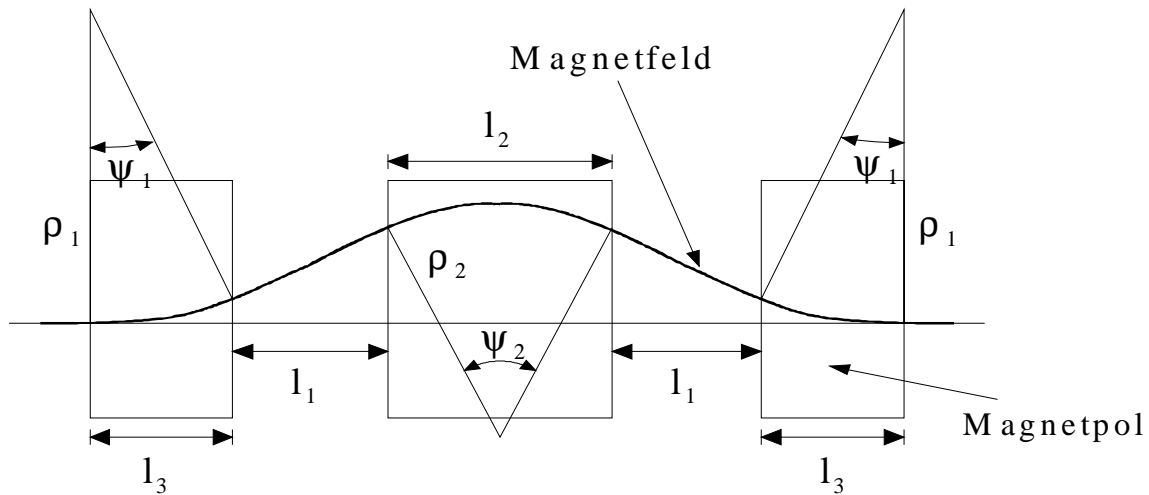


Abbildung 3.6: Schemazeichnung zur theoretischen Beschreibung eines hier exemplarisch durch drei Pole erzeugten sinusförmigen Magnetfeldes; die Abstände der jeweiligen Stufen dieses skizzierten Rechteck-Modells sind grob in die Länge und die Abstände der Magnetpole gerastert.

Die Abbildung 3.6 beschreibt ein zu den bisherigen Feldverläufen vergleichbares, sinusförmiges Magnetfeld. Dieses läßt sich an einer beliebigen Stelle entweder durch den Wert des Feldes (in Tesla) oder den lokalen Krümmungsradius und -winkel beschreiben, da $B \sim 1/\rho$ und $B \sim \psi$. Der Wiggler wird folglich näherungsweise aus Dipolrandfeldern zusammengesetzt und durch nachfolgende Matrix beschrieben [34]:

$$M_{\text{Wiggler}} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & b_1 \sim \sum_n \frac{(\Delta s)^2}{\rho_n} \\ 0 & 1 & 0 & 0 & b_2 \sim \sum_n \frac{\Delta s}{\rho_n} \\ 0 & 0 & a_1 \sim -\sum_n \frac{\psi_n}{\rho_n} \cdot \Delta s & a_2 \sim \sum_n \frac{\psi_n}{\rho_n} \cdot (\Delta s)^2 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{f} = -\sum_n \frac{\psi_n}{\rho_n} & a_3 \sim -\sum_n \frac{\psi_n}{\rho_n} \cdot \Delta s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Dabei bedeutet der Buchstabe L in der horizontalen Teilmatrix von M_{Wiggler} die effektive Magnetfeldlänge. In der vertikalen Teilmatrix kennzeichnet das Element $M[4|3]$ die Wirkung des SAW als eine Linse mit der Brennweite f. a_1 , a_2 und a_3 sind Terme in Abhängigkeit von der zumeist gleich lang gewählten Stufenbreite Δs , dem lokalen Krümmungsradius ρ des Feldes und dem lokalen Krümmungswinkel ψ . b_1 und b_2 sind in der horizontalen Ebene Dispersionsterme, die von der Stufenbreite Δs und dem lokalen Krümmungsradius ρ abhängen. Für kleine lokale Krümmungswinkel ψ des durch das Rechteck-Modell segmentierten Magnetfeldes verhält sich der Wiggler in der horizontalen Ebene wie eine Driftstrecke der Länge L und ist somit unabhängig von der Stärke seiner Auferregung. In der vertikalen Ebene hat der Wiggler auch keinen Einfluß auf die Betatronschiwingung der Elektronen, da er durch seine Kantenfokussierung nur in vertikaler Richtung wirkt. In dieser Ebene kann der Wiggler durch eine unendlich dünne, fokussierende¹⁹ Linse der Brennweite f, die sich in der Mitte von zwei Driftstrecken der halben Wigglerlänge befindet, charakterisiert werden.

¹⁹ „Fokussierend“ aufgrund des Vorzeichens des Matrixelementes $M[4|3]$.

Für die beiden Moden ergeben sich nach Auswertung des realen Magnetfeldes die Matrizen zu:

$$M_{\text{symmetrisch, real}} = \begin{pmatrix} 1 & 1.688 & 0 & 0 & 0.017 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0.009 \\ 0 & 0 & 0.787 & 1.603 & 0 \\ 0 & 0 & -0.194 & 0.875 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

$$M_{\text{asymmetrisch, real}} = \begin{pmatrix} 1 & 1.651 & 0 & 0 & 0.018 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0.009 \\ 0 & 0 & 0.696 & 1.510 & 0 \\ 0 & 0 & -0.303 & 0.781 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Ein Vergleich mit den gerechneten Matrizen aus Kapitel 3.2.1 (Gleichung 3.8 bzw. 3.12)

$$M_{\text{symmetrisch, gerechnet}} = \begin{pmatrix} 1.001 & 1.515 & 0 & 0 & 0 \\ 0.001 & 1.001 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.843 & 1.429 & 0 \\ 0 & 0 & -0.203 & 0.843 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

und

$$M_{\text{asymmetrisch, gerechnet}} = \begin{pmatrix} 0.983 & 1.509 & 0 & 0 & 0 \\ -0.023 & 0.983 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.778 & 1.396 & 0 \\ 0 & 0 & -0.283 & 0.778 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

zeigt, daß die Abweichungen in erster Linie in der Länge des tatsächlichen Magnetfeldes zu finden sind. Durch die aus der Magnetsektion des Wigglers herausragenden Randfelder ist das gemessene Feld etwa 14–18 cm länger, als die theoretischen Berechnungen des idealen Modells annahmen. Eine weitere Ursache für diese Abweichung liegt in der Bestimmung der realen Magnetfeldlänge, da die grafische Festlegung des Anfang- und Endbereiches des Magnetfeldes in den Abbildungen 3.4 und 3.5 eine Näherung darstellt.

Die vertikalen Brennweiten in beiden Wigglermoden weisen keine signifikanten Unterschiede auf – auch trotz der Abweichungen der maximalen Feldstärken vor allem im asymmetrischen Mode. Dies ist vermutlich auf die größere Länge des realen asymmetrischen Feldes im Vergleich zu dem theoretischen Modell zurückzuführen und nicht nur auf die Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfeldes. Im Gegensatz zu den theoretischen Simulationen ist das tatsächliche Magnetfeld nicht zu 100% abgeglichen. Aus diesem Grund erhalten die Elektronen, die eine Impulsabweichung besitzen, in der Realität eine zusätzliche Ablage, die sich in einer in horizontaler Richtung ändernden Dispersionsbahn ausdrückt.

Nicht zuletzt muß noch erwähnt werden, daß die gerechneten Transfermatrizen für beide Moden mit aus vertikaler und horizontaler Ebene stammenden, gemittelten effektiven Werten aufgestellt wurden. Das erklärt die Abweichungen von einem „idealen“ Modell, bei der z.B. die Diagonale der vertikalen Transfermatrix mit Einsen besetzt ist. Mit diesen Werten ist eine genauere Emittanz- und Energieverlust-Berechnung des Elektronenstrahls möglich. Darüber hinaus wurde im asymmetrischen Mode für den mittleren Dipol b eine Näherung für die effektiven Parameter gemacht, bei der die horizontalen Größen auch für die vertikale Ebene übernommen wurden. Unter diesen Gesichtspunkten sind die Abweichungen zu tolerieren.

Kapitel 4

Wiggleroptiken

Schwerpunkte dieses Kapitels sind die Ergebnisse der Rechnungen und Simulationen für den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Wiggler. Die einzelnen Optiken für die verschiedenen Wigglermoden werden hinsichtlich ihrer strahl-optischen Parameter vorgestellt. Bei der Erstellung der Optiken fanden die Programmpakete MAD und Optik Anwendung. Der Wiggler ist dabei in die Rechnungen implementiert, wie er unter Kapitel 3.1 dargestellt ist.

Bei dem Design einer neuen, speziell auf den Wiggler abgestimmten Optik mußte darauf geachtet werden, daß im Bereich des SAW das Konzept einer kleinen vertikalen Betafunktion sowie einer möglichst dispersionsfreien Strecke realisiert wird, um den negativen Einfluß des Wigglers auf den Speicherringbetrieb zu minimieren (siehe dazu auch Kapitel 2.5). Es soll zusätzlich möglich sein, auch den Undulator U55 mit diesen Optiken zu betreiben.

4.1 Experimentelle Voraussetzungen an DELTA

Der Einbau des Wigglers ist, wie in der Übersichtszeichnung 4.1 aufgezeigt, in der rechten südlichen Geraden des Speicherringes Delta vorgesehen. Die linke, noch freie Gerade ist für den Undulator U55 vorgesehen. Durch diese Anordnung mit einer südlichen freien Driftstrecke ist gewährleistet, daß die Auslaßkammer des Wigglers mitsamt ihrer drei Beamlines unabhängig vom Einbau des Undulators ist. Unumgänglich wird dadurch aber das sogenannte „Schlitzen“ der Quadrupole QA und QB, d.h. das Teilen der aus zwei Hälften bestehenden Magnete und das Ausfräsen von Segmenten im Magneteisen für die Durchführung der Vakuumkammern. Darüber hinaus sollten hinsichtlich des Zieles einer möglichst dispersionsfreien Strecke im Bereich des Wigglers ebenso wie am Einbauplatz des Undulators mindestens zwei Dipolmagnete zwischen den beiden Geraden zur optischen Anpassung vorhanden sein.

Um eine bessere Anpassung im Bereich des Wigglers zu ermöglichen, wurden in der südlichen mittleren Geraden im Vergleich zu der ursprünglichen Magnetanordnung zwei neue Quadrupolfamilien (in der Abbildung 4.1 mit QA und QB bezeichnet) installiert. Die bestehende Magnetstruktur wurde in bezug auf ihre Verkabelung im Bereich des dritten und vierten Quadranten des Speicherringes aufgetrennt und neu zusammengeschlossen. Durch die neue Verdrahtung wird ein Bruch der Viersymmetrie der Magnetansteuerung herbeigeführt und in einen zweiersymmetrischen Betrieb entlang einer Nord-Süd-Achse umgewandelt. Damit ist das Einstellen einer neuen asymmetrischen Optik mit einer geeigneten Anpassung der strahl-optischen Parameter in der unteren Speicherringhälfte speziell für den Wiggler möglich. Mit der neuen Verkabelung wird jedoch nicht ausgeschlossen, die alte Periodizität und damit die zur Zeit verwendete Optikversion DEL-006 wiederherzustellen.

In der Abbildung 4.1 wird die Auftrennung der Quadrupole und die neue Verdrahtung in den jeweiligen Quadranten graphisch verdeutlicht. Für die neu zusammengeschlossenen Magnetfamilien wurde eine neue, zweckmäßige Nomenklatur eingeführt, die sich mit dem Kürzel „W“ am Wiggler orientiert und durchnummeriert ist. Zur Anpassung der acht strahl-optischen Parameter im Bereich des Wigglers – horizontale / vertikale Betafunktion sowie Dispersion und die entsprechenden Steigungen; horizontaler / vertikaler Arbeitspunkt – sind mindestens ebenso viele Quadrupolfamilien notwendig.

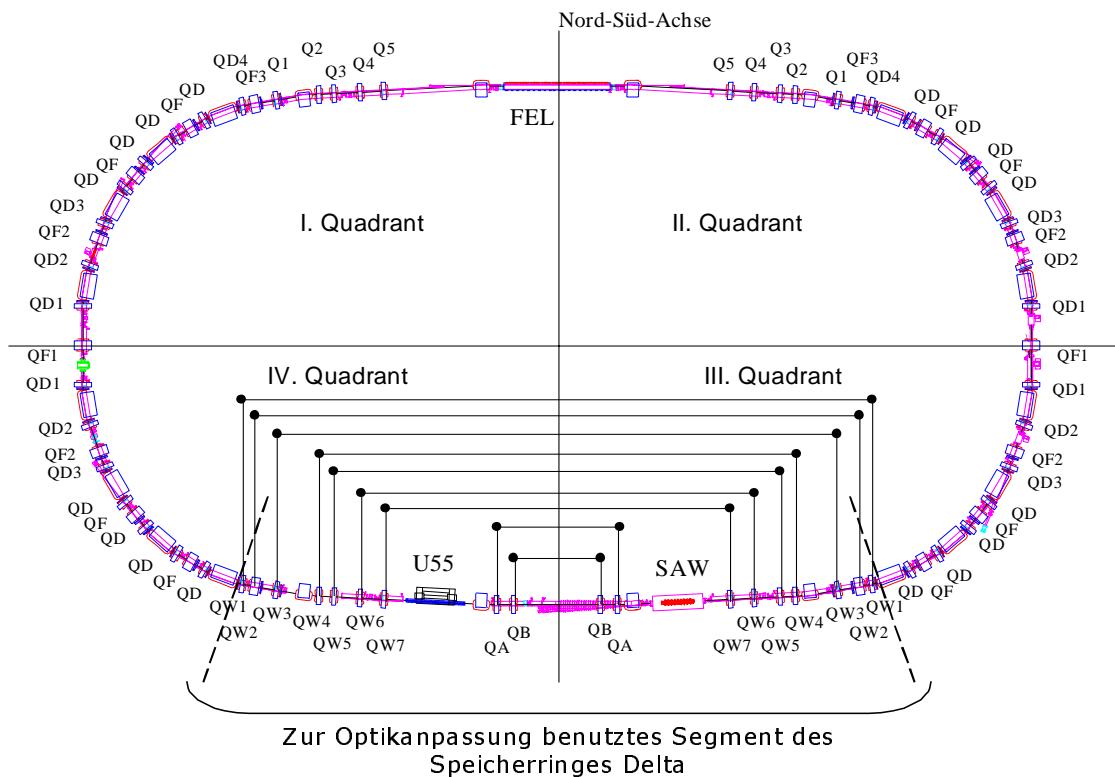


Abbildung 4.1: *Quadrupolnomenklatur im Speicherring Delta; Quadrupole gleicher Namensgebung sind aus allen vier Quadranten an einem Stromkreis zusammengeschlossen; die zur Optikanpassung gewählten Magnete sind symmetrisch einer Nord-Süd-Achse paarweise verkabelt.*

4.2 DEL-008-Optik

Die Installation des Wigglers erfordert einige Änderungen in der momentan eingefahrenen Standardoptik DEL-006. Durch die geringe Gaphöhe im Wiggler von etwa 10 mm im Vergleich zu der ansonsten 40 mm hohen Vakuumkammer muß die vertikale Betafunktion des Elektronenstrahls in diesem Abschnitt so gering wie möglich gehalten werden. Die Elektronen sollten möglichst ohne Ablage die Kammermitte des SAW passieren und nur kleine Betatronschwingungen vollführen. Zudem kann die durch den Wiggler hervorgerufene vertikale Arbeitspunktverschiebung durch eine lokal kleine vertikale Betafunktion minimiert werden. Mit der aktuellen Optikversion DEL-006 und einem Wert von $\beta_y = 13.29$ m als vertikale Betafunktion in der Wigglermitte – dies entspricht $N_y = 17.20$ STD²⁰ (Standardabweichungen) – ist ein ungestörter Umlauf des Elektronenstrahls ohne Verluste an der Kammerwand nicht möglich. Hervorgerufen wird dies durch die geringe vertikale Apertur, die sich in einer

²⁰ $N_{x,y} = d_{x,y} / \sigma_{x,y} = d_{x,y} / \sqrt{\epsilon_{x,y} \cdot \beta_{x,y}}$, mit: Kammerabmessung in der Wigglermitte von $d_x = 52.5$ mm, $d_y = 5$ mm; $\epsilon_x = 2.12 \cdot 10^{-8}$ m·rad, $\epsilon_y = 6.36 \cdot 10^{-9}$ m·rad (Kopplung $k = 30$ % (z. Zt. für DELTA)).

Reduzierung der Lebensdauer und Abnahme der Injektionseffizienz auswirkt. Die horizontale Betafunktion $\beta_x = 11.59 \text{ m}$ ($\triangle N_x = 105.91 \text{ STD}^{20}$) nimmt dagegen keinen Einfluß auf den gespeicherten Strahl.

Als Grundlage dieser neuen „High-Emittance-Optik“ mit dem Namen DEL-008 wurde die schon bestehende DEL-006-Optik gewählt und vom ehemaligen Quadrupol QD4 (neue Namensgebung: QW1) im dritten Quadranten bis zum ehemals benannten QD4 im vierten Quadranten hinsichtlich des Wigglerbaus modifiziert (siehe Abbildung 4.1). Außerhalb dieses Segmentes bleibt die bestehende Optik unangetastet. Diese Tatsache ist besonders für den Betrieb des in der oberen Hälfte des Speicherringes eingebauten FEL-Undulators wichtig, da die ursprüngliche Optik DEL-006 an dieser Stelle die für den FEL notwendige Forderung einer dispersionslosen Driftstrecke mit moderaten Betafunktionswerten erfüllt.

Bezüglich den strahloptischen Zwängen des Wigglers wird eine neue Optik entwickelt, deren Aufgabe es ist, mit den zur Verfügung stehenden Quadrupolen eine optimale Anpassung zu erzielen. Dabei sind die Plätze der eingebauten Quadrupole fest vorgegeben, so daß keine Variation bezüglich ihrer Position möglich ist. Ebenso sind die maximal zulässigen Quadrupolstärken bei einer Elektronenstrahlenergie von 1.5 GeV durch die Bestromung der Magnete von maximal 60 A und der Sättigung des Eisens festgelegt. Der Wert ist mit $|k| = 3.94 \text{ m}^{-2}$ der Quelle [35] entnommen. Um die Netzgeräte nicht im Dauerlastzustand zu betreiben und in den Bereich der nichtlinearen Sättigung zu gelangen, wurde hier eine moderate Quadrupolstärke von $|k| = 3.8 \text{ m}^{-2}$ als Limit gewählt.

Ferner muß bei dem Entwurf einer für den SAW konzipierten Optik das Kriterium berücksichtigt werden, daß die horizontalen und vertikalen Betafunktionen an der Stelle des zukünftigen Undulatoreinbaus nicht wesentlich größer sein sollen als an der Position des Wigglers, so daß der Undulator ebenfalls mit allen vorgestellten Optiken betrieben werden kann. Der geringe Spielraum zu etwas größeren Werten für die Betafunktionen an der Stelle des Undulators erklärt sich dadurch, daß die (variable) Gaphöhe des Undulators U55 von 20 cm bis 300 cm keine so große Aperturbegrenzung wie die vertikale Kammerabmessung des Wigglers darstellt. Der aus Permanentmagneten konstruierte Undulator wirkt sich mit seinem kleinen Magnetfeld weit weniger als der SAW auf den Strahlbetrieb aus, so daß nur ein geringfügiges Nachfahren der Quadrupole zur Kompensation des Einflusses nötig sein wird.

4.2.1 Ausgeschalteter Wiggler

Die in der Abbildung 4.2 dargestellte DEL-008-Optik für den Fall des integrierten Wigglers ohne eigenes Feld entspricht in der ersten Hälfte der ursprünglichen DEL-006-Optik. Im zweiten Teil sind die optischen Parameter in dem zur Anpassung benutzten Magnetausschnitt auf den Wiggler hin abgestimmt. Dieses Segment ist, sofern der Wiggler – da ausgeschaltet – keinen Einfluß auf den Strahl ausübt, symmetrisch um die südliche Geradenmitte.

Im oberen Teil der Ansicht wird die Magnetstruktur des Speicherringes deutlich. Die durch Rechtecke symbolisierten Quadrupole der Magnetanordnung sind den fokussierenden (oberhalb der horizontalen Linie) und den defokussierenden (unterhalb der Linie) Quadrupolen im Speicherring zuzuordnen. Die über die Linie herausragenden Magnete stehen kennzeichnend für die Dipole. Der Ausgangspunkt ist der Anfang des ersten Quadranten mit der Hälfte des Magneten QF1 analog zur Zeichnung 4.1. Angedeutet wird die Stelle, an der der Wiggler seinen festen Platz haben wird.

Die relevanten beschleunigerphysikalischen Größen bzw. die Werte der jeweiligen Funktionen in der Wigglermitte werden für diese und die nachfolgenden, angepaßten Optiken in Tabellenform zusammengefaßt. Die Stärken der zur Anpassung benutzten Quadrupole finden sich für alle vorgeschlagenen Optiken in einem entsprechenden MAD-Eingabefile im Anhang C. Zusätzlich liegt den zwei Begutachtungsexemplaren eine Diskette mit der DEL-008-Optik für das Programmpaket MAD und mit allen Eingabedateien für die neue Version des Optikprogrammes *Optics* [36] bei.

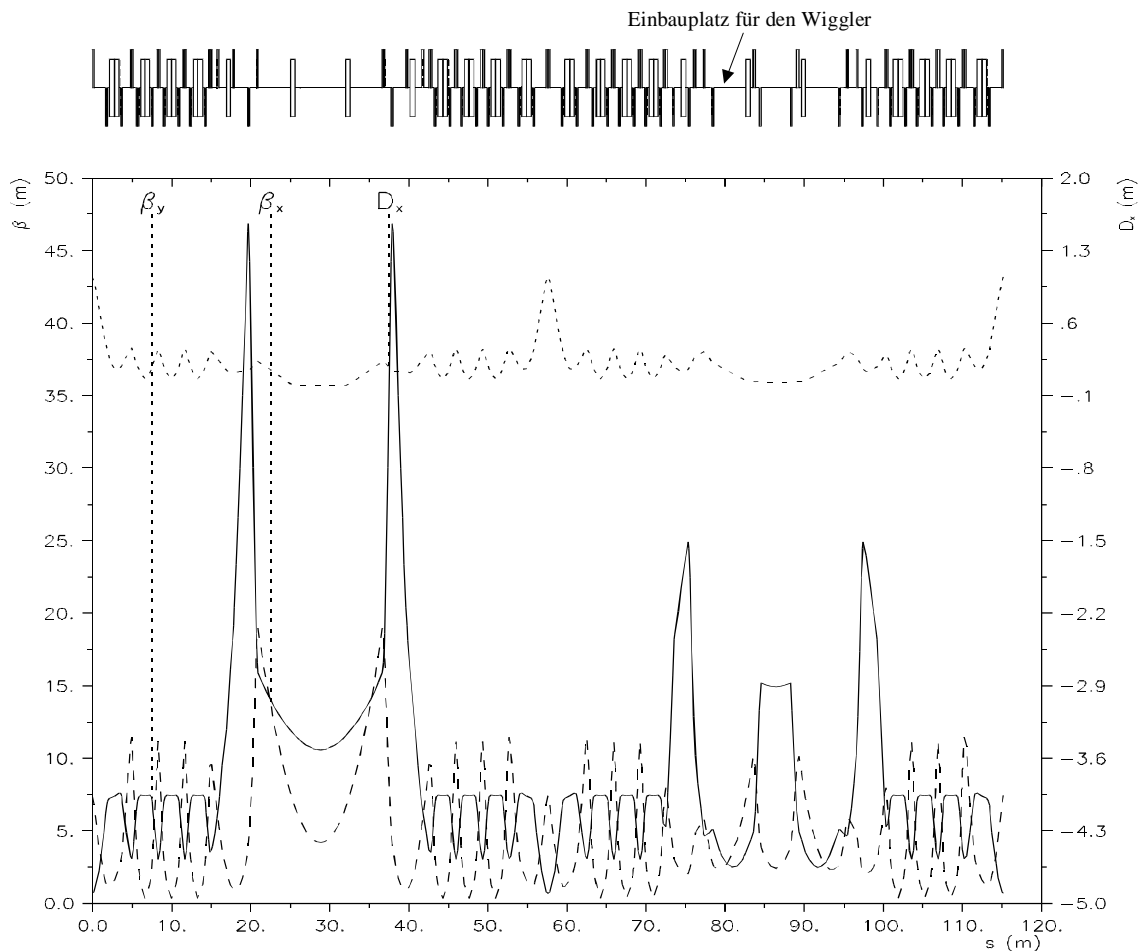


Abbildung 4.2: Beta- und Dispersionsfunktion bei der angepassten DEL-008-Optik für einen eingebauten Wiggler ohne eingeschaltetes Magnetfeld. Die durchgezogene Linie entspricht der vertikalen, die gestrichelte Linie der horizontalen Betafunktion. Die gepunktete Linie oberhalb der Betafunktionen stellt die Dispersionsfunktion dar. Im oberen Teil ist die Magnetstruktur ersichtlich.

In Abbildung 4.2 ist deutlich die Reduzierung der horizontalen und vertikalen Betafunktion im Bereich des Wigners bzw. Undulators im Vergleich zur alten DEL-006-Optik zu erkennen. Mit Werten von 2.3 m – 6.5 m ($\triangle \langle N_x \rangle = 182.71 \text{ STD}^{21}$) bzw. 3.7 m – 3.2 m ($\triangle \langle N_y \rangle = 58.58 \text{ STD}$) für die horizontale bzw. vertikale Betafunktion entlang der Wigglerlänge ist der Speicherringbetrieb möglich.

Der kleinste, für die vertikale β -Funktion theoretisch mögliche Wert in der Wigglermitte ergibt sich zu: $\beta_{\min} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \cdot L = 0.436 \text{ m}$. Damit wird die mittlere Betafunktion im Bereich des gesamten Wigners minimal.²² Die vertikale Betafunktion bei dieser neuen Optik liegt jedoch weit über dem angegebenen minimalen Wert. Dennoch ist es von Vorteil, einen eher größeren statt kleineren Wert zu haben, da zum einen durch die dann größere Raumladungsdichte der Elektronen Streueffekte begünstigt würden (sog. Touschek-Effekt²³), zum anderen erfordern kleinere Betafunktionen stärkere Quadrupolfelder zur Strahlfokussierung. Dadurch werden wiederum hohe Sextupolstärken zur Chromatizitätskorrektur notwendig. An dem Einbauplatz

²¹ Die zur Berechnung erforderlichen Werte sind der Tabelle 4.1 bzw. dem Kapitel 2.2 (Kammerabmessung) entnommen. Dabei wird die Kopplung von horizontaler zu vertikaler Ebene mit $k = 10 \%$ angenommen.

²² Dabei wird der Wiggler wie eine feldfreie Driftstrecke mit vernachlässigbarer Kantenfokussierung behandelt. Die Betafunktion um einen Symmetriepunkt in einer Driftstrecke verläuft parabelförmig [1] und als Wigglerlänge L geht hier der ideale Wert 1.51 m ein.

²³ *Touschek-Streuung* ist die dichteabhängige *Coulomb-Streuung* zweier Elektronen in einem Elektronenpaket.

des SAW ist es auch aufgrund der Platzverhältnisse schwierig, zu beiden Seiten ein Quadrupoldoublet in geringer Entfernung aufzustellen. Eine gewünschte kleine Betafunktion würde dies aber erforderlich machen. Trotzdem darf die vertikale Betafunktion im Wiggler auch nicht zu groß sein, da der Einfluß des Wigglers auch von der Größe dieser Funktion abhängt.

Zur Simulation einer Aperturbeschränkung durch einen Wiggler wurden Versuche mit der DEL-006-Optik durchgeführt, bei denen die Injektionseffizienz im Speicherring Delta in Abhängigkeit von der vertikalen Position der Scraper²⁴ gemessen wurde [37]. Dabei wird als Injektionseffizienz der Prozentsatz des Strahlstromes betrachtet, der vom Booster BoDo beschleunigt wurde und nach der Injektion stabil in Delta umläuft. Für jeden Meßwert ist über zehn Injektionsvorgänge gemittelt worden.

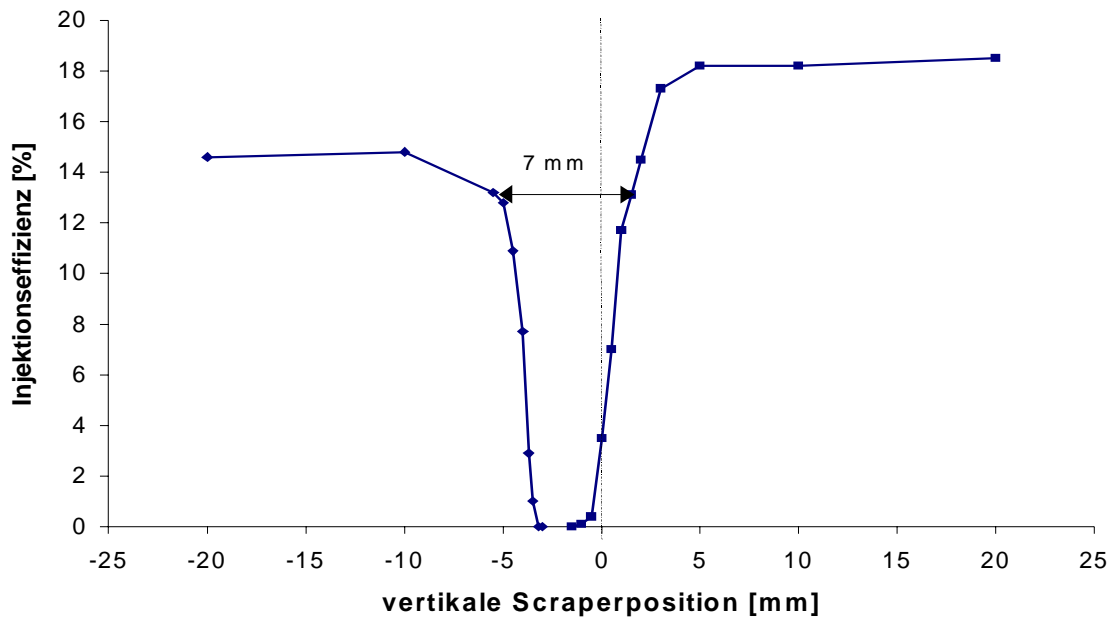


Abbildung 4.3: Messung der Injektionseffizienz vom Booster BoDo in den Speicherring Delta in Abhängigkeit von der vertikalen Scraperposition.

Die Abbildung 4.3 zeigt, daß der Kernbereich des Elektronenstrahls am Ort der Scraper vertikal stark versetzt liegen muß. Aus dem Abstand der Punkte, zwischen denen die Einschränkung der vertikalen Kammerabmessung durch die Scraper die Injektionseffizienz nur unwesentlich beeinflusst, kann auf die maximal erlaubte Betafunktion an der Position des Wigglers geschlossen werden. Die Formel

$$\beta_{\text{Wiggler}} = \frac{d_{\text{Wiggler}}}{d_{\text{Scraper}}} \cdot \beta_{\text{Scraper}} \quad (4.1)$$

mit den Vorgaben $\beta_{\text{Scraper}} = 4.25$ m, $d_{\text{Wiggler}} = 10$ mm und $d_{\text{Scraper}} = 7$ mm liefert als Ergebnis eine zulässige vertikale Betafunktion von etwa 6 m im Bereich des eingebauten Wigglers.

Bei einer (vertikalen) β -Funktion über diesem Wert fängt die Injektionseffizienz an, signifikant abzunehmen. Um noch genügend Spielraum für den Elektronenstrahl zu garantieren, wurde eine Empfehlung von 5 m ausgesprochen. Der Wert der vertikalen Betafunktion für die DEL-008-Optikversion liegt weit unter dieser Empfehlung.

²⁴ Scraper sind in das Strahlrohr einfahrbare Bleche oder Spitzen, die den Strahl „abkratzen“, sobald sie die dynamische Apertur erreichen. Die Lebensdauer nimmt näherungsweise linear mit der Eindringtiefe ab, so daß man durch präzise Positionsbestimmung der eingefahrenen Scraper und Extrapolation den Beginn dieses Prozesses und damit die dynamische Apertur an der betreffenden Stelle bestimmen kann. Zur genauen Funktionsweise siehe Referenz [37].

Die nachfolgende Tabelle 4.1 listet die optischen Parameter der DEL-008-Optik für den integrierten Wiggler ohne Magnetfelderregung auf.

DEL-008-Optik (ohne Wigglererregung) (für $E = 1.5 \text{ GeV}$)	
Q_x	8.836
Q_y	3.231
$\varepsilon \text{ [m-rad]}$	$2.12 \cdot 10^{-8}$
ξ_x	- 18.11
ξ_y	- 7.65
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 3.395 \text{ m}$ $\alpha_x = -0.683 \text{ rad}$ $\beta_y = 2.502 \text{ m}$ $\alpha_y = 0.073 \text{ rad}$ $D_x = 0.118 \text{ m}$ $D_{px} = -0.041 \text{ rad}$
Sextupolstärken²⁵ (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50 SF = 2.60 SD = - 4.60
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 4.2 y = 18.8

Tabelle 4.1: Allgemeine Daten der DEL-008-Optik für den eingebauten, aber nicht auferregten Wiggler.

Bei einem Vergleich der aus dieser Tabelle entnommenen Werte für die DEL-008-Optikversion mit denen der ursprünglichen DEL-006-Optik tritt keine signifikante Änderung in den Emittanz- bzw. Chromatizitätswerten auf. Aufgrund der reduzierten vertikalen Betafunktion verschiebt sich der vertikale Arbeitspunkt mit $\Delta Q_y \approx 0.4$ stärker als der horizontale ($\Delta Q_x \approx 0.1$). Mit der bisherigen Verkabelungsstruktur der Sextupole ist die vertikale dynamische Apertur mit $x = 4.2 \text{ mm}$ sehr viel kleiner als die horizontale Apertur. Durch den Einsatz zusätzlicher Sextupole ist eine Vergrößerung möglich. Mit dieser Thematik beschäftigt sich das fünfte Kapitel dieser Arbeit.

4.2.2 Symmetrischer Wigglermode

Der in der Abbildung 4.4 dargestellte Ausschnitt aus der 115.2 m langen Magnetstruktur des DELTA-Speicherringes zeigt die Anpassung für den symmetrischen Mode des Wigglers. Mit einem Wert von maximal 5.1 m für die vertikale Betafunktion am Anfang des Magneten liegt diese immer noch deutlich unter jenem Betrag, ab der die Injektionseffizienz beträchtlich reduziert wird.

In dieser Grafik wird auch anschaulich, daß das wichtige Kriterium der Dispersionslosigkeit im Bereich des SAW nicht auf einer längeren Strecke erreicht werden kann: Die gleiche, symmetrische Bestromung der sich in dieser Abbildung gegenüberliegenden Quadrupole fordert eine kompensierte Steigung der jeweiligen Funktionen in der südlichen Geradenmitte. Dieser hier für den symmetrischen Mode gezeigte Optikausschnitt muß sich im Fall des ausgeschalteten Wigglers in der Driftstreckenmitte spiegeln lassen. Für die beiden anderen Moden wird der Einfluß des Wigglers im dritten Quadranten nur durch eine geringfügige Variation der Steigungen in der Mitte zum vierten Quadranten hin ausgeglichen. Der optional

²⁵ Die Stärken gelten für die bisherige Verkabelungsstruktur (siehe Kapitel 5). Diese Annahme gilt auch für alle folgenden Tabellen.

einbaubare Undulator U55 entspricht mit einem Magnetfeld von etwa 0.7 T (bei minimalem Abstand der variablen Gaphöhe) in seiner Wirkung auf den Speicherring nicht dem des supraleitenden Wiggers. Wie in der Abbildung 4.2 bzw. 4.4 zu erkennen, muß die Dispersionsfunktion in der Geradenmitte einen verschwindenden Gradienten besitzen, so daß, aus Strahlrichtung betrachtet, vor dem davor befindlichen Dipolmagneten an der Position des Wiggers keine kompensierte Dispersion möglich ist. Der Dispersionswert im Wigglerbereich nimmt für den symmetrischen Mode sein Maximum von 18.6 cm am Anfang des SAW an und minimiert sich bis zum Ende des Magneten auf 6.3 cm. Abhilfe für eine Dispersionskompensation würde ein in der Geradenmitte zusätzlich eingebauter, fünfter Quadrupol schaffen. Durch diesen Quadrupolmagneten könnte lokal auf die optischen Funktionen Einfluß genommen werden, so daß an dieser Stelle nicht die Notwendigkeit eines konstanten Dispersionswertes bestünde. Da dieser Magnet aufgrund der Geometrie der Auslaßkammer nicht eingebaut werden kann, weisen die optischen Funktionen für die beiden Erregungsmoden geringe Steigungen in der Mitte der südlichen Geraden im zur Anpassung benutzten Segment auf. Ein weiterer Vorteil des zusätzlichen Quadrupols wäre eine weitere Minimierung der Betafunktion im Bereich des SAW durch die Möglichkeit einer unabhängigen Variation von den Betafunktionswerten in der südlichen Geradenmitte.

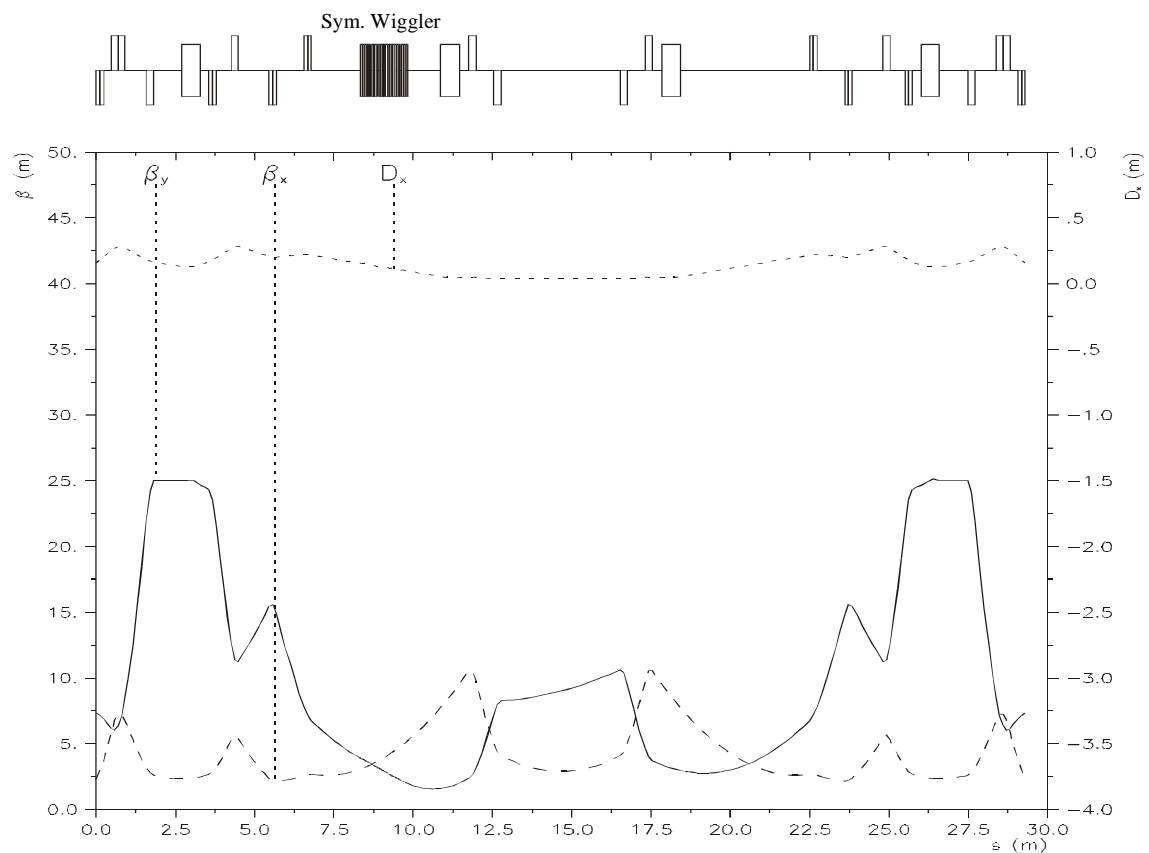


Abbildung 4.4: Ausschnitt aus dem Anpassungsbereich der DEL-008-Optik für den symmetrischen Mode.

Wie ein Vergleich der obigen Abbildung mit der Übersichtszeichnung 4.1 zeigt, beginnt der Lattice-Ausschnitt mit dem QW1 (ehemals QD4) im dritten Quadranten. Am Anfang des zur Wiggler-Anpassung gewählten Magnetabschnittes werden die Werte der ehemaligen DEL-006-Optik als Startwerte genommen. Die angepaßte Optik DEL-008 geht an ihrem Ende nahtlos in die DEL-006-Optikversion über.

Den Einfluß des symmetrischen Wiggers erkennt man in einer geringen Emittanzaufweitung, da dieser an einer nicht dispersionsfreien Stelle steht. Dabei können die für diesen Wigglermode kennzeichnenden Optikparameter der nachfolgenden Tabelle 4.2 entnommen werden.

Im Vergleich zu der vorhin vorgestellten Optik für den eingebauten Wiggler ohne Magnetfelderregung müssen für den symmetrischen Betrieb zwei Magnete (QW6 und QW7) umgepolt werden. Die Stärken variieren von $k = +1.91 \text{ m}^{-2}$ nach $k = -2.01 \text{ m}^{-2}$ für den QW6 und von $k = -1.18 \text{ m}^{-2}$ nach $k = +1.17 \text{ m}^{-2}$ für den QW7. Diese Umpolung gewährleistet eine Minimierung der Betafunktionen in der Wigglermitte.

DEL-008-Optik (symmetrischer Wigglermode) (für E = 1.5 GeV)	
Q_x	8.836
Q_y	3.236
ε [m·rad]	$2.21 \cdot 10^{-8}$
ξ_x	-18.03
ξ_y	-7.77
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 3.943 \text{ m}$ $\alpha_x = -0.719 \text{ rad}$ $\beta_y = 2.900 \text{ m}$ $\alpha_y = 0.686 \text{ rad}$ $D_x = 0.125 \text{ m}$ $D_{px} = -0.040 \text{ rad}$
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50 SF = 2.64 SD = -4.58
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 4.1 y = 14.0

Tabelle 4.2: Datenblatt der DEL-008-Optik für den symmetrischen Mode.

