

**Design-Studie für einen kompakten
Niederenergie-Elektronenspeicherring für die Radiometrie im
UV/VUV Spektralbereich**

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

d o c t o r r e r u m n a t u r a l i u m

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Diplom-Physiker Michael Abo-Bakr

geboren am 7.2.1972 in Berlin

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin

Prof. Dr. J. Mlynek

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

Prof. Dr. B. Ronacher

Gutachter/innen: 1. Prof. Dr. E. Jaeschke

2. Prof. Dr. K. Wille

3. Prof. Dr. T. Lohse

Tag der mündlichen Prüfung: 9.10.2000