4.2.3 Asymmetrischer Wigglermode

Die neu bezeichnete DEL-008-Optik für den asymmetrischen Mode des Wignlers ist in Abbildung 4.5 ersichtlich und unterscheidet sich im Verlauf der optischen Funktionen nur unwesentlich von der für den symmetrischen Betriebsmodus des Wignlers. Der Einfluß des SAW in dieser Betriebsart wird hauptsächlich durch das Nachregeln der Quadrupole QW4 ($\Delta k = -0.15 \text{ m}^{-2}$), QW6 ($\Delta k = +0.41 \text{ m}^{-2}$) und QW7 ($\Delta k = -0.26 \text{ m}^{-2}$) im Vergleich zu der Optik für den symmetrischen Wiggler kompensiert.

Wie schon bei der für den symmetrischen Sinus-Wiggler entworfenen Optik verhalten sich die vertikale und die horizontale β -Funktion im Bereich des SAW und des Undulators diametral. Eine gleichzeitige Minimierung beider Funktionen ist auch nicht von Vorteil, da zum einen bei einem in beiden Ebenen stark fokussierten Strahl die Elektronen durch den Touschek-Effekt verloren gehen können, zum anderen der Beitrag von „Low-Beta-Insertions“ mit starker Fokussierung in beiden Ebenen zur Chromatizität größer ist als der von einer Wiggler-Optik mit unterschiedlich stark fokussierten Betafunktionen. Für die Wahl einer im Vergleich zur horizontalen Betafunktion kleineren vertikalen Strahlfokussierung ist neben dem Grund einer schmalen vertikalen Kammerhöhe die zumeist große vertikale Arbeitspunktverschiebung eines Wigglermagneten durch die Kantenfokussierung (siehe Kapitel 2.5) mit ausschlaggebend. Ferner ist es für den Synchrotronstrahlungsnutzer in bezug auf seine durchzuführenden Experimente wünschenswert, einen zumindest in vertikaler Ebene flachen Strahl zu haben, da der Strahlungsfächer in der horizontalen Ebene durch die Ablenkung im Wigglermagneten schon aufgeweitet ist.

Der Vergleich der in der Tabelle 4.3 aufgeführten Werte mit denen des symmetrischen Modes (Tabelle 4.2) zeigt die auffällige Änderung der Emittanz um $\Delta\varepsilon = 0.54 \cdot 10^{-8}$ m-rad. Diese Aufweitung des Elektronenstrahls wird hauptsächlich durch die vermehrte Abstrahlung von Photonen, zudem über ein breiteres Energiespektrum, hervorgerufen. Die empfohlene vertikale Betafunktion von 5 m wird auch hier entlang der Wigglerachse eingehalten.

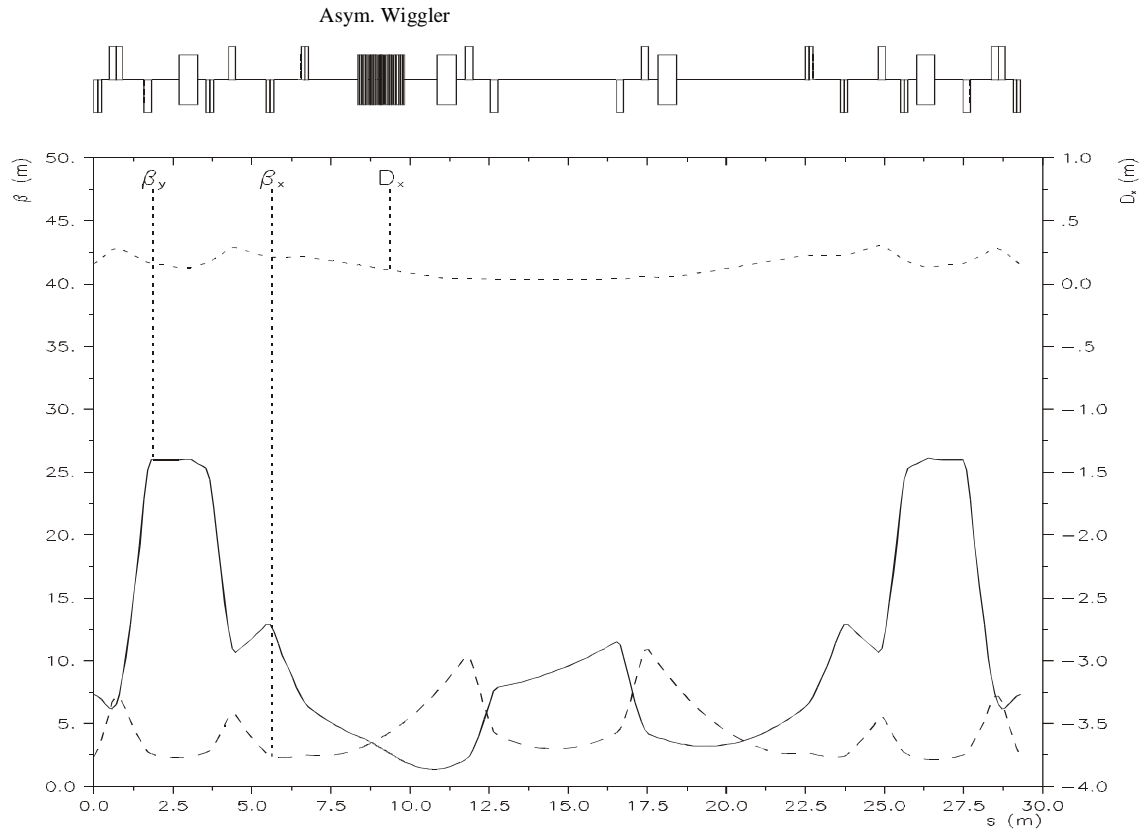


Abbildung 4.5: Angepaßter Ausschnitt der DEL-008-Optik für den asymmetrischen Mode des SAW.

DEL-008-Optik (asymmetrischer Wigglermode) (für E = 1.5 GeV)	
Q_x	8.832
Q_y	3.242
ε [m·rad]	$2.75 \cdot 10^{-8}$
ξ_x	-18.05
ξ_y	-7.77
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 3.835$ m $\alpha_x = -0.769$ rad $\beta_y = 3.058$ m $\alpha_y = 0.747$ rad $D_x = 0.128$ m $D_{px} = -0.042$ rad
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50 SF = 2.67 SD = -4.58
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 3.8 y = 13.0

Tabelle 4.3: Werte für den asymmetrischen Wigglermode der DEL-008-Optik.

4.3 DEL-009-Optik

Ausgehend von der High-Emittance-Optik DEL-006 wurde analog zur DEL-008-Optik versucht, eine weitere, für die Anlaufphase des Beschleunigers konzipierte Optik aufzustellen. Beide Anlaufversionen DEL-008 und DEL-009 sollen die Inbetriebnahme des Wigglers im gesamten Maschinenkomplex erleichtern. Im Gegensatz zu Low-Emittance-Optiken bleiben die chromatischen Effekte aufgrund der moderaten Quadrupolstärken klein und die zur Chromatizitätskorrektur notwendigen Sextupole sind eher schwach erregt.

Wichtiges Kennzeichen dieser DEL-009-Optikversion sind die noch stärker reduzierten, strahl optischen Funktionen im Bereich des Wigglers. Einhergehend mit der Minimierung der Beta- sowie Dispersionsfunktion ist eine gravierende Verschiebung des Q-Wertes, die solange akzeptabel ist, als daß der Arbeitspunkt eine ausreichende Entfernung zu einer der Resonanzlinien höherer Ordnung besitzt. Eine Darstellung und Bewertung der Arbeitspunkte findet sich in Kapitel 4.5.

4.3.1 Integrierter Wiggler ohne Magnetfelderregung

Die DEL-009-Optik für den eingebauten Wiggler ohne Magnetfelderregung sowie für die beiden Wigglermoden zeichnet sich durch eine weitere Minimierung der vertikalen Betafunktion in der Wigglermitte bis zu 2 m und ebenso der horizontalen β -Funktion bis etwa 2.2 m aus.

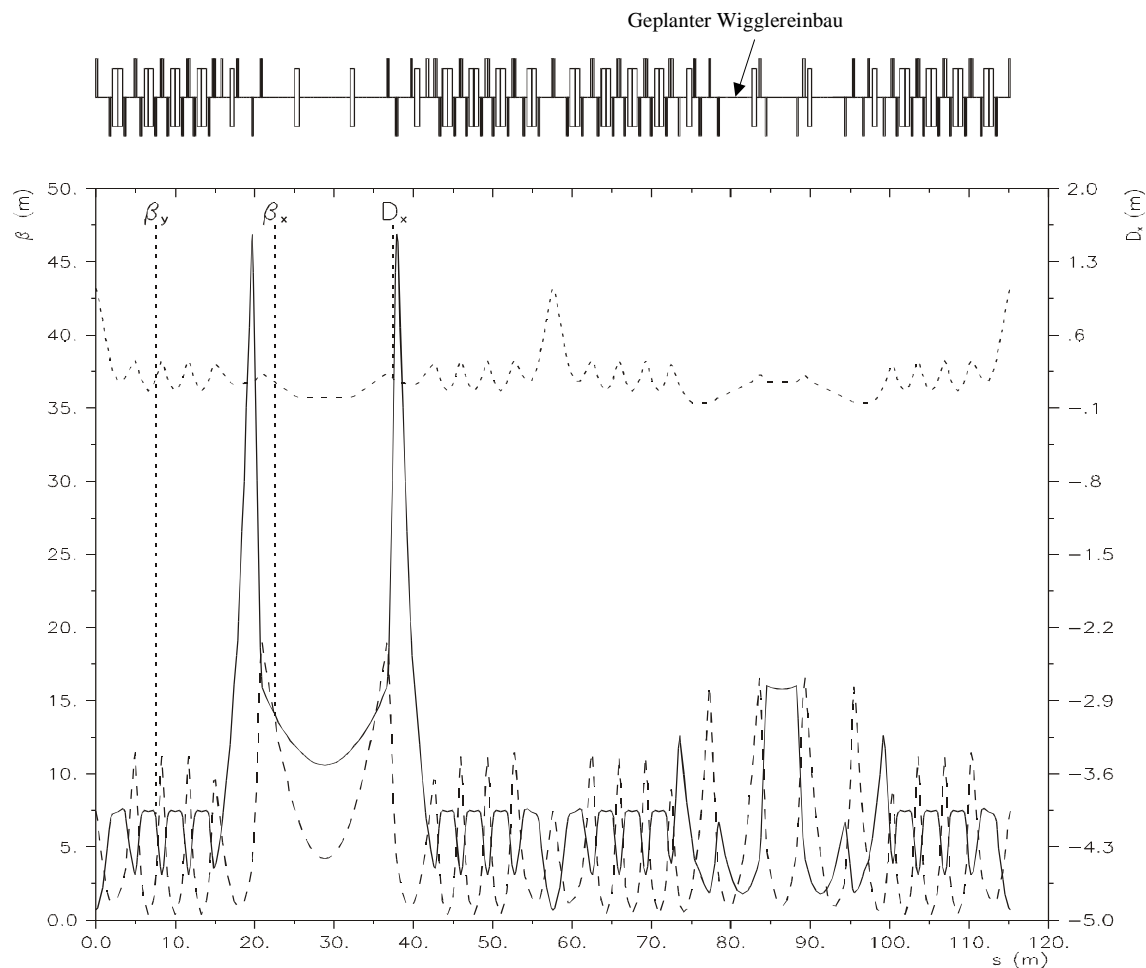


Abbildung 4.6: DEL-009-Optik zur Anpassung des Wigglers an den Ring mit zwei zusätzlichen Quadrupolfamilien in der südlichen Geraden des Speicherringes.

Im Vergleich zu der bei der DEL-008-Optik im gesamten Anpassungsbereich befindlichen vertikalen Betafunktion von maximal 25 m konnte an dieser Stelle diese um einen Faktor 1.6 reduziert werden. Der Gradient der Dispersionsfunktion wurde positiv; der Betrag der Dispersion konnte aber lediglich um maximal 4 cm in der Wigglermitte verringert werden. Als Folge der Minimierung der Strahldimensionen ergibt sich eine Vergrößerung der Chromatizität, die nur durch höhere Sextupolstärken zu kompensieren ist. Bei einem Wert von $+3.50 \text{ m}^{-2}$ für den internen, horizontal fokussierenden Sextupol SFQ ergeben sich Stärken von $+3.70 \text{ m}^{-2}$ für den externen, fokussierenden Sextupol SF und -5.45 m^{-2} für den externen, horizontal defokussierenden Sextupol SD. Laut den Messungen und Rechnungen von F. Brinker [35] sind maximal zulässige Werte von $\pm 5.6 \text{ m}^{-2}$ für externe und $\pm 3.5 \text{ m}^{-2}$ für interne (lange) Sextupole anzusetzen. Diese sind zum einen durch die Auslegung der Netzgeräte, zum anderen durch die Sättigungseffekte der Magnete begrenzt.

Die nachfolgende Tabelle listet die wichtigsten Daten dieser Optik auf.

DEL-009-Optik (ohne Wigglererregung) (für E = 1.5 GeV)	
Q_x	9.555
Q_y	3.594
ε [m·rad]	$2.11 \cdot 10^{-8}$
ξ_x	-21.09
ξ_y	-7.74
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 2.201 \text{ m}$ $\alpha_x = -1.200 \text{ rad}$ $\beta_y = 1.994 \text{ m}$ $\alpha_y = 0.355 \text{ rad}$ $D_x = 0.084 \text{ m}$ $D_{px} = 0.037 \text{ rad}$
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50 SF = 3.70 SD = -5.45
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 4.4 y = 11.0

Tabelle 4.4: Daten für den nicht auferregten Wiggler in der DEL-009-Optik.

Für diese und die nachfolgenden zwei Optikvarianten mit einem Arbeitspunkt von jeweils $Q_x = 9.56$ und $Q_y = 3.59$ kann eine Anpassung an die Bedürfnisse eines Wigners und die zusätzliche Reduzierung der Betafunktionen nur durch die Erhöhung der Quadrupolstärken erfolgen. Während bei der DEL-008-Optik im symmetrischen und asymmetrischen Mode nur der Quadrupol QW5 mit einer für diese Versionen größtmöglichen Stärke von $k = +3.66 \text{ m}^{-2}$ ($\triangleq 52 \text{ A}$) bestromt werden mußte, so sind es hier schon zwei Quadrupole (QW2 und QW6), die eine Stärke von $k = +3.8 \text{ m}^{-2}$ besitzen. Diese gewählte Grenze liegt aber noch unter dem technisch realisierbaren Wert und garantiert noch eine mögliche Korrektur nach oben beim tatsächlichen Ein- und Nachfahren der bis jetzt theoretisch berechneten Optik im Beschleunigerbetrieb.

Beim Einstellen der DEL-009-Optik für die jeweiligen Betriebszustände des Wigners sowie den Fall, daß keine Erregung des SAW vorliegt, ist noch zu beachten, daß die Quadrupolmagnete QW3, QW6 und QW7 im Vergleich zu der ehemaligen DEL-006-Optik umgepolt werden müssen. Sollte diese noch einmal eingestellt werden, so ist es von Vorteil, Polwendeschalter einzubauen. Um zwischen der DEL-008- und der ursprünglichen DEL-006- bzw. der DEL-009-Optik variieren zu können, ist noch ein zusätzlicher Polwendeschalter beim QW4 notwendig.

4.3.2 Symmetrischer Wigglermode

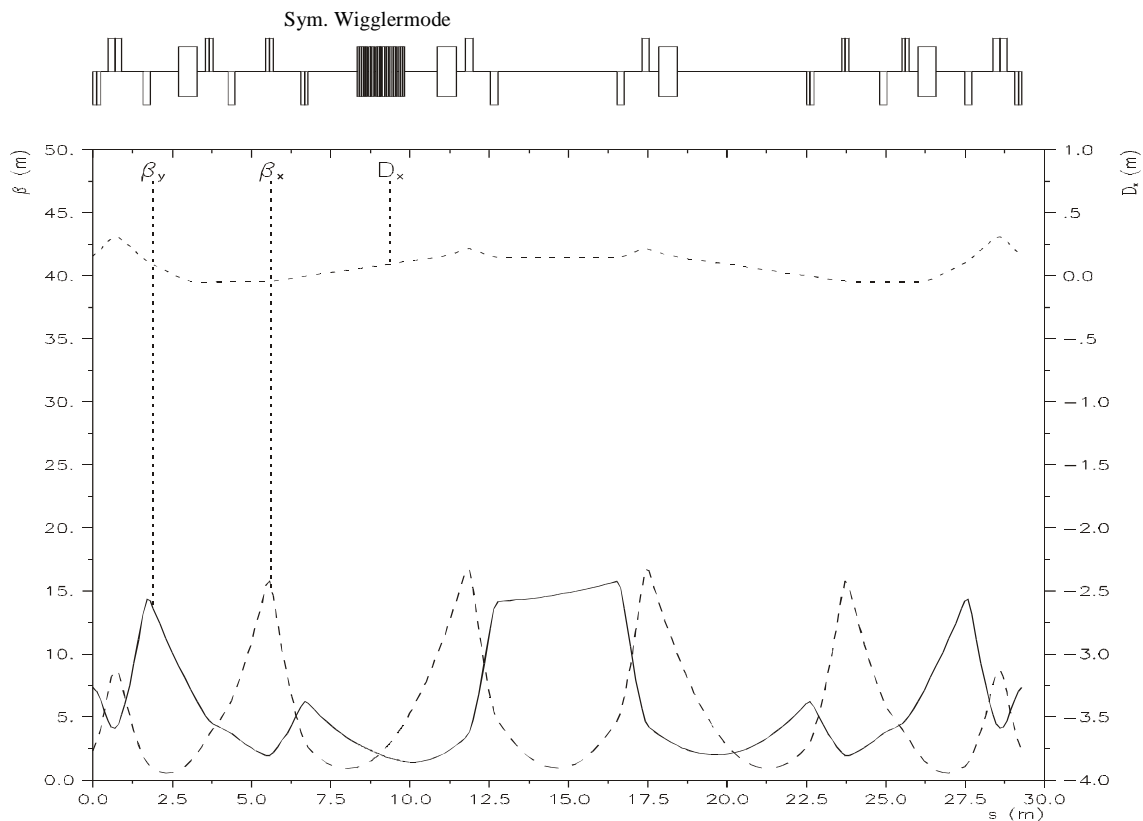


Abbildung 4.7: DEL-009-Optik für den symmetrischen Betriebsmode des Wigglers.

Mit maximal 4.42 m am Anfang der im symmetrischen Mode angepaßten vertikalen Betafunktion liegt dieser Funktionswert ebenfalls weit unter dem empfohlenen Limit von 5 m.

DEL-009-Optik (symmetrischer Wigglermode) (für E = 1.5 GeV)	
Q_x	9.556
Q_y	3.594
ϵ [m·rad]	$1.94 \cdot 10^{-8}$
ξ_x	-21.04
ξ_y	-7.72
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 2.160$ m
	$\alpha_x = -1.195$ rad
	$\beta_y = 2.001$ m
	$\alpha_y = 0.499$ rad
	$D_x = 0.084$ m
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50
	SF = 3.71
	SD = -5.45
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 4.4 y = 11.0

Tabelle 4.5: Allgemeine Daten für den symmetrischen Mode des Wigglers in der DEL-009-Optik.

4.3.3 Asymmetrischer Wigglermode

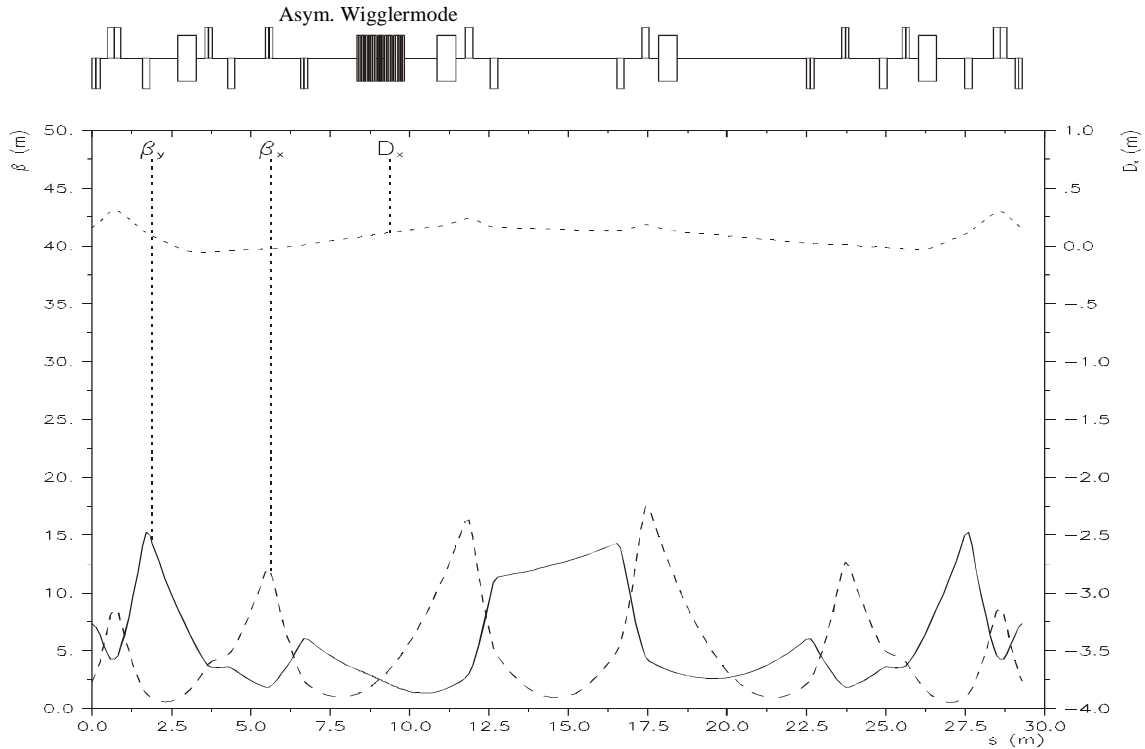


Abbildung 4.8: DEL-009-Optik für die asymmetrische Betriebsart des Wignlers.

In der Abbildung 4.8 ist deutlich zu erkennen, wie sehr die vertikale Betafunktion im Bereich des Wigglereinbaus eingeschränkt werden konnte: Sie variiert von 4.48 m am Anfang des Magneten bis 1.36 m am Ende des SAW ($\triangleq \langle N_y \rangle = 75.69 \text{ STD}$). Die horizontale β -Funktion steigt hingegen mit steiler werdendem Gradienten von 1.08 m auf 8.35 m am Ende des Wignlers. Dieses entspricht einer mittleren Apertur von $\langle N_x \rangle = 230.58 \text{ STD}$ und ist bei einer Kammerbreite von 9 cm bis 12 cm auf der Strahlaustrittsseite mehr als akzeptabel.

DEL-009-Optik (asymmetrischer Wigglermode) (für $E = 1.5 \text{ GeV}$)	
Q_x	9.555
Q_y	3.594
$\varepsilon \text{ [m·rad]}$	$1.93 \cdot 10^{-8}$
ξ_x	-20.42
ξ_y	-7.69
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 2.425 \text{ m}$ $\alpha_x = -1.204 \text{ rad}$ $\beta_y = 2.475 \text{ m}$ $\alpha_y = 0.643 \text{ rad}$ $D_x = 0.090 \text{ m}$ $D_{px} = 0.034 \text{ rad}$
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) $[1/\text{m}^2]$	SFQ = 3.50 SF = 3.74 SD = -5.47
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 4.4 y = 21.0

Tabelle 4.6: Übersicht über allgemeine Daten des asymmetrischen Modes der DEL-009-Optik.

4.4 DEL-010-Optik

Alle bisher vorgestellten Optiken sind High-Emittance-Optikversionen, bei denen die Emittanz einen Wert um $2 \cdot 10^{-8}$ m-rad annimmt. Für die Experimente der Synchrotronstrahlungsnutzer ist es aber häufig von Vorteil, (gebündelte) Photonen aus einer nahezu punktförmigen Strahlungsquelle zu haben. Die Experimentatoren sind deshalb sehr an einer Strahlung mit hoher spektraler Brillanz interessiert. Ferner ist für den Betrieb eines FEL eine möglichst hohe Laserverstärkung erwünscht, die unter anderem kleine Strahldimensionen erfordert. Aus diesen Gründen ist es sinnvoll, eine Optik mit dem eingebauten Wiggler auch für diese Bedürfnisse einstellen zu können.

Als Ausgangspunkt wird deshalb die schon getestete DEL-003-Optik zugrunde gelegt, die ebenfalls wie die DEL-006-Optik in einem Abschnitt zwischen dem ehemaligen QD4 im dritten bis zum ehemaligen QD4 im vierten Quadranten modifiziert wird. Diese Basisoptik DEL-003 ist für eine Strahlenergie von $E = 1.3$ GeV ausgelegt: Die Limitierung in der Energie ist durch die Bestromungsgrenze der Quadrupole gegeben, da die Strahlenergie umgekehrt proportional zu den Quadrupolstärken ist und somit gilt: $E_{\max} \sim 1/k_{\max}$. Die Quadrupolstärken können hier mit einem maximalen Wert von $k = \pm 4.54 \text{ m}^{-2}$ angesetzt werden. Die DEL-003-Optik kennzeichnet sich durch eine (natürliche) Emittanz von $\epsilon = 8.90 \cdot 10^{-9}$ m-rad (zum Vergleich: $\triangleq 1.19 \cdot 10^{-8}$ m-rad für 1.5 GeV) aus.

4.4.1 Wiggler ohne Magnetfelderregung

Wie die Grafik 4.9 zeigt, werden die horizontalen und vertikalen β -Funktionen in dem betreffenden Anpassungsausschnitt wie schon in dem Fall der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen DEL-009-Optik auf Werte unter 18 m reduziert. Dabei beträgt die Betafunktion in der Wigglermitte vertikal 2.07 m und horizontal 1.42 m. Die freien Aperturen errechnen sich mit den in der Tabelle 4.7 gegebenen Werten zu: $N_y = 118.65$ STD und $N_x = 475.63$ STD. Die dafür maximal erregten Quadrupole QW5 und QW6 benötigen eine Stärke von $\pm 4.1 \text{ m}^{-2}$.

Der entscheidende Nachteil dieser Optik ist die stark negative Chromatizität aufgrund der auch in dem restlichen Ringabschnitt zur Emittanzminimierung vorherrschenden, großen Quadrupolstärken. Diese großen, negativen Chromatizitäten können bei der DEL-010-Optik mit den bisherigen Sextupolen bzw. Sextupolstärken nicht auf positive Werte korrigiert werden. Zusätzliche neue Sextupole sind daher notwendig. Mit dieser Thematik (Einbau von neuen Sextupolen an definierten Plätzen und Variation in bezug auf eine optimale Verteilung der Stärken) beschäftigt sich das fünfte Kapitel dieser Arbeit.

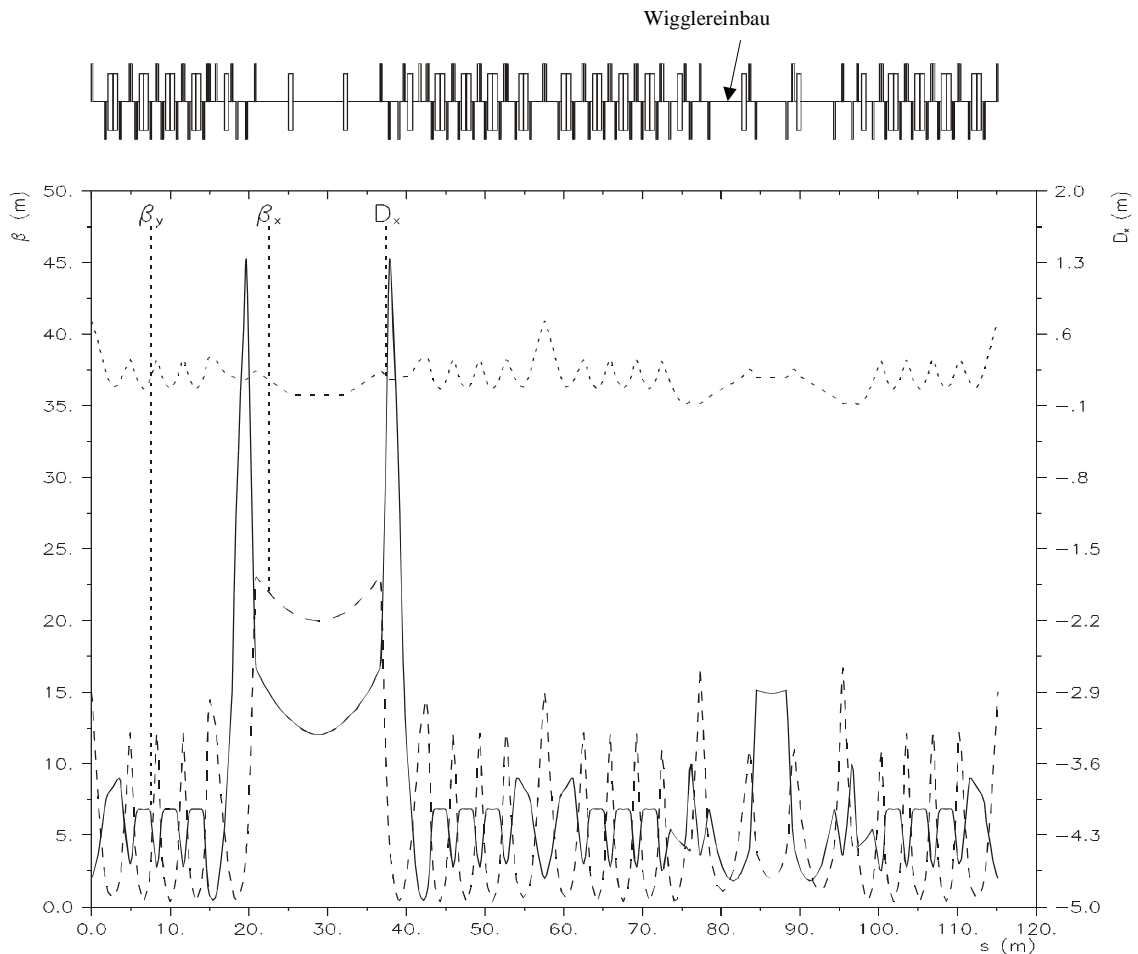


Abbildung 4.9: DEL-010-Optik zur Anpassung des Wignlers an den Speicherring.

Aus der Abbildung 4.9 ist ersichtlich, daß die vertikale Betafunktion mit einem größtmöglichen Wert von 4.5 m am Wignleranfang dem Strahl trotz der schmalen Wignlerkammerhöhe noch genügend Raum läßt.

DEL-010-Optik (ohne Wignlererregung) (für E = 1.3 GeV)	
Q_x	9.801
Q_y	3.854
ϵ [m·rad]	$8.58 \cdot 10^{-9}$
ξ_x	-24.58
ξ_y	-8.46
Optische Funktionen in der Wignlermitte	$\beta_x = 1.418$ m $\alpha_x = -0.558$ rad $\beta_y = 2.067$ m $\alpha_y = 0.371$ rad $D_x = 0.095$ m $D_{px} = -0.047$ rad
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50 SF = 4.16 SD = -6.59
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 8.1 y = 19.0

Tabelle 4.7: Wertetabelle für die DEL-010-Optik und den eingebauten Wiggler.

4.4.2 Symmetrischer Wigglermode

Die nachfolgende Abbildung 4.10 zeigt, daß auch für den symmetrischen Betriebsmode eine optimale Anpassung gewährleistet ist.

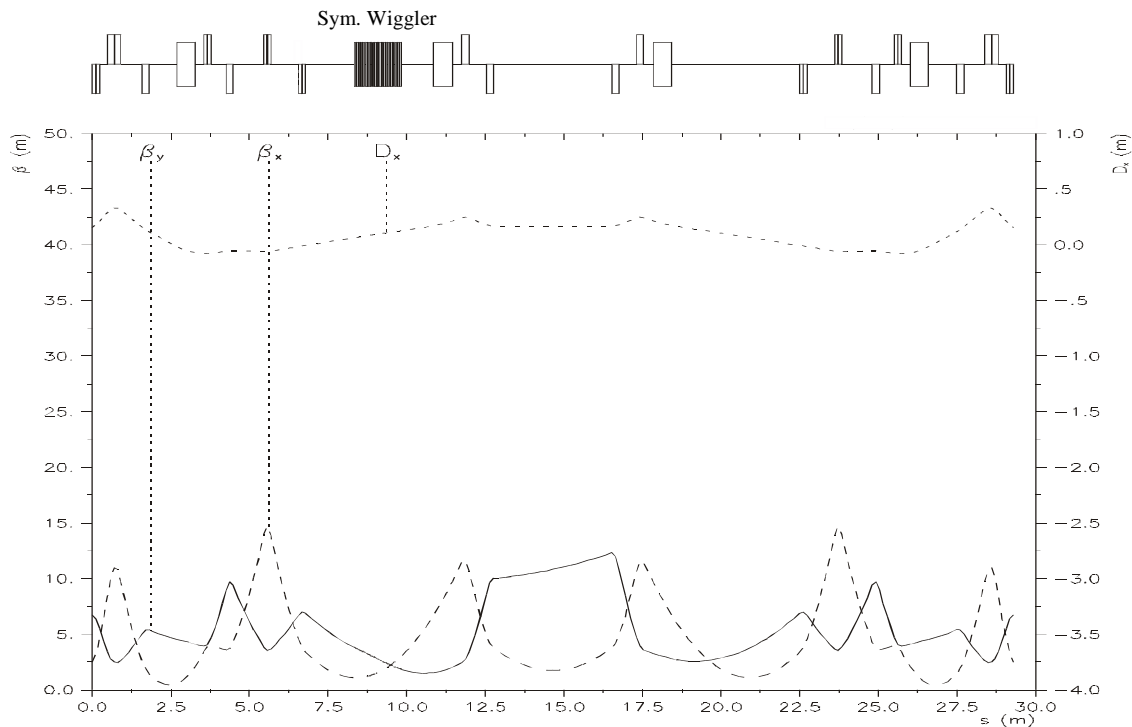


Abbildung 4.10: Ausschnitt der DEL-010-Optik für den symmetrischen Mode des Wigglers.

Die Werte der Betafunktionen reichen entlang der Wigglerlänge von horizontal 1.73 m – 5.64 m ($N_{x, \min} = 275.82$ STD) und vertikal von 5.15 m bis 1.49 m ($N_{y, \min} = 76.07$ STD). Im Vergleich zu der nicht modifizierten DEL-003-Optik müssen in allen drei betrachteten Fällen (ohne Wigglererregung, sym./asym. Mode) die Quadrupole QW3, QW6 und QW7 umgepolt werden.

DEL-010-Optik (symmetrischer Wigglermode) (für E = 1.3 GeV)	
Q_x	9.816
Q_y	3.857
ϵ [m·rad]	$8.39 \cdot 10^{-9}$
ξ_x	-24.43
ξ_y	-8.17
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 1.545$ m $\alpha_x = -0.638$ rad $\beta_y = 2.774$ m $\alpha_y = 0.700$ rad $D_x = 0.095$ m $D_{px} = -0.044$ rad
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [1/m²]	SFQ = 3.50 SF = 4.03 SD = -6.31
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 8.1 y = 21.0

Tabelle 4.8: Allgemeine Daten des symmetrischen Modes für die DEL-010-Optik.

4.4.3 Asymmetrischer Wigglermode

Die Anpassung für den asymmetrischen Betriebsmode wurde hauptsächlich durch eine Veränderung der Quadrupolstärken der Magnete QW1 (geringere Bestromung) und QW3 (höhere Bestromung) generiert. Die Größe der vertikalen Betafunktion konnte erheblich reduziert werden (< 4 m auf der gesamten Wigglerlänge).

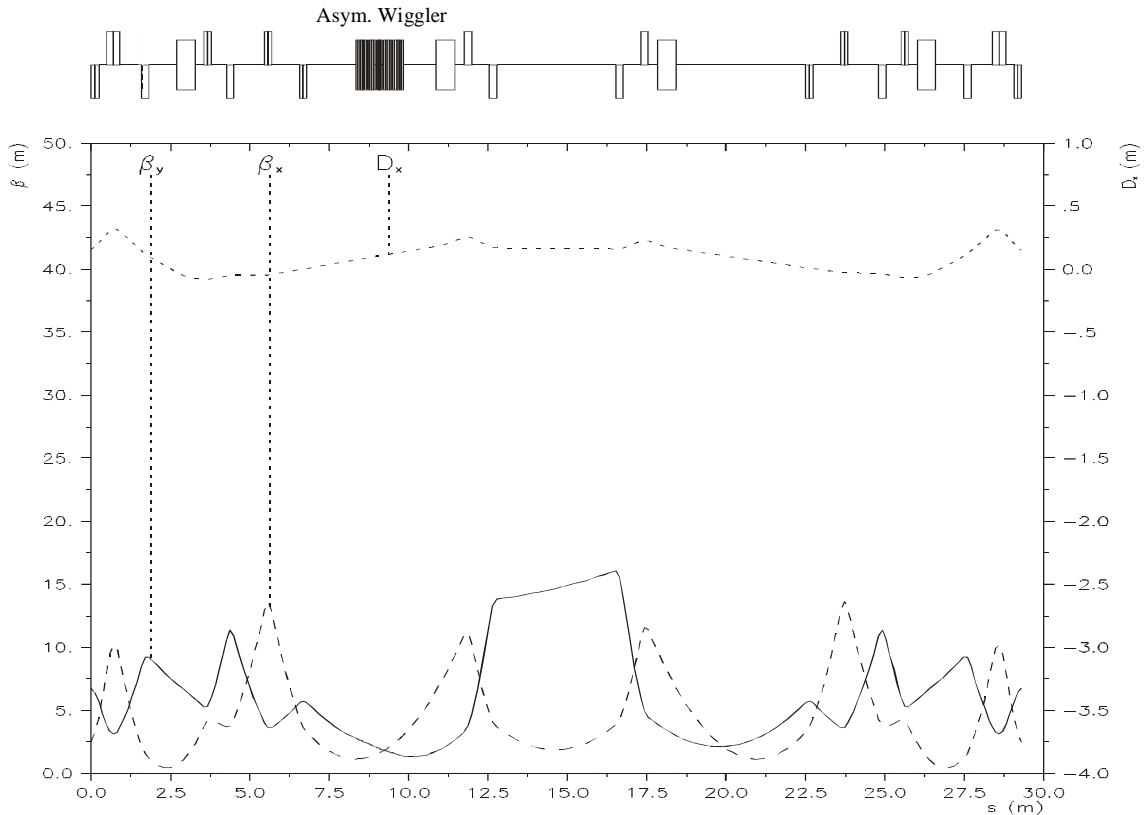


Abbildung 4.11: Angepaßte Wiggleroptik für die asymmetrische Betriebsart.

DEL-010-Optik (asymmetrischer Wigglermode) (für $E = 1.3$ GeV)	
Q_x	9.788
Q_y	3.826
ϵ [m·rad]	$9.41 \cdot 10^{-9}$
ξ_x	-24.08
ξ_y	-8.49
Optische Funktionen in der Wigglermitte	$\beta_x = 1.612$ m $\alpha_x = -0.637$ rad $\beta_y = 1.969$ m $\alpha_y = 0.500$ rad $D_x = 0.101$ m $D_{px} = -0.047$ rad
Sextupolstärken (zur Einstellung der Chromatizität auf +1) [$1/m^2$]	SFQ = 3.50 SF = 4.15 SD = -6.61
Dynamische Apertur (mit obigen Sextupolstärken und für 1000 Umläufe) [mm]	x = 8.1 y = 20.0

Tabelle 4.9: Werte der DEL-010-Optik für den asymmetrischen Wigglermode.

4.5 Q-Werte und Kenngrößen der vorgestellten Optiken

Durch die Modifikation der jeweiligen Optiken zur Anpassung an die Voraussetzungen eines Wigglerbaus ergeben sich unweigerlich Arbeitspunktverschiebungen im Vergleich zu den ursprünglichen Optikversionen DEL-003 und DEL-006. Durch das Auftrennen einer vierersymmetrischen, periodischen Optik wird zudem die Gefahr verstärkt, daß die Betatronschwingungen der gespeicherten Elektronen, die eine Energieabweichung besitzen, in Resonanz aufgrund der veränderten Magnetstruktur geraten [5]. Überdies bewirkt der SAW durch seine Kantenfokussierung in erster Linie in vertikaler Ebene eine zusätzliche Q_y -Wert-Änderung, die jedoch durch die Wahl einer kleinen vertikalen Betafunktion im Bereich des Wigglers minimiert und durch Einstellen der zur Anpassung gewählten Quadrupole ausgeglichen werden kann. Beispielsweise verschiebt sich der vertikale Arbeitspunkt der DEL-008-Optik, die für den eingebauten Wiggler ohne eingeschaltetes Magnetfeld optimiert wurde, unter dem Einfluß des symmetrischen Wigglers von $Q_y = 3.23$ um $\Delta Q_y = +0.04$ und für den asymmetrischen Wiggler um $\Delta Q_y = +0.06$. Zwar wird der Abstand zur relativ starken Koppelresonanz $Q_x + Q_y = 12$ vergrößert; der Q-Wert wandert jedoch sehr in die Nähe der Koppelresonanz $2Q_x + Q_y = 21$, die zu einem Aufblähen des Strahls führt (siehe dazu Abbildung 4.12). Die Quadrupole, die zur Anpassung benutzt werden, müssen nicht nur aus diesem Grund in ihrer Stärke variiert werden, sondern auch, um die ansonsten stark steigende Betafunktion im Bereich des FEL-Undulators zu verringern.

Bei der Wahl des Arbeitspunktes muß darauf geachtet werden, daß dieser möglichst weit entfernt von einer der im Arbeitspunktdiagramm dargestellten Resonanzen liegt, um einen Verlust des Strahls bzw. eine Aufweitung der Emittanz zu vermeiden (siehe Kapitel 1.6). Resonanzlinien bis zur dritten Ordnung führen im allgemeinen zu einer drastischen Reduzierung der Strahllebensdauer. Zudem hängt der Wert der natürlichen Chromatizität – und damit verbunden, eine Korrektur dieser durch Sextupole mit entweder geringen oder aber großen Stärken – von der Lage des Arbeitspunktes ab. Deshalb wurde schon gleich bei der Optimierung für den Wigglerbetrieb darauf geachtet, eine neue Optik zu entwickeln, die möglichst die schon vorhandenen externen und internen Sextupole in bezug auf ihre maximalen Stärken zur Anpassung nutzen kann.

Es ist wünschenswert, für beide Wigglermoden sowie für die Strahloptik mit dem nicht eingeschalteten Magnetfeld des SAW den gleichen Arbeitspunkt zu erhalten. Dadurch kann eine Störung des Speicherringbetriebes beim Ein- und Ausschaltvorgang des Wigglers minimiert werden. Zur Zeit ist es aber vorgesehen, erst nach dem Hochfahren des Wigglers auf sein maximales Feld mit einer Injektion vom Vorbeschleuniger über den Transferkanal zum Speicherring Delta zu beginnen. Ursache dafür ist zum einen das nichtlineare Verhalten des Wigglers in seiner Auferregung aufgrund der Sättigung des Magneteisens, zum anderen existieren nur abgeschätzte Magnetfeldwerte für die Zwischenerregungen, ohne dabei den genauen Feldverlauf zu kennen. Daraus folgend ist es schwer, eine mögliche Wirkung auf den Speicherbetrieb zu simulieren. Deswegen ist eine Anpassung der Optiken für die Zwischenwerte mittels prozentualer Herabstufung der maximalen Induktion zu ungenau. Zudem wurde bei den jetzigen Optiken noch von einem idealen Wigglerfeld ausgegangen, so daß eine zusätzliche Anpassung der Quadrupolstärken erforderlich wäre.

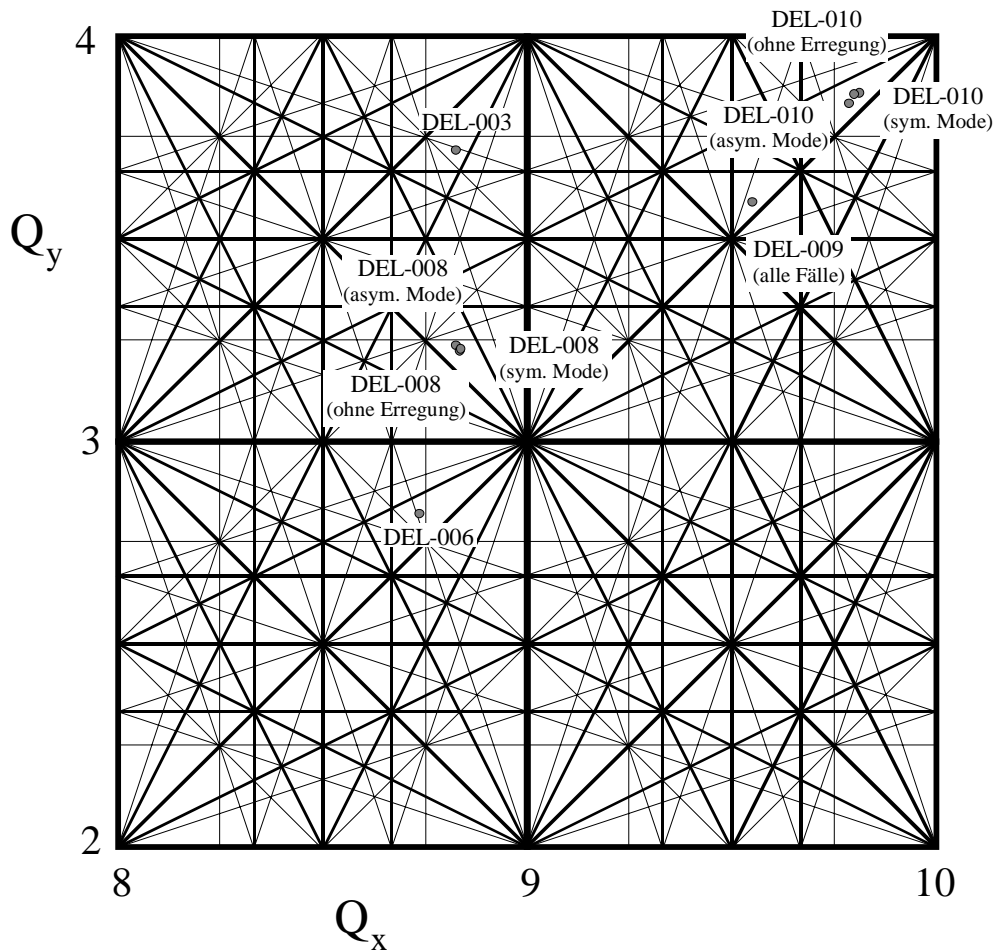


Abbildung 4.12: Sämtliche Arbeitspunkte der vorhergehend berechneten Optiken sind hier in einer Übersicht eingetragen. Das Q -Wert-Diagramm weist Resonanzen bis zur vierten Ordnung auf. Zum Vergleich sind die Arbeitspunkte der ursprünglichen Optiken DEL-006 und DEL-003 mit aufgeführt.

In Abbildung 4.12 sind zum besseren Vergleich die Arbeitspunkte aller erwähnten Optiken eingezeichnet. Es ist ersichtlich, daß für die neu benannte DEL-008-Optik die jeweiligen Q -Werte leicht unterschiedlich sind. Diese Differenz ist aber vernachlässigbar klein und würde selbst bei einem direkten Wechsel zwischen beiden Wigglermoden keine größeren Probleme bereiten. Voraussetzung dafür ist aber das simultane Mitfahren bzw. Nachregeln der entsprechenden Quadrupole. Dagegen ist der Unterschied der Arbeitspunkte vom symmetrischen und asymmetrischen Mode bei der DEL-010-Optik auffällig. Wenn der Wiggler, wie hier angenommen, bei einer Strahlenergie von 1.3 GeV mehr als 90 % seiner maximal möglichen Stärke erreicht, erfordern schon kleine Änderungen in der Magnetfeldstärke sehr große Variationen in den Stärken einiger Quadrupole, um alle Twiss-Parameter sowie Arbeitspunkte in dem betreffenden Ringsegment anzupassen [29]. Darüber hinaus sollen die Betafunktionen im gesamten Abschnitt noch moderate Werte (d.h. < 50 m) annehmen, damit der Strahl nicht durch zu große Betatronschwingungen an der Kammerwand verloren geht. Da sich der Wiggler im Gegensatz zum FEL-Undulator an einer in der Ring-Optik unsymmetrischen Stelle befindet, ist die Störung der Speicherringsymmetrie und damit verbunden, die Kompensation der Arbeitspunktverschiebungen für eine asymmetrische Optik gravierender, aber dennoch unverzichtbar. Es würde z.B. keine periodische Lösung existieren, wenn der außerregte Wiggler mit der Optik für einen ausgeschalteten Magneten betrieben wird. Der Grund dafür liegt in der Anpassung und Modulation der vertikalen Betafunktion. Deshalb wird im Hinblick auf die wichtigere Anpassung dieser Betafunktion und dem Wunsch nach einem gespeicherten Strahl der etwas unterschiedliche Arbeitspunkt toleriert.

Optik	Momentum-Compaction-Faktor	Energieverlust pro Umlauf [keV]	relative Energiebreite (1 STD)	Dämpfungsverteilung (mit $J_y = 1$)	Dämpfungszeiten [s]
DEL-008 (ohne Wiggler-erregung)	$\alpha = 0.00563$	$U_0 = 127.84$	$\Delta E/E = 6.89 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.969$ $J_E = 2.031$	$\tau_x = 0.0093$ $\tau_y = 0.0090$ $\tau_E = 0.0044$
DEL-008 (sym. Mode)	$\alpha = 0.00564$	$U_0 = 142.99$	$\Delta E/E = 7.10 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.973$ $J_E = 2.027$	$\tau_x = 0.0083$ $\tau_y = 0.0081$ $\tau_E = 0.0040$
DEL-008 (asym. Mode)	$\alpha = 0.00563$	$U_0 = 151.14$	$\Delta E/E = 7.76 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.961$ $J_E = 2.039$	$\tau_x = 0.0079$ $\tau_y = 0.0076$ $\tau_E = 0.0037$
DEL-009 (ohne Wiggler-erregung)	$\alpha = 0.00540$	$U_0 = 127.84$	$\Delta E/E = 6.89 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.970$ $J_E = 2.030$	$\tau_x = 0.0093$ $\tau_y = 0.0090$ $\tau_E = 0.0044$
DEL-009 (sym. Mode)	$\alpha = 0.00540$	$U_0 = 142.99$	$\Delta E/E = 7.10 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.974$ $J_E = 2.026$	$\tau_x = 0.0083$ $\tau_y = 0.0081$ $\tau_E = 0.0040$
DEL-009 (asym. Mode)	$\alpha = 0.00539$	$U_0 = 151.14$	$\Delta E/E = 7.77 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.966$ $J_E = 2.034$	$\tau_x = 0.0079$ $\tau_y = 0.0076$ $\tau_E = 0.0038$
DEL-010 (ohne Wiggler-erregung)	$\alpha = 0.00455$	$U_0 = 72.12$	$\Delta E/E = 5.89 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.976$ $J_E = 2.024$	$\tau_x = 0.0142$ $\tau_y = 0.0139$ $\tau_E = 0.0068$
DEL-010 (sym. Mode)	$\alpha = 0.00455$	$U_0 = 80.67$	$\Delta E/E = 6.16 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.978$ $J_E = 2.022$	$\tau_x = 0.0127$ $\tau_y = 0.0124$ $\tau_E = 0.0061$
DEL-010 (asym. Mode)	$\alpha = 0.00454$	$U_0 = 85.27$	$\Delta E/E = 6.74 \cdot 10^{-4}$	$J_x = 0.969$ $J_E = 2.031$	$\tau_x = 0.0121$ $\tau_y = 0.0117$ $\tau_E = 0.0058$

Tabelle 4.10: Weitere wichtige strahloptische Parameter der einzelnen Optiken für 1.5 GeV (bzw. 1.3 GeV für die DEL-010 Optiken).

Alle oben genannten, die jeweiligen Optiken charakterisierenden Strahlqualitäten können mit Hilfe der Synchrotronstrahlungsintegrale (siehe Anhang B) berechnet werden. Im einzelnen sind dies [13]:

der Momentum-Compaction-Faktor $\alpha = \frac{I_1}{L},$

der Energieverlust pro Umlauf $U_0 = \frac{2r_e E^4}{3(mc^2)^3} I_2,$

die Energiebreite $\frac{\Delta E}{E} = \sigma_E^2 = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{I_3}{2I_2 + I_4},$

die Dämpfungsverteilung $J_x = 1 - \frac{I_4}{I_2}, \quad J_y = 1, \quad J_E = 2 + \frac{I_4}{I_2}$

und die Dämpfungszeiten $\tau_x = C \cdot J_x, \quad \tau_y = C \cdot J_y, \quad \tau_E = C \cdot J_E \quad \text{mit } C = \frac{cU_0}{2E_0L}.$

Kapitel 5

Sextupole

Um die Chromatizität einer Optik zu kompensieren, ist der Einbau von Sextupolmagneten in einen Beschleunigerring unerlässlich. Diese Thematik wurde schon in Kapitel 1.7 erläutert. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Notwendigkeit, speziell für die DEL-010-Optik weitere Sextupole im Speicherring Delta einzubauen. Die dazu erforderlichen Simulationen bezüglich ihrer neuen Position sowie den einzustellenden Stärken berücksichtigen auch den Aspekt, bei Tracking-Rechnungen eine möglichst große dynamische Apertur zu erzielen. Abschließend wird die modifizierte Sextupolstruktur einer Bewertung in bezug auf die Effektivität in anderen Strahloptiken unterzogen.

5.1 Vorbemerkungen

Die Korrektur der Chromatizität auf den erfahrungsgemäß praktikablen Wert von +1 zur Vermeidung von Head-Tail-Instabilitäten erfolgt mit Sextupolmagneten der Stärke $m(s)$. Dabei sind Sextupole (Abk.: SP) die Elemente einer Magnetstruktur, die – neben den Aufstell- und Magnetfehlern der Quadrupole – den größten Beitrag zu den Nichtlinearitäten liefern:

$$\xi = -\frac{1}{4} \int m(s) D(s) \beta(s) ds . \quad (5.2)$$

Von wichtiger Bedeutung für die Qualität eines Beschleunigers ist die richtige Verteilung im Ring sowie die Anpassung der Stärken, da sonst elementare Parameter, wie Strahlstrom, Lebensdauer oder dynamische Apertur, wesentlich verschlechtert werden können. Als theoretische Bewertungsgrundlage dient in jedem Fall die Simulation der dynamischen Apertur, während der Strahlstrom und die Lebensdauer eher meßbare Größen sind.

Ein Beschleuniger besitzt eigentlich zwei Aperturen. Zum einen die *mechanische Apertur*, die der Begrenzung durch die Vakuumkammerwand gleichzusetzen ist, zum anderen die *dynamische Apertur*, die den für die Teilchenbewegung effektiv nutzbaren Raum definiert. Für einen stabilen Beschleunigerbetrieb ist eine möglichst große dynamische Apertur notwendig, da die mechanische Apertur oft größer als die dynamische ist.

Der Einfluß der Sextupole auf die Apertur findet seine Begründung in dem quadratischen Feldverlauf dieser Magnetgruppe. Die daraus resultierenden nichtlinearen Kräfte, die auf den Elektronenstrahl ausgeübt werden, führen zu einer von der Amplitude der Betatronschwingung abhängigen Frequenz, d.h. zu einem amplitudenabhängigen Arbeitspunkt. Ein daraus möglicherweise resultierender, negativer Effekt ist die Verschiebung des Q-Wertes auf eine Resonanzlinie und damit der Verlust der Teilchen. Zu beachten ist, daß aufgrund dieser Nichtlinearität zusätzlich eine Kopplung der vertikalen mit der horizontalen Bewegung

stattfindet.²⁶ Ein wesentliches Problem bei der Entwicklung einer neuen Optik ist daher die Minimierung dieser Effekte durch eine optimale Verteilung der chromatischen Sextupole im Ring und durch eine geeignete Anpassung ihrer Stärken.

Die theoretischen Untersuchungen der dynamischen Apertur werden mit Hilfe des Programmes MAD durchgeführt. Der darin enthaltene Programmteil TRANSPORT benutzt nicht nur lineare Transfermatrizen, wobei die Sextupole als zusätzliche „Kicks“²⁷ zur Teilchendifferenz mit berücksichtigt werden, sondern erweitert diese Matrizen im Gegensatz zu dem Programm *Optik* durch Terme höherer Ordnung. Die Verletzung der Symplektizitätsbedingung²⁸ bei diesem Matrixalgorithmus spielt dabei eine untergeordnete Rolle, solange nur Strahltransportwege mit wenigen Umläufen gerechnet werden. Wird dieser Formalismus jedoch für einige tausend Umläufe angewendet, zeigen sich in den Phasenraumbildern unphysikalische Dämpfungs- und Anregungseffekte, da eine Verletzung der Symplektizität letztendlich eine Verletzung der Energieerhaltung bedeutet [38].

Üblicherweise bestimmt man die dynamische Apertur im Ortsraum in Polarkoordinaten, indem man zu einem definierten Winkel den maximalen Ablageradius eines Teilchens ermittelt. Bei allen nachfolgenden Rechnungen wird der Phasenraum in 5°-Schritten abgetastet und der zugehörige Ablagewert jeweils durch Erhöhung der Schrittweite bestimmt. Als dynamische Apertur wird dann der Wert definiert, bei dessen Überschreitung das Teilchen nach weniger als einer bestimmten Anzahl von Umläufen verloren geht. Zur Darstellung im Ortsraum transformiert man die Ergebnisse in ein orthogonales Koordinatensystem.

5.2 Derzeitige Sextupolkonfiguration

Die bisherige Verkabelungsstruktur für die in einem der vierersymmetrischen Quadranten des Speicherringes Delta eingebauten Sextupolmagnete gibt die Abbildung 5.1 wieder. Diese Konfiguration mit internen (fokussierenden) und externen Sextupolen wurde bei der Bestimmung der jeweiligen Stärken in den Tabellen 4.1 bis 4.9 für die neu entwickelten Optiken, die den Wigglerbau berücksichtigen, zugrunde gelegt. Dabei sind die defokussierenden, externen Sextupole SD an einem Netzgerät PS 1 und die fokussierenden, internen sowie externen Sextupole SFQ bzw. SF an einem anderen Netzgerät PS 2 angeschlossen.

Im Hinblick auf einen zukünftigen Betrieb einer Low-Emittance-Optik, deren Vorteil z.B. in einer Erhöhung der spektralen Brillanz des Synchrotronstrahls liegt, muß die bisherige Sextupoleinstellung überdacht werden. Zum Zweck der Emittanzminimierung ist es notwendig, eine besonders starke Fokussierung des Teilchenstrahls durch Quadrupolmagnete zu erreichen, die aber gleichzeitig eine große negative Chromatizität bewirken. Die realisierbaren Sextupolstärken liegen aber unter den zur Chromatizitätskompensation notwendigen Stärken. Der technisch zulässige Wert beträgt $\pm 5.6 \text{ m}^{-2}$ für externe und $\pm 3.5 \text{ m}^{-2}$ für interne (lange) Sextupole [35].²⁹ Notwendig sind beispielsweise, wie bei der DEL-010-Optik angedeutet, Sextupolstärken im Bereich von -6.6 m^{-2} .

Da das Netzgerät PS 1, an dem die externen, defokussierenden Sextupole SD angeschlossen waren, nicht die nötige Versorgungsspannung für alle diese in Reihe geschalteten Magnete zur Ansteuerung ihrer maximalen technischen Stärken liefern kann, wurde die bestehende Verkabelungsstruktur in 7 defokussierende Sextupole SVB in den Bögen und 2 defokussierende

²⁶ Gleiches gilt nicht im umgekehrten Fall.

²⁷ Die „Kicknäherung“ entspricht der Simulation des Sextupols als eine unendlich dünne Linse.

²⁸ Eine Matrix A heißt symplektisch, wenn sie die Bedingung $A \cdot J \cdot A^T = J$ erfüllt. Dabei ist A^T die transponierte Matrix

zu A und $J = \begin{pmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & M & 0 \\ 0 & 0 & M \end{pmatrix}$ mit $M = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$. Für 2×2 -Matrizen A ist diese Symplektizitätseigenschaft der

Bedingung $\det A = 1$ gleichzusetzen. Für höherdimensionale Matrizen folgt aus der Symplektizität der Wert 1 der Determinante; jedoch sind diese beiden Bedingungen nicht mehr äquivalent.

²⁹ Beiden Sextupolstärken entsprechen 15 A Stromstärke.

Sextupolmagnete SVG in den Geraden mit jeweils einem separaten Netzgerät aufgetrennt. Dabei steht das „V“ für *vertikal fokussierend*, das „B“ für *Bogen* bzw. das „G“ für *Gerade*. Im Zuge dieser Neuverkabelung wurden die externen, horizontal fokussierenden Sextupole SF in SHE und die internen, horizontal fokussierenden Sextupolmagnete SFQ in SHI umbenannt. Diese neue Nomenklatur wird in der Abbildung 5.1 verwendet. Ebenfalls wird die neue Trennung der defokussierenden Sextupole durch die gestrichelte Linie in der Kabelstruktur angedeutet. Es wurde zudem beschlossen, die integrierten, fokussierenden Sextupole vom Netzgerät PS 2 der externen, fokussierenden Sextupole zu trennen. Hierdurch wird ein weiteres, drittes Netzgerät erforderlich. Im Hinblick auf eine eigenständige Regelung zur Anpassung der Chromatizität erhält man somit einen weiteren Freiheitsgrad.

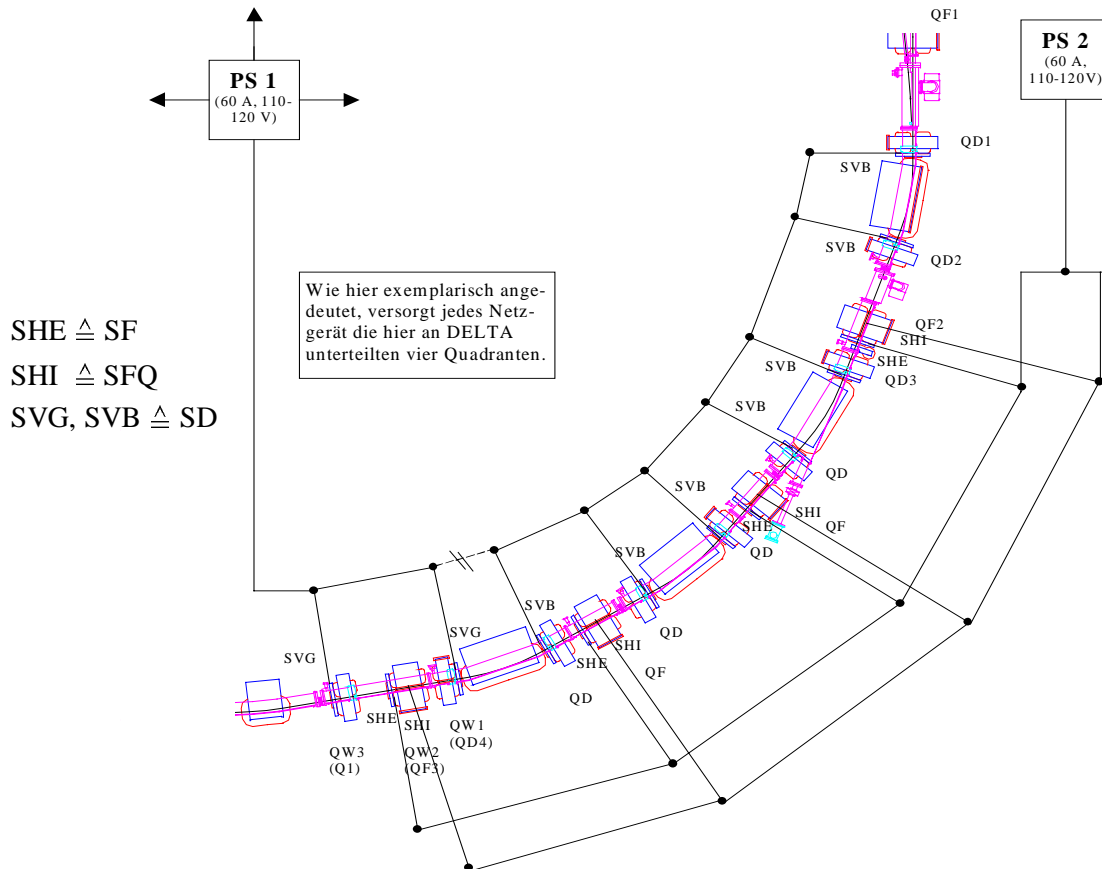


Abbildung 5.1: Ursprüngliche Sextupolverteilung, -bezeichnung und -verkabelung eines Quadranten des Speicherringes Delta; es ist nur der die Sextupolanordnung betreffende Ausschnitt des Ringsegmentes dargestellt. Alle vier Quadranten sind parallel zueinander angeschlossen, während die dortigen Sextupole in Reihe geschaltet sind. Das Netzgerät PS 1 wird im weiteren Verlauf durch zwei Netzgeräte ersetzt (Trennung der SD in SVB und SVG an der gestrichelten Linie); ebenso wird eine getrennte Ansteuerung von externen SF (jetzt: SHE) und internen SFQ (jetzt: SHI) vorgenommen.

5.3 Chromatizitätskorrektur für die DEL-009-Optik

Die Chromatizitätskorrektur bei der DEL-009-Optik erfolgt mit den in der Tabelle 5.1 für die jeweiligen Sextupolfamilien aufgeführten Stärken. Es ist gut zu erkennen, daß die Werte der externen Sextupole nahe ihrer oberen Bestromungsgrenze sind. Dabei besitzt der interne, fokussierende Sextupol SHI eine Stärke von $+3.5 \text{ m}^{-2}$. Zusätzlich werden an dieser Stelle und

bei allen nachfolgenden Rechnungen die in den Dipolrandfeldern vorhandenen Sextupolkomponenten mit berücksichtigt. Dabei betragen die integrierten Stärken dieser Felder 0.15 m^{-2} für 20° -Dipole, 0.04 m^{-2} für 7° -Dipole und 0.02 m^{-2} für die 3° -Dipole.

Die Stärken der jeweiligen Sextupole wurden mit dem Programm Optik ermittelt, während die Berechnung der dynamischen Apertur mit dem Programm MAD erstellt wurde.³⁰

Sextupol	Stärke [m^{-2}]
SVG	- 5.49
SVB	- 5.44
SHE	+ 3.71

Tabelle 5.1: Sextupolstärken für die DEL-009-Optik ohne Betrachtung einer Außerregung des Wigglers.

Die Chromatizität kann mit diesen Stärken zwar auf den positiven Wert +1 korrigiert werden, jedoch ist die maximal mögliche, dynamische Apertur sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Ebene sehr klein. Dies verdeutlicht Abbildung 5.2. Für diese und alle folgenden Tracking-Rechnungen liegt der Startpunkt eines Teilchens immer in der Bogenmitte zwischen dem ersten und vierten Quadranten (Mitte des Quadrupols QF1). Damit erhält man einen direkten Vergleich zu den Aperturen im gegenüberliegenden Injektionsbereich. Es wurde dabei immer – wenn nicht anders angegeben – für 1000 Umläufe getrackt, um näherungsweise realistische Aussagen über das Verhalten des Teilchenstrahls treffen zu können.³¹ Die Abbildung 5.2 zeigt, daß im Gegensatz zu der ursprünglichen DEL-006-Optik die Apertur in der vertikalen Ebene um mehr als die Hälfte kleiner ist. Dabei wurden die oben aufgeführten Sextupolstärken schon derart variiert, daß sie die dynamische Apertur optimieren.

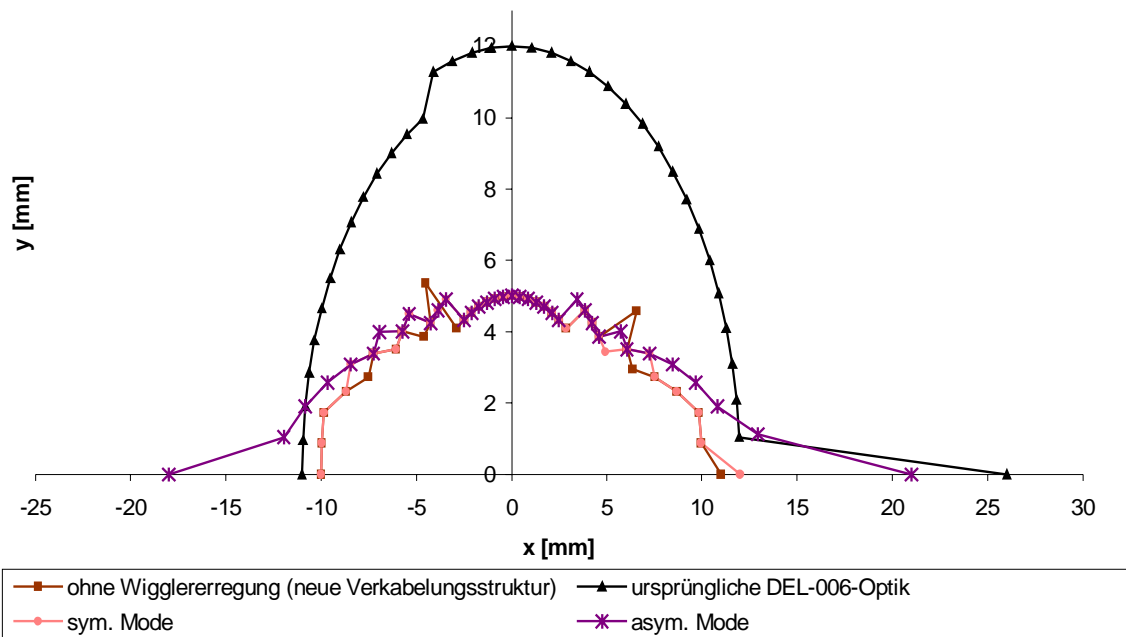


Abbildung 5.2: Dynamische Apertur für die DEL-009-Optik (ohne Wigglererregung, symmetrischer und asymmetrischer Wigglermode) und im Vergleich dazu, die ehemalige DEL-006-Optik.

³⁰ Die Version 8.13 / 8 des Programmes MAD besitzt einen Fehler in der Routine zur Berechnung von Sextupolstärken bzw. Chromatizitätswerten. Die SP-Stärken können dem Programm lediglich vorgegeben werden.

³¹ Die Auswirkungen höherer Multipole (Aufstellfehler der Magnete, Feldfehler, Toleranzfehler bei der Fertigung, usw.) auf die Stabilität der Optiken bleiben bei diesen Simulationen jedoch ebenso wie die Synchrotronschwingung des Elektronenstrahls und die Dämpfung unberücksichtigt.

Während für die DEL-006-Optik in vertikaler Richtung keine wesentliche Beschränkung existiert, verbleiben dem Elektronenstrahl bei der angepaßten Optik vertikal nur maximal 5 mm Platz. Da der Teilchenstrahl im Idealfall in vertikaler Richtung keine Ablage besitzt, sollte dieser freie Platz ausreichend, wenn auch nicht optimal sein. In horizontaler Richtung stehen dem Elektronenstrahl nach beiden Seiten im Mittel nur $\Delta x = 10.4$ mm zur Verfügung. Die Akzeptanz berechnet sich daraus zu:

$$A_x = \frac{(\Delta x)^2}{\beta_x} = 1.45 \cdot 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{rad} \quad (5.3)$$

mit $\beta_x = 7.443$ m am Anfang der Magnetstruktur.

Vergleicht man dieses mit der Emittanz von $\epsilon_x = 2.12 \cdot 10^{-8}$ m-rad, so erhält man horizontal einen Platz von:

$$\frac{d_x}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{A_x}{\epsilon_x}} = 26.2 \text{ STD} \quad (5.4)$$

mit d_x = halbe Kammerbreite, σ_x = Amplitude.

Dies erfüllt zwar die Forderung nach einem möglichst großen Verhältnis A/ϵ , um den Speicherringbetrieb (theoretisch) nicht zu gefährden, insbesondere für die Injektion ist dies jedoch unzulänglich. Wünschenswert dagegen wäre für einen problemlosen Betrieb ein Verhältnis $\sqrt{A_x / \epsilon_x} > 50$ Standardabweichungen (STD).

Durch Variation der Stärken der externen Sextupole SVG und SVB ergibt sich für den symmetrischen und asymmetrischen Mode des Wigglers eine bestmögliche Einstellung von:

Sextupol	sym. Mode Stärke [m^{-2}]	asym. Mode Stärke [m^{-2}]
SVG	- 5.05	- 5.35
SVB	- 5.56	- 5.51
SHE	+ 3.71	+ 3.73

Tabelle 5.2: *Sextupolstärken für die symmetrische und asymmetrische Wiggleroptik; die internen Sextupole SHI haben dabei eine Stärke von $+ 3.5 \text{ m}^{-2}$.*

In der obigen Tabelle ist ersichtlich, daß es von Vorteil ist, den Unterschied zwischen den Stärken der SVG und SVB im Vergleich zu den in der Tabelle 5.1 aufgeführten Werten zu vergrößern. Anhand der Größenordnung ist ersichtlich, daß diese Werte nahe ihrer maximalen Sextupolstärke sind. Die mit diesen Stärken erreichten dynamischen Aperturen sind ebenfalls aus der Abbildung 5.2 zu ersehen. Im Vergleich zu der Apertur für die Strahloptik des nicht auferregten Wigglers tritt hier keine nennenswerte Änderung ein.

Vernachlässigt werden jedoch an dieser Stelle die Sextupolkomponenten des Wigglers. Da aber das Magnetfeld als eine Folge von Dipolkomponenten alternierender Polarität angenommen wird, stellt das Sextupolfeld ebenso eine alternierende Folge von fokussierenden und defokussierenden Sextupolen dar, die sich zudem an Stellen mit sehr kleinen Betafunktionen befinden. Die gesamte, integrierte Stärke ist demnach so klein, daß der Einfluß von Sextupolfeldern im Wiggler ohne Berücksichtigung bleiben kann.

Eine andere Darstellungsmöglichkeit der Stabilität einer Teilchenbewegung ist die grafische Auswertung der Tracking-Rechnungen im Phasenraum, in dem die jeweilige Impulskomponente zur Ortskomponente aufgetragen wird. Exemplarisch werden die Phasenraum-ellipsen für den asymmetrischen Mode des SAW in den Abbildungen 5.3 und 5.4 dargestellt.

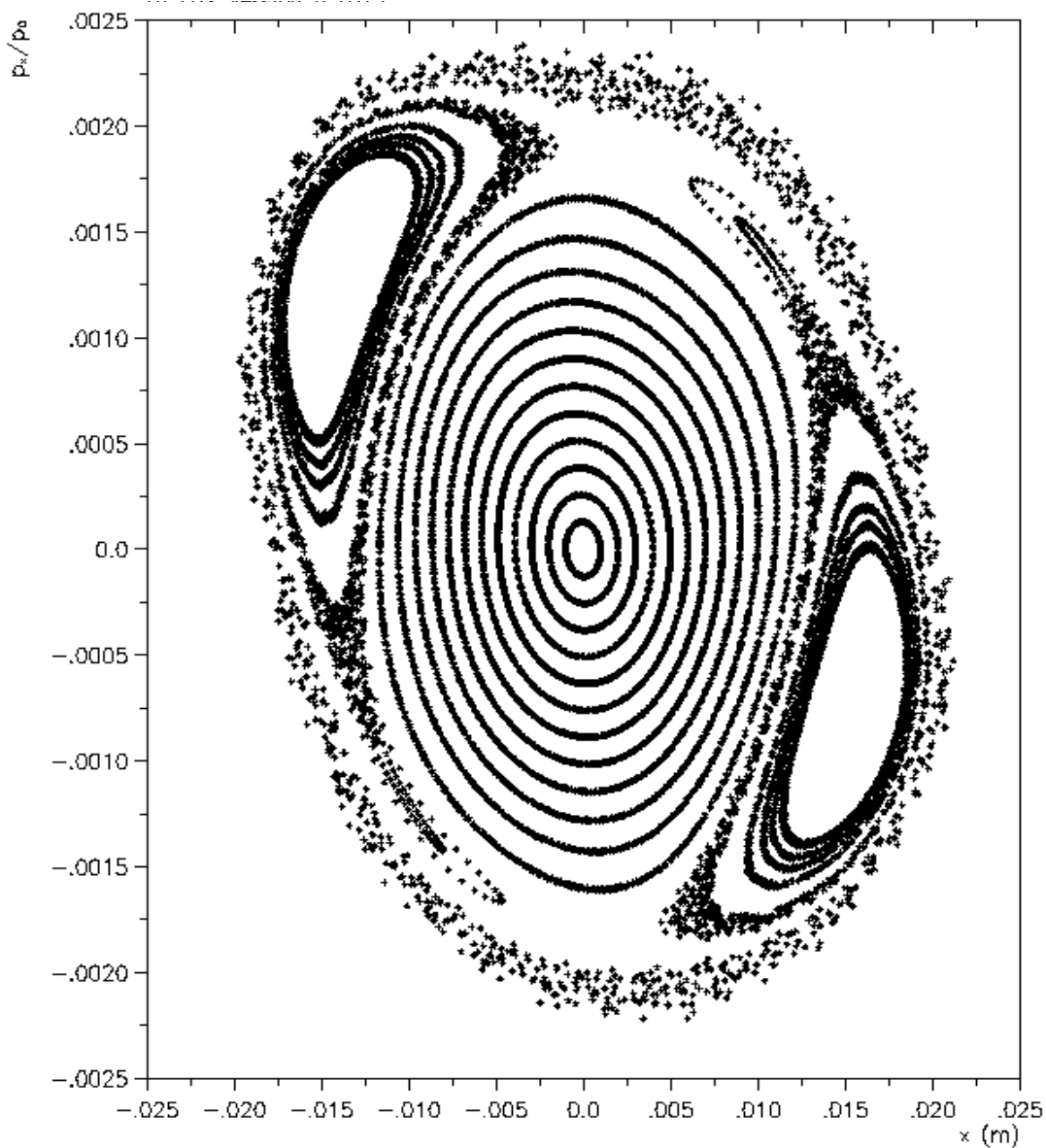


Abbildung 5.3: Für den asymmetrischen Mode wird die Phasenraumellipse in der horizontalen Bezugsebene dargestellt; die maximale Ablage eines Teilchens am Anfang der Tracking-Rechnungen liegt bei $x = 21 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$ (keine Kopplung).

Die Grafik 5.3 ist das Ergebnis einer Tracking-Rechnung für Teilchen, die mit einer Ablage von bis zu $x = 21 \text{ mm}$ nach 1000 Umläufen noch stabil umlaufen. Eine Kopplung in die vertikale Ebene wird vernachlässigt. Die dargestellte horizontale Phasenraumellipse hat für Startablagen bis $x = 12 \text{ mm}$ eine geschlossene Form. Für ein Teilchen mit einer größeren Ablage zum Sollorbit tritt Inselbildung auf, d.h. diese Teilchen laufen zwar noch stabil um, bei mehr Umläufen ($\gg 1000$ Umläufe) werden sie jedoch auf Resonanzen stoßen und verloren gehen. Zudem ist der Übergang eines Teilchens, das sich in einer geschlossenen Phasenellipse bewegt, zu einer dieser Inseln immer mit einem Verlust behaftet.

Ein Vergleich mit der für den asymmetrischen Mode berechneten dynamischen Apertur in Abbildung 5.2 zeigt, daß dort zwar ein Teilchen mit einer Ablage von $x = 21 \text{ mm}$ ($y = 0 \text{ mm}$) stabil umläuft, eine nähere Betrachtung im Phasenraum deckt jedoch die (instabile) Bewegung in einer dieser Inseln auf.

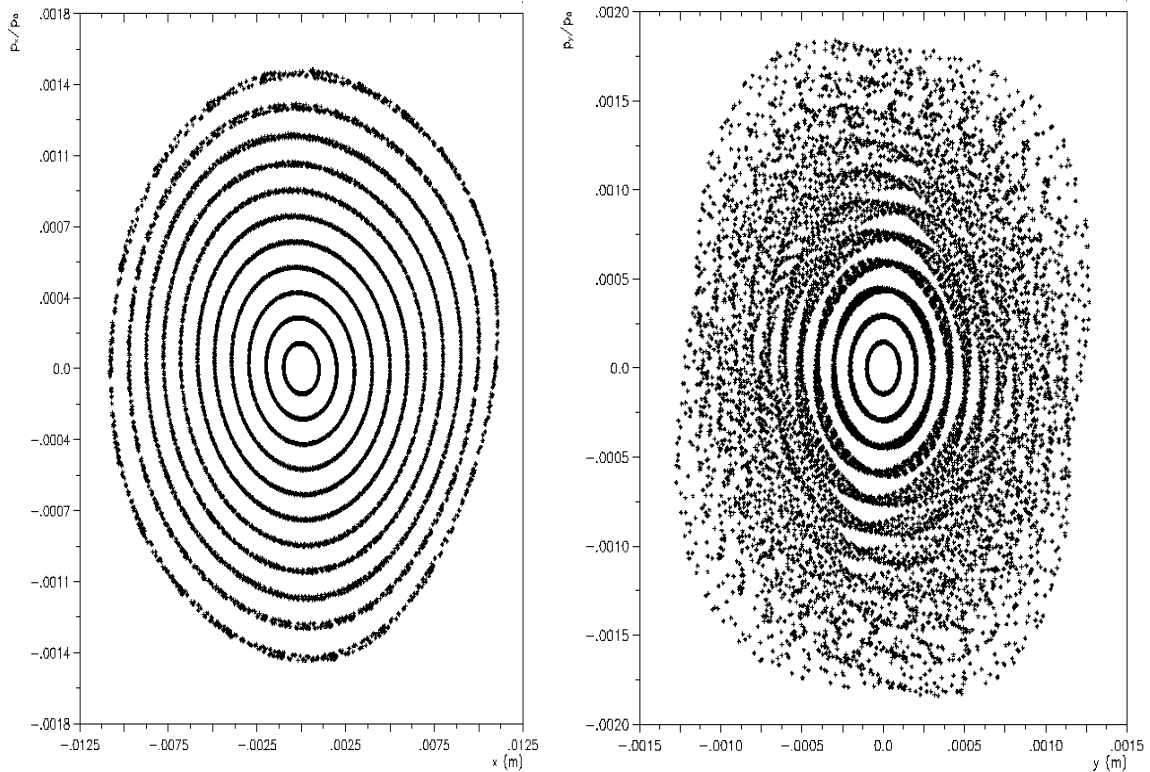


Abbildung 5.4: Phasenraumplot für in der Bogenmitte gestartete Teilchen bei 1000 Umläufen ohne Energieabweichung; dabei sind die maximalen Startkoordinaten: $x = 11$ mm, $y = 1.1$ mm.

Bei Berücksichtigung einer zehnpromzentigen Kopplung von horizontaler zu vertikaler Ebene ergeben sich die in der Abbildung 5.4 dargestellten Phasenraumplots. Ein stabiler Umlauf ist mit Ablagen bis zu $x = 11$ mm und $y = 1.1$ mm möglich. Startkoordinaten über diesen Werten führen zu einem Verlust bei (über) 1000 Umläufen.

Im Hinblick auf die obigen Ergebnisse ist für diese Optik festzustellen, daß zwar alle im vierten Kapitel vorgestellten Bedingungen – wie etwa eine kleine vertikale Betafunktion im Bereich des Wigglers – erreicht wurden, diese jedoch entkoppelt von den erreichbaren dynamischen Aperturen der für alle Wigglerzustände entwickelten Optikversionen gesehen werden müssen.

5.4 Neue Sextupolstruktur für die Low-Emittance-Optik DEL-010

Für die DEL-010-Optik liegen die berechneten Sextupolstärken nahe an der Grenze des technisch Erreichbaren. Mit den Stärken der vertikal fokussierenden (= horizontal defokussierenden) Sextupole SVG bzw. SVB kann deswegen im Falle einer Low-Emittance-Optik keine ausreichende Chromatizitätskompensation erzielt werden. Aus diesem Grund müssen zusätzliche Sextupolmagnete eingebaut werden, wofür die bestmögliche Verteilung und die geeignetste Ansteuerung ermittelt werden muß.

Mit der ursprünglichen Verkabelung ergeben sich für die einzelnen Optiken die in den vorhergehenden Tabellen des vierten Kapitels aufgeführten SP-Stärken. Für die DEL-010-Optikversion und ebenso schon für die ursprüngliche DEL-003-Optik reichen die möglichen Sextupolstärken aber bei weitem nicht aus, um die Chromatizität auf einen Wert von +1 zu kompensieren. Dies gilt insbesondere für die vertikal fokussierenden Sextupole. Darüber hinaus

sind diese Magnete bei der DEL-009-Optik für alle drei zu betrachtenden Fälle nahe ihrer Bestromungsgrenze ($14.7 \text{ A} \lesssim 15 \text{ A}$). Die Möglichkeit einer Sextupolverchiebung bei der DEL-010-Optik zeigte keinen Effekt, da die Magnete schon an Stellen mit großer Betafunktion und Dispersion stehen und an anderen Plätzen nur eine schlechtere Wirkung erzielen würden. Da die installierten Magnete zur Chromatizitätskorrektur weit über ihrem Limit bestromt werden müßten, ist es absehbar, daß zusätzliche Sextupole eingebaut werden müssen. Die Grafik 5.5 zeigt die Stellen, an denen ein zusätzlicher Einbau von externen und integrierten Sextupolen möglich ist.

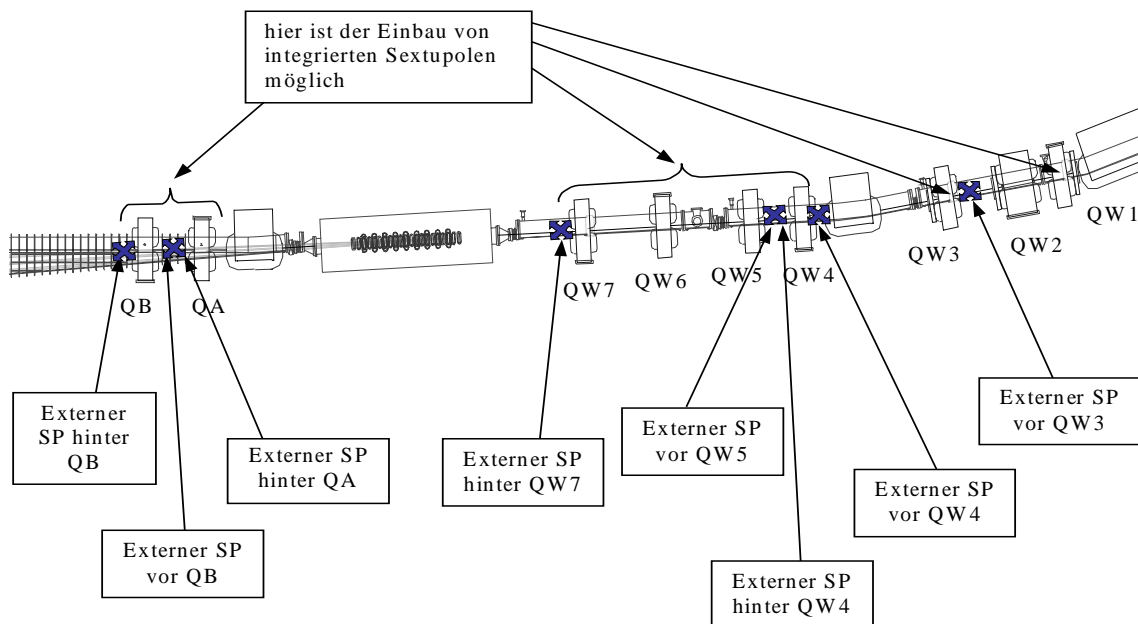


Abbildung 5.5: Diese Grafik, die einen Ausschnitt aus dem Speicherring Delta zeigt, verdeutlicht die freien Einbauplätze für neue interne und externe Sextupole, die im gesamten Speicherring noch möglich sind.

Qualitativ werden jetzt für den asymmetrischen Mode der angepaßten DEL-010-Optikversion die neuen Sextupolmagnete an den oben aufgezeigten Positionen einzeln eingesetzt. Dabei besitzen die externen SP eine maximale Stärke von $\pm 5.6 \text{ m}^{-2}$ und für die neuen (kurzen) internen Sextupole wird eine Stärke von $\pm 1.2 \text{ m}^{-2}$ angenommen [35]. Nun wird jeder neue Sextupol einzeln zugeschaltet, für 100 Umläufe qualitativ getrackt und die dynamische Apertur im x-y-Diagramm begutachtet. Ein Vergleich mit der ebenfalls für 100 Umläufe getrackten dynamischen Apertur der ursprünglichen Sextupolkonfiguration, die zur Chromatizitätskompensation nicht ausreichte, läßt Rückschlüsse auf die Effektivität der jeweiligen Sextupolpositionen zu. Dabei haben diejenigen Sextupole den größten Einfluß auf die Chromatizitätskorrektur, die gemäß Formel 5.1 an Stellen mit großer Dispersion sowie ebenfalls großer Betafunktion plaziert sind. Durch Variation der Stärke m kann dann die Chromatizität auf geeignete Werte eingestellt werden.

Bei einem Einbau von zusätzlichen Sextupolen muß darauf geachtet werden, daß sich durch eine günstige Wahl des Betatronphasenabstandes $\Delta\varphi_{x,y}$ die Störungen der Sextupolkicks herausmitteln. In Sextupolfamilien mit z.B. $\Delta\varphi = \pi$ heben sich diese Störungen gegenseitig auf. Mathematisch formuliert bedeutet dies, daß das Integral

$$I = \oint (k(s) - m(s) \cdot D(s) \cdot \beta(s)) \cdot e^{2i\varphi(s)} ds \quad (5.5)$$

in beiden Ebenen zu Null werden muß [38]. Bei dem Design eines Beschleunigerringes ist es demnach wichtig, welchen Phasenabstand die Sextupole zueinander haben. Da es sich aber hierbei um den zusätzlichen Einbau von Magneten handelt, ist die Freiheit, zu entscheiden, an

welchen Plätzen es günstig ist, die Sextupole zu gruppieren, nicht mehr gegeben. Es ist daher schwierig, optimale Phasenbedingungen zu erfüllen.

Aufgrund der Priorität, bezogen auf die Wirkung der Sextupole (d.h. möglichst geringe Stärken zur Chromatizitätskorrektur ohne größere Einschränkung der dynamischen Apertur), ergeben sich entsprechende Einbauvarianten. Anschließend werden alle möglichen Kombinationen – abhängig von der gewünschten Anzahl der neu einzubauenden Sextupole – untersucht, wobei für die 6 besten Fälle auch die Einbaumöglichkeiten in die Optik des symmetrischen Wigglermodes und den Fall ohne Wigglererregung überprüft werden. Als Empfehlung ergeben sich folgende zwei Einbauvarianten, wobei die erstere die Minimalanforderung zur Chromatizitätskompensation darstellt:

1. Variante:	$4 \cdot \text{SVIQD4} + 2 \cdot \text{SHIQA} + 2 \cdot \text{SVEQB}$
2. Variante:	$4 \cdot \text{SVIQD4} + 2 \cdot \text{SHIQA} + 2 \cdot \text{SVEQB} + 4 \cdot \text{SVEQ3}$

Dabei bezeichnen:

Abkürzung	Erklärung
SVIQD4	kurzer, interner, vertikal fokussierender Sextupol im QD4 bzw. QW1 (in allen Quadranten)
SHIQA	kurzer, interner, horizontal fokussierender Sextupol im QA (im dritten und vierten Quadranten)
SVEQB	externer, vertikal fokussierender Sextupol nach dem QB (im dritten und vierten Quadranten)
SVEQ3	externer, vertikal fokussierender Sextupol vor dem Q3 bzw. QW5 (in allen Quadranten)

Tabelle 5.3: *Sextupolnomenklatur der neuen Magnete.*

Ein Vergleich der Fokussierung der Quadrupole mit der Art der Fokussierung der in ihnen eingebauten, internen sowie an ihnen angebrachten, externen Sextupole zeigt, daß immer die gleiche Gruppierung (d.h. (De-) Fokussierung) vorliegt. Es soll in erster Linie aus technischen Gründen vermieden werden, gegensätzlich gepolte Magnete ineinander bzw. aneinander zu montieren, um keine sich abstoßenden Kräfte zu erzeugen. Dies ist besonders für integrierte Sextupole sinnvoll, aber wiederum nicht zwingend notwendig. Magnetfelduntersuchungen wurden aber bislang nur bei Quadrupolen mit integrierten bzw. externen SP vorgenommen, die von der gleichen Fokussierung ausgehen [35].

Die Anzahl der neu einzubauenden Sextupole ist abhängig davon, ob die Quadrupole, an denen die SP zu montieren sind, entweder ein nur zweiersymmetrisches Auftreten haben (z.B. QA) oder eine vierersymmetrische Position wie z.B. der QD4 besitzen. Diese Tatsache ist für eine neu zu optimierende Verkabelung wichtig, da die zweiersymmetrischen Sextupole SVEQB und SHIQA nicht an die vierersymmetrische Verkabelung der restlichen Sextupole angeschlossen werden können. Bei der Simulation werden zunächst alle neuen Sextupole als separat angenommen. Es zeigte sich dann aber, daß der Vorschlag, die beispielsweise neue externe Sextupolfamilie SVEQ3 mit einem eigenen Netzgerät auszustatten, verworfen werden kann. Die Vergrößerung der dynamischen Apertur durch die eigene Bestromung der SVEQ3 ist nur unwesentlich besser ist als die nun angestrebte Lösung, diese Sextupolgruppe ebenfalls mit dem Netzgerät PS 1 der SVG zu versorgen. Die Beschaffung eines neuen Netzgerätes sowie dessen Wartung stellt einen erheblichen Kostenfaktor dar. Aus diesem Grund ist die Anschaffung eines zusätzlichen, siebten Netzgerätes für die SVEQ3 nicht gerechtfertigt, so daß, falls ein zusätzlicher Einbau dieser externen Sextupole erfolgt (siehe zweite Variante), diese an die restliche Verkabelung anzuschließen sind. Die dann bestehende Verschaltung ist demnach so zu realisieren (siehe dazu auch Abbildung 5.6), daß die ersten 7 externen Sextupole SVB in der

Bogenmitte eines Quadranten an einem Netzgerät (PS 2) angeschlossen sind und die zwei danach folgenden SVG ein eigenes Netzgerät (PS 1) besitzen. An dieses wird die neue externe Sextupolfamilie SVEQ3 angeschlossen. Da alle vertikal fokussierenden Sextupole mit ihrer maximalen Stärke bestromt werden müssen, stellt dieses keinen Nachteil dar.

Zusätzlich können die neuen integrierten Sextupole SVIQD4 an das in der Abbildung 5.6 als PS 1 bezeichnete Netzgerät angeschlossen werden, da diese zum einen ebenfalls vierersymmetrisch sind, zum anderen ebenfalls mit ihrer Maximalstärke bestromt werden müssen. Für alle Berechnungen erwies es sich für die dynamische Apertur als günstig, die gesamten internen Sextupolmagnete mit ihrer maximalen Stärke zu betreiben.

Die in den nachfolgenden zwei Tabellen aufgeführten Stärken und deren Verteilung auf die jeweiligen Sextupolgruppen sind das Ergebnis der Simulation einer größtmöglichen dynamischen Apertur und gelten dabei als optimal.

Zu 1:

Mode	SVIQD4 [m ⁻²]	SHIQA [m ⁻²]	SVEQB [m ⁻²]	SVG [m ⁻²] (bisher: SD)	SVB [m ⁻²] (bisher: SD)	SHE [m ⁻²] (bisher: SF)	Dyn. Apertur [mm] (vgl. x = 27; y = 8 für DEL-003)
Asym. Mode	- 1.2	+ 1.2	- 5.6	- 5.6	- 5.57	+ 3.86	x = 24.0 y = 6.0
Sym. Mode	- 1.2	+ 1.2	- 5.6	- 5.6	- 5.6	+ 3.83	x = 20.0 y = 7.5
Ohne Wigglerfeld	- 1.2	+ 1.2	- 5.6	- 5.6	- 5.57	+ 4.15	x = 15.0 y = 6.0

Tabelle 5.4: Verteilung der Stärken für die jeweiligen Sextupole bei Einbau der neuen, zusätzlichen Sextupole für die erste vorgestellte Variante. In der letzten Spalte ist zum qualitativen Vergleich die dynamische Apertur für 100 Umläufe angegeben. Dabei beziehen sich die x- und y-Werte auf die Schnittpunkte der Aperturkurve mit den entsprechenden Achsen.

Diese erste Variante spiegelt die Minimalanforderung zur Chromatizitätskorrektur wider. Dabei besitzen alle externen – sowohl alte als auch neue –, vertikal fokussierenden Sextupole ihre Maximalstärke.

Es hat sich gezeigt, daß die neuen internen Sextupole weniger zur Chromatizitätskompensation als zur Vergrößerung der dynamischen Apertur beitragen, die durch die Hinzunahme weiterer neuer Sextupole verkleinert wird. Sie sind in ihrer Wirkung ähnlich der von harmonischen Sextupolen³², obwohl sie nicht an Stellen mit verschwindender Dispersion eingesetzt sind. Aufgrund der Platzverhältnisse im Speicherring Delta ist es schwierig, an den wenigen dispersionsfreien Stellen harmonische Sextupole einbauen zu können.

Ein Vergleich der Betafunktionen an den Stellen der neu positionierten Sextupole zeigt (siehe Abbildung 4.10 und Abbildung 5.6), daß fokussierende Sextupole an Positionen mit einer großen vertikalen Betafunktion, defokussierende Sextupole an Stellen mit einer großen horizontalen Betafunktion eingebaut werden. Dieser große Unterschied in den Werten beider Betafunktionen ist wichtig, da beispielsweise ein Sextupol, der die vertikale Chromatizität verkleinert, automatisch die horizontale Chromatizität vergrößert. Nur wenn die jeweiligen Betafunktionen einen signifikanten Unterschied aufweisen, kann der entsprechende Sextupol einen konstruktiven Beitrag zur Chromatizitätskorrektur leisten.

³² Harmonische Sextupole werden bewußt in dispersionsfreien Strecken eingesetzt, um keinen negativen Beitrag zur Chromatizitätskorrektur zu leisten und den chromatischen Sextupolen entgegenzuwirken, sondern sie sollen die dynamische Apertur vergrößern. Nähere Informationen finden sich in der Referenz [28].

Zu 2:

Mode	SVIQD4 [m ⁻²]	SHIQA [m ⁻²]	SVEQB [m ⁻²]	SVEQ3 [m ⁻²]	SVG [m ⁻²] (bisher: SD)	SVB [m ⁻²] (bisher: SD)	SHE [m ⁻²] (bisher: SF)	Dyn. Apertur [mm] (vgl. x = 27; y = 8 (DEL-003))
Asym. Mode	- 1.2	+ 1.2	- 1.5	- 5.6	- 5.6	- 4.80	+ 3.57	x = 23.5 y = 7.5
Sym. Mode	- 1.2	+ 1.2	- 0.5	- 5.6	- 5.6	- 4.70	+ 3.51	x = 26.0 y = 6.0
Ohne Wigglerfeld	- 1.2	+ 1.2	- 1.2	- 5.6	- 5.6	- 4.78	+ 3.57	x = 24.0 y = 7.0

Tabelle 5.5: Stärkenverteilung für die jeweiligen SP bei Einbau der neuen, zusätzlichen Magnete für die zweite vorgestellte Variante mit noch einem zusätzlichen Sextupol SVEQ3 vor dem QW5 (bzw. Q3). Die Stärke der internen Sextupole SHI ist dabei + 3.5 m⁻².

Diese zweite Variante trägt zur Verringerung der Stärken für zwei Sextupolkreise (SVEQB und SVB) bei und vergrößert die dynamische Apertur im Vergleich zu dem ersten beschriebenen Fall. Dieses ist jedoch qualitativ zu sehen, da nur für 100 Umläufe getrackt wurde. Im Vergleich zu der Einstellung mit neuen Netzgeräten für die jeweils zwei neuen externen Sextupolfamilien SVEQB und SVEQ3 reduziert sich die horizontale dynamische Apertur im Mittel nur um 1.5 mm. Aus diesem Grund ist in einer neuen Verkabelungsstruktur nur für die jeweils zweiersymmetrischen Sextupolfamilien SVEQB und SHIQA ein eigenes, neues Netzgerät vorgesehen. Aus obigen Werten der Tabelle 5.5 ist ersichtlich, daß die zusammen verschalteten SVEQ3 sowie SVG mit ihrer Maximalstärke zu betreiben sind. Da die internen SVIQD4 hier ebenfalls wie in dem ersten Vorschlag auf ihre Maximalstärke gesetzt sind, können diese, wie vorher schon angedeutet, ebenfalls an das Netzgerät PS 1 der externen, vertikal fokussierenden Sextupole SVG angeschlossen werden. Man spart somit ein Netzgerät ein, ohne daß ein zusätzlicher Freiheitsgrad verloren geht. Als Fazit läßt sich feststellen, daß eine Verschaltung in der Art der zweiten vorgestellten neuen Sextupolkonfiguration mit der Aussicht auf zwei neue externe und zwei neue integrierte Sextupolfamilien zu befürworten ist. Für diesen Vorschlag müssen zwei zusätzliche Netzgeräte angeschafft werden, während die anderen neuen Sextupole an die restliche Verkabelung angeschlossen werden können.

Die neue Verkabelungsstruktur für alle im Speicherring Delta vorhandenen Sextupole ist in der Abbildung 5.6 auf der nächsten Seite graphisch verdeutlicht.

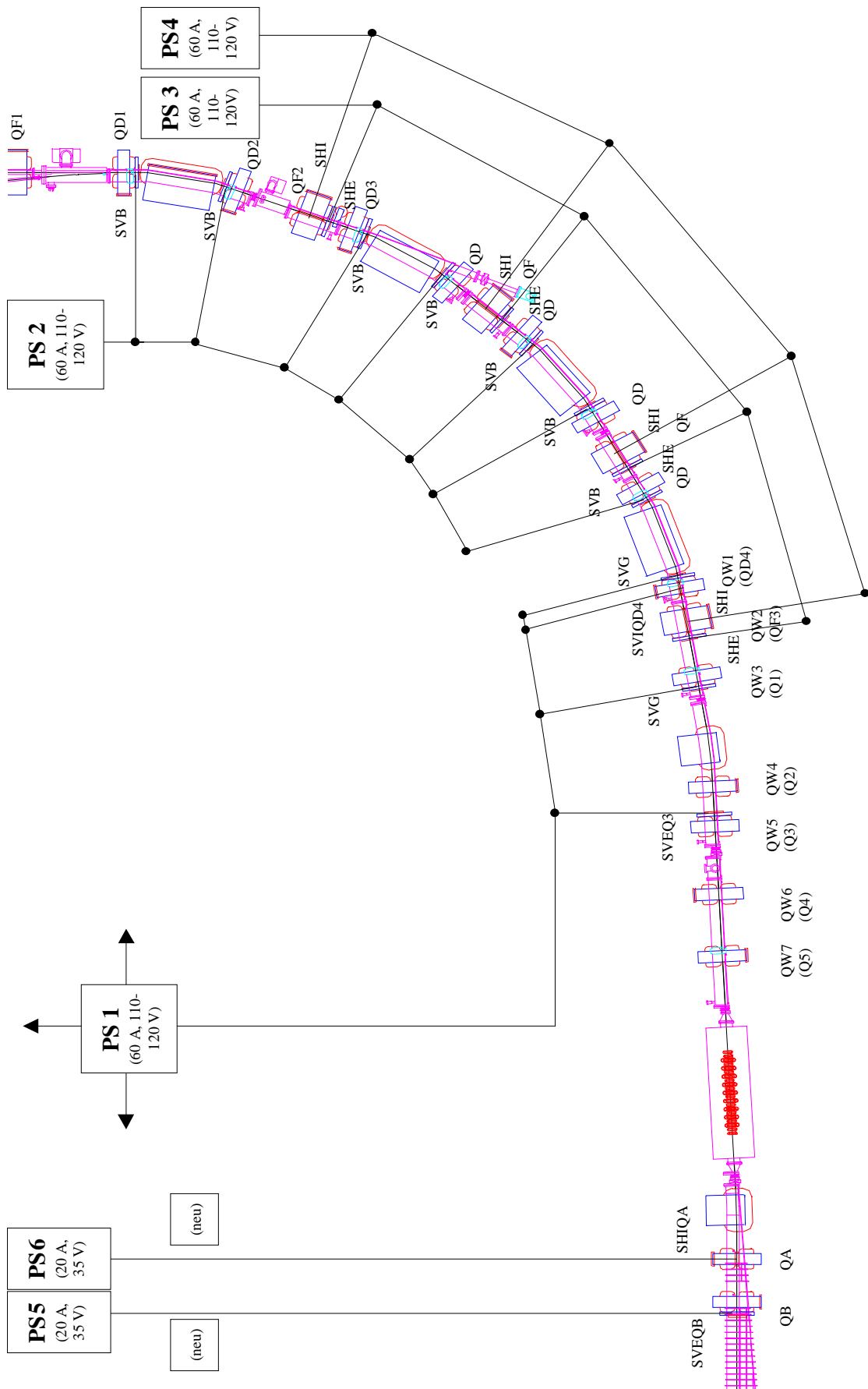


Abbildung 5.6: Neue vorgeschlagene Sextupolverteilung und -verkabelung für den Delta-Speicherring mit allen zusätzlichen Sextupolen für einen Quadranten.

5.4.1 Chromatizitätskorrektur für den Fall des nicht erregten Wigglers

Um nun die Qualität der Sextupolverteilung bzw. der angenommenen Stärken bewerten zu können, muß die dynamische Apertur des Elektronenstrahls betrachtet werden. Hierzu wird nun mit mehr Umläufen getrackt, damit realistischere Aussagen gemacht werden können. Für den ersten SP-Vorschlag gilt, daß alle externen und internen defokussierenden Sextupole an ihrem Limit sind, weshalb die Stärken nicht noch zueinander variiert werden können. Deshalb gelten die für den ersten Vorschlag aufgeführten Magnetstärken aus Tabelle 5.4 für alle zu betrachtenden Fälle (symmetrischer / asymmetrischer Mode, ohne Wigglererregung). Für die zweite Variante wurde qualitativ für 100 Umläufe gezeigt, daß durch den zusätzlichen Einbau des weiteren Sextupols SVEQ3 die restlichen Stärken reduziert werden können und die horizontale dynamische Apertur im Vergleich zum ersten Vorschlag sogar noch verbessert werden kann. Eine genauere Untersuchung einer anderen möglichen Verteilung der Stärken auf die jeweiligen vertikal fokussierenden Sextupole SVEQB, SVEQ3 (\triangleq SVG) und SVB wurde bislang noch nicht vorgenommen. Dazu werden jetzt alle möglichen Kombinationen unter Beachtung der technisch realisierbaren Stärken dieser aufgeführten Sextupole untersucht, wobei immer von der Kompensation der Chromatizität auf den Wert +1 ausgegangen wird. Da die Tracking-Rechnungen für alle Kombinationen und für 1000 Umläufe sehr zeitaufwendig sind, wird eine Beschränkung auf die Betrachtung einer zehnpromzentigen Kopplung von x- und y-Richtung vorgenommen, d.h. die Elektronen besitzen am Startpunkt der Rechnungen die angenommene Kopplung von 10 % in die vertikale Ebene. Diese Kopplung verdeutlicht den Bezug zu dem realen Speicherring, in dem eine Kopplung zwischen horizontaler und vertikaler Ebene durch Magnetfehler unvermeidbar ist. Für diese betrachtete Einschränkung wird nun mit dem Programm MAD über 1000 Umläufe, aber ohne zusätzlich berücksichtigte Energieabweichung des Elektronenstrahls getrackt. Anschließend werden die mit einer bestimmten Sextupoleinstellung maximal möglichen dynamischen Aperturwerte miteinander verglichen. Es ist für die Trajektorie des Elektronenstrahls aufgrund der horizontalen Dispersion, vor allem aber für die Injektion wichtig, eine ebenfalls in horizontaler Richtung größtmögliche dynamische Apertur zu erreichen. Bei den ersten Umläufen nach der Injektion besitzt der Strahl eine im Vergleich zum gespeicherten Elektronenstrahl größere Emittanz und die Elektronen bewegen sich mit größeren Ablagen zu ihren Sollbahnen im Beschleunigerring. Erst nach einigen Millisekunden erreicht der Elektronenstrahl durch die Strahlungsdämpfung seine Gleichgewichtsemittanz.

Da das Programm MAD die Chromatizitätsberechnung nicht richtig vornimmt, wurden vorher grobe Zwischenwerte mit dem Programm *Optik* berechnet. Daraus werden die restlichen Zwischenwerte mit einem Raster von 0.1 m^{-2} ermittelt und MAD als Grundwerte zur Einstellung der Stärken vorgegeben. Dabei werden alle internen Sextupole mit ihrer maximalen Stärke angesetzt und die Variation erfolgt dann in den Stärken der Sextupole SVEQB und SVG (\triangleq SVEQ3), wobei die Chromatizität letztendlich mit den Sextupolen SVB und SHE angepaßt wird. Zu beachten ist, daß die neuen internen Sextupole SVIQD4 mit den SVG in Reihe geschaltet sind, so daß bei einer Variation letzterer die internen Sextupolmagnete SVIQD4 ebenfalls prozentual angepaßt werden müssen. Aus diesen Werten ergibt sich für die DEL-010-Optik für den Fall des nicht erregten Wigglers die Abbildung 5.7, die die dynamische Apertur bei zehnpromzentiger Kopplung zu den entsprechenden variierten Sextupolstärken in einem dreidimensionalen Diagramm darstellt.

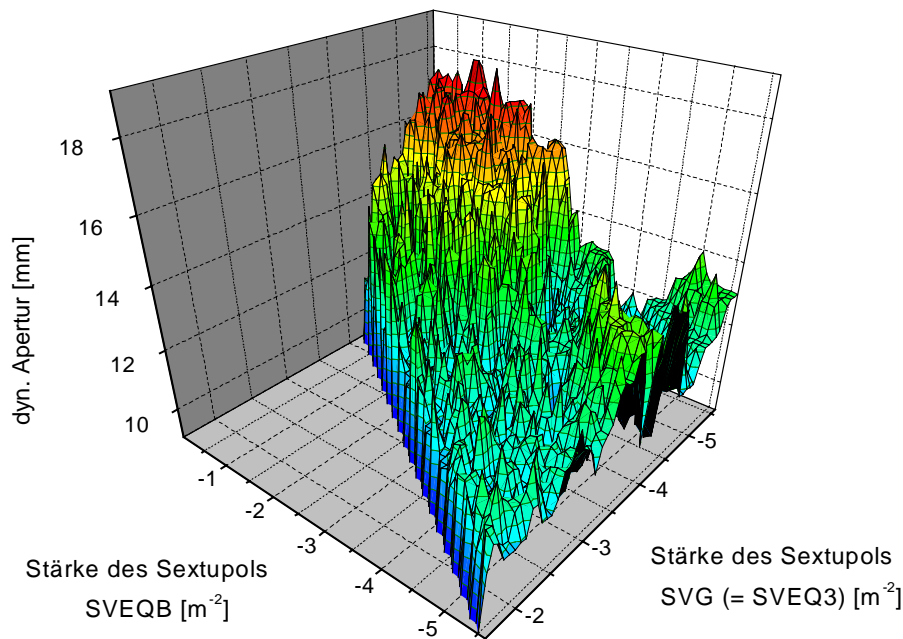


Abbildung 5.7: Um die Chromatizität auf den Wert $+1$ kompensieren zu können, müssen die beiden Sextupolfamilien SVEQB und SVG in dem dargestellten Bereich gegeneinander unter Anpassung der restlichen Sextupolstärken variiert werden. Außerhalb dieses Bereiches liegt keine Chromatizitätskompensation vor. Klar erkennbar ist die richtungsweisende Tendenz zur größtmöglichen, horizontalen dynamischen Apertur von ca. 18 mm mit zunehmender Stärke der SVG und abnehmender Stärke der SVEQB.

Zu beachten ist, daß diese in der obigen Abbildung dargestellte Simulation ausschließlich den Fall berücksichtigt, nur in horizontaler Ebene die bestmögliche dynamische Apertur zu erzielen. Ein Vergleich der beispielsweise in der Abbildung 5.2 dargestellten dynamischen Apertur des asymmetrischen Modes zeigt, daß nicht zwangsläufig eine große horizontale Apertur auch ebenso eine große vertikale Apertur impliziert. Da aber aufgrund des ansonsten enormen Rechenaufwandes eine Näherung – die Betrachtung des Aperturwertes bei nur zehnpromentiger Kopplung – getroffen wurde, könnten leichte Änderungen in den Sextupolstärken auch zu einer noch besseren dynamischen Apertur führen. Dieses gilt auch in umgekehrter Hinsicht und wird in der obigen Abbildung deutlich. Dennoch ist eine starke Tendenz zu einer bestimmten Sextupoleinstellung zur Maximierung der (horizontalen) Apertur erkennbar.

Für die im Bereich des Maximums benachbarten Stärken wurden dann Tracking-Rechnungen für 1000 Umläufe aufgestellt und miteinander verglichen. Die daraus resultierenden Stärken einer bestmöglichen Einstellung sind in der vierten Spalte der Tabelle 5.6 abzulesen.

Sextupol (Stärke in $[m^{-2}]$)	ohne zusätzliche Sextupole	1. Variante	2. Variante
SVG	- 6.64	- 5.60	- 5.60
SVB	- 6.64	- 5.57	- 4.76
SHE	+ 4.45	+ 4.15	+ 3.86
SVEQB	—	- 5.60	- 1.60
SVEQ3	—	—	- 5.60
SHI	+ 3.50	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	+ 1.20	+ 1.20
SVIQD4	—	- 1.20	- 1.20

Tabelle 5.6: Stärken für alle Sextupole im Vergleich der unterschiedlichen Sextupolkonfigurationen.

Aus den in der Tabelle 5.6 aufgeführten SP-Stärken ist ersichtlich, daß nur noch eine Sextupolfamilie (SVG bzw. SVEQ3) hoch bestromt wird. Die anderen beiden Sextupolkreise SVB und SVEQB besitzen dagegen moderatere Stärken. Im Vergleich zu den in Tabelle 5.5 aufgelisteten Stärken (für den Fall ohne jegliche Wigglererregung) weisen diese keine signifikante Änderung auf.

Die mit dieser Einstellung gerechnete dynamische Apertur für 1000 Umläufe wird in der Abbildung 5.8 mit der Apertur dieser modifizierten Optik ohne jegliche Zusatzsextupole und der des ersten Vorschlages zum Einbau von drei neuen Sextupolen verglichen. Darüber hinaus ist die dynamische Apertur der ursprünglichen Optik DEL-003 mit dargestellt.

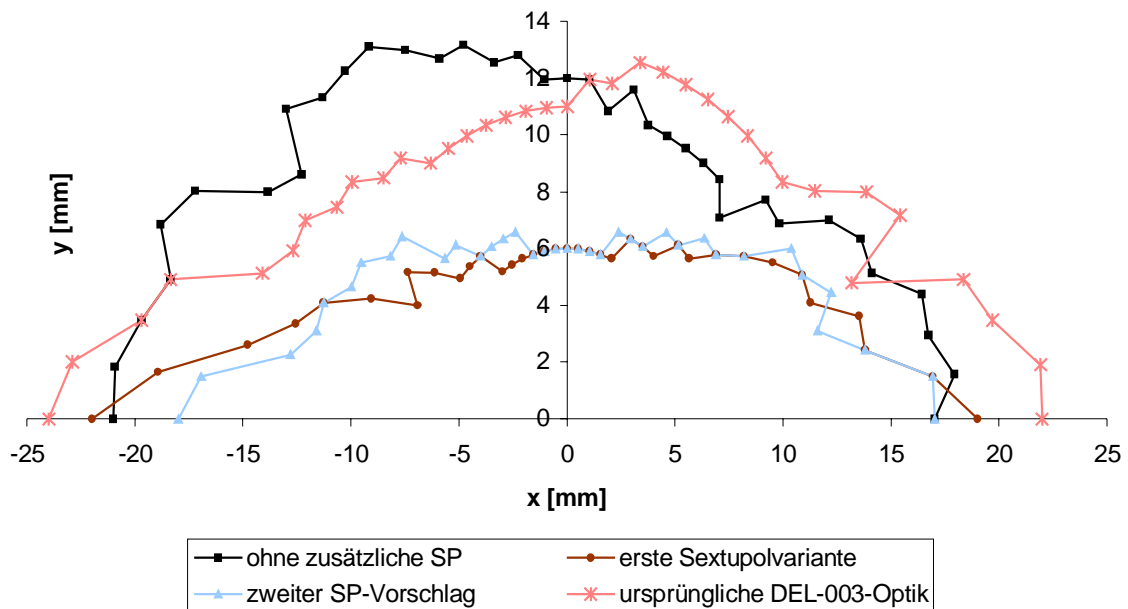


Abbildung 5.8: Vergleich der dynamischen Aperturen der zwei vorgeschlagenen neuen Sextupolkonfigurationen mit den Aperturen der DEL-010-Optik ohne neue Sextupole und der ursprünglichen DEL-003-Optik.

Während die Apertur der DEL-010-Optik für den Fall des nicht auferregten Wigglers keinen erwähnenswerten Unterschied zu der ursprünglichen Optik aufweist, reduziert sich die vertikale Apertur durch die Bedingung einer Chromatizitätskorrektur um einen Faktor zwei. Ferner werden die Sextupole in ihrer physischen Ausdehnung als unendlich dünn angenommen. Nur an dieser Stelle wirkt dann der zusätzliche „Kick“ dieser Magnetgruppe auf die Elektronen und (de-) fokussiert sie zusätzlich. Durch diese Diskrepanz zu ihrer realen Länge können vertikale Apertureinschränkungen bis zu 20 % stattfinden [40].

Mit dem zusätzlichen Einbau der SVEQ3 in der zweiten vorgeschlagenen Variante können die SP-Stärken reduziert werden; hiervon unberührt bleibt eine negative Auswirkung auf die Apertur. Im Mittel stehen bei dieser Optik $\Delta x = 17.8$ mm nach beiden Seiten zur Verfügung. Daraus ergibt sich mit $\beta_x = 15.015$ m und $\varepsilon_x = 8.58 \cdot 10^{-9}$ m-rad ein Platz von 49.6 STD.

5.4.2 Chromatizitätskorrektur für den symmetrischen Mode des Wigglers

Wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, wird für die Optik des symmetrischen Sinus-Wigglers nach der gleichen Vorgehensweise verfahren, um jene Sextupolstärken zu ermitteln, mit denen eine Chromatizitätskorrektur auf den Wert +1 unter Beachtung einer möglichst großen dynamischen Apertur erzielt werden kann. Dabei liegt der Wert für die maximal zu erreichende, horizontale Apertur, wie in der Abbildung 5.9 angedeutet, bei 20 mm.

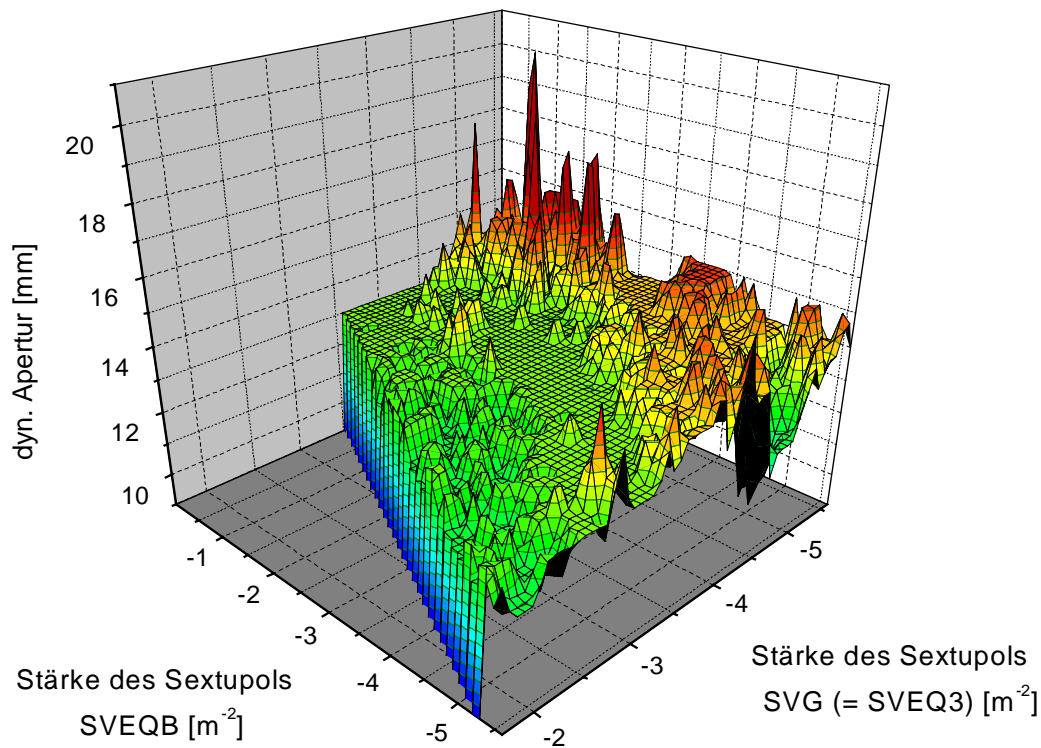


Abbildung 5.9: Variation der Sextupolstärken von SVEQB und SVG zur Chromatizitätskompensation mit dem Ziel, eine größtmögliche Apertur zu erreichen.

Die Tendenz zu einem kleinen Wert für die Stärke der Sextupolfamilie SVEQB ebenso wie zu einem großen Wert für die SVG ist auch hier gegeben. Auffällig sind in dieser Grafik zum einen die flachen Plateaus, zum anderen die insgesamt gemäßigte Struktur der in diesem dreidimensionalen Diagramm dargestellten Ebene. Dieses deutet darauf hin, daß in einem großen Variationsbereich der Sextupolstärken ähnliche dynamische Aperturen erzielt werden können.

Daraus herausragend sind dennoch die Spitzen, die verstärkt in einem definierten Bereich der modifizierten Sextupolstärken zu finden sind. Der Bereich um die vier größtmöglichen Aperturwerte wurde mittels Tracking-Rechnungen abgetastet und die jeweiligen Sextupoleinstellungen miteinander verglichen.

Die Stärken der Sextupole für die daraus resultierende, bestmögliche horizontale Apertur sind der vierten Spalte der nachfolgenden Tabelle zu entnehmen.

Sextupol (Stärke in $[m^{-2}]$)	ohne zusätzliche Sextupole	1. Variante	2. Variante
SVG	- 6.31	- 5.60	- 5.52
SVB	- 6.31	- 5.60	- 4.74
SHE	+ 4.03	+ 3.83	+ 3.49
SVEQB	—	- 5.60	- 0.70
SVEQ3	—	—	- 5.52
SHI	+ 3.50	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	+ 1.20	+ 1.20
SVIQD4	—	- 1.20	- 1.20

Tabelle 5.7: Alle Sextupolstärken bzw. -varianten für die DEL-010-Optik (symmetrischer Wiggler) im Vergleich.

Ein Vergleich dieser in der vierten Spalte der Tabelle 5.7 aufgeführten Sextupolstärken mit denen in der Tabelle 5.5 zeigt ebenfalls nur eine geringe Änderung. Es ist also ersichtlich, daß die zuvor aufgeführten Stärken, die bei Tracking-Simulationen mit nur 100 Umläufen ein gutes Ergebnis lieferten, auch als Ausgangspunkt zur Variation einer Aperturmaximierung bei 1000 Umläufen genommen werden können. Ein qualitativer Vergleich der Stärken beider Rechnungen ist also möglich.

Für diese Optikversion ohne jegliche Zusatzsextupole, für die beste Einstellung der Sextupole des zweiten Vorschlages und der des ersten Vorschlages sind die dynamischen Aperturen in der nachfolgenden Abbildung graphisch dargestellt.

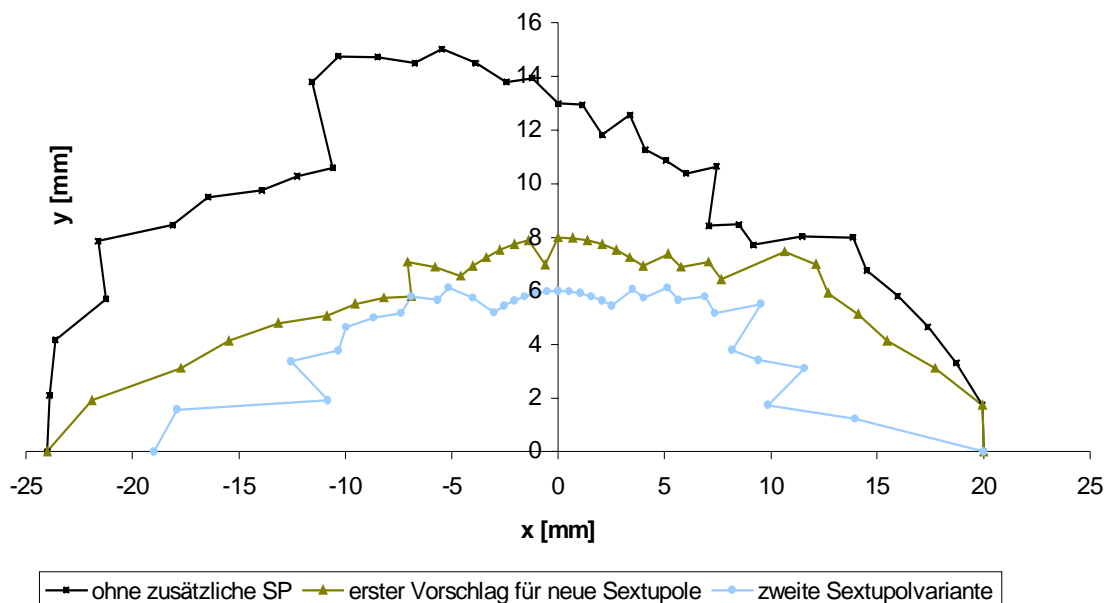


Abbildung 5.10: Vergleich der zwei neuen Sextupolkonfigurationen mit der Optik ohne zusätzliche Sextupole in Bezug auf die dynamische Apertur.

Der in der Abbildung 5.10 skizzierte Vergleich aller betrachteten Einstellungen zeigt, daß durch die Notwendigkeit einer Chromatizitätskompensation der Nachteil einer Verringerung der Apertur hingenommen werden muß. Zudem erhält man eine weitere Reduktion, wenn der zusätzliche SVEQ3 eingebaut wird, um die anderen Sextupolstärken zu mindern.

Da das zur Optikanpassung betrachtete Ringsegment keine vollständig dispersionsfreie Strecke enthält, aber nur in diesem Bereich neue Sextupole eingesetzt werden können, ist hier auch nicht die Möglichkeit gegeben, harmonische Sextupole einzubauen, die die Chromatizität zwar nicht kompensieren, wohl aber die dynamische Apertur verbessern.

5.4.3 Chromatizitätskorrektur für den asymmetrischen Wigglermode

Für die zweite vorgeschlagene Sextupolkonfiguration wird auch für den asymmetrischen Mode des Wigglers eine gute Einstellung gesucht, um die dynamische Apertur zu maximieren und einen problemlosen Speicherringbetrieb zu ermöglichen. Die Variation der Stärken der Sextupolfamilie SVEQB und SVEQ3 zeigt die Abbildung 5.11. Die scharfe Kante an der schrägen Ebene deutet den Bereich an, ab dem keine Kompensation der Chromatizität auf den positiven Wert +1 bei Einhaltung der technischen Obergrenze von $\pm 5.6 \text{ m}^{-2}$ als Sextupolstärke möglich ist.

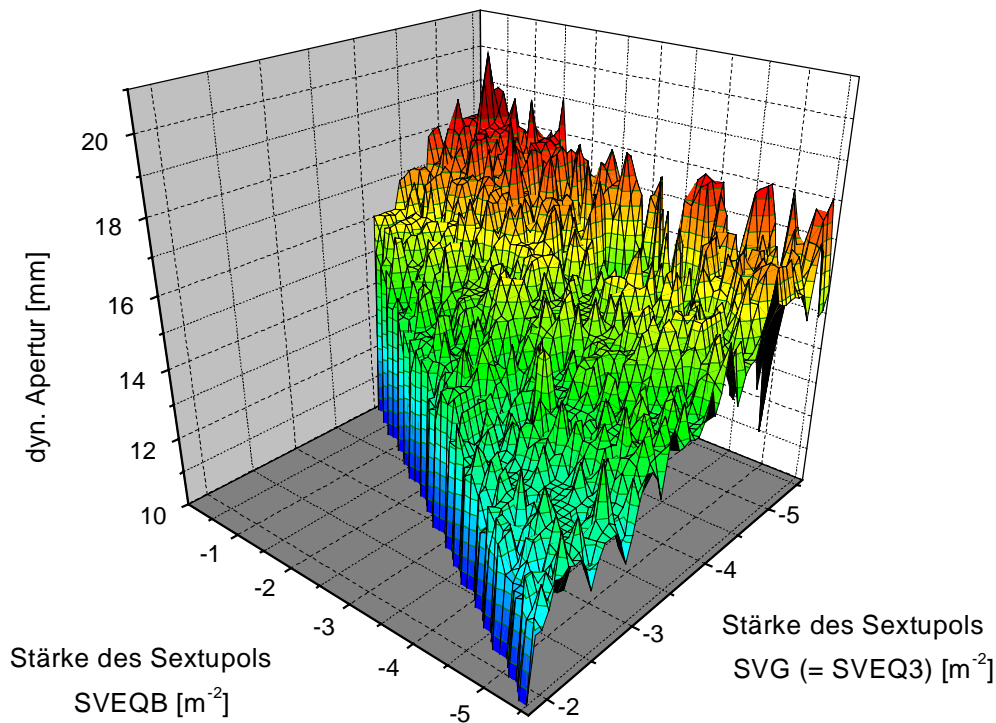


Abbildung 5.11: Variation der Sextupolstärken von SVG und SVEQB in der für den asymmetrischen Mode angepassten DEL-010-Optik zur Optimierung der dynamischen Apertur.

Obwohl in der Abbildung 5.11 keine stark ausgeprägten Maxima wie in der Abbildung 5.9 zu erkennen sind, ist auch hier erneut die richtungsweisende Tendenz zu stärkeren Sextupolmagneten SVG und schwächeren SVEQB deutlich. Der Bereich um das mögliche Maximum herum wurde wieder mit Tracking-Rechnungen (1000 Umläufe) abgetastet und die einzelnen Ergebnisse miteinander verglichen. Es ergeben sich bei dieser Optikversion im Bereich des Maximalwertes weitere gute Einstellungsmöglichkeiten. Die Unterschiede der daraus erhaltenen Aperturen sind minimal.

Die resultierenden Stärken lassen sich in der vierten Spalte ablesen zu:

Sextupol (Stärke in $[m^{-2}]$)	ohne zusätzliche Sextupole	1. Variante	2. Variante
SVG	- 6.61	- 5.60	- 5.30
SVB	- 6.61	- 5.57	- 5.04
SHE	+ 4.15	+ 3.86	+ 3.48
SVEQB	—	- 5.60	- 0.50
SVEQ3	—	—	- 5.30
SHI	+ 3.50	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	+ 1.20	+ 1.20
SVIQD4	—	- 1.20	- 1.20

Tabelle 5.8: Auflistung der SP-Stärken für alle betrachteten Konfigurationen in der DEL-010-Optikversion (asymmetrischer Mode).

Die zur Chromatizitätskorrektur erforderlichen Stärken für die zweite zu betrachtende Variante unterscheiden sich am deutlichsten von denen in der Tabelle 5.5 aufgeführten Werten. Zum besseren Vergleich sind die erste und die zweite Sextupolanordnung mit den besten Einstellungen in der Grafik 5.12 eingezeichnet.

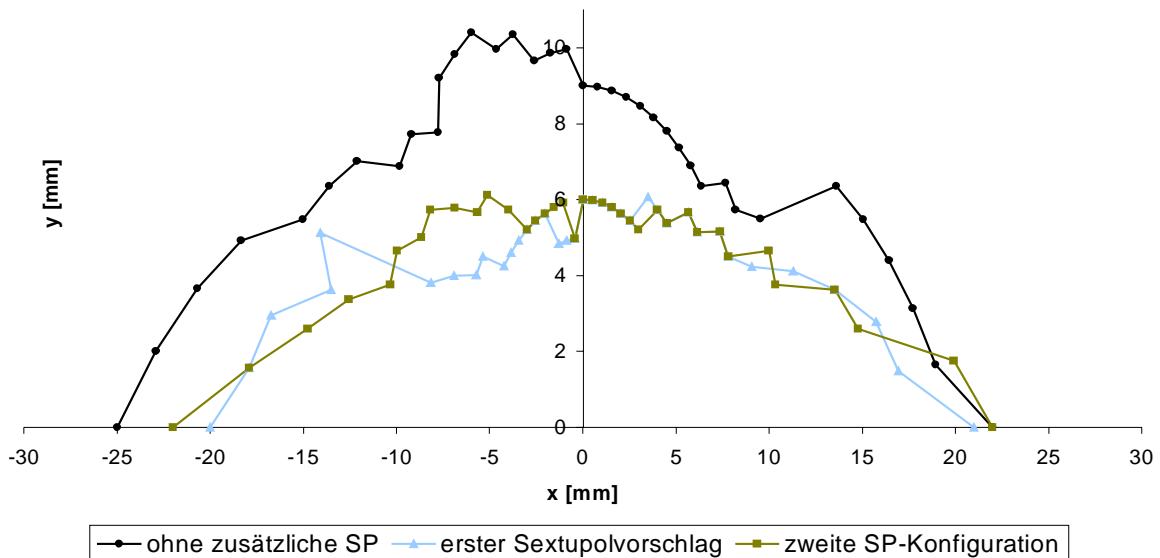


Abbildung 5.12: Vergleich der dynamischen Aperturen in Bezug auf die zwei vorgeschlagenen Sextupolanordnungen und die Optik ohne zusätzliche Sextupole.

Der Vergleich der beiden vorgeschlagenen Varianten in der obigen Abbildung zeigt, daß keine große Verschlechterung der dynamischen Apertur bei der Hinzunahme der neuen Sextupolfamilie SVEQ3 zu erwarten ist. Dem Elektronenstrahl stehen hierbei im Mittel $\Delta x = 22.3$ mm als horizontale Apertur zur Verfügung. Mit der Emittanz $\epsilon_x = 9.41 \cdot 10^{-9}$ m-rad und der Betafunktion $\beta_x = 15.007$ m am Anfang der Magnetstruktur ergibt sich ein Platz von 59.3 STD, was die Injektionseffizienz erheblich begünstigt.

Durch den Einsatz neuer Sextupole, die zur Chromatizitätskorrektur zwingend notwendig sind, wird die dynamische Apertur für die zwei Wigglermoden und für den Fall des nicht erregten Wigglers in erster Linie in vertikaler Richtung gemindert. Darüber hinaus wurde auch die horizontale Apertur für die DEL-010-Optik zur Anpassung an den Sinus-Wiggler durch die neue Sextupolstruktur reduziert. Es bleibt also abzuwägen, ob man die hohen Sextupolströme des ersten SP-Vorschlages im Hinblick auf eine größere Apertur in Kauf nimmt oder ob der Nachteil einer kleineren Apertur für den symmetrischen Mode im Hinblick auf eine allgemeine Reduzierung der Sextupolstärken bzw. -ströme bevorzugt wird.

5.5 Sextupolstruktur für die DEL-008-Optik

Die im Kapitel 5.4 für die DEL-010-Optik aufgestellte, neue Magnetstruktur muß auch unter dem Gesichtspunkt einer Auswirkung auf andere Optiken, wie z.B. auf die bereits entwickelte DEL-008-Optik, betrachtet werden. Es ist die Frage zu klären, ob diese neue Sextupolkonfiguration für die DEL-008-Optikversion von Vor- oder Nachteil ist. Da der endgültige Einbau der Sextupole der Ausbaustufe nach der zweiten Variante entspricht, wird diese Einstellung zu einem Vergleich herangezogen.

5.5.1 Chromatizitätskorrektur für den nicht erregten Wiggler

Die Vorgehensweise zur Ermittlung der optimalen Sextupolstärken ist analog zum vorangegangenen Kapitel 5.4. Dabei ist bei der Variation der Stärken insbesondere auf das feste

Verhältnis von SVIQD4 zu SVG zu achten, da beide an einem Netzgerät angeschlossen sind. Für die Fokussierungart der integrierten Sextupole besteht infolge des spezifischen Einbaus keine Variationsmöglichkeit mehr. Da sie aber auch bei der DEL-008-Optik in Quadrupolen mit gleicher Fokussierung eingebaut werden, macht diese Einschränkung keine weiteren Probleme. Durch die Umpolung des Quadrupols QW5 im dritten bzw. vierten Quadranten und aufgrund aller nachfolgenden Rechnungen, bei denen sich die Art der Fokussierung des Sextupols SVEQ3 nicht ändert, ist nun ein externer, defokussierender Sextupol an einem fokussierenden Quadrupol montiert. Da keine Messungen existieren, wie sich die Feldverläufe beider Magnete bei einer gegensätzlicher Fokussierungsart zueinander verhalten, können nur die Rechnungen zur Argumentation hinzugezogen werden, daß diese Magnetkombination an dieser Stelle in der Magnetstruktur (mit einer großen horizontalen Betafunktion) beizubehalten ist. Erst Messungen und ein Einstellen dieser Optik können dies verifizieren.

Für die Sextupolstärken ergeben sich die in der dritten Spalte der Tabelle 5.9 aufgelisteten Werte. Hierbei wird der Sextupolkreis SVEQB im Gegensatz zu den bisherigen Rechnungen für die DEL-010-Optik höher als der Kreis der SVG bestromt. Dagegen besitzen die internen Sextupolgruppen SHIQA und SVIQD4 nur geringe Stärken.

Sextupol (Stärke in [m ⁻²])	ohne zusätzliche Sextupole	2. Variante
SVG	- 2.55	- 2.50
SVB	- 5.40	- 4.14
SHE	+ 2.54	+ 2.45
SVEQB	—	- 5.50
SVEQ3	—	- 2.50
SHI	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	+ 0.20
SVIQD4	—	- 0.54

Tabelle 5.9: Sextupolstärken vor und nach der Modifikation der neuen, für die DEL-010-Optik ausgelegten Sextupolstruktur in die DEL-008-Optik.

Mit dieser optimalen Einstellung ergibt sich für die dynamische Apertur die in der Abbildung 5.13 skizzierte Darstellung.

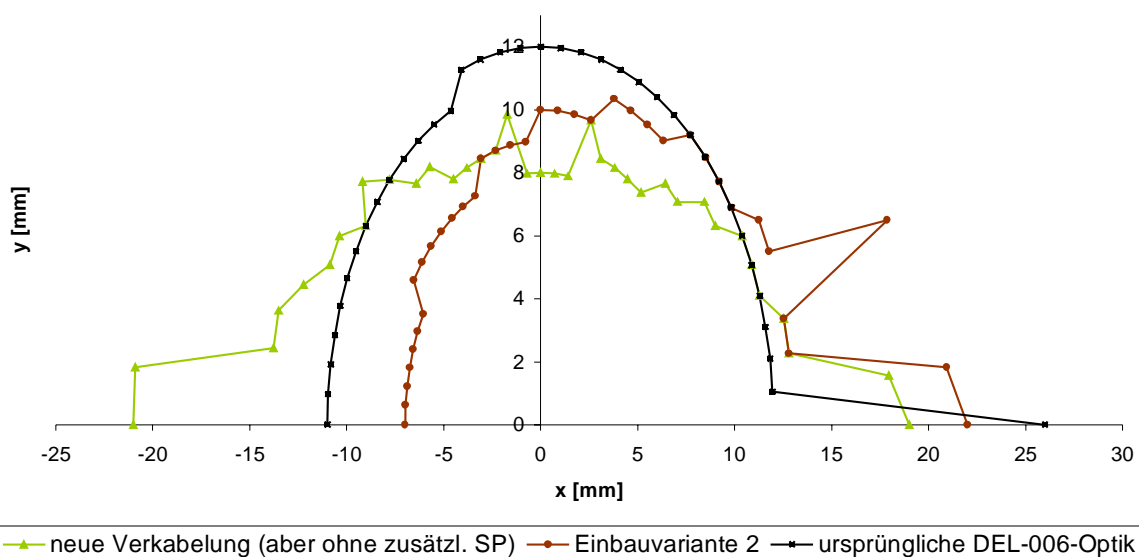


Abbildung 5.13: Vergleich von verschiedenen Sextupolkonfigurationen bzw. -verschaltungen für die DEL-008-Optik ohne Wigglererregung mit der ursprünglichen DEL-006-Optik.

Der Vergleich mit der ehemaligen DEL-006-Optik bzw. der DEL-008-Optik ohne neue Sextupole zeigt, daß diesmal in vertikaler Ebene nicht mit einer auffälligen Reduktion der Apertur unter Werte von $y = 8$ mm zu rechnen ist. In horizontaler Ebene konnte aber durch die neue Sextupolstruktur keine Vergrößerung erzielt werden.

Der Vergleich der Phasenraumbilder in der Abbildung 5.14 zeigt deutlich, daß bei der ursprünglichen DEL-006-Optik ein Teilchen mit einer Ablage von $x = 12$ mm noch stabil umlaufen kann; bei der DEL-008-Optikversion sind es dagegen Teilchen, die eine Startkoordinate von $x = 18$ mm besitzen. Die Kopplung in die vertikale Ebene wird vernachlässigt, um die maximale horizontale Apertur aus der Grafik 5.13 bewerten zu können. Oberhalb beider Startwerte bilden sich im Phasenraumplot Inseln.

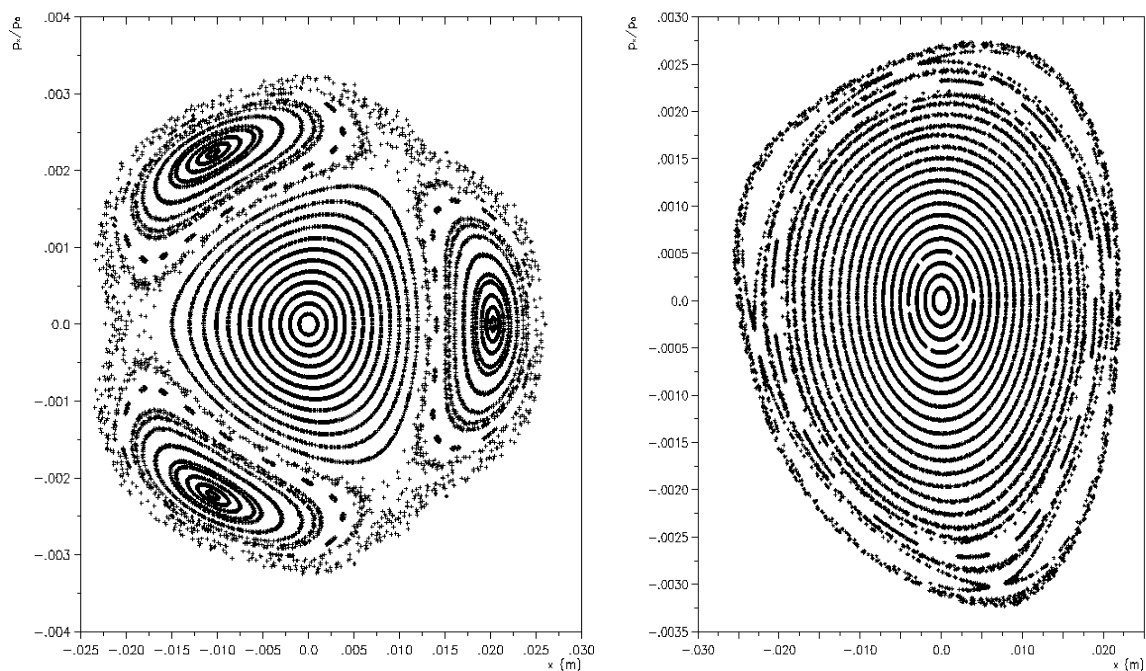


Abbildung 5.14: Phasenraumbilder der horizontalen Phasenellipse für die ursprüngliche DEL-006-Optik (linkes Bild) und die DEL-008-Optik ohne eingeschaltetes Wigglermagnetfeld (rechtes Bild). Eine Kopplung in die vertikale Ebene wird nicht berücksichtigt. Die Startkoordinaten eines Teilchens sind maximal $x = 25$ mm (DEL-006) bzw. $x = 22$ mm (DEL-008).

Im Vergleich zu der DEL-006-Optik läuft ein Teilchen, das eine größere horizontale Ablage besitzt, nach 1000 Umläufen noch stabil in einer geschlossenen Phasenellipse um. Im Idealfall sollte diese Ellipse die Form eines schmalen Ringes haben. Weicht die simulierte Phasenellipse von der Kreisform durch eine Verschiebung oder Verformung ab, so deutet dies auf Resonanzen hin.

5.5.2 Chromatizitätskorrektur für den symmetrischen Wigglermode

Die aus der neuen Verkabelung resultierenden Sextupolstärken für die größtmögliche dynamische Apertur sind für den symmetrischen Mode des Wigners in der angepaßten DEL-008-Optik in der nachfolgenden Tabelle 5.10 aufgeführt.

Sextupol (Stärke in [m ⁻²])	ohne zusätzliche Sextupole	2. Variante
SVG	- 2.45	- 2.00
SVB	- 5.53	- 4.76
SHE	+ 2.64	+ 2.60
SVEQB	—	- 5.10
SVEQ3	—	- 2.00
SHI	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	+ 0.10
SVIQD4	—	- 0.43

Tabelle 5.10: Auflistung der Sextupolstärken für den Fall ohne neue sowie mit neuen Sextupolen.

Mit diesen Stärken ergibt sich eine wesentlich größere dynamisch Apertur als ohne diese zusätzlichen Magnete. Ein Vergleich in der Abbildung 5.15 zeigt dies anschaulich. Dabei besitzt der Elektronenstrahl in horizontaler Ebene im Mittel eine freie Apertur von $\Delta x = 15.9$ mm, in vertikaler Richtung sogar von $\Delta y = 16$ mm.

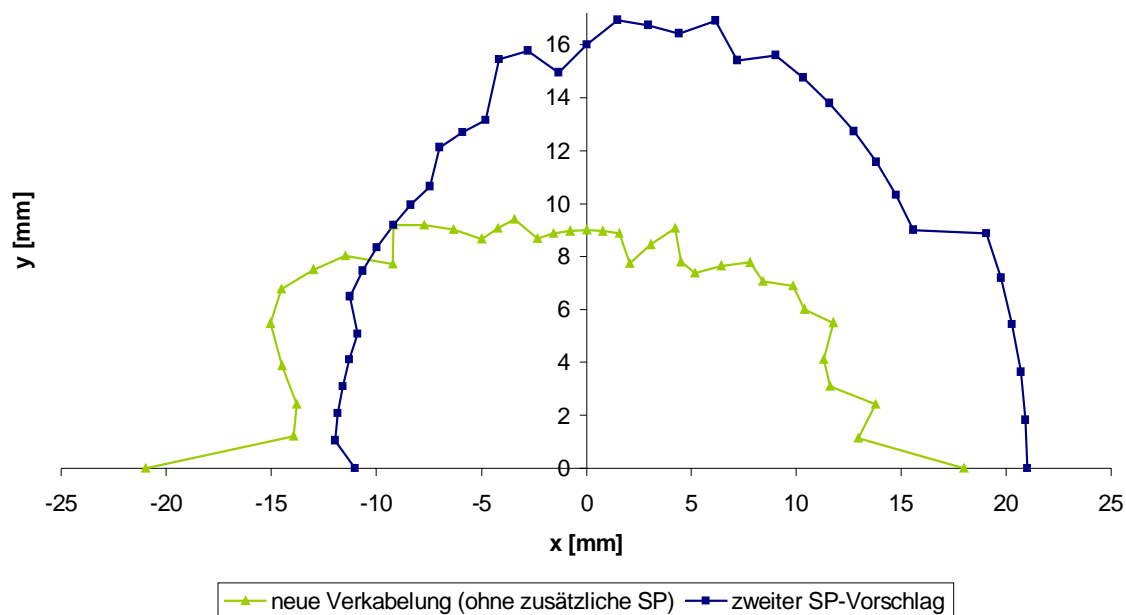


Abbildung 5.15: Vergleich der Aperturen der DEL-008-Optik für den sym. Wiggler und der neuen SP-Konfiguration mit der gleichen Optik ohne jegliche Zusatzsextupole.

5.5.3 Chromatizitätskorrektur für den asymmetrischen Mode des Wigglers

Für den asymmetrischen Mode ergeben sich die nachfolgend aufgelisteten Sextupolstärken zum Vergleich von neuer und alter Sextupolstruktur bzw. -verkabelung. Im Vergleich zu den Sextupolstärken des symmetrischen Wigglermodes ist die nur geringe Veränderung erkennbar.

Sextupol (Stärke in [m ⁻²])	ohne zusätzliche Sextupole	2. Variante
SVG	- 2.40	- 1.90
SVB	- 5.57	- 4.87
SHE	+ 2.67	+ 2.65
SVEQB	—	- 5.20
SVEQ3	—	- 1.90
SHI	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	+ 0.20
SVIQD4	—	- 0.41

Tabelle 5.11: Auflistung der Sextupolstärken für die in bezug auf den asymmetrischen Wigglermode optimierte DEL-008-Optik und für dieselbe Optik ohne neue Sextupole.

Mit diesen Stärken läßt sich ebenso wie für die Optik des symmetrischen Wigglers eine erhebliche Verbesserung der Apertur erzielen, wenn auch horizontal verschoben.

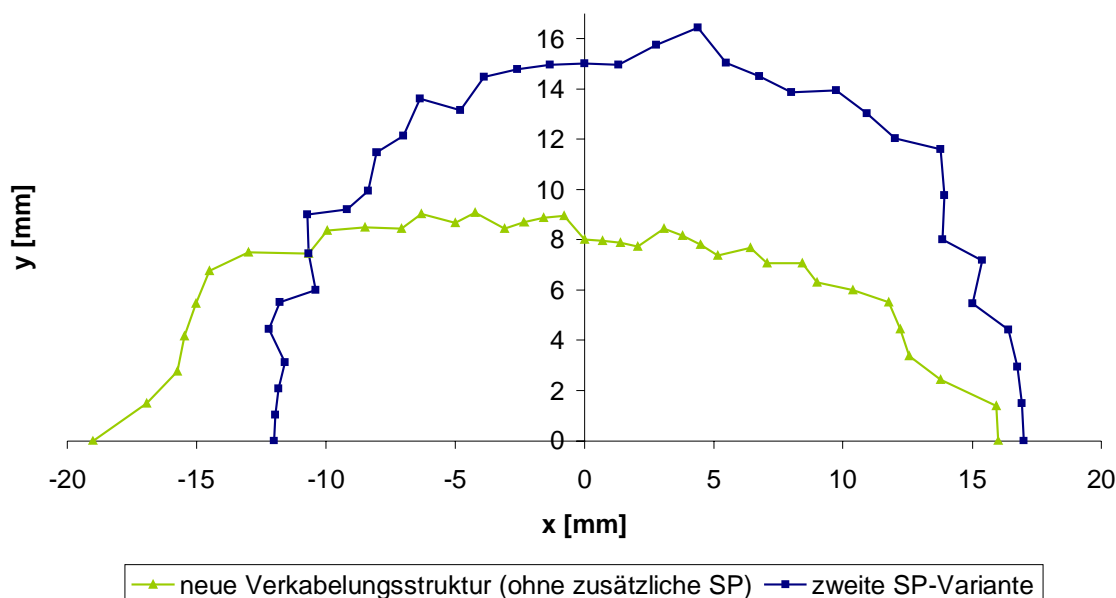


Abbildung 5.16: Dynamische Aperturen für die zweite vorgeschlagene SP-Konfiguration und für den Fall ohne zusätzliche Sextupole.

Für die Apertur der Optiken, die für den symmetrischen bzw. asymmetrischen Wiggler konzipiert worden sind, wird durch die Hinzunahme der neuen Sextupole, die ursprünglich für die DEL-010-Optik bestimmt wurden, insgesamt eine Verbesserung erzielt. Lediglich für den Fall, daß der Wiggler ohne Magnetfelderregung betrieben wird, ergibt sich eine Verschlechterung. Sofern man an dieser Stelle zu dem Schluß kommt, nur für alle zu betrachtenden Fälle als Ganzes eine Verbesserung zulassen zu wollen, muß in Erwägung gezogen werden, eine Trennung durch Schalter zur Abkopplung der neuen Sextupole vornehmen zu können.

Wie in der Abbildung 5.16 und auch schon in den vorangegangenen Grafiken deutlich zu sehen ist, besitzt die horizontale dynamische Apertur keine Symmetrie bezüglich der Nullachse. Der Grund dafür liegt in der Verschiebung des geschlossenen Orbits eines Teilchenstrahls durch Sextupolfelder. Da die Betatronamplitude aber immer in bezug auf den unverschobenen

Sollorbit angegeben wird, erscheint die horizontale dynamische Apertur unsymmetrisch. In vertikaler Ebene existiert keine resultierende Ablenkung, so daß in den Tracking-Rechnungen nur in einem Winkel zwischen 0° und 180° Aperturwerte im Ortsraum berechnet werden müssen.

Die gerade erwähnte Verschiebung des geschlossenen Teilchenorbits geht natürlich einher mit einer ungewollten Änderung des Arbeitspunktes. Da die Sextupolstärken quadratisch in die Änderung des Q-Wertes eingehen [29], kann der Einfluß dadurch minimiert werden, daß viele schwache statt wenige starke Sextupolfelder im Speicherring vorhanden sind. Für die Korrektur der Chromatizität laut der Formel (5.1) ist es demgegenüber nur wichtig, daß die nötige Anzahl der Sextupolfelder vorhanden ist. Amplitudenabhängige Arbeitspunktverschiebungen sind dagegen von der Verteilung der zur Chromatizitätskompensation notwendigen Stärken auf die einzelnen Sextupole abhängig.

Ein wichtiges Ziel ist es folglich, die Amplituden- und Energieabhängigkeit des Q-Wertes zu minimieren, wobei es aufgrund der Komplexität der Gleichungen nicht mehr möglich ist, nach einem analytischen Verfahren vorzugehen. Deshalb müssen immer umfangreiche, numerische Rechnungen und Simulationen durchgeführt werden, die keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben.

Die Abbildungen 5.17 und 5.18 zeigen die Änderungen der Betafunktionen in der Bogenmitte (bisher betrachteter Anfang der Magnetstruktur) bzw. die Variation der Arbeitspunkte der mit den zusätzlichen Sextupolen ausgestatteten DEL-008-Optik in Abhängigkeit von der relativen Energieverschiebung $\Delta p/p$.

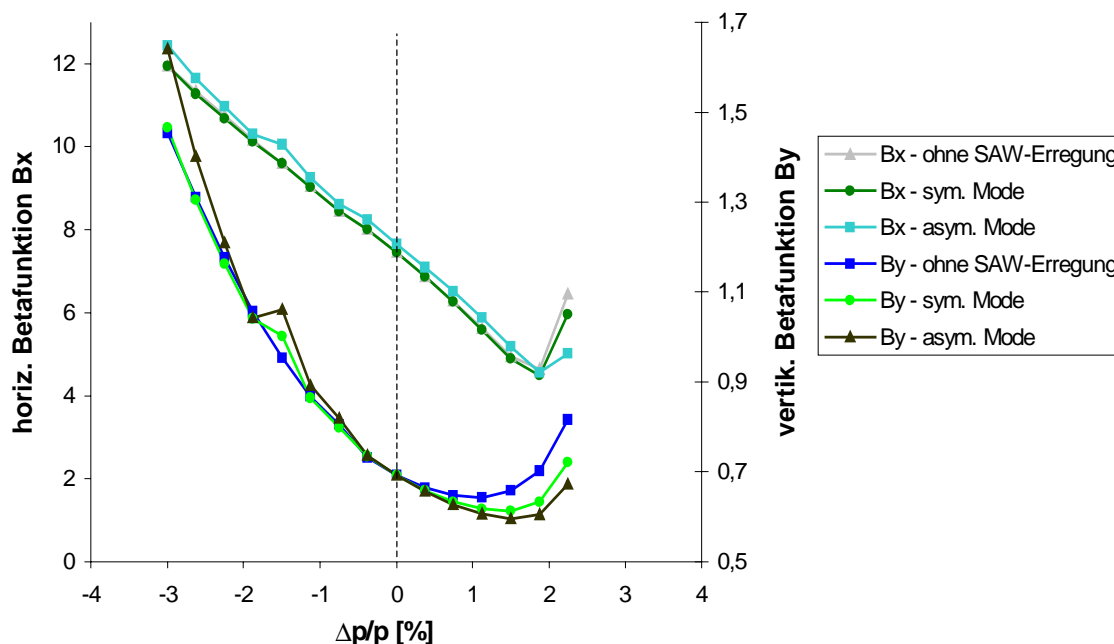


Abbildung 5.17: Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Betafunktion in der Bogenmitte von der Energieabweichung $\Delta p/p$ für die DEL-008-Optik.

Die Energieabhängigkeit einer Optik sollte möglichst klein sein, d.h. die Arbeitspunkte sollten im Idealfall nicht von $\Delta p/p$ abhängen. Dies entspricht einer Chromatizität von Null. Die Abbildung 5.17 sowie auch die Grafik 5.18 zeigen deutlich, daß in einem Bereich von -3% bis $+2\%$ stabile, periodische Lösungen existieren. Bei großer Energieabweichung differieren besonders die vertikalen Arbeitspunkte deutlich voneinander. Dies hat seine Ursache darin, daß die Teilchen nun auf einer Dispersionsbahn laufen und die Sextupole nicht mehr auf der magnetischen Achse passieren. Dadurch wirkt sich die unterschiedliche Feldverteilung der Sextupole verschieden stark auf die Elektronen aus. Oberhalb $\Delta p/p > 2\%$ wandert der Q-Wert

auf die Koppelresonanz $2Q_x + Q_y = 21$ zu, was zu einem Verlust des Teilchenstrahls aufgrund der Nichtexistenz einer periodischen Lösung führt. In der Abbildung 5.18 ist dies durch die große Veränderung in der Kurve des horizontalen Arbeitspunktes anschaulich. Die DEL-008-Optik ist folglich nur auf größere Energieverschiebungen des Elektronenstrahls sensitiv.

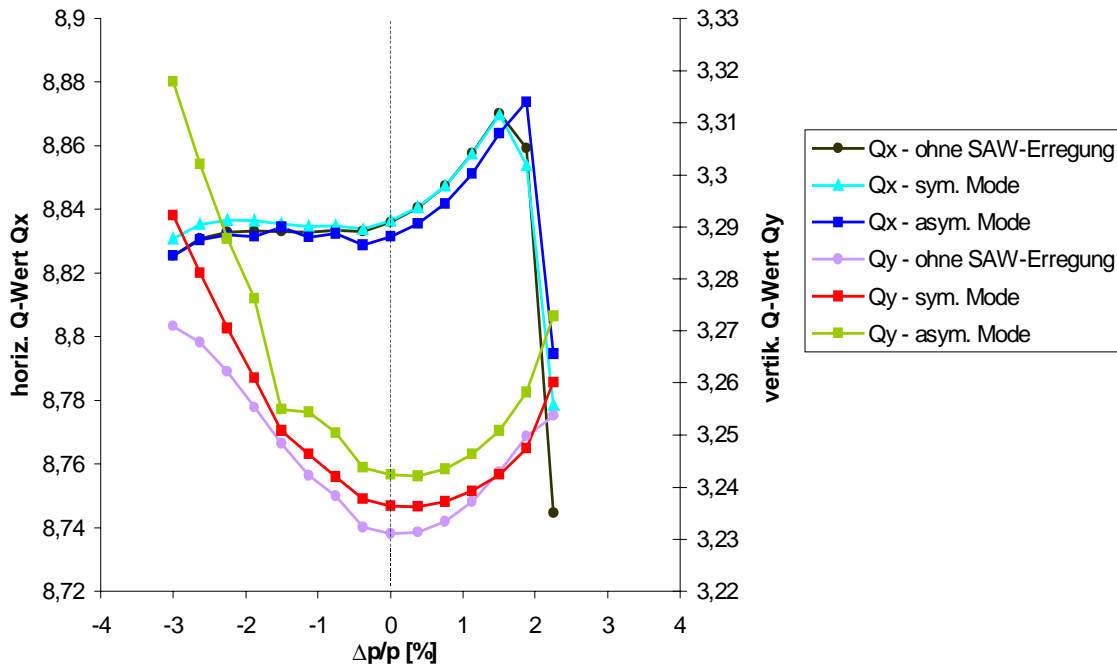


Abbildung 5.18: Arbeitspunkte für die entsprechenden Fälle der DEL-008-Optik in Abhängigkeit von der Energieabweichung $\Delta p/p$.

5.6 Auswirkung der neuen Sextupolverkabelung auf die ehemalige DEL-006-Optik

Obwohl der Speicherring Delta mit dem eingebauten Wiggler in erster Linie mit der dafür entwickelten neuen Optikversion DEL-008 betrieben werden soll, ist es sinnvoll, sich die Option offen halten, auch die ursprüngliche DEL-006-Optik wieder einstellen zu können. Dieser Gesichtspunkt wurde ja bereits schon bei der Verkabelung der neuen Quadrupole QA und QB bzw. bei der Auftrennung der Viersymmetrie und dem neuen Anschluß der zur Anpassung benutzten Quadrupole berücksichtigt. Durch die Modifikation der Sextupolstruktur und der neuen Verkabelung von alten und zusätzlichen Sextupolen liegt aber nicht mehr die ehemalige Konstellation vor, so daß überprüft werden muß, ob die unveränderte DEL-006-Optik auch mit dieser neuen Verkabelung eingestellt werden kann. Dazu wurden ebenfalls, wie in den Kapiteln zuvor, die einzelnen Sextupolstärken unter Beachtung der Chromatizitätskompensation miteinander variiert. Da die Sextupole SVEQB und SHIQA nun aber an Stellen ohne Dispersion stehen, haben sie keinen Einfluß auf die Chromatizitätskorrektur. Zudem sind sie an Plätzen eingebaut, die für harmonische Sextupole aufgrund der geringen Unterschiede zwischen den Betafunktionen aus horizontaler und vertikaler Ebene ungünstig sind. Sie können deshalb auf beliebige Werte eingestellt werden, ohne die dynamische Apertur positiv oder negativ zu beeinflussen. Da diese beiden Sextupolfamilien durch ein eigenes Netzgerät bestromt werden, können sie folglich auch vernachlässigt werden. Für die anderen Sextupole ergeben sich demnach die in der nachfolgenden Tabelle 5.12 aufgeführten Magnetstärken. Dabei wird nur die zweite vorgeschlagene Einbauvariante betrachtet, da sie die endgültige Ausbaustufe darstellt.

Sextupol (Stärke in [m ⁻²])	ohne zusätzliche Sextupole	2. Variante
SVG	- 4.82	- 2.50
SVB	- 4.82	- 4.29
SHE	+ 2.76	+ 2.37
SVEQB	—	beliebiger Wert
SVEQ3	—	- 2.50
SHI	+ 3.50	+ 3.50
SHIQA	—	beliebiger Wert
SVIQD4	—	- 0.54

Tabelle 5.12: Vergleich von Sextupolstärken vor der SP-Modifikation und mit der neuen Verkabelungsstruktur.

Für diese neu vorgeschlagene Sextupolkonfiguration werden 1000 Umläufe getrackt und die dynamische Apertur aufgetragen.

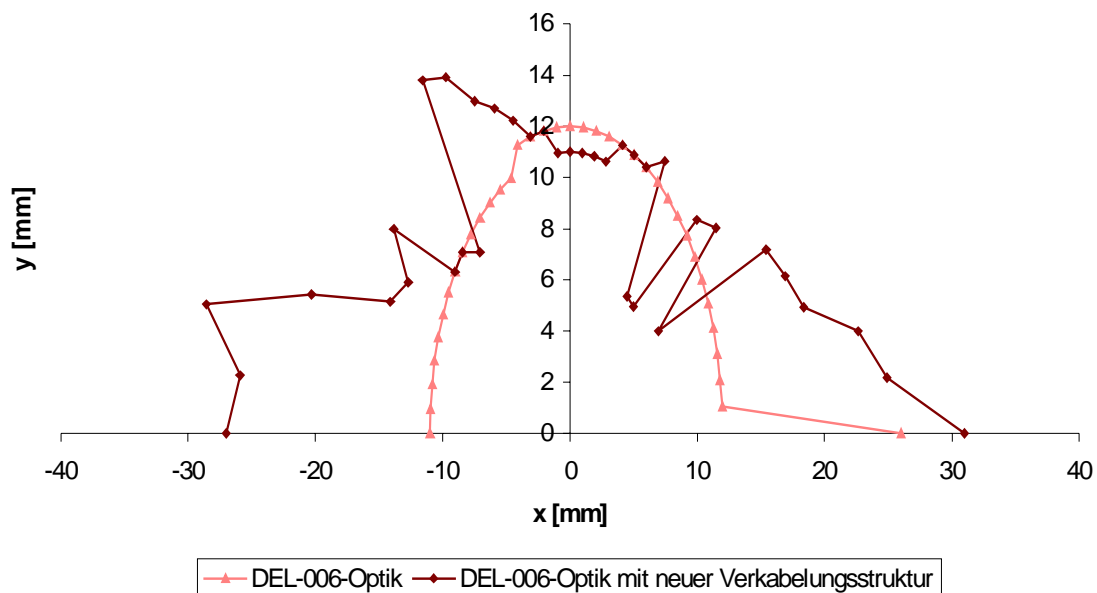


Abbildung 5.19: Dynamische Apertur der ursprünglichen DEL-006-Optik im Vergleich zu derselben Optik, aber mit der neu vorgeschlagenen Sextupolkonfiguration.

In der obigen Abbildung ist die deutliche Vergrößerung der dynamischen Apertur trotz zusätzlicher Sextupole zu sehen. Besonders auffällig ist die in horizontaler Richtung um das Dreifache größere Apertur, sofern der erste Wert der berechneten Apertur für die DEL-006-Optik vernachlässigt wird. Bei diesem Startwert existiert keine geschlossene Ellipse im Phasenraum, sondern es kommt zu einer in Abbildung 5.14 dargestellten Inselbildung.

Einen Nachteil bilden die teilweise starken Einbrüche in der vertikalen Apertur besonders in dem äußeren Bereich der Strahlkammer ($\hat{=}$ positiver x-Achse). Mit der neuen Sextupolanordnung und den in Tabelle 5.12 aufgeführten Stärken ist es folglich problemlos möglich, eine sogar noch bessere dynamische Apertur als ohne diese zusätzlichen Magnete zu erhalten. Die neue SP-Installation ist ein Gewinn sowohl für die ursprüngliche DEL-006-Optik als auch für die neue DEL-008-Optikversion. Aus diesem Grund sind trennende Schalter zur Abkopplung der neuen, zusätzlichen Sextupole von der jetzt schon bestehenden Variante nicht zwingend erforderlich.

Die Grafik 5.20 zeigt abschließend alle erwähnten Optiken hinsichtlich ihrer dynamischen Apertur und den dazu notwendigen Sextupolen im Überblick.

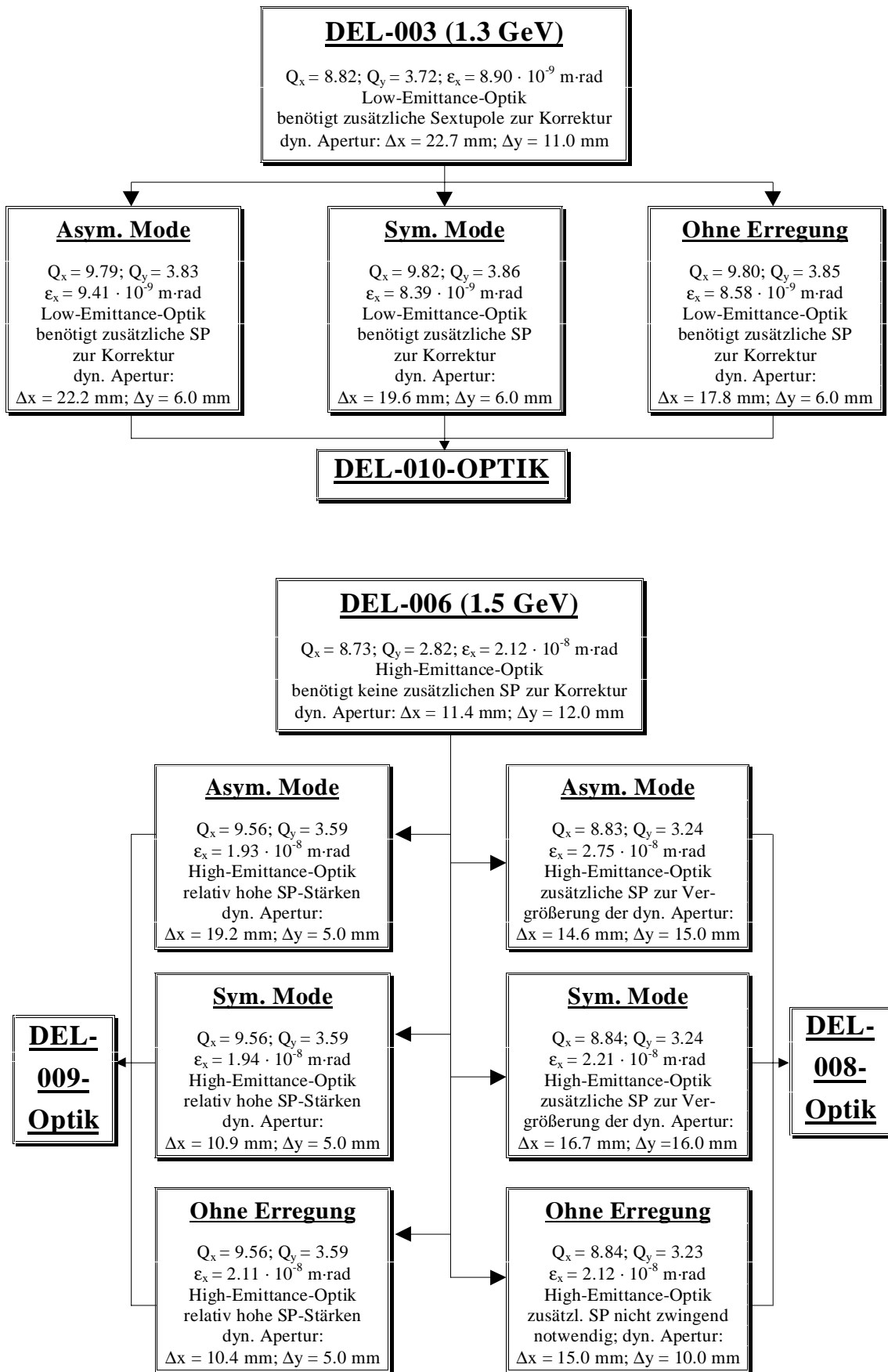


Abbildung 5.20: „Optik-Baum“ mit allen vorgestellten Optiken und deren wichtigsten Kriterien.

Kapitel 6

Messung der DEL-008-Optik

Aus allen im vierten Kapitel vorgestellten Optikversionen wurde die High-Emittance-Optik DEL-008 als neue Anlaufversion für den modifizierten Beschleunigerring Delta mit Wiggler gewählt. Die Grundlage einer neuen Sextupolstruktur wurde bereits im vorangegangenen Kapitel 5.5 erläutert. Diese Art der Sextupolverkabelung wurde gewählt, da sie die dynamische Apertur der DEL-008-Optik verbessert. Andererseits sollen für die Umstellung auf eine Low-Emittance-Optik, wie z.B. die DEL-010-Optik, die dafür erforderlichen Sextupolmagnete schon vorhanden sein. Um die Simulationen der neuen DEL-008-Optik vor dem Wigglerbau in der Praxis zu verifizieren, wurde die an den eingebauten SAW ohne Magnetfelderregung angepaßte Optikversion abschließend getestet. Die Ergebnisse dieser Messungen und der Aufbau der erforderlichen Meßapparatur werden neben den dazu notwendigen Grundlagen in diesem Kapitel beschrieben. Ausführliche Informationen sind dem Literaturhinweis [41] zu entnehmen.

Weitere Versuche mit den modifizierten DEL-008-Optiken für die jeweiligen Wigglermoden können erst nach dem Einbau des Wigglers erfolgen (voraussichtlich April 1999).

6.1 Grundlagen zur Betafunktionsmessung und Beschreibung des Versuchsaufbaus

Ein fehlerhafter Quadrupol bewirkt durch seine Störung Δk eine lokale Veränderung der Strahlfokussierung und damit eine Verschiebung des Arbeitspunktes um ΔQ . Der Zusammenhang ist durch die Formel

$$\Delta Q_{x,y} = \frac{1}{4\pi} \int_{s_0}^{s_0+l} \Delta k \beta_{x,y}(s) ds \quad (6.1)$$

gegeben. Die Q-Wert-Verschiebung ist folglich proportional zu dem Wert der jeweiligen Betafunktion im Quadrupol. Die horizontale sowie vertikale Betafunktion variiert dabei in ihrer Größe nur wenig entlang der effektiven Quadrupollänge l , wobei die Quadrupolstärke als konstant angenommen wird. Deswegen kann in erster Näherung der Mittelwert der Betafunktion im Quadrupol genommen werden:

$$\Delta Q \approx \frac{\Delta k}{4\pi} \langle \beta \rangle \cdot l \quad \Leftrightarrow \quad \langle \beta \rangle = \frac{4\pi}{l} \cdot \frac{\Delta Q}{\Delta k} \quad (6.2)$$

Die Relation (6.2) wird nun dazu benutzt, um bei einer vorgegebenen Optik die Betafunktionen an bestimmten Stellen im Speicherring, d.h. in allen Quadrupolen, messen zu können. Dazu ist

eine genau definierte Änderung der Stärke an einem dieser Quadrupolmagnete vorzunehmen und die resultierende Arbeitspunktverschiebung durch eine Differenzmessung der Q-Werte vor und nach der zusätzlichen Bestromung zu ermitteln. Um die aus Gleichung (6.2) erhaltenen mittleren Betafunktionen mit den gerechneten Werten aus dem Programm MAD vergleichen zu können, müssen sie in Betafunktionen in der Mitte des Quadrupols umgerechnet werden.

Durch die Messung erhält man eine gute, stichprobenartige Abschätzung für die tatsächlichen Werte der Betafunktionen an lokal definierten Plätzen und kann diese mit theoretisch vorhergesagten Werten vergleichen. Aus dem Unterschied zwischen theoretischem und experimentell bestimmtem Verlauf der optischen Funktionen können dann Rückschlüsse auf eventuelle Asymmetrien (z.B. Magnetfeldfehler) gezogen werden.

Die Messung der lokalen Betafunktion erfolgt nach der sogenannten „Tune-Scan-Methode“, bei der nacheinander jedem Quadrupol eine zusätzliche Quadrupolstärke durch einen zusätzlichen Strom verliehen wird. Dabei muß bei der Messung darauf geachtet werden, daß die Änderung der Quadrupolstärke unter 1 % liegt, da sonst nicht nur der Q-Wert geändert wird, sondern sich auch die gesamten Betafunktionen im Ring ändern.

Die Realisierung des Meßaufbaus erfolgt durch die Ansteuerung jedes einzelnen Quadrupols über eine Relaiskaskade pro Speicherringhälfte. Der große Vorteil liegt darin, daß zum einen nur noch ein einziges Netzgerät zur zusätzlichen Bestromung notwendig ist, zum anderen kann die Betafunktion in jedem Quadrupol separat, statt in einer gesamten Quadrupolfamilie gemessen werden.

6.2 Erstes Einstellen der neuen DEL-008-Optik

Nach dem Einstellen der ursprünglichen DEL-006-Optik wurde durch Umpolung der Quadrupole Q1 (\rightarrow QW3), Q2 (\rightarrow QW4), Q4 (\rightarrow QW6) und Q5 (\rightarrow QW7) und durch separate Bestromung der Quadrupole QW1 bis QB auf die DEL-008-Optik für den integrierten Wiggler ohne eigenes Feld umgestellt. Dabei betrug die Speicherringenergie 1.3 GeV. Es wurde zum einen versucht, durch (geringe) Variation der theoretischen Quadrupolstärken den berechneten Q-Wert zu verifizieren, zum anderen einen geeigneten Arbeitspunkt für die Injektion und ebenso für die Speicherung des Elektronenstrahls zu finden. Der zunächst gemessene Arbeitspunkt $Q_x = 9.152$, $Q_y = 3.175$ lag jedoch im Vergleich zum theoretischen (vgl.: $Q_{x, \text{Theorie}} = 8.836$, $Q_{y, \text{Theorie}} = 3.231$) oberhalb der ganzzahligen Resonanz. Mit dieser Einstellung konnten bis zu 100 mA bei einer Lebensdauer von $\tau = 3.3$ h gespeichert werden. Einen Vergleich der theoretischen mit den experimentellen Quadrupolstärken $k_{\text{exp},1}$ zeigt Tabelle 6.1.

Die größte Abweichung zwischen theoretischen und experimentellen Quadrupolstärken ist in den Werten der zur ursprünglichen Optik DEL-006 gehörenden Quadrupolen alter Nomenklatur zu finden. Dabei ist aber zu beachten, daß die entsprechenden Arbeitspunkte um $\Delta Q_x = +0.316$ und $\Delta Q_y = -0.056$ zueinander differieren.

Im nächsten Schritt erfolgte eine Arbeitspunkt Korrektur auf den berechneten Soll-Q-Wert. Die Abweichung zum gemessenen Wert $Q_x = 8.837$ und $Q_y = 3.239$ ist marginal. Die Injektion war bei dieser Einstellung problemlos möglich, auch wenn zunächst nur ca. 2 mA Strahlstrom gespeichert werden konnte. Die für diese Einstellung modifizierten Quadrupolstärken $k_{\text{exp},2}$ finden sich ebenfalls in der Tabelle 6.1.

Den dort aufgeführten Werten ist zu entnehmen, daß fast alle Quadrupolmagnete im Vergleich zu der ersten Einstellung mit dem stark verschobenen Q-Wert viel geringer bestromt werden. Die Differenz zu den theoretisch simulierten Stärken wird für die weniger bestromten Magnete größer; für die höher zu bestromenden Quadrupole sind die Unterschiede weit weniger bedeutend. Folglich besitzt diese Optikversion zusätzliche Reserven zur experimentellen Anpassung und Optimierung.

Quadrupol	$k_{\text{theoretisch}}$ [m ⁻²]	$k_{\text{exp.,1}}$ [m ⁻²]	$(k_{\text{exp.,1}} - k_{\text{theor.}})$ [m ⁻²]	$k_{\text{exp.,2}}$ [m ⁻²]	$(k_{\text{exp.,2}} - k_{\text{theor.}})$ [m ⁻²]
QF	3.749999	3.753116	0.003117	3.706606	-0.043393
QD	-2.350001	-2.367625	0.017624	-2.356145	0.006144
QF1	1.857277	1.858200	0.000923	1.833004	-0.024273
QD1	-1.798758	-1.812253	0.013495	-1.803442	0.004684
QD2	-1.382848	-1.393178	0.010330	-1.386405	0.003557
QF2	2.799999	2.801418	0.014181	2.763450	-0.036549
QD3	-2.244635	-2.261416	0.016781	-2.250450	0.005815
QD4	-2.510107	-2.528712	0.018605	-2.516580	0.006473
QF3	2.739369	2.740734	0.001365	2.703481	-0.035888
Q1	0.204531	0.204610	0.000079	0.202010	-0.002521
Q2	0.467440	0.467739	0.000299	0.461485	-0.005955
Q3	0.000000	0.012224	0.012224	0.012224	0.012224
Q4	-2.557499	-2.576462	0.018963	-2.564089	0.006590
Q5	2.622192	2.623483	0.001291	2.587583	-0.034609
QW1	-1.395904	-1.406370	0.010466	-1.399595	0.003691
QW2	2.916398	2.917848	0.001450	2.878408	-0.037990
QW3	-1.699854	-1.700757	0.000903	-1.704347	0.004493
QW4	-2.444474	-2.445729	0.001255	-2.450827	0.006353
QW5	1.878563	1.879536	0.000973	1.853355	-0.025208
QW6	1.914726	1.929126	0.014400	1.889074	-0.025652
QW7	-1.176820	-1.177475	0.000655	-1.179866	0.003046
QA	2.959816	2.961252	0.001436	2.921617	-0.038199
QB	-2.393237	-2.411088	0.017851	-2.399533	0.006296

Tabelle 6.1: Auflistung aller Quadrupolstärken zum Vergleich von Theorie und Praxis. In der ersten gemessenen Einstellung werden alle Quadrupole höher bestromt als berechnet. Hier liegt der horizontale Arbeitspunkt oberhalb von $Q_x = 9$ statt unterhalb. In der zweiten Einstellung mit dem Soll- Q -Wert kann fast die Hälfte der Quadrupole mit einer geringeren Bestromung betrieben werden als theoretisch ermittelt.

6.3 Messung der Betafunktionen

Die Einstellung der Strahloptik DEL-008 erfolgt mit geringfügig variierten Quadrupolstärken im Vergleich zu den Werten $k_{\text{exp.,2}}$ aus der fünften Spalte der Tabelle 6.1. Der Speicherring Delta wird dabei mit einer Energie von 1.3 GeV betrieben.

Die Messung der horizontalen sowie vertikalen Betafunktion erfolgt nach der in Kapitel 6.1 beschriebenen Vorgehensweise. Voraussetzung dafür ist eine sogenannte *Orbitkorrektur*, d.h. mittels zusätzlicher Korrekturspulen (sog. „Steerer“) im Speicherring wird der Schwerpunkt des Elektronenstrahls derart korrigiert, daß die Ablagen gegenüber dem idealen Orbit, der in der Regel durch die magnetische Achse der Quadrupole definiert wird, minimal werden ($< \pm 2$ mm). Die Bestimmung der vertikalen und horizontalen Ablage erfolgt mit Beam Position Monitoren (BPM)³³, die sich bei DELTA an den meisten Quadrupolen, aber auch in der nördlichen und südlichen Geraden des Speicherringes befinden.

³³ Der an DELTA eingesetzte BPM besteht aus jeweils zwei Elektroden auf der oberen und unteren Strahlkammerhälfte, die an das elektrische Feld des Elektronenstrahls ankoppeln. Durch Verhältnisbildung der verschiedenen Intensitäten der vier gemessenen Signale kann der Lageschwerpunkt des Strahls und somit die Ablage zur Magnetmitte (\triangle Kammermitte) bestimmt werden.

Wichtigster Aspekt für eine Orbitkorrektur vor einer Messung ist der zu vermeidende Fehler durch nichtlineare Elemente, insbesondere durch Sextupole. Teilchen, die eine Ablage besitzen, erfahren durch den quadratischen Feldverlauf der Sextupolmagnete eine Verschiebung ihrer geschlossenen Umlaufbahnen. Demzufolge ändern sich die Betatronschwingungen und der Arbeitspunkt. Letzterer sollte sich aber nur aufgrund der zusätzlichen Bestromung der Quadrupole und damit durch die Modifikation der Betafunktionen ändern. Die Sextupole fügen folglich einen zusätzlichen Fehler zu der Änderung der Quadrupolstärke Δk bei und verfälschen das Ergebnis.

Der Orbit konnte mittels Variation der Stärken der Steerer auf Werte von -2.5 mm bis $+2$ mm als horizontale Ablage und -2.5 mm bis $+1.5$ mm als vertikale Ablage korrigiert werden. Obwohl die Ablagen des Teilchenstrahls nicht auf einen Wert unter -2 mm verbessert werden konnten, ist dies im Hinblick auf das erste Einstellen dieser neuen Optikversion zur Sammlung von Erfahrungswerten akzeptabel. Bei weiteren, zukünftigen Meßreihen muß dieser Punkt jedoch beachtet werden.

Die Lebensdauer des Elektronenstrahls betrug $\tau = 4.5$ h. Es wurden ca. 4 mA akkumuliert. Der gemessene Arbeitspunkt $Q_x = 8.859$, $Q_y = 3.205$ liegt im Vergleich zum berechneten leicht verschoben.

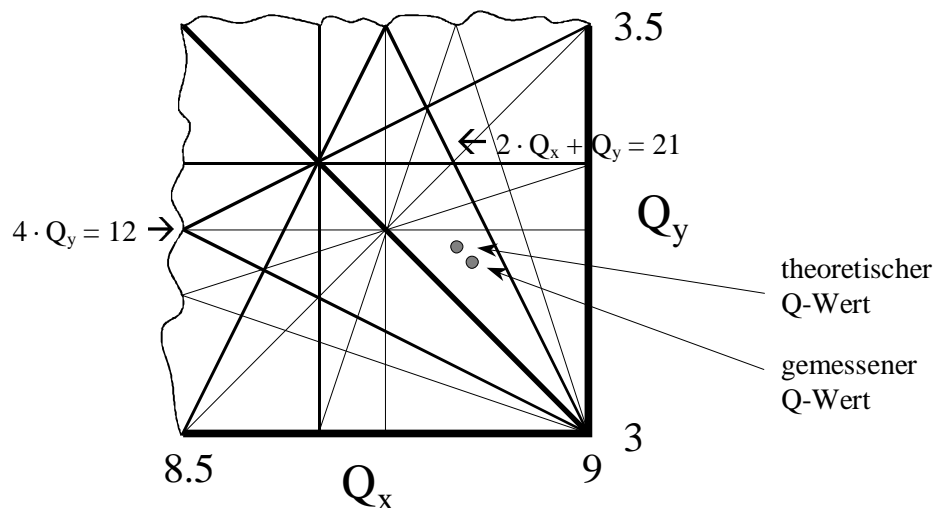


Abbildung 6.1: Vergleich des gemessenen mit dem theoretischen Arbeitspunkt in einem Ausschnitt des Q-Wert-Diagrammes.

Eine Arbeitspunktverschiebung ist notwendig, damit während der Versuchsdurchführung der Q-Wert durch die zusätzliche Änderung nicht auf die viertelzahlige Resonanzlinie $4 \cdot Q_y = 12$ oder aber auf die Koppelresonanz $2 \cdot Q_x + Q_y = 21$ wandert. Erfahrungen an DELTA haben gezeigt, daß beide Resonanzen zu einem Verlust des Strahls führen.

Während der Versuchsreihe war es möglich, die Betafunktionen an etwa $2/3$ aller Quadrupole zu messen. Der Abbruch der Messung war bedingt durch den Verlust des Elektronenstrahls, hervorgerufen durch die zu starke Änderung einer Quadrupolstärke und damit die Verschiebung des Arbeitspunktes auf die viertelzahlige Resonanzlinie. Die restlichen Daten wurden in weiteren drei Meßreihen aufgenommen, wobei immer die gleichen Einstellungen für die Quadrupolstärken und die Steerer vorgenommen wurden. Durch mehrfache Messung der Betafunktionen an den gleichen Quadrupolmagneten konnte bestätigt werden, daß sich trotz unbeabsichtigter Aufteilung der Meßreihen die globalen Einstellungen der Optik und somit die Bedingungen für den Elektronenstrahl zu Anfang jeder Messung nicht geändert haben.

Die gemessenen Betafunktionswerte für die horizontale und vertikale Ebene sind im Vergleich zu dem theoretischen Verlauf der entsprechenden Betafunktion in den Abbildungen 6.2 und 6.3 dargestellt. Der Fehler der jeweiligen Meßwerte ist der mittlere Fehler des Mittelwertes:

$$s_{\bar{x}} = \frac{s}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum (x_i - \bar{x})^2}, \quad (6.3)$$

mit n = Anzahl der Messungen einer Meßreihe (hier: $n = 5$),
 x_i = Meßwerte

und $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum x_i$ = arithmetisches Mittel.

Pro Quadrupol wurden beide Betafunktionen fünfmal gemessen und aus ihnen der in den nachfolgenden Abbildungen dargestellte Wert ermittelt.

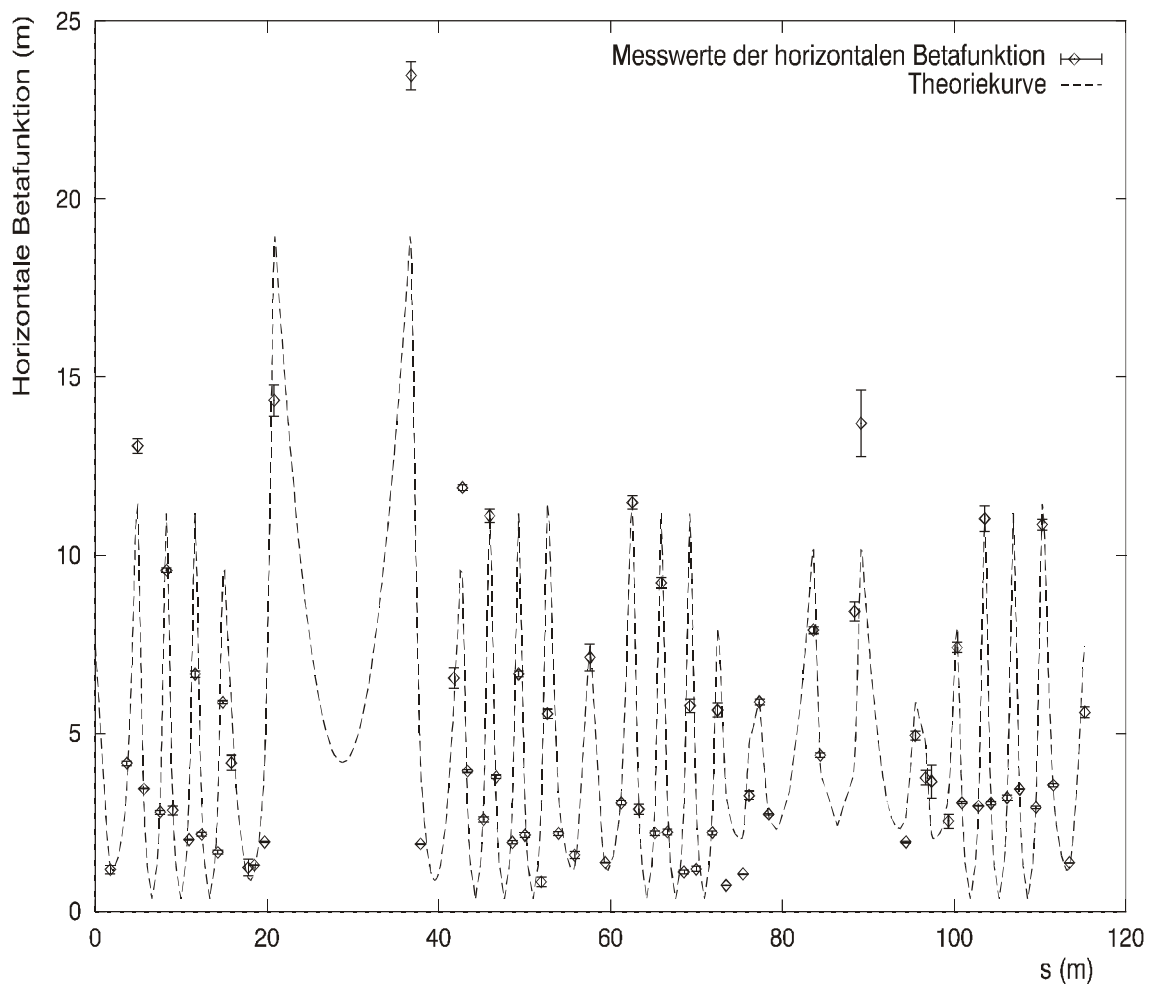


Abbildung 6.2: Vergleich der Meßwerte der horizontalen Betafunktion mit den Theoriewerten des Programmes MAD für die DEL-008-Optik. Die Fehlerbalken sind als Fehler des Mittelwertes angegeben. Der Wiggler befindet sich etwa an der Position $s = 80$ m.

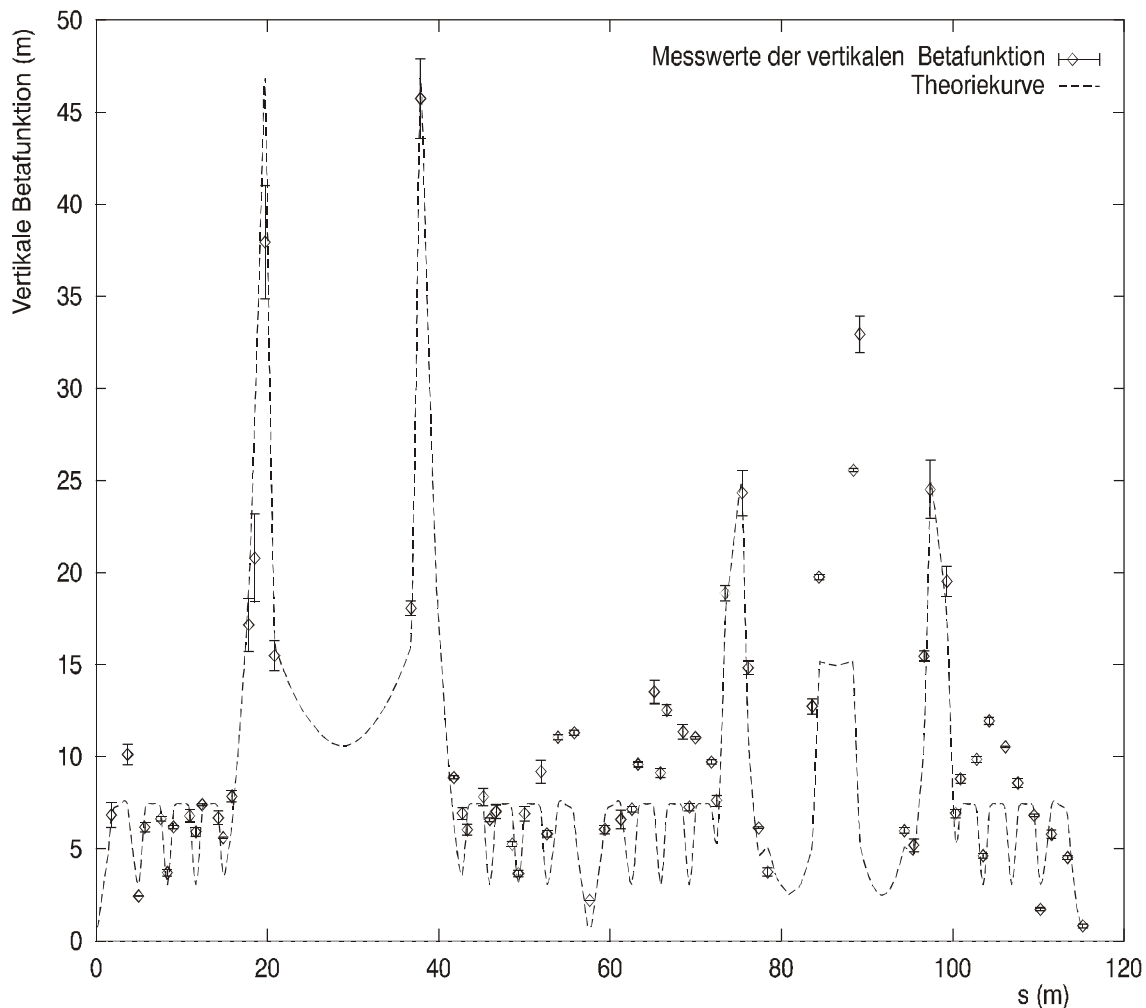


Abbildung 6.3: Gemessene Daten für die vertikale Betafunktion der DEL-008-Optikversion im Vergleich zu den theoretischen Werten. Der Wiggler befindet sich etwa an der Position $s = 80$ m.

Die Abbildung 6.2 zeigt deutlich, daß die gemessenen Werte der horizontalen Betafunktion gut mit den theoretisch vorhergesagten übereinstimmen. Die Werte der vertikalen Betafunktion weisen hingegen signifikantere Unterschiede auf. Genau hier ist es aber wichtig, daß aufgrund der niedrigen Wigglerkammer die kleinen Werte im Bereich des SAW eingehalten werden. Dies wird durch die Messung bestätigt. Unverkennbar sind jedoch die Abweichungen von den Theoriewerten vor und hinter dem Wiggler sowie in der südlichen Geradenmitte. Die gemessenen Werte sind bis zu einem Faktor zwei größer als die berechneten. Dies läßt vermuten, daß es sich hierbei nicht nur um Meßungenauigkeiten handelt.

Eine Zuordnung des Beginns der Abweichung im Bereich von $s = 50$ m zu der Magnetstruktur aus Abbildung 4.2 deutet darauf hin, daß womöglich einer der dort befindlichen Quadrupolmagnete eine Störung verursacht. Da es sich um die Modifikation der vertikalen Betafunktion handelt, liegt die Vermutung nahe, daß ein defokussierender Quadrupol diese Störung verursacht.

Aufstellfehler spielen im Vergleich zu Magnetfeldfehlern – hervorgerufen durch falsche Stromwerte – eine untergeordnete Rolle. Aus diesem Grund wurde eine parallel bestromte Quadrupolfamilie insgesamt als Störfaktor angenommen. Bei der Variation der Stärke der Quadrupolfamilie QD3 zeigt sich eine eindeutige Übereinstimmung der veränderten Betafunktion mit den aufgenommenen Meßwerten. Die Abbildung 6.4 verdeutlicht die drastische Änderung der vertikalen Betafunktion. Dabei wurde die Quadrupolstärke um etwa 11 % von $k = 2.245 \text{ m}^{-2}$ auf $k = 2 \text{ m}^{-2}$ reduziert.

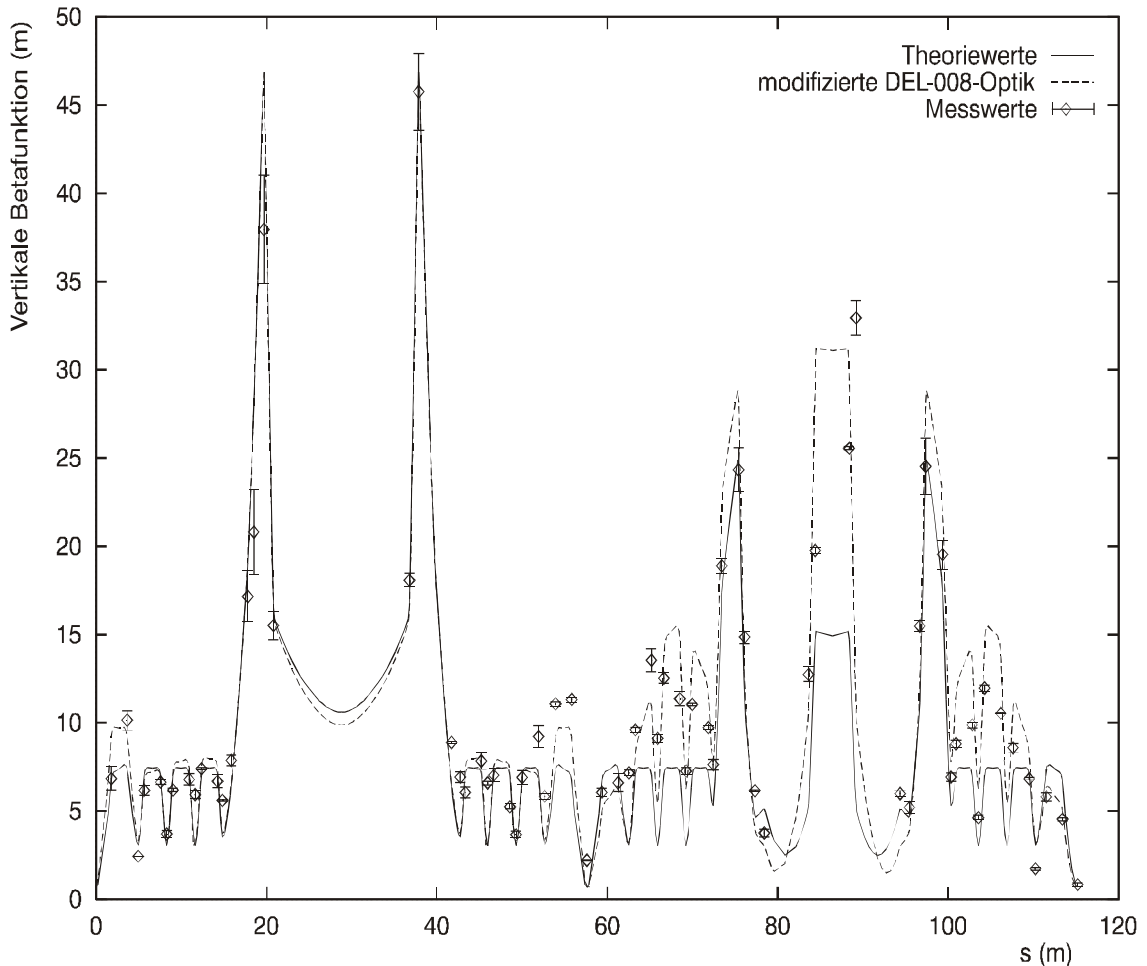


Abbildung 6.4: Vergleich von theoretischen und gemessenen Werten. Die durchgezogene Linie entspricht der simulierten DEL-008-Optik; die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer Rechnung mit einer veränderten Stärke für die Quadrupolfamilie QD3. Durch diese Variation einer einzigen Quadrupolstärke kann die ursprünglich berechnete vertikale Betafunktion derart verschoben werden, daß der Verlauf nunmehr durch die Meßwerte geht. Der Wiggler befindet sich dabei etwa an der Position $s = 80$ m.

Der erste Teil der Optik bleibt durch die Modifikation nahezu unangetastet, während sich in der zweiten Hälfte vor und hinter dem Anpassungsbereich des Wigglers sowie in der Geradenmitte die Werte der vertikalen Betafunktion drastisch ändern. Die Auswirkung auf die horizontale Betafunktion ist dabei vernachlässigbar. Die durch die Änderung hervorgerufene Verschiebung des Arbeitspunktes auf $Q_x = 8.892$, $Q_y = 3.106$ stimmt mit der richtungswisenden Verschiebung des gemessenen Q-Wertes im Vergleich zum theoretischen Arbeitspunkt der DEL-008-Optik überein. Jedoch ist bei diesem simulierten Arbeitspunkt kein Speicherringbetrieb möglich, da er genau auf der halbzahligen Resonanzlinie $Q_x + Q_y = 12$ liegt.

Die mögliche Modifikation der simulierten DEL-008-Optik durch nur eine einzige Quadrupolfamilie könnte ein Hinweis auf eine falsche Bestromung der QD3 sein. Durch die Komplexität der möglichen Fehlerquellen erhebt diese Vermutung aber keinen Anspruch darauf, die richtige Ursache bestimmt zu haben. Vielmehr ist es auch möglich, die Störungen derart zu variieren, daß sich mit mehreren Quadrupolen im Bereich vor dem Wiggler ($s = 65$ m bis 75 m) eine ähnliche Modifikation erzielen läßt, wenn auch nicht so plastisch wie mit der einzelnen Quadrupolfamilie QD3.

6.4 Scapermessungen

Eine andere Versuchsreihe sieht die vertikale Verengung der Strahlkammer durch die Scaper vor, um eine Aperturbegrenzung durch den Wiggler zu simulieren. Da sich die Scaper nicht an der Stelle des SAW befinden, erfolgt eine Umrechnung der freien Apertur gemäß der Gleichung (4.1) an den Ort des Wigglers. Eine Bewertung findet durch die Beobachtung der Injektionsrate statt.

Die vertikal begrenzenden Scaper konnten mittels Schrittmotoren zunächst auf Positionen von ± 2 mm in bezug auf die Kammermitte gefahren werden, ohne daß bei niedrigen Strahlströmen (< 2 mA) die Injektionseffizienz abnimmt. Mit $\beta_{\text{Scaper, theor.}} = 4.25$ m und $\beta_{\text{Wiggler, theor.}} = 3.7$ m als maximale vertikale Betafunktion am Anfang des SAW ergibt sich eine erforderliche Kammerhöhe von mindestens 3.5 mm entlang des gesamten Wigglers. Bei höheren Strömen mußte die Aperturbegrenzung durch die Scaper verringert werden, damit sich die Injektionseffizienz nicht verschlechtert. Bei einem Strahlstrom von ca. 10 mA konnte nicht mehr akkumuliert werden; der Strahl blieb aber gespeichert. Mit den Scaper-Werten (± 6 mm) ergibt sich für den Wiggler eine notwendige, minimale Kammerhöhe von 10.4 mm (zum Vergleich: $d_{\text{real}} = 10$ mm).

Dieses Ergebnis ist unter folgenden Gesichtspunkten zu bewerten:

- Bei allen Versuchen (Betafunktions- und Scaper-Messung) handelt es sich um die ersten Messungen mit der neuen DEL-008-Optik. Es wurde zunächst versucht, die theoretisch berechneten Werte wie z.B. den Arbeitspunkt zu verifizieren. Dieser ist aber keine Gewähr dafür, in der Praxis den richtigen Q-Wert für eine gute Injektionseffizienz gefunden zu haben. Hierzu sind noch weitere Versuchsreihen notwendig, um Erfahrungen sammeln zu können und die simulierten Werte (z.B. Quadrupolstärken, Steererwerte) gegebenenfalls zu modifizieren.
- Bei der Umrechnung auf die Kammerhöhe des Wigglers wurden bisher die theoretischen Betafunktionen in die Gleichung (4.1) eingesetzt. Entlang der Wigglerlänge ist zwar keine Messung der vertikalen Betafunktion möglich. Vergleicht man jedoch den gemessenen Betafunktionswert vor dem Wiggler aus der Abbildung 6.3 mit dem theoretischen Wert, so ist der gemessene Wert kleiner. Es besteht somit die Möglichkeit, die vertikale Betafunktion im SAW kleiner einzustellen, so daß die Kammerhöhe des Wigglers ausreicht.
- Zu beachten ist auch, daß die Injektionseffizienz nicht nur durch die begrenzenden Scaper verschlechtert werden kann. Es könnten auch noch Einflüsse, wie z.B. eine schlechte Orbitkorrektur, die bislang vernachlässigte Chromatizitätskorrektur oder eine nicht zurückgenommene DC-Beule³⁴, eine Rolle gespielt haben.

³⁴ Die DC-Beule ist eine lokale Orbitbeule, die den gespeicherten Elektronenstrahl so weit an das Septum (= gepulster Dipolmagnet, der den injizierten Strahl in Richtung des gespeicherten Strahls ablenkt) heranführt, daß neue Elektronen von der Akzeptanzellipse der gespeicherten Bunche eingefangen werden.

Zusammenfassung und Ausblick

Der Einbau des supraleitenden Multipol-Wigglers erfordert aufgrund seiner gravierenden Auswirkungen auf den Speicherringbetrieb eine entscheidende Veränderung in der bestehenden Strahloptik DEL-006. Zum einen ist die niedrige Kammerhöhe innerhalb des Magneten zu berücksichtigen, zum anderen der große Einfluß des Wigglers auf strahloptische Parameter. Mit diesen beiden Auflagen muß für die zwei Wigglermoden (symmetrischer und asymmetrischer Feldverlauf) und den Fall des eingebauten Magneten ohne eigenes Feld eine geeignete Optik entwickelt werden, die den Betrieb des SAW ermöglicht. Diese Thematik war Aufgabe der vorliegenden Diplomarbeit.

Zur Einführung und Bewertung einer Strahloptik wurden die beschleunigerphysikalischen Grundlagen erarbeitet. Da der supraleitende Wigglermagnet der entscheidende Anlaß für die Entwicklung einer neuen Optik ist, werden die technischen Kenndaten wie sein mechanischer Aufbau und die Messungen seines Magnetfeldes zum besseren Verständnis der Funktionsweise beschrieben. Um den Einfluß des Wigglers auf eine Strahloptik beurteilen zu können, wurden die Auswirkungen auf die DEL-006-Optikversion im Hinblick auf die Verschiebung des Arbeitspunktes sowie die Emittanzvergrößerung durch die vermehrte Abstrahlung von Photonen simuliert. Der Wiggler befindet sich hierbei in einer dispersiven Strecke. An dieser Stelle verifiziert sich die Überlegung, eine neue, für die verschiedenen Wigglermoden konzipierte Optik aufzustellen zu müssen.

Zur Implementierung in die Simulationsprogramme MAD und *Optik* wird zunächst der ideale Wiggler mittels des effektiven Rechteck-Modells dargestellt. Effektive Parameter gestatten es, die linearen Bewegungsgleichungen für beliebige Feldverläufe zu lösen. Nach der Vermessung des Magnetfeldes unter Verwendung der Pulsed-Wire-Methode konnte dann die reale Gesamtmatrix des Wigglers aufgestellt und mit der des idealen Feldes verglichen werden. Es zeigte sich, daß die Abweichung hauptsächlich in dem gemessenen Magnetfeld liegt, welches im Vergleich zum berechneten länger ist. Zudem ist das erste Feldintegral des realen Wigglers nicht zu 100 % abgeglichen, so daß sich zusätzliche Dispersionsterme ergeben. Diese aufgezeigten Unterschiede könnten durch Implementierung der empirisch ermittelten Gesamtmatrix in eines der erwähnten Optikprogramme berücksichtigt werden. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der Optiken des idealen Wigglers könnte die Differenzen aufdecken und damit mögliche Nachbesserungen erforderlich machen.

Für das ideale Wigglerfeld wurden die zwei High-Emittance-Anlaufversionen DEL-008 und DEL-009 (beide sind für 1.5 GeV ausgelegt) konzipiert. Als Grundlage wurde die ursprüngliche Optik DEL-006 gewählt und in einem Ringsegment für die Bedürfnisse des Wigglers angepaßt. Dabei konnte der fokussierende Einfluß des SAW auf den übrigen Speicherring kompensiert werden. Diese Optiken sollen den erstmaligen Beschleunigerbetrieb mit dem Wiggler erleichtern. Mit dem Ziel einer Low-Emittance-Elektronenoptik wurde die DEL-010-Optik (für 1.3 GeV) speziell für den User-Betrieb entwickelt. Sie basiert auf der DEL-003-Optik und kennzeichnet sich durch eine um den Faktor zwei geringere Emittanz im Vergleich zu den ersten beiden Strahloptiken aus. Alle berechneten Optikvarianten müssen die Forderung einer kleinen vertikalen Betafunktion im Bereich des Wigglers bei Gewährleistung einer möglichst

großen dynamischen Apertur erfüllen. Ebenso sollte der Betrieb mit dem optional einbaubaren Undulator U55 möglich sein. Von großer Bedeutung war, daß die entsprechenden Arbeitspunkte weit entfernt von einer Resonanzlinie liegen und für verschiedene Erregungen des Magneten annähernd konstant gehalten werden können. Ferner sollte die Chromatizitätskorrektur mit den bei DELTA vorhandenen Sextupolen erfolgen können.

Für die Low-Emittance-Optik DEL-010 sind jedoch zusätzliche Sextupole notwendig. Dafür wurden Simulationen zur Ermittlung der effektivsten Aufstellpositionen mit der geeignetsten Verteilung der Stärken erstellt. Die nichtlinearen Effekte der chromatizitätskorrigierenden Sextupole wurden dabei in bezug auf die Größe der dynamischen Apertur minimiert. Es läßt sich feststellen, daß sowohl die neue DEL-008-Optik als auch die ursprüngliche Strahloptik DEL-006 von den zusätzlichen Sextupolmagneten profitieren.

Abschließend wurde die DEL-008-Optik für den eingebauten Wiggler ohne Magnetfeld-erregung bei 1.3 GeV exemplarisch eingestellt und vermessen. Die Gründe für die Abweichungen zu den theoretischen Betafunktionswerten wurden erläutert. Hier können weitere Untersuchungen ansetzen. Zum einen könnte durch praktisches Verschieben des Arbeitspunktes mittels Variation von Quadrupol- und Steererwerten eine bessere Lebensdauer und vor allem eine höhere Injektionseffizienz erzielt werden; zum anderen ist es notwendig, mit dieser neuen Optik Erfahrungen zu sammeln und durch weitere und genauere Messungen den Verlauf ihrer strahloptischen Funktionen zu ermitteln. Darüber hinaus wurde die Chromatizitätskorrektur bei diesem ersten Einstellen vernachlässigt. Da noch einige der neu einzubauenden Sextupole fehlen, war es momentan noch nicht möglich, die theoretischen Ergebnisse aus dem fünften Kapitel experimentell zu überprüfen.

Nach Einbau des Wigglers im April 1999 können dann auch die anderen entwickelten Versionen der DEL-008-Optik für die beiden Moden des SAW sowie die DEL-009- und DEL-010-Optik eingestellt und vermessen werden.

Anhang A

Transfermatrizen der linearen Optik

Driftstrecke: $l =$ Länge in [m]

$$M_{\text{Drif}} = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & l & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Quadrupol (horizontal fokussierend $k > 0$): mit $x = \sqrt{+k}$

$$M_{\text{QF}} = \begin{pmatrix} \cos(xl) & \frac{\sin(xl)}{x} & 0 & 0 & 0 \\ -x \cdot \sin(xl) & \cos(xl) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(xl) & \frac{\sinh(xl)}{x} & 0 \\ 0 & 0 & x \cdot \sinh(xl) & \cosh(xl) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Quadrupol (horizontal defokussierend $k < 0$): mit $x = \sqrt{-k}$

$$M_{\text{QD}} = \begin{pmatrix} \cosh(xl) & \frac{\sinh(xl)}{x} & 0 & 0 & 0 \\ x \cdot \sinh(xl) & \cosh(xl) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(xl) & \frac{\sin(xl)}{x} & 0 \\ 0 & 0 & -x \cdot \sin(xl) & \cos(xl) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Ablenkmagnet (Sektormagnet mit Gradient k und Biegeradius ρ):

mit $u := \sqrt{|1/\rho^2 - k|}$ und $x := \sqrt{|k|}$

$1/\rho^2 - k < 0 \Rightarrow$ horizontal fokussierend

$$M_{\text{DF}} = \begin{pmatrix} \cos(ul) & \frac{\sin(ul)}{u} & 0 & 0 & \frac{1 - \cos(ul)}{\rho u^2} \\ -u \cdot \sin(ul) & \cos(ul) & 0 & 0 & \frac{\sin(ul)}{\rho u} \\ 0 & 0 & \cosh(xl) & \frac{\sinh(xl)}{x} & 0 \\ 0 & 0 & x \cdot \sinh(xl) & \cosh(xl) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$1/\rho^2 - k > 0 \Rightarrow$ horizontal defokussierend

$$M_{DD} = \begin{pmatrix} \cosh(ul) & \frac{\sinh(ul)}{u} & 0 & 0 & \frac{1 - \cosh(ul)}{\rho u^2} \\ u \cdot \sin(ul) & \cosh(ul) & 0 & 0 & \frac{\sinh(ul)}{\rho u} \\ 0 & 0 & \cos(xl) & \frac{\sin(xl)}{x} & 0 \\ 0 & 0 & -x \cdot \sin(xl) & \cos(xl) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Grenzfall: $1/\rho^2 - k = 0$

$$M_{GF} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & l^2/2\rho \\ 0 & 1 & 0 & 0 & l/\rho \\ 0 & 0 & \cos(xl) & \frac{\sin(xl)}{x} & 0 \\ 0 & 0 & -x \cdot \sin(xl) & \cos(xl) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Drehung des Polwinkels δ beim Ablenkmagneten mit Biegeradius ρ :

$$M_{\delta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan(\delta)}{\rho} & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan(\delta)}{\rho} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Spezialfall: $\delta = l/2\rho \Rightarrow$ Rechteckdipol

(für $l/\rho = \phi \ll 1$ gilt $M_{\rho} \cdot M_{\text{Sek}} \cdot M_{\delta} = M_{RD}$):

$$M_{RD} = \begin{pmatrix} 1 & \rho \cdot \sin(\phi) & 0 & 0 & \rho(1 - \cos(\phi)) \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 2 \cdot \tan\left(\frac{\phi}{2}\right) \\ 0 & 0 & \cos(\phi) & \rho \cdot \sin(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\sin(\phi)}{\rho} & \cos(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Koordinatendrehung um die Strahlachse mit dem Drehwinkel α :

$$M_{\text{Rot}} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & \sin(\alpha) & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & 0 & \sin(\alpha) & 0 \\ -\sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) & 0 & 0 \\ 0 & -\sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Transformationsmatrix für eine Wigglerperiode (Sinus-Wiggler):

$l \triangleq$ Periodenlänge und $\rho \triangleq$ Biegeradius

mit $r := \frac{1}{\rho}$ und $b := \frac{1}{12} + \frac{1}{12\pi^2}$ folgt

$$M_{\text{Wigg}} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & \frac{l \cdot r}{2\pi} \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{r^2}{4} & l(1 - r^2 b) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-r^2}{2l} & 1 - \frac{r^2}{4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Transformation des Teilchenbahnvektors:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ 1 \end{pmatrix}_{s \neq 0} = \begin{pmatrix} C_x(s) & S_x(s) & 0 & 0 & x_D(s) \\ C'_x(s) & S'_x(s) & 0 & 0 & x'_D(s) \\ 0 & 0 & C_y(s) & S_y(s) & 0 \\ 0 & 0 & C'_y(s) & S'_y(s) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \\ y(0) \\ y'(0) \\ 1 \end{pmatrix}_{s=0}$$

mit $x_D(s) = \frac{\Delta p}{p_0} D(s)$ und $x'_D(s) = \frac{\Delta p}{p_0} D'(s)$

Transformation der optischen Funktionen (Twiss-Parameter):

$$\begin{pmatrix} \beta(s) \\ \alpha(s) \\ \gamma(s) \end{pmatrix}_{s \neq 0} = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{11}m_{21} & m_{11}m_{22} + m_{12}m_{21} & -m_{12}m_{22} \\ m_{21}^2 & -2m_{21}m_{22} & m_{22}^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \beta(s) \\ \alpha(s) \\ \gamma(s) \end{pmatrix}_{s=0}$$

Die Elemente m_{nn} der Transfermatrix ergeben sich aus den Komponenten der zuvor aufgestellten Matrizen \tilde{M} .

Anhang B

Synchrotronintegrale

$$I_1 = \oint \frac{D(s)}{\rho(s)} ds \quad \text{für } \rho(s) = \text{const.} \Rightarrow I_1 = \frac{1}{\rho} \oint D(s) ds$$

$$I_2 = \oint \frac{ds}{\rho(s)^2} \quad \text{für } \rho(s) = \text{const.} \Rightarrow I_2 = \frac{L_b}{\rho^2}$$

$$I_3 = \oint \frac{ds}{|\rho(s)^3|} \quad \text{für } \rho(s) = \text{const.} \Rightarrow I_3 = \frac{L_b}{\rho^3}$$

$L_b \triangleq$ Summe der Längen aller Ablenkmagnete mit dem Biegeradius $\rho(s)$

$$I_4 = \oint \left[\frac{D(s)}{\rho(s)^3} + \frac{2k D(s)}{\rho(s)} \right] ds \quad \text{für } \rho(s) = \text{const.} \Rightarrow I_4 = \left[\frac{1+2k\rho^2}{\rho^3} \right] \oint D(s) ds$$

$$I_5 = \oint \frac{H(s)}{|\rho(s)^3|} ds \quad \text{für } \rho(s) = \text{const.} \Rightarrow I_5 = \frac{1}{|\rho^3|} \oint H(s) ds$$

$$H(s) := \gamma(s)D(s)^2 + 2\alpha(s)D(s)D'(s) + \beta(s)D'(s)^2$$

mit den strahloptischen Funktionen (Twiss-Parameter):

$$\alpha(s) = -\frac{\beta'(s)}{2}, \quad \gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}, \quad \beta(s) \triangleq \text{Betafunktion und } D(s) \triangleq \text{Dispersionsfunktion.}$$

Die Synchrotronintegrale sind der Quelle [42] entnommen.

Beiträge zu den Synchrotronintegralen aufgrund des Einbaus von Insertion Devices mit einem Magnetfeldverlauf $B(s) = B_0 f(t)$, $0 < t < 1$:

$$\Delta I_1 = l_0 \left\{ r \left[\frac{D_0}{l_0} y(1) + D'_0 J_1 \right] + r^2 J_2 \right\}$$

$$\Delta I_2 = \frac{1}{l_0} r^2 J_3$$

$$\Delta I_3 = \frac{1}{l_0^2} r_3 J_4$$

$$\Delta I_4 = \frac{1}{l_0} \left\{ r^3 \left[\frac{D_0}{l_0} J_9 + D'_0 J_{10} \right] + r^4 J_6 \right\}$$

$$\Delta I_5 = \frac{1}{l_0} \left\{ r^3 \frac{H_0}{l_0} J_4 + 2r^4 \left[(D_0 \gamma_0 + D'_0 \alpha_0)(J_6 - J_7) + \left(\frac{D_0}{l_0} \alpha_0 + \frac{\beta_0}{l_0} D'_0 \right) J_8 \right] \right\}$$

mit:

$$J_1 = \int_0^1 t \cdot f(t) dt$$

$$J_2 = \int_0^1 f(t) \cdot x(t) dt$$

$$J_3 = \int_0^1 f^2(t) dt$$

$$J_4 = \int_0^1 |f^3(t)| dt$$

$$J_5 = \int_0^1 t \cdot |f^3(t)| dt$$

$$J_6 = \int_0^1 |f^3(t)| x(t) dt$$

$$J_7 = \int_0^1 |f^3(t)| \cdot t \cdot y(t) dt$$

$$J_8 = \int_0^1 |f^3(t)| y(t) dt$$

$$J_9 = \int_0^1 f^3(t) dt$$

$$J_{10} = \int_0^1 t \cdot f^3(t) dt$$

und:

$$k(t) = \sum_{m=0}^{\infty} r^{2m} k_m(t), \quad k \triangleq x, y$$

$$y_0(t) = \int_0^t f(t') dt', \quad x_0(t) = \int_0^t y_0(t') dt', \quad x_m = y_m = 0, \quad m = 1, 2, \dots$$

l_0 = Länge des entsprechenden Elementes

$r = l_0 / \rho_0$

$\rho_0 = p / eB_0$ = minimaler Biegeradius

Die zusätzlichen Beiträge zu den Strahlungsintegralen wurden in der Referenz [43] hergeleitet.

Anhang C

Optik-Files

```
!DELTA-Wiggler
!Wiggleroptik fuer DEL-008; asymmetrischer Mode
!Qx=8.832, Qz=3.242
```

```
ASSIGN,echo=terminal,print=asymWigglermode
```

```
!QUADRUPOLES
QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.749999
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.350001
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.857277
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.798758
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.382848
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.799999
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.244635
QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.510107
QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.739369
Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0.204531
Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.467440
Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0
Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.557499
Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.622192
QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -0.726048
QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.855427
QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.350368
QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.118581
QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 3.663946
QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.593258
QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.903341
QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.850392
QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.510898
```

```
!DIPOLES
BI :SBEND,L= 0.583,ANGLE= 0.1745329,K1= 0.0,K2= 0.0, &
    E1= 0.1745329, E2= 0.0
BO :SBEND,L= 0.583,ANGLE= 0.1745329,K1= 0.0,K2= 0.0, &
    E1= 0.0000000, E2= 0.1745329
B1 :SBEND,L= 0.585,ANGLE= 0.1221731,K1= 0.0,K2= 0.0, &
    E1= 0.0610865, E2= 0.0610865
B2 :SBEND,L= 0.585,ANGLE= 0.0523600,K1= 0.0,K2= 0.0, &
    E1= 0.0261800, E2= 0.02618
```

```
!Wiggler
N:SBEND, L=0.0525, ANGLE= 0.05092, E1= 0.023664,E2= 0.023664
S:SBEND, L=0.056, ANGLE=-0.014302, E1=-0.006685,E2=-0.006685
NS:SBEND, L=0.0529, ANGLE=-0.018309, E1= 0.006685,E2=-0.023664
SS:SBEND, L=0.0529, ANGLE=-0.018309, E1=-0.023664,E2= 0.006685
HALBA:SBEND, L=0.056, ANGLE=-0.007151, E1= 0.0, E2=-0.006685
HALBB:SBEND, L=0.056, ANGLE=-0.007151, E1=-0.006685,E2= 0.0
NMITTEL:SBEND,L=0.02625,ANGLE= 0.05092/2,E1= 0.023664,E2= 0.0
NMITTER:SBEND,L=0.02625,ANGLE= 0.05092/2,E1= 0.0, E2= 0.023664
```

```
!SEXTUPOLES
SVB:MULTIPOLE, K2L= -4.87 ,T2= 0
```

```
SVG: MULTIPOLE,      K2L= -1.90 ,T2=  0
SHE: MULTIPOLE,      K2L=  2.65 ,T2=  0
SHI: MULTIPOLE,      K2L=  3.50 ,T2=  0
SB: MULTIPOLE,       K2L= -0.15 ,T2=  0
SB1: MULTIPOLE,      K2L= -0.04 ,T2=  0
SB2: MULTIPOLE,      K2L= -0.02 ,T2=  0
SVIQD4: MULTIPOLE,   K2L= -0.41 ,T2=  0
SHIQA: MULTIPOLE,    K2L=  0.20 ,T2=  0
SVEQB: MULTIPOLE,    K2L= -5.20 ,T2=  0
SVEQ3: MULTIPOLE,    K2L= -1.90 ,T2=  0
```

!DRIFTS

```
D00: DRIFT,          L=  0.3615
D00C: DRIFT,         L=  1.2230
D00D: DRIFT,         L=  0.2230
D01: DRIFT,          L=  0.088
D02: DRIFT,          L=  0.1570
D03: DRIFT,          L=  0.473
D04: DRIFT,          L=  0.308
D04a: DRIFT,         L=  0.193
D04b: DRIFT,         L=  0.115
D05: DRIFT,          L=  0.3960
D06: DRIFT,          L=  0.2460
D07: DRIFT,          L=  0.289
D08: DRIFT,          L=  0.3950
D09: DRIFT,          L=  0.2780
D10: DRIFT,          L=  0.1890
D11: DRIFT,          L=  0.3220
D12: DRIFT,          L=  0.4330
D13: DRIFT,          L=  0.50975
D14: DRIFT,          L=  0.4606
D14Ia: DRIFT,        L=  0.1340
D14Ib: DRIFT,        L=  0.3266
D15: DRIFT,          L=  0.4460
DRFC: DRIFT,         L=  0.3
DCAV: DRIFT,         L=  0.4615
DAnschluss: Drift,   L=  0.167
DWelle: Drift,       L=  0.115
Dlinks: Drift,       L=  0.0965
D20: Drift,          L=  0.1595
D21: Drift,          L=  0.758
D22: Drift,          L=  0.303
D23: Drift,          L=  0.541
D24: Drift,          L=  1.795
Dfrei: Drift,        L=  0.491
Dwigi: Drift,        L=  1.25
DA: DRIFT,           L=  0.01175
DC: DRIFT,           L=  0.011
DB1: DRIFT,          L=  0.0135
DB2: DRIFT,          L=  0.0006
```

!CLOSED ORBIT CORRECTORS

```
HKD1: HKICKER, KICK=0.000
HKD2: HKICKER, KICK=0.000
HKD3: HKICKER, KICK=0.000
HKD4: HKICKER, KICK=0.000
HK1: HKICKER, KICK=0.000
HK2: HKICKER, KICK=0.000
HK3: HKICKER, KICK=0.000
HK4: HKICKER, KICK=0.000
HK5: HKICKER, KICK=0.000
HK6: HKICKER, KICK=0.000
```

```
HK7:HKICKER, KICK=0.000
!HK8:HKICKER,KICK=0.000 ! Nicht vorhanden
HK9:HKICKER, KICK=0.000
HK10:HKICKER,KICK=0.000
HK11:HKICKER,KICK=0.000
HK12:HKICKER,KICK=0.000
HK13:HKICKER,KICK=0.000
HK14:HKICKER,KICK=0.000
HK15:HKICKER,KICK=0.000
HK16:HKICKER,KICK=0.000
HK17:HKICKER,KICK=0.000
HK18:HKICKER,KICK=0.000
HK19:HKICKER,KICK=0.000
HK20:HKICKER,KICK=0.000
HK21:HKICKER,KICK=0.000
!HK22:HKICKER,KICK=0.000 ! Nicht vorhanden
HK23:HKICKER,KICK=0.000
HK24:HKICKER,KICK=0.000
HK25:HKICKER,KICK=0.000
HK26:HKICKER,KICK=0.000
HK27:HKICKER,KICK=0.000
HK28:HKICKER,KICK=0.000
VK1:VKICKER, KICK=0.000
VK2:VKICKER, KICK=0.000
VK3:VKICKER, KICK=0.000
VK4:VKICKER, KICK=0.000
VK5:VKICKER, KICK=0.000
VK6:VKICKER, KICK=0.000
!VK7:VKICKER,KICK=0.000 ! Nicht vorhanden
VK8:VKICKER, KICK=0.000
VK9:VKICKER, KICK=0.000
VK10:VKICKER,KICK=0.000
VK11:VKICKER,KICK=0.000
VK12:VKICKER,KICK=0.000
VK13:VKICKER,KICK=0.000
VK14:VKICKER,KICK=0.000
VK15:VKICKER,KICK=0.000
VK16:VKICKER,KICK=0.000
VK17:VKICKER,KICK=0.000
VK18:VKICKER,KICK=0.000
!VK19:VKICKER,KICK=0.000 ! Nicht vorhanden
VK20:VKICKER,KICK=0.000
VK21:VKICKER,KICK=0.000
VK22:VKICKER,KICK=0.000
VK23:VKICKER,KICK=0.000
VK24:VKICKER,KICK=0.000

!BEAM POSITION MONITORS
BPM1:MONITOR
BPM2:MONITOR
BPM3:MONITOR
BPM4:MONITOR
BPM5:MONITOR
BPM6:MONITOR
BPM7:MONITOR
BPM8:MONITOR
BPM9:MONITOR
BPM10:MONITOR
BPM11:MONITOR
BPM12:MONITOR
BPM13:MONITOR
BPM14:MONITOR
```



```

BPM15:MONITOR
BPM16:MONITOR
BPM17:MONITOR
BPM18:MONITOR
BPM19:MONITOR
BPM20:MONITOR
BPM21:MONITOR
BPM22:MONITOR
BPM23:MONITOR
BPM24:MONITOR
BPM25:MONITOR
BPM26:MONITOR
BPM27:MONITOR
BPM28:MONITOR
BPM29:MONITOR
BPM30:MONITOR
BPM31:MONITOR
BPM32:MONITOR
!BPM33:MONITOR ! nicht vorhanden
!BPM34:MONITOR ! nicht vorhanden
BPM35:MONITOR
BPM36:MONITOR
BPM37:MONITOR
BPM38:MONITOR
BPM39:MONITOR
BPM40:MONITOR
BPM41:MONITOR
BPM42:MONITOR
BPM43:MONITOR
BPM44:MONITOR

!Marker
GMITTE: MARKER
Wiggler: MARKER

!LATTICE-DESCRIPTION

QDT1:LINE=(HK1,QF1,D00C,D00D,QD1,VK1,QD1,BPM1,D01,SVB,D02,SB,BI &
,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM2,QD2,VK2,QD2,D03,D03,QF2,SHI &
,HK2,QF2,D01,SHE,D04,QD3,VK3,QD3,BPM3,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02 &
,SVB,D01,BPM4,QD,QD,D05,QF,SHI,HK3,QF,D01,SHE,D04,QD,VK4,QD,BPM5 &
,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM6,QD,QD,D05,QF,SHI &
,HK4,QF,D01,SHE,D04,QD,QD,BPM7,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB &
,D02,SVG ,D01,BPM8,QD4,VK5,SVIQD4,QD4,D06,QF3,SHI &
,HK5,QF3,D01,SHE,D07,D07,BPM9,Q1,D01,SVG,D08,D08,SB1,B1,SB1,D09 &
,Q2,HK6,Q2,D10,D10,SVEQ3,D01,Q3,D11,D11,D11,Q4,VK6,Q4,D12,D12 &
,BPM10,Q5,HK7,Q5,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,SB2,B2,SB2,D14 &
,D14Ia,BPM11,D14Ib,D14,D14,D14,D15,D15)

QDT2:LINE=(D15,D15,D14,D14,D14,D14Ib,BPM12,D14Ia,D14,SB2 &
,B2,SB2,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,Q5,HK9,Q5,BPM13,D12,D12,Q4 &
,VK8,Q4,D11,D11,D11,Q3,D01,SVEQ3,D10,D10,Q2,HK10,Q2,D09,SB1,B1,SB1 &
,D08,D08,SVG,D01,Q1,BPM14,D07,D07,SHE,D01,QF3,SHI,HK11,QF3,D06,QD4 &
,VK9,SVIQD4,QD4,BPM15,D01,SVG,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM16,QD &
,QD,D04,SHE,D01,QF,SHI,HK12,QF,D05,QD,QD,BPM17,D01,SVB,D02,SB,BI,BO &
,SB,D02,SVB,D01,BPM18,QD,VK10,QD,D04,SHE,D01,QF,SHI,HK13,QF,D05,QD &
,QD,BPM19,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM20,QD3,VK11,QD3 &
,D04a,HKD1,D04b,SHE,D01,QF2,SHI,HK14,QF2,D03,D03,QD2,VK12,QD2,BPM21 &
,D01,SVB,D02,SB,BI,HKD2,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM22,QD1,QD1,D00D &
,D00C,QF1)

QDT3:LINE=(HK15,QF1,D00C,D00D,QD1,VK13,QD1,BPM23,D01,SVB,D02,SB,BI &

```

```
, HKD3, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM24, QD2, VK14, QD2, D03, D03, QF2, SHI, HK16, QF2 &
, D01, SHE, D04b, HKD4, D04a, QD3, VK15, QD3, BPM25, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB &
, D02, SVB, D01, BPM26, QD, QD, D05, QF, SHI, HK17, QF, D01, SHE, D04, QD, VK16, QD &
, BPM27, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM28, QD, QD, D05, QF, SHI &
, HK18, QF, D01, SHE, D04, QD, QD, BPM29, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVG &
, D01, BPM30, QW1, VK17, SVIQD4, QW1, D06, QW2, SHI, HK19, QW2, D01, SHE, D07, D07 &
, BPM31, QW3, D01, SVG, D08, D08, SB1, B1, SB1, D09, QW4, HK20, QW4, D10, D10 &
, SVEQ3, D01, QW5, D11, D11, D11, QW6, VK18, QW6, D12, D12, BPM32, QW7, HK21, QW7 &
, D21, DWelle, DAnschluss, Dfrei, DC, HALBA, DC, DB1, NS, DB2, DA, N, DA, DB2, SS &
, DB1, DC, S, DC, DB1, NS, DB2, DA, N, DA, DB2, SS, DB1, DC, S, DC, DB1, NS, DB2, DA &
, NMITTEL, Wiggler, NMITTER, DA, DB2, SS, DB1, DC, S, DC, DB1, NS, DB2, DA, N, DA &
, DB2, SS, DB1, DC, S, DC, DB1, NS, DB2, DA, N, DA, DB2, SS, DB1, DC, HALBB, DC, Dfrei &
, DAnschluss, DWelle, Dlinks, D20, SB2, B2, SB2, D22, QA, SHIQA, QA, D23, QB &
, D01, SVEQB, D24)
```

```
QDT4:LINE=(D24, SVEQB, D01, QB, D23, QA, SHIQA, QA, D22, SB2, B2, SB2 &
, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, QW7, HK23, QW7, BPM35, D12, D12, QW6 &
, VK20, QW6, D11, D11, D11, QW5, D01, SVEQ3, D10, D10, QW4, HK24, QW4, D09, SB1, B1 &
, SB1, D08, D08, SVG, D01, QW3, BPM36, D07, D07, SHE, D01, QW2, SHI, HK25, QW2, D06 &
, QW1, VK21, SVIQD4, QW1, BPM37, D01, SVG, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01 &
, BPM38, QD, QD, D04, SHE, D01, QF, SHI, HK26, QF, D05, QD, QD, BPM39, D01, SVB, D02 &
, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM40, QD, VK22, QD, D04, SHE, D01, QF, SHI, HK27 &
, QF, D05, QD, QD, BPM41, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM42, QD3 &
, VK23, QD3, D04, SHE, D01, QF2, SHI, HK28, QF2, D03, D03, QD2, VK24, QD2, BPM43 &
, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM44, QD1, QD1, D00D, DCAV &
, DRFC, DCAV, QF1)
```

```
del:Line(QDT1, GMITTE, QDT2, QDT3, QDT4)
```

```
use, del
```

```
!DELTA-Wiggler
!Wiggleroptik fuer DEL-008; symmetrischer Mode
!Qx=8.836, Qz=3.236
```

```
ASSIGN,echo=terminal,print=sym-Wigglermode
```

```
!QUADRUPOLES
QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.749999
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.350001
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.857277
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.798758
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.382848
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.799999
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.244635
QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.510107
QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.739369
Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0.204531
Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.467440
Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0
Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.557499
Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.622192
QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -0.806168
QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.868311
QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.335078
QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.968496
QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 3.665393
QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.005225
QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 1.165799
QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.872895
```

```

QB:QUADRUPOLE,      L=  0.234,K1= -2.518525

!DIPOLES
BI  :SBEND,L=  0.583,ANGLE=  0.1745329,K1=  0.0,K2=  0.0,  &
      E1=  0.1745329, E2=  0.0
BO  :SBEND,L=  0.583,ANGLE=  0.1745329,K1=  0.0,K2=  0.0,  &
      E1=  0.000000,  E2=  0.1745329
B1  :SBEND,L=  0.585,ANGLE=  0.1221731,K1=  0.0,K2=  0.0,  &
      E1=  0.0610865, E2=  0.0610865
B2  :SBEND,L=  0.585,ANGLE=  0.0523600,K1=  0.0,K2=  0.0,  &
      E1=  0.02618,   E2=  0.02618

!Wiggler
N:SBEND,      L=0.0515,      ANGLE=  0.023692, E1=  0.011886, E2=  0.011886
S:SBEND,      L=0.0515,      ANGLE=-0.023692, E1=-0.011886, E2=-0.011886
HALBA:SBEND,  L=0.0515,      ANGLE=  0.011846, E1=  0.0,      E2=  0.011886
HALBB:SBEND,  L=0.0515,      ANGLE=  0.011846, E1=  0.011886, E2=  0.0
NMITTEL:SBEND,L=0.0515/2,    ANGLE=  0.011846, E1=  0.011886, E2=  0.0
NMITTER:SBEND,L=0.0515/2,    ANGLE=  0.011846, E1=  0.0,      E2=  0.011886

!SEXTUPOLES
SVB:MULTIPOLE, K2L= -4.76 ,T2=  0
SVG:MULTIPOLE, K2L= -2.00 ,T2=  0
SHE:MULTIPOLE, K2L=  2.60 ,T2=  0
SHI:MULTIPOLE, K2L=  3.50 ,T2=  0
SB:MULTIPOLE,  K2L= -0.15 ,T2=  0
SB1:MULTIPOLE, K2L= -0.04 ,T2=  0
SB2:MULTIPOLE, K2L= -0.02 ,T2=  0
SVIQD4:MULTIPOLE, K2L= -0.43 ,T2=  0
SHIQA:MULTIPOLE, K2L=  0.10 ,T2=  0
SVEQB:MULTIPOLE, K2L= -5.10 ,T2=  0
SVEQ3:MULTIPOLE, K2L= -2.00 ,T2=  0

!DRIFTS
D00:DRIFT,      L=  0.3615
D00C:DRIFT,     L=  1.2230
D00D:DRIFT,     L=  0.2230
D01:DRIFT,      L=  0.088
D02:DRIFT,      L=  0.1570
D03:DRIFT,      L=  0.473
D04:DRIFT,      L=  0.308
D04a:DRIFT,     L=  0.193
D04b:DRIFT,     L=  0.115
D05:DRIFT,      L=  0.3960
D06:DRIFT,      L=  0.2460
D07:DRIFT,      L=  0.289
D08:DRIFT,      L=  0.3950
D09:DRIFT,      L=  0.2780
D10:DRIFT,      L=  0.1890
D11:DRIFT,      L=  0.3220
D12:DRIFT,      L=  0.4330
D13:DRIFT,      L=  0.50975
D14:DRIFT,      L=  0.4606
D14Ia:DRIFT,    L=  0.1340
D14Ib:DRIFT,    L=  0.3266
D15:DRIFT,      L=  0.4460
DRFC:DRIFT,     L=  0.3
DCAV:DRIFT,     L=  0.4615
DWigil:Drift,   L=  1.25
DWigil2:Drift,  L=  1.25
DAnschluss:Drift, L=  0.167
DWelle:Drift,   L=  0.115

```

Anhang C

```
Dlinks:Drift,      L=  0.0965
D20:Drift,         L=  0.1595
D21:Drift,         L=  0.758
D22:Drift,         L=  0.303
D23:Drift,         L=  0.541
D24:Drift,         L=  1.795
DEFF:Drift,        L=  0.0103
Dfrei:Drift,       L=  0.49295
Dwigi:Drift,       L=  1.25
```

```
!CLOSED ORBIT CORRECTORS (siehe Eingabefile für den asym. Mode)
```

```
!BEAM POSITION MONITORS (siehe Eingabefile für den asym. Mode)
```

```
!Marker
```

```
GMITTE: MARKER
```

```
Wiggler: MARKER
```

```
!LATTICE-DESCRIPTION
```

```
QDT1:LINE=(HK1,QF1,D00C,D00D,QD1,VK1,QD1,BPM1,D01,SVB,D02,SB,BI  &
,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM2,QD2,VK2,QD2,D03,D03,QF2,SHI  &
,HK2,QF2,D01,SHE,D04,QD3,VK3,QD3,BPM3,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB  &
,D02,SVB,D01,BPM4,QD,QD,D05,QF,SHI,HK3,QF,D01,SHE,D04,QD,VK4,QD  &
,BPM5,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM6,QD,QD,D05,QF,SHI  &
,HK4,QF,D01,SHE,D04,QD,QD,BPM7,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB  &
,D02,SVG,D01,BPM8,QD4,VK5,SVIQD4,QD4,D06,QF3,SHI  &
,HK5,QF3,D01,SHE,D07,D07,BPM9,Q1,D01,SVG,D08,D08,SB1,B1,SB1,D09  &
,Q2,HK6,Q2,D10,D10,SVEQ3,D01,Q3,D11,D11,D11,Q4,VK6,Q4,D12,D12,BPM10  &
,Q5,HK7,Q5,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,SB2,B2,SB2,D14,D14Ia  &
,BPM11,D14Ib,D14,D14,D14,D15,D15)
```

```
QDT2:LINE=(D15,D15,D14,D14,D14,D14Ib,BPM12,D14Ia,D14,SB2  &
,B2,SB2,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,Q5,HK9,Q5,BPM13,D12,D12,Q4  &
,VK8,Q4,D11,D11,D11,Q3,D01,SVEQ3,D10,D10,Q2,HK10,Q2,D09,SB1,B1,SB1  &
,D08,D08,SVG,D01,Q1,BPM14,D07,D07,SHE,D01,QF3,SHI,HK11,QF3,D06,QD4  &
,VK9,SVIQD4,QD4,BPM15,D01,SVG,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM16,QD  &
,QD,D04,SHE,D01,QF,SHI,HK12,QF,D05,QD,QD,BPM17,D01,SVB,D02,SB,BI,BO  &
,SB,D02,SVB,D01,BPM18,QD,VK10,QD,D04,SHE,D01,QF,SHI,HK13,QF,D05,QD  &
,QD,BPM19,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM20,QD3,VK11,QD3  &
,D04a,HKD1,D04b,SHE,D01,QF2,SHI,HK14,QF2,D03,D03,QD2,VK12,QD2,BPM21  &
,D01,SVB,D02,SB,BI,HKD2,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM22,QD1,QD1,D00D,D00C,QF1)
```

```
QDT3:LINE=(HK15,QF1,D00C,D00D,QD1,VK13,QD1,BPM23,D01,SVB,D02,SB,BI  &
,HKD3,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM24,QD2,VK14,QD2,D03,D03,QF2,SHI,HK16,QF2  &
,D01,SHE,D04b,HKD4,D04a,QD3,VK15,QD3,BPM25,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB  &
,D02,SVB,D01,BPM26,QD,QD,D05,QF,SHI,HK17,QF,D01,SHE,D04,QD,VK16,QD  &
,BPM27,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM28,QD,QD,D05,QF,SHI  &
,HK18,QF,D01,SHE,D04,QD,QD,BPM29,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVG  &
,D01,BPM30,QW1,VK17,SVIQD4,QW1,D06,QW2,SHI,HK19,QW2,D01,SHE,D07  &
,D07,BPM31,QW3,D01,SVG,D08,D08,SB1,B1,SB1,D09,QW4,HK20,QW4,D10,D10  &
,SVEQ3,D01,QW5,D11,D11,D11,QW6,VK18,QW6,D12,D12,BPM32,QW7,HK21,QW7  &
,D21,DWelle,DAnschluss,Dfrei,DEFF,HALBA,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,N  &
,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,N,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,N,DEFF,DEFF,S,DEFF  &
,DEFF,N,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,NMITTEL,Wiggler,N,MITTER,DEFF,DEFF,S  &
,DEFF,DEFF,N,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,N,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,N,DEFF  &
,DEFF,S,DEFF,DEFF,N,DEFF,DEFF,S,DEFF,DEFF,HALBB,DEFF,Dfrei  &
,DAnschluss,DWelle,Dlinks,D20,SB2,B2,SB2,D22,QA,SHIQA,QA,D23,QB  &
,D01,SVEQB,D24)
```

```
QDT4:LINE=(D24,SVEQB,D01,QB,D23,QA,SHIQA,QA,D22,SB2,B2,SB2  &
```

```
,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,D13,QW7,HK23,QW7,BPM35,D12,D12,QW6 &
,VK20,QW6,D11,D11,D11,QW5,D01,SVEQ3,D10,D10,QW4,HK24,QW4,D09,SB1,B1 &
,SB1,D08,D08,SVG,D01,QW3,BPM36,D07,D07,SHE,D01,QW2,SHI,HK25,QW2,D06 &
,QW1,VK21,SVIQD4,QW1,BPM37,D01,SVG,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01 &
,BPM38,QD,QD,D04,SHE,D01,QF,SHI,HK26,QF,D05,QD,QD,BPM39,D01,SVB,D02 &
,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM40,QD,VK22,QD,D04,SHE,D01,QF,SHI,HK27 &
,QF,D05,QD,QD,BPM41,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM42,QD3 &
,VK23,QD3,D04,SHE,D01,QF2,SHI,HK28,QF2,D03,D03,QD2,VK24,QD2,BPM43 &
,D01,SVB,D02,SB,BI,BO,SB,D02,SVB,D01,BPM44,QD1,QD1,D00D &
,DCAV,DRFC,DCAV,QF1)
```

```
del:Line(QDT1,GMITTE,QDT2,QDT3,QDT4)
```

!DELTA-Wiggler

!Wiggleroptik fuer DEL-008; ohne Wigglererregung

!Qx=8.836, Qz=3.231

ASSIGN,echo=terminal,print=Optik-ohne-Wigglerfeld

!QUADRUPOLES

```
QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.749999
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.350001
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.857277
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.798758
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.382848
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.799999
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.244635
QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.510107
QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.739369
Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0.204531
Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.467440
Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0
Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.557499
Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.622192
QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.395904
QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.916398
QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -1.699854
QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.444474
QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 1.878563
QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 1.914726
QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.176820
QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.959816
QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.393237
```

!DIPOLES

```
BI :SBEND,L= 0.583,ANGLE= 0.1745329,K1= 0.0,K2= 0.0, &
E1= 0.1745329, E2= 0.0
BO :SBEND,L= 0.583,ANGLE= 0.1745329,K1= 0.0,K2= 0.0, &
E1= 0.000000, E2= 0.1745329
B1 :SBEND,L= 0.585,ANGLE= 0.1221731,K1= 0.0,K2= 0.0, &
E1= 0.0610865, E2= 0.0610865
B2 :SBEND,L= 0.585,ANGLE= 0.0523600,K1= 0.0,K2= 0.0, &
E1= 0.02618, E2= 0.02618
```

!SEXTUPOLES

```
SVB:MULTIPOLE, K2L= -4.14 , T2= 0
SVG:MULTIPOLE, K2L= -2.50 , T2= 0
SHE:MULTIPOLE, K2L= 2.45 , T2= 0
SHI:MULTIPOLE, K2L= 3.50 , T2= 0
SB:MULTIPOLE, K2L= -0.15 , T2= 0
```

Anhang C

```
SB1: MULTIPOLE, K2L= -0.04 , T2= 0
SB2: MULTIPOLE, K2L= -0.02 , T2= 0
SVIQD4: MULTIPOLE, K2L= -0.43 , T2= 0
SHIQA: MULTIPOLE, K2L= 0.10 , T2= 0
SVEQB: MULTIPOLE, K2L= -5.10 , T2= 0
SVEQ3: MULTIPOLE, K2L= -2.00 , T2= 0
```

!DRIFTS

```
D00: DRIFT, L= 0.3615
D00C: DRIFT, L= 1.2230
D00D: DRIFT, L= 0.2230
D01: DRIFT, L= 0.088
D02: DRIFT, L= 0.1570
D03: DRIFT, L= 0.473
D04: DRIFT, L= 0.308
D04a: DRIFT, L= 0.193
D04b: DRIFT, L= 0.115
D05: DRIFT, L= 0.3960
D06: DRIFT, L= 0.2460
D07: DRIFT, L= 0.289
D08: DRIFT, L= 0.3950
D09: DRIFT, L= 0.2780
D10: DRIFT, L= 0.1890
D11: DRIFT, L= 0.3220
D12: DRIFT, L= 0.4330
D13: DRIFT, L= 0.50975
D14: DRIFT, L= 0.4606
D14Ia: DRIFT, L= 0.1340
D14Ib: DRIFT, L= 0.3266
D15: DRIFT, L= 0.4460
DRFC: DRIFT, L= 0.3
DCAV: DRIFT, L= 0.4615
DWigil: Drift, L= 1.25
DWigi2: Drift, L= 1.25
DAnschluss: Drift, L= 0.167
DWelle: Drift, L= 0.115
Dlinks: Drift, L= 0.0965
D20: Drift, L= 0.1595
D21: Drift, L= 0.758
D22: Drift, L= 0.303
D23: Drift, L= 0.541
D24: Drift, L= 1.795
```

!CLOSED ORBIT CORRECTORS (siehe Eingabefile für den asym. Mode)

!BEAM POSITION MONITORS (siehe Eingabefile für den asym. Mode)

!Marker

```
GMITTE: MARKER
Wiggler: MARKER
```

!LATTICE-DESCRIPTION

```
QDT1: LINE=(HK1, QF1, D00C, D00D, QD1, VK1, QD1, BPM1, D01, SVB, D02, SB, BI &
, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM2, QD2, VK2, QD2, D03, D03, QF2, SHI &
, HK2, QF2, D01, SHE, D04, QD3, VK3, QD3, BPM3, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02 &
, SVB, D01, BPM4, QD, QD, D05, QF, SHI, HK3, QF, D01, SHE, D04, QD, VK4, QD, BPM5 &
, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM6, QD, QD, D05, QF, SHI &
, HK4, QF, D01, SHE, D04, QD, QD, BPM7, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB &
, D02, SVG, D01, BPM8, QD4, VK5, SVIQD4, QD4, D06, QF3, SHI &
, HK5, QF3, D01, SHE, D07, D07, BPM9, Q1, D01, SVG, D08, D08, SB1, B1, SB1, D09 &
```

```
, Q2, HK6, Q2, D10, D10, SVEQ3, D01, Q3, D11, D11, D11, Q4, VK6, Q4, D12, D12, BPM10 &
, Q5, HK7, Q5, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, SB2, B2, SB2, D14, D14Ia &
, BPM11, D14Ib, D14, D14, D14, D15, D15)
```

```
QDT2:LINE=(D15, D15, D14, D14, D14, D14Ib, BPM12, D14Ia, D14, SB2 &
, B2, SB2, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, Q5, HK9, Q5, BPM13, D12, D12, Q4 &
, VK8, Q4, D11, D11, D11, Q3, D01, SVEQ3, D10, D10, Q2, HK10, Q2, D09, SB1, B1, SB1 &
, D08, D08, SVG, D01, Q1, BPM14, D07, D07, SHE, D01, QF3, SHI, HK11, QF3, D06, QD4 &
, VK9, SVIQD4, QD4, BPM15, D01, SVG, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM16, QD &
, QD, D04, SHE, D01, QF, SHI, HK12, QF, D05, QD, QD, BPM17, D01, SVB, D02, SB, BI, BO &
, SB, D02, SVB, D01, BPM18, QD, VK10, QD, D04, SHE, D01, QF, SHI, HK13, QF, D05, QD &
, QD, BPM19, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM20, QD3, VK11, QD3 &
, D04a, HKD1, D04b, SHE, D01, QF2, SHI, HK14, QF2, D03, D03, QD2, VK12, QD2, BPM21 &
, D01, SVB, D02, SB, BI, HKD2, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM22, QD1, QD1, D00D, D00C, QF1)
```

```
QDT3:LINE=(HK15, QF1, D00C, D00D, QD1, VK13, QD1, BPM23, D01, SVB, D02, SB, BI &
, HKD3, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM24, QD2, VK14, QD2, D03, D03, QF2, SHI, HK16, QF2 &
, D01, SHE, D04b, HKD4, D04a, QD3, VK15, QD3, BPM25, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB &
, D02, SVB, D01, BPM26, QD, QD, D05, QF, SHI, HK17, QF, D01, SHE, D04, QD, VK16, QD &
, BPM27, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM28, QD, QD, D05, QF, SHI &
, HK18, QF, D01, SHE, D04, QD, QD, BPM29, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVG &
, D01, BPM30, QW1, VK17, SVIQD4, QW1, D06, QW2, SHI, HK19, QW2, D01, SHE, D07 &
, D07, BPM31, QW3, D01, SVG, D08, D08, SB1, B1, SB1, D09, QW4, HK20, QW4, D10, D10 &
, SVEQ3, D01, QW5, D11, D11, D11, QW6, VK18, QW6, D12, D12, BPM32, QW7, HK21, QW7 &
, D21, DWelle, DAnschluss, DWigil, Wiggler, DWigi2, DAnschluss, DWelle &
, Dlinks, D20, SB2, B2, SB2, D22, QA, SHIQA, QA, D23, QB, D01, SVEQB, D24)
```

```
QDT4:LINE=(D24, SVEQB, D01, QB, D23, QA, SHIQA, QA, D22, SB2, B2, SB2 &
, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, D13, QW7, HK23, QW7, BPM35, D12, D12, QW6 &
, VK20, QW6, D11, D11, D11, QW5, D01, SVEQ3, D10, D10, QW4, HK24, QW4, D09, SB1, B1 &
, SB1, D08, D08, SVG, D01, QW3, BPM36, D07, D07, SHE, D01, QW2, SHI, HK25, QW2, D06 &
, QW1, VK21, SVIQD4, QW1, BPM37, D01, SVG, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01 &
, BPM38, QD, QD, D04, SHE, D01, QF, SHI, HK26, QF, D05, QD, QD, BPM39, D01, SVB, D02 &
, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM40, QD, VK22, QD, D04, SHE, D01, QF, SHI, HK27 &
, QF, D05, QD, QD, BPM41, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM42, QD3 &
, VK23, QD3, D04, SHE, D01, QF2, SHI, HK28, QF2, D03, D03, QD2, VK24, QD2, BPM43 &
, D01, SVB, D02, SB, BI, BO, SB, D02, SVB, D01, BPM44, QD1, QD1, D00D &
, DCAV, DRFC, DCAV, QF1)
```

```
del:Line(QDT1, GMITTE, QDT2, QDT3, QDT4)
```

```
!DELTA-Wiggler
!Wiggleroptik fuer die DEL-009-Optik; asym. Mode
!Qx=9.555, Qz=3.594
```

```
ASSIGN,echo=terminal,print=asym-Wigglermode
```

```
!QUADRUPOLES
QF:QUADRUPOLE, L= 0.217, K1= 3.749999
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117, K1= -2.350001
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217, K1= 1.857277
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117, K1= -1.798758
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117, K1= -1.382848
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217, K1= 2.799999
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117, K1= -2.244635
QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117, K1= -2.510107
QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217, K1= 2.739369
Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234, K1= 0.204531
Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117, K1= 0.467440
Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234, K1= 0
```

```

Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.557499
Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.622192
QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.177042
QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.800000
QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -3.566122
QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.231668
QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -1.539398
QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.800000
QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.821509
QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.639082
QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.760929

```

!SEXTUPOLES

```

SVB:MULTIPOLE, K2L= -5.51 ,T2= 0
SVG:MULTIPOLE, K2L= -5.35 ,T2= 0
SHE:MULTIPOLE, K2L= 3.73 ,T2= 0
SHI:MULTIPOLE, K2L= 3.50 ,T2= 0
SB:MULTIPOLE, K2L= -0.15 ,T2= 0
SB1:MULTIPOLE, K2L= -0.04 ,T2= 0
SB2:MULTIPOLE, K2L= -0.02 ,T2= 0
SVIQD4:MULTIPOLE, K2L= 0 ,T2= 0
SHIQA:MULTIPOLE, K2L= 0 ,T2= 0
SVEQB:MULTIPOLE, K2L= 0 ,T2= 0
SVEQ3:MULTIPOLE, K2L= 0 ,T2= 0

```

!Ende des Files: siehe angepasste Wiggleroptik fuer den asym. Mode
!(DEL-008-Optik)

!DELTA-Wiggler

!Wiggleroptik fuer die DEL-009-Optik; symmetrischer Mode
!Qx=9.556, Qz=3.594

ASSIGN,echo=terminal,print=sym-Wigglermode

!QUADRUPOLES

```

QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.749999
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.350001
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.857277
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.798758
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.382848
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.799999
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.244635
QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.510107
QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.739369
Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0.204531
Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.467440
Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 0
Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.557499
Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.622192
QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.242911
QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.775322
QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -3.329327
QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 1.002317
QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -0.737684
QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.799999
QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.981080
QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.703925
QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.780195

```



```

!SEXTUPOLES
SVB:MULTIPOLE,      K2L= -5.56 ,T2=   0
SVG:MULTIPOLE,      K2L= -5.05 ,T2=   0
SHE:MULTIPOLE,      K2L=  3.71 ,T2=   0
SHI:MULTIPOLE,      K2L=  3.50 ,T2=   0
SB:MULTIPOLE,       K2L= -0.15 ,T2=   0
SB1:MULTIPOLE,      K2L= -0.04 ,T2=   0
SB2:MULTIPOLE,      K2L= -0.02 ,T2=   0
SVIQD4:MULTIPOLE,  K2L=  0      ,T2=   0
SHIQA:MULTIPOLE,   K2L=  0      ,T2=   0
SVEQB:MULTIPOLE,   K2L=  0      ,T2=   0
SVEQ3:MULTIPOLE,   K2L=  0      ,T2=   0

```

!File-Ende: siehe angepasste Wiggleroptik für den sym. Mode (DEL-008-Optik)

```

!DELTA-Wiggler
!Wiggleroptik fuer die DEL-009-Optik; ohne Wigglererregung
!Qx=9.555, Qz=3.594

```

ASSIGN,echo=terminal,print=Optik-ohne-Wigglerfeld

```

!QUADRUPOLES
QF:QUADRUPOLE,      L=  0.217,K1=  3.749999
QD:QUADRUPOLE,      L=  0.117,K1= -2.350001
QF1:QUADRUPOLE,     L=  0.217,K1=  1.857277
QD1:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1= -1.798758
QD2:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1= -1.382848
QF2:QUADRUPOLE,     L=  0.217,K1=  2.799999
QD3:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1= -2.244635
QD4:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1= -2.510107
QF3:QUADRUPOLE,     L=  0.217,K1=  2.739369
Q1:QUADRUPOLE,      L=  0.234,K1=  0.204531
Q2:QUADRUPOLE,      L=  0.117,K1=  0.467440
Q3:QUADRUPOLE,      L=  0.234,K1=  0
Q4:QUADRUPOLE,      L=  0.117,K1= -2.557499
Q5:QUADRUPOLE,      L=  0.117,K1=  2.622192
QW1:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1= -2.406269
QW2:QUADRUPOLE,     L=  0.217,K1=  3.800000
QW3:QUADRUPOLE,     L=  0.234,K1= -3.275978
QW4:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1=  0.839864
QW5:QUADRUPOLE,     L=  0.234,K1= -0.552629
QW6:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1=  3.800000
QW7:QUADRUPOLE,     L=  0.117,K1= -3.147531
QA:QUADRUPOLE,      L=  0.117,K1=  3.686181
QB:QUADRUPOLE,      L=  0.234,K1= -2.744678

```

```

!SEXTUPOLES
SVB:MULTIPOLE,      K2L= -5.44 ,T2=   0
SVG:MULTIPOLE,      K2L= -5.49 ,T2=   0
SHE:MULTIPOLE,      K2L=  3.71 ,T2=   0
SHI:MULTIPOLE,      K2L=  3.50 ,T2=   0
SB:MULTIPOLE,       K2L= -0.15 ,T2=   0
SB1:MULTIPOLE,      K2L= -0.04 ,T2=   0
SB2:MULTIPOLE,      K2L= -0.02 ,T2=   0
SVIQD4:MULTIPOLE,  K2L=  0      ,T2=   0
SHIQA:MULTIPOLE,   K2L=  0      ,T2=   0
SVEQB:MULTIPOLE,   K2L=  0      ,T2=   0
SVEQ3:MULTIPOLE,   K2L=  0      ,T2=   0

```

!File-Ende: siehe angepasste DEL-008-Optik für den nicht auferregten Wiggler

!DELTA-Wiggler
!Wiggleroptik fuer die DEL-010-Optik; asymmetrischer Mode
!Qx=9.788, Qz=3.826

ASSIGN,echo=terminal,print=asym-Wigglermode

!QUADRUPOLES
QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.779893
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.397934
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.849449
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -0.951586
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.705718
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.040724
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.209870
QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -4.350000
QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.563810
Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 1.098126
Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.928126
Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -1.004811
Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.297348
Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.397348
QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.773724
QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.883317
QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.786973
QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.862585
QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -3.986339
QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.927323
QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.027750
QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.544795
QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.732938

!SEXTUPOLES
SVB:MULTIPOLE, K2L= -5.04 ,T2= 0
SVG:MULTIPOLE, K2L= -5.30 ,T2= 0
SHE:MULTIPOLE, K2L= 3.48 ,T2= 0
SHI:MULTIPOLE, K2L= 3.50 ,T2= 0
SB:MULTIPOLE, K2L= -0.15 ,T2= 0
SB1:MULTIPOLE, K2L= -0.04 ,T2= 0
SB2:MULTIPOLE, K2L= -0.02 ,T2= 0
SVIQD4:MULTIPOLE, K2L= -1.20 ,T2= 0
SHIQA:MULTIPOLE, K2L= 1.20 ,T2= 0
SVEQB:MULTIPOLE, K2L= -0.50 ,T2= 0
SVEQ3:MULTIPOLE, K2L= -5.30 ,T2= 0

!Ende des Files: siehe angepasste DEL-008-Optik (asym. Mode)

!DELTA-Wiggler
!Wiggleroptik fuer DEL-010-Optik; symmetrischer Mode
!Qx=9.816, Qz=3.857

ASSIGN,echo=terminal,print=sym-Wigglermode

!QUADRUPOLES
QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.779893
QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.397934
QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.849449
QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -0.951586
QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.705718
QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.040724
QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.209870

QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -4.350000
 QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.563810
 Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 1.098126
 Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.928126
 Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -1.004811
 Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.297348
 Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.397348
 QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -3.314570
 QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.908312
 QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.327180
 QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.903511
 QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -4.099985
 QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 4.035709
 QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.130775
 QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.595720
 QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.748354

!SEXTUPOLES

SVB:MULTIPOLE, K2L= -4.74 ,T2= 0
 SVG:MULTIPOLE, K2L= -5.52 ,T2= 0
 SHE:MULTIPOLE, K2L= 3.49 ,T2= 0
 SHI:MULTIPOLE, K2L= 3.50 ,T2= 0
 SB:MULTIPOLE, K2L= -0.15 ,T2= 0
 SB1:MULTIPOLE, K2L= -0.04 ,T2= 0
 SB2:MULTIPOLE, K2L= -0.02 ,T2= 0
 SVIQD4:MULTIPOLE, K2L= -1.20 ,T2= 0
 SHIQA:MULTIPOLE, K2L= 1.20 ,T2= 0
 SVEQB:MULTIPOLE, K2L= -0.70 ,T2= 0
 SVEQ3:MULTIPOLE, K2L= -5.52 ,T2= 0

!File-Ende: siehe angepasste DEL-008-Optik für den sym. Fall

!DELTA-Wiggler

!Wiggleroptik fuer DEL-010; ohne Wigglererregung

!Qx=9.801, Qz=3.854

ASSIGN,echo=terminal,print=Optik-ohne-Wigglerfeld

!QUADRUPOLES

QF:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.779893
 QD:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.397934
 QF1:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 1.849449
 QD1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -0.951586
 QD2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -1.705718
 QF2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.040724
 QD3:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.209870
 QD4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -4.350000
 QF3:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 2.563810
 Q1:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= 1.098126
 Q2:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 0.928790
 Q3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -1.004811
 Q4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.297348
 Q5:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 2.397277
 QW1:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -3.314570
 QW2:QUADRUPOLE, L= 0.217,K1= 3.908312
 QW3:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.237180
 QW4:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.734971
 QW5:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -4.100000
 QW6:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 4.100000
 QW7:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= -2.332623

QA:QUADRUPOLE, L= 0.117,K1= 3.574318
QB:QUADRUPOLE, L= 0.234,K1= -2.710611

!SEXTUPOLES
SVB:MULTIPOLE, K2L= -4.76, T2= 0
SVG:MULTIPOLE, K2L= -5.60, T2= 0
SHE:MULTIPOLE, K2L= 3.86, T2= 0
SHI:MULTIPOLE, K2L= 3.50, T2= 0
SB:MULTIPOLE, K2L= -0.15, T2= 0
SB1:MULTIPOLE, K2L= -0.04, T2= 0
SB2:MULTIPOLE, K2L= -0.02, T2= 0
SVIQD4:MULTIPOLE, K2L= -1.20, T2= 0
SHIQA:MULTIPOLE, K2L= 1.20, T2= 0
SVEQB:MULTIPOLE, K2L= -1.60, T2= 0
SVEQ3:MULTIPOLE, K2L= -5.60, T2= 0

!Zum File-Ende: siehe angepasste DEL-008-Optik für den nicht auferregten
!Wiggler

Hinweis: Die Optik-Files der DEL-008-Optikversionen für das Programm MAD befinden sich neben den Eingabedateien der DEL-008-, der DEL-009 und der DEL-010-Optik für das Programm *Optics* auf einer Diskette, die den zwei zur Begutachtung angefertigten Arbeiten beigelegt ist.

Literaturverzeichnis

- [1] K.Wille: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag, 1992
- [2] J. Rossbach, P. Schmüser: *Basic Course on Accelerator Optics*, CERN Accelerator School 94-01, Vol. 1, p. 17 – 88, 1994
- [3] K.Wille: *The Physics of e^+e^- -Storage Rings*, DESY M-83-16, Herbstschule für Hochenergiephysik in Maria Laach, 1983
- [4] E. D. Courant, H. S. Snyder: *Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron*, Annals of Physics 3, p. 1 – 48, 1958
- [5] H. Wiedemann: *Particle Accelerator Physics*, Vol. I/II, Springer Verlag, 1993
- [6] H. Grote, F. C. Iselin: *The MAD Program, Methodical Accelerator Design, Version 8.13/8, User's Reference Manual*, CERN/SL/90-13
- [7] D. Schirmer: *Entwurf und Auslegung eines supraleitenden, asymmetrischen Multipol-Wigglers zur Erzeugung intensiver Röntgenstrahlung mit variabler Polarisation am 1.5 GeV Elektronenspeicherring DELTA*, Dissertation, Universität Dortmund, 1994
- [8] W. Schülke, K. Wille: *Vorhabenbeschreibung zum Antrag auf Förderung: Aufbau eines supraleitenden asymmetrischen Wigglers und einer Beamline zur Erzeugung polarisierter Synchrotronstrahlung im Röntgenbereich am Speicherring DELTA*, DELTA Int. Rep. 94-5, 1994
- [9] ACCEL Instruments GmbH: *Endabnahmeprotokoll*, Bergisch Gladbach, 1998
- [10] ACCEL Instruments GmbH: *Betriebshandbuch für den 5 T supraleitenden asymmetrischen Wiggler*, Bergisch Gladbach, 1998
- [11] G. Brown, K. Halbach, J. Harris, H. Winick: *Wiggler and Undulator Magnets – A Review*, NIM 208, p. 65 – 77, 1983
- [12] D. E. Baynham, P. T. M. Clee, D. J. Thompson: *A 5-Tesla Wiggler Magnet for the SRS*, NIM 152, p.31 – 35, 1978
- [13] S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Mikado, K. Yamada, M. Chiwaki, R. Suzuki, N. Sei, T. Ohdaira, T. Noguchi, T. Yamazaki, S. Isojima, H. Usami, C. Suzawa, T. Masuda, T. Keishi, Y. Hosoda: *Design and manufacture of a 10-T superconducting wiggler magnet at TERAS*, Rev. Sci. Instrum. Vol. 66, No. 2, p.1960 – 1963; 1995
- [14] M. Schillo: *Datenblatt zum supraleitenden Wiggler*, ACCEL Instruments GmbH, Bergisch Gladbach, 1999
- [15] A. Geisler, M. Ridder, T. Schmidt: *The Pulsed-Wire Method*, DELTA Int. Rep. 94-8, 1994
- [16] D. Schirmer: *Spezifikation zur Designstudie supraleitenden asymmetrischen Multipol-Wigglers am Speicherring DELTA*, Universität Dortmund, 1993
- [17] SHADOW GUI, Programmpaket Version v1.0b1, Center for X-Ray Lithography, University of Wisconsin - Madison
- [18] A. Geisler, M. Ridder, T. Schmidt: *Spontlight: A package for synchrotron radiation calculations*, DELTA Int. Rep. 94-7, 1994
- [19] T. Roy: *Kenndaten des supraleitenden, asymmetrischen Multipol-Wigglers SAW*, DELTA Int. Rep. 99-01, 1999
- [20] H. Winick, G. Brown, K. Halbach, J. Harris: *Wiggler and Undulator Magnets*, Physics Today, p. 50 – 63, 1981

- [21] R.P. Walker: *Synchrotron Radiation*,
CERN Accelerator School, CERN 94-01, Vol.1, p. 437 – 460, 1994
- [22] R. P. Walker: *Electron Beam Focussing Effects and Matching Conditions in Plane Periodic Magnets*,
Preprint Daresbury Laboratory, 1983
- [23] V. P. Suller, N. Marks, M. W. Poole, R. P. Walker: *SRS Behaviour with a superconducting 5 Tesla Wiggler Insertion*,
Santa Fe, 1983
- [24] V.P. Suller: *The Interaction of Wigglers and Undulators with stored Electron Beams*,
NIM 172, p. 39 – 44, 1980
- [25] H. Winick, R. H. Helm: *Standard Wiggler Magnets*,
NIM 152, p. 9 – 15, 1978
- [26] M. Barone, A. Cattoni, U. Gambardella, G. Modestino, R. Parodi, R. Penco, M. Perrella, M. Preger, C. Sanelli, A. Savoia, F. Sgamma: *Superconducting Wiggler for Adone: Design and Present Status*,
Il Nuovo Cimento, Vol. 13 D, N. 5, 1991
- [27] A. Renieri: *Storage Ring Operation of Free-Electron Laser: the Amplifier*,
Il Nuovo Cimento, Vol. 53 B, N. 1, p. 160 – 178, 1979
- [28] K. Wille: *Programmpaket Optik Version 5.0 bzw. 8.0*,
Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, 1992/1993
- [29] A. Peters: *Neue Elektronenoptiken der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA*,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1996
- [30] S. Penner: *Calculations of Properties of Magnetic Deflection Systems*,
The Review of Scientific Instruments Vol. 32 Number 2, p. 150 – 160, 1961
- [31] G. E. Lee-Whiting: *End Effects in First-Order Theory of Quadrupole Lenses*,
NIM 76, p. 305 – 316, 1969
- [32] H. A. Enge: *Effect of Extended Fringing Field on Ion-Focusing Properties of Deflecting Magnets*,
The Review of Scientific Instruments, Vol. 35 Number 3, p.278–287, 1964
- [33] E. E. Bliamptis: *Reflection Properties of Deflection Magnet Systems*,
The Review of Scientific Instruments Vol. 35 Number 11, p. 1521 – 1522, 1964
- [34] V. P. Suller: *The Wiggler – Its Effect on Beam Dynamics*,
Science Research Council Daresbury Laboratory, SRS/NS/75/67, 1975
- [35] F. Brinker: *Variable integrierte Sextupole für Speicherringe*,
Dissertation, Universität Dortmund, 1993
- [36] K. Wille: *Programmpaket Optics Version 1.1*,
Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, 1999
- [37] E. Kasel: *Vermessung der transversalen Strahldimensionen mittels Scrapern am Elektronenspeicherring DELTA*,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1998
- [38] M. Schürmann: *Vorbereitung eines Experiments zur Untersuchung nichtlinearer Strahldynamik in Speicherringen*,
Dissertation, Universität Dortmund, 1994
- [39] M. Negrazus: *Entwicklung von Strahloptiken für den Testspeicherring DELTA*,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1988
- [40] K. Oide, H. Koiso: *Dynamic aperture of electron storage rings with noninterleaved sextupoles*,
Physical Review E, Volume 47 Number 3, p. 2010 – 2017, 1993
- [41] C. Stenger: *Messung der lokalen Betafunktionen im Speicherring Delta*,
Diplomarbeit (in Vorbereitung), Universität Dortmund, 1999
- [42] R. H. Helm, M. J. Lee, P. L. Morton: *Evaluation of Synchrotron Radiation Integrals*,
IEEE Transactions on Nuclear Science NS-20, p. 900 – 901, 1973
- [43] V. Ziemann: *Transfer Matrices and Synchrotron Integrals for Arbitrary Dipol Fields*,
NIM in Physics Research A 272, p. 432-435, 1988

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Entlang des Teilchenorbits mitlaufendes Bezugskordinatensystem.....	3
Abbildung 1.2: Phasenellipse der Teilchenbewegung; hier: exemplarisch für die $x-x'$ - Fläche; eingezeichnet sind die Strahlbreite, die Strahldivergenz sowie die Schnittpunkte mit den Achsen und weitere Relationen.....	7
Abbildung 1.3: Resonanz- oder auch Q -Wert-Diagramm mit eingezeichneten Resonanzen bis zur vierten Ordnung in beiden zur Trajektorie transversalen Schwingungsebenen. Exemplarisch dargestellt ist der Arbeitspunkt der DEL-006- Optik.....	11
Abbildung 1.4: Anschauliches Modell der Kompensation der in Quadrupolen durch Energieabweichung bedingten Chromatizität mittels Sextupolen.	12
Abbildung 2.1: Die Grafik veranschaulicht den Aufbau der <u>Dortmunder Elektronen</u> <u>Testspeicherring Anlage DELTA</u> mitsamt den Synchrotronstrahlungsquellen: Supraleitender Wiggler, Undulator und FEL. Daneben sind die zwei weiteren geplanten bzw. schon fertiggestellten Beamlines für die Röntgentiefenlithographie bzw. IR-Spektroskopie und die zur Materialforschung skizziert.....	14
Abbildung 2.2: Querschnitt durch den supraleitenden Wiggler.....	15
Abbildung 2.3: Längsschnitt durch den auf einem Untergestell (ein sogenannter „Girder“) stehenden SAW mit Bezeichnung der wichtigsten technischen Details..	16
Abbildung 2.4: Über einen Zeitraum von etwas mehr als zwei Monaten wurden Daten über den Füllstand, das Isolier- und das Strahlvakuum gesammelt und in dieser Zeichnung graphisch dargestellt. In der Füllstandskurve sieht man deutlich den Nachfüllvorgang am 19.6.98, der in der Regel nur ein paar Stunden dauert. Die nächste Datenaufnahme war dann wieder am 22.6.98, so daß man irreführend annehmen könnte, das Nachfüllen von flüssigem Helium würde sich über Tage hinziehen. Während der Datenaufnahme wurden auch verschiedene Tests am Wiggler durchgeführt bzw. war dieser auch im auferregten Zustand. Dies erklärt die Schwankungen in den Druckanzeigen von Isolier- bzw. Strahlvakuum. Die ungleichmäßige Abnahme des Füllstandes und die Schwankung des Druckes in der Strahlkammer am 5. und 6. Juni sind dagegen nicht eindeutig geklärt; eventuell liegen hier Meßfehler vor.	17
Abbildung 2.5: Gezeigt wird die linke Hälfte der Verschaltung der einzelnen Spulen zu den drei Stromkreisen 1 bis 3 und die Bezeichnung der Pole; die Korrekturspule E eines Endes ist hell eingezeichnet und bewirkt die Hälfte der magnetischen Induktion einer Spule B	18
Abbildung 2.6: Erstes Feldintegral des symmetrischen Modes mit den Stromwerten $I_1 = 170 \text{ A}$, $I_2 = 0 \text{ A}$ und $I_3 = -181.5 \text{ A}$	21
Abbildung 2.7: Feldverlauf im symmetrischen Betriebsmode mit einer maximalen, gemittelten Stärke von $B_{\max} = 2.79 \text{ T}$; die eingezeichneten Pole beziehen sich auf die Spulenkonfiguration aus Bild 2.5 und sind entsprechend fortzuführen.....	22
Abbildung 2.8: Verlauf des zweiten Feldintegrals.....	22
Abbildung 2.9: Signal des ersten Feldintegrals im asymmetrischen Mode.	23
Abbildung 2.10: Magnetfeld des asymmetrischen Modes für die Ströme $I_1 = 99 \text{ A}$, $I_2 = 184 \text{ A}$ und $I_3 = 100 \text{ A}$ in den jeweiligen Kreisen; die exemplarisch eingetragenen Magnetpole aus der Spulenkonfiguration (Bild 2.5) sind entsprechend fortzuführen.	23

Abbildung 2.11: <i>Signal des zweiten Feldintegrals im asymmetrischen Mode.</i>	24
Abbildung 2.12: <i>Der zu erwartende Photonenfluß für die einzelnen Betriebsmoden wurde in einem doppeltlogarithmischen Diagramm gegen die Photonenenergie aufgetragen. Zum Vergleich ist hier ebenfalls der Photonenfluß eines 1.5 Tesla Dipolmagneten ersichtlich. Alle Werte gelten für eine Speicherringenergie von 1.5 GeV und einen mittleren Strom von 200 mA.</i>	25
Abbildung 3.1: <i>Die linke Grafik zeigt den großen Unterschied zwischen der Beschreibung eines Magnetfeldes mit dem dazugehörigen Hard-Edge-Modell anstatt der Charakterisierung mitsamt den Randfeldern. Für das Sharp-Cutoff-Modell wird dabei angenommen, daß der Magnet außerhalb seiner materiellen Grenzen keinerlei Magnetfeld besitzt.</i>	32
Abbildung 3.2: <i>Beschreibung des Sinuswigglerfeldes mittels effektiver Stärken und Längen im Rechteck-Modell.</i>	34
Abbildung 3.3: <i>Theoretische Beschreibung des asymmetrischen Feldverlaufes durch ein effektives Rechteck-Modell.</i>	36
Abbildung 3.4: <i>Anfang und Ende des symmetrischen Feldverlaufes.</i>	39
Abbildung 3.5: <i>Anfang und Ende des asymmetrischen Feldverlaufes.</i>	39
Abbildung 3.6: <i>Schemazeichnung zur theoretischen Beschreibung eines hier exemplarisch durch drei Pole erzeugten sinusförmigen Magnetfeldes; die Abstände der jeweiligen Stufen dieses skizzierten Rechteck-Modells sind grob in die Länge und die Abstände der Magnetpole gerastert.</i>	40
Abbildung 4.1: <i>Quadrupolnomenklatur im Speicherring Delta; Quadrupole gleicher Namensgebung sind aus allen vier Quadranten an einem Stromkreis zusammengeschlossen; die zur Optikanpassung gewählten Magnete sind symmetrisch einer Nord-Süd-Achse paarweise verkabelt.</i>	44
Abbildung 4.2: <i>Beta- und Dispersionsfunktion bei der angepaßten DEL-008-Optik für einen eingebauten Wiggler ohne eingeschaltetes Magnetfeld. Die durchgezogene Linie entspricht der vertikalen, die gestrichelte Linie der horizontalen Betafunktion. Die gepunktete Linie oberhalb der Betafunktionen stellt die Dispersionsfunktion dar. Im oberen Teil ist die Magnetstruktur ersichtlich.</i>	46
Abbildung 4.3: <i>Messung der Injektionseffizienz vom Booster BoDo in den Speicherring Delta in Abhängigkeit von der vertikalen Scraperposition.</i>	47
Abbildung 4.4: <i>Ausschnitt aus dem Anpassungsbereich der DEL-008-Optik für den symmetrischen Mode.</i>	49
Abbildung 4.5: <i>Angepaßter Ausschnitt der DEL-008-Optik für den asymmetrischen Mode des SAW.</i>	51
Abbildung 4.6: <i>DEL-009-Optik zur Anpassung des Wigglers an den Ring mit zwei zusätzlichen Quadrupolfamilien in der südlichen Geraden des Speicherringes.</i> ...	52
Abbildung 4.7: <i>DEL-009-Optik für den symmetrischen Betriebsmode des Wigglers.</i> ...	54
Abbildung 4.8: <i>DEL-009-Optik für die asymmetrische Betriebsart des Wigglers.</i>	55
Abbildung 4.9: <i>DEL-010-Optik zur Anpassung des Wigglers an den Speicherring.</i>	57
Abbildung 4.10: <i>Ausschnitt der DEL-010-Optik für den symmetrischen Mode des Wigglers.</i>	58
Abbildung 4.11: <i>Angepaßte Wiggleroptik für die asymmetrische Betriebsart.</i>	59
Abbildung 4.12: <i>Sämtliche Arbeitspunkte der vorhergehend berechneten Optiken sind hier in einer Übersicht eingetragen. Das Q-Wert-Diagramm weist Resonanzen bis zur vierten Ordnung auf. Zum Vergleich sind die Arbeitspunkte der ursprünglichen Optiken DEL-006 und DEL-003 mit aufgeführt.</i>	61

Abbildung 5.1: Ursprüngliche Sextupolverteilung, –bezeichnung und –verkabelung eines Quadranten des Speicherringes Delta; es ist nur der die Sextupolanordnung betreffende Ausschnitt des Ringsegmentes dargestellt. Alle vier Quadranten sind parallel zueinander angeschlossen, während die dortigen Sextupole in Reihe geschaltet sind. Das Netzgerät PS 1 wird im weiteren Verlauf durch zwei Netzgeräte ersetzt (Trennung der SD in SVB und SVG an der gestrichelten Linie); ebenso wird eine getrennte Ansteuerung von externen SF (jetzt: SHE) und internen SFQ (jetzt: SHI) vorgenommen.	65
Abbildung 5.2: Dynamische Apertur für die DEL-009-Optik (ohne Wigglererregung, symmetrischer und asymmetrischer Wigglermode) und im Vergleich dazu, die ehemalige DEL-006-Optik.	66
Abbildung 5.3: Für den asymmetrischen Mode wird die Phasenraumellipse in der horizontalen Bezugsebene dargestellt; die maximale Ablage eines Teilchens am Anfang der Tracking-Rechnungen liegt bei $x = 21 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$ (keine Kopplung).	68
Abbildung 5.4: Phasenraumplot für in der Bogenmitte gestartete Teilchen bei 1000 Umläufen ohne Energieabweichung; dabei sind die maximalen Startkoordinaten: $x = 11 \text{ mm}$, $y = 1.1 \text{ mm}$	69
Abbildung 5.5: Diese Grafik, die einen Ausschnitt aus dem Speicherring Delta zeigt, verdeutlicht die freien Einbauplätze für neue interne und externe Sextupole, die im gesamten Speicherring noch möglich sind.	70
Abbildung 5.6: Neue vorgeschlagene Sextupolverteilung und –verkabelung für den Delta-Speicherring mit allen zusätzlichen Sextupolen für einen Quadranten.	74
Abbildung 5.7: Um die Chromatizität auf den Wert +1 kompensieren zu können, müssen die beiden Sextupolfamilien SVEQB und SVG in dem dargestellten Bereich gegeneinander unter Anpassung der restlichen Sextupolstärken variiert werden. Außerhalb dieses Bereiches liegt keine Chromatizitätskompensation vor. Klar erkennbar ist die richtungsweisende Tendenz zur größtmöglichen, horizontalen dynamischen Apertur von ca. 18 mm mit zunehmender Stärke der SVG und abnehmender Stärke der SVEQB.	76
Abbildung 5.8: Vergleich der dynamischen Aperturen der zwei vorgeschlagenen neuen Sextupolkonfigurationen mit den Aperturen der DEL-010-Optik ohne neue Sextupole und der ursprünglichen DEL-003-Optik.	77
Abbildung 5.9: Variation der Sextupolstärken von SVEQB und SVG zur Chromatizitätskompensation mit dem Ziel, eine größtmögliche Apertur zu erreichen.	78
Abbildung 5.10: Vergleich der zwei neuen Sextupolkonfigurationen mit der Optik ohne zusätzliche Sextupole in bezug auf die dynamische Apertur.	79
Abbildung 5.11: Variation der Sextupolstärken von SVG und SVEQB in der für den asymmetrischen Mode angepaßten DEL-010-Optik zur Optimierung der dynamischen Apertur.	80
Abbildung 5.12: Vergleich der dynamischen Aperturen in bezug auf die zwei vorgeschlagenen Sextupolanordnungen und die Optik ohne zusätzliche Sextupole.	81
Abbildung 5.13: Vergleich von verschiedenen Sextupolkonfigurationen bzw. –verschaltungen für die DEL-008-Optik ohne Wigglererregung mit der ursprünglichen DEL-006-Optik.	82

Abbildung 5.14: <i>Phasenraumbilder der horizontalen Phasenellipse für die ursprüngliche DEL-006-Optik (linkes Bild) und die DEL-008-Optik ohne eingeschaltetes Wigglermagnetfeld (rechtes Bild). Eine Kopplung in die vertikale Ebene wird nicht berücksichtigt. Die Startkoordinaten eines Teilchens sind maximal $x = 25$ mm (DEL-006) bzw. $x = 22$ mm (DEL-008).</i>	83
Abbildung 5.15: <i>Vergleich der Aperturen der DEL-008-Optik für den sym. Wiggler und der neuen SP-Konfiguration mit der gleichen Optik ohne jegliche Zusatzsextupole.</i>	84
Abbildung 5.16: <i>Dynamische Aperturen für die zweite vorgeschlagene SP-Konfiguration und für den Fall ohne zusätzliche Sextupole.</i>	85
Abbildung 5.17: <i>Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Betafunktion in der Bogenmitte von der Energieabweichung $\Delta p/p$ für die DEL-008-Optik.</i>	86
Abbildung 5.18: <i>Arbeitspunkte für die entsprechenden Fälle der DEL-008-Optik in Abhängigkeit von der Energieabweichung $\Delta p/p$.</i>	87
Abbildung 5.19: <i>Dynamische Apertur der ursprünglichen DEL-006-Optik im Vergleich zu derselben Optik, aber mit der neu vorgeschlagenen Sextupolkonfiguration.</i>	88
Abbildung 5.20: <i>„Optik-Baum“ mit allen vorgestellten Optiken und deren wichtigsten Kriterien.</i>	89
Abbildung 6.1: <i>Vergleich des gemessenen mit dem theoretischen Arbeitspunkt in einem Ausschnitt des Q-Wert-Diagrammes.</i>	94
Abbildung 6.2: <i>Vergleich der Meßwerte der horizontalen Betafunktion mit den Theoriewerten des Programmes MAD für die DEL-008-Optik. Die Fehlerbalken sind als Fehler des Mittelwertes angegeben. Der Wiggler befindet sich etwa an der Position $s = 80$ m.</i>	95
Abbildung 6.3: <i>Gemessene Daten für die vertikale Betafunktion der DEL-008-Optikversion im Vergleich zu den theoretischen Werten. Der Wiggler befindet sich etwa an der Position $s = 80$ m.</i>	96
Abbildung 6.4: <i>Vergleich von theoretischen und gemessenen Werten. Die durchgezogene Linie entspricht der simulierten DEL-008-Optik; die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer Rechnung mit einer veränderten Stärke für die Quadrupolfamilie QD3. Durch diese Variation einer einzigen Quadrupolstärke kann die ursprünglich berechnete vertikale Betafunktion derart verschoben werden, daß der Verlauf nunmehr durch die Meßwerte geht. Der Wiggler befindet sich dabei etwa an der Position $s = 80$ m.</i>	97

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: <i>Wichtige technische Daten des supraleitenden Wigglers SAW.</i>	19
Tabelle 2.2: <i>Integralwerte für die beiden Wigglermoden und die benötigten Ströme zur Auferregung des Magneten.</i>	24
Tabelle 2.3: <i>Vergleich der spektralen Eigenschaften von Dipol und SAW.</i>	27
Tabelle 2.4: <i>Vertikale Q-Wert-Verschiebungen durch den SAW bei der DEL-006-Optik.</i>	28
Tabelle 2.5: <i>Veränderung der Energiebreite und der Emittanz bei Einbau des SAW in die DEL-006-Optik.</i>	28
Tabelle 3.1: <i>Werte der effektiven Größen für den symmetrischen Feldverlauf.</i>	35
Tabelle 3.2: <i>Effektive Größen für den asymmetrischen Wiggler.</i>	37
Tabelle 4.1: <i>Allgemeine Daten der DEL-008-Optik für den eingebauten, aber nicht auferregten Wiggler.</i>	48
Tabelle 4.2: <i>Datenblatt der DEL-008-Optik für den symmetrischen Mode.</i>	50
Tabelle 4.3: <i>Werte für den asymmetrischen Wigglermode der DEL-008-Optik.</i>	51
Tabelle 4.4: <i>Daten für den nicht auferregten Wiggler in der DEL-009-Optik.</i>	53
Tabelle 4.5: <i>Allgemeine Daten für den symmetrischen Mode des Wigglers in der DEL-009-Optik.</i>	54
Tabelle 4.6: <i>Übersicht über allgemeine Daten des asymmetrischen Modes der DEL-009-Optik.</i>	55
Tabelle 4.7: <i>Wertetabelle für die DEL-010-Optik und den eingebauten Wiggler.</i>	57
Tabelle 4.8: <i>Allgemeine Daten des symmetrischen Modes für die DEL-010-Optik.</i>	58
Tabelle 4.9: <i>Werte der DEL-010-Optik für den asymmetrischen Wigglermode.</i>	59
Tabelle 4.10: <i>Weitere wichtige strahloptische Parameter der einzelnen Optiken für 1.5 GeV (bzw. 1.3 GeV für die DEL-010 Optiken).</i>	62
Tabelle 5.1: <i>Sextupolstärken für die DEL-009-Optik ohne Betrachtung einer Auferregung des Wigglers.</i>	66
Tabelle 5.2: <i>Sextupolstärken für die symmetrische und asymmetrische Wiggleroptik; die internen Sextupole SHI haben dabei eine Stärke von $+ 3.5 \text{ m}^{-2}$.</i>	67
Tabelle 5.3: <i>Sextupolnomenklatur der neuen Magnete.</i>	71
Tabelle 5.4: <i>Verteilung der Stärken für die jeweiligen Sextupole bei Einbau der neuen, zusätzlichen Sextupole für die erste vorgestellte Variante. In der letzten Spalte ist zum qualitativen Vergleich die dynamische Apertur für 100 Umläufe angegeben. Dabei beziehen sich die x- und y-Werte auf die Schnittpunkte der Aperturkurve mit den entsprechenden Achsen.</i>	72
Tabelle 5.5: <i>Stärkenverteilung für die jeweiligen SP bei Einbau der neuen, zusätzlichen Magnete für die zweite vorgestellte Variante mit noch einem zusätzlichen Sextupol SVEQ3 vor dem QW5 (bzw. Q3). Die Stärke der internen Sextupole SHI ist dabei $+ 3.5 \text{ m}^{-2}$.</i>	73
Tabelle 5.6: <i>Stärken für alle Sextupole im Vergleich der unterschiedlichen Sextupolkonfigurationen.</i>	76
Tabelle 5.7: <i>Alle Sextupolstärken bzw. -varianten für die DEL-010-Optik (symmetrischer Wiggler) im Vergleich.</i>	78
Tabelle 5.8: <i>Auflistung der SP-Stärken für alle betrachteten Konfigurationen in der DEL-010-Optikversion (asymmetrischer Mode).</i>	80
Tabelle 5.9: <i>Sextupolstärken vor und nach der Modifikation der neuen, für die DEL-010-Optik ausgelegten Sextupolstruktur in die DEL-008-Optik.</i>	82
Tabelle 5.10: <i>Auflistung der Sextupolstärken für den Fall ohne neue sowie mit neuen Sextupolen.</i>	84

Tabelle 5.11: *Auflistung der Sextupolstärken für die in bezug auf den asymmetrischen Wigglermode optimierte DEL-008-Optik und für dieselbe Optik ohne neue Sextupole..... 85*

Tabelle 5.12: *Vergleich von Sextupolstärken vor der SP-Modifikation und mit der neuen Verkabelungsstruktur. 88*

Tabelle 6.1: *Auflistung aller Quadrupolstärken zum Vergleich von Theorie und Praxis. In der ersten gemessenen Einstellung werden alle Quadrupole höher bestromt als berechnet. Hier liegt der horizontale Arbeitspunkt oberhalb von $Q_x = 9$ statt unterhalb. In der zweiten Einstellung mit dem Soll- Q -Wert kann fast die Hälfte der Quadrupole mit einer geringeren Bestromung betrieben werden als theoretisch ermittelt. 93*

Danksagung

*Diese Diplomarbeit entstand am Lehrstuhl für Beschleunigerphysik
und Synchrotronstrahlung an der Universität Dortmund.
Insbesondere möchte ich Herrn Prof. Dr. Wille für die Themenstellung danken
und die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl anzufertigen.
Darüber hinaus bin ich ihm und Herrn Prof. Dr. Weis für
die Begutachtung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.*

*Für die kollegiale Atmosphäre danke ich allen Mitarbeitern von DELTA.
Meinen Zimmerkollegen Markus Körfer und Detlev Schirmer möchte ich für die
Unterstützung danken und für die Geduld in der Beantwortung meiner Fragen.
Zudem haben sie sich ebenso wie Henrich Quick tapfer durch die ersten Versionen
dieser Arbeit gekämpft und mir Verbesserungsvorschläge aufgezeigt.*

*Meinen Eltern sei diese Arbeit gewidmet, da mir durch ihre
Unterstützung mein Studium erst ermöglicht wurde.*

*Ebenso gebührt meinem Freund Boris Dank für die
immerwährende Motivation und seinen Rückhalt.
Ich danke ihm dafür, daß er immer für mich da ist.*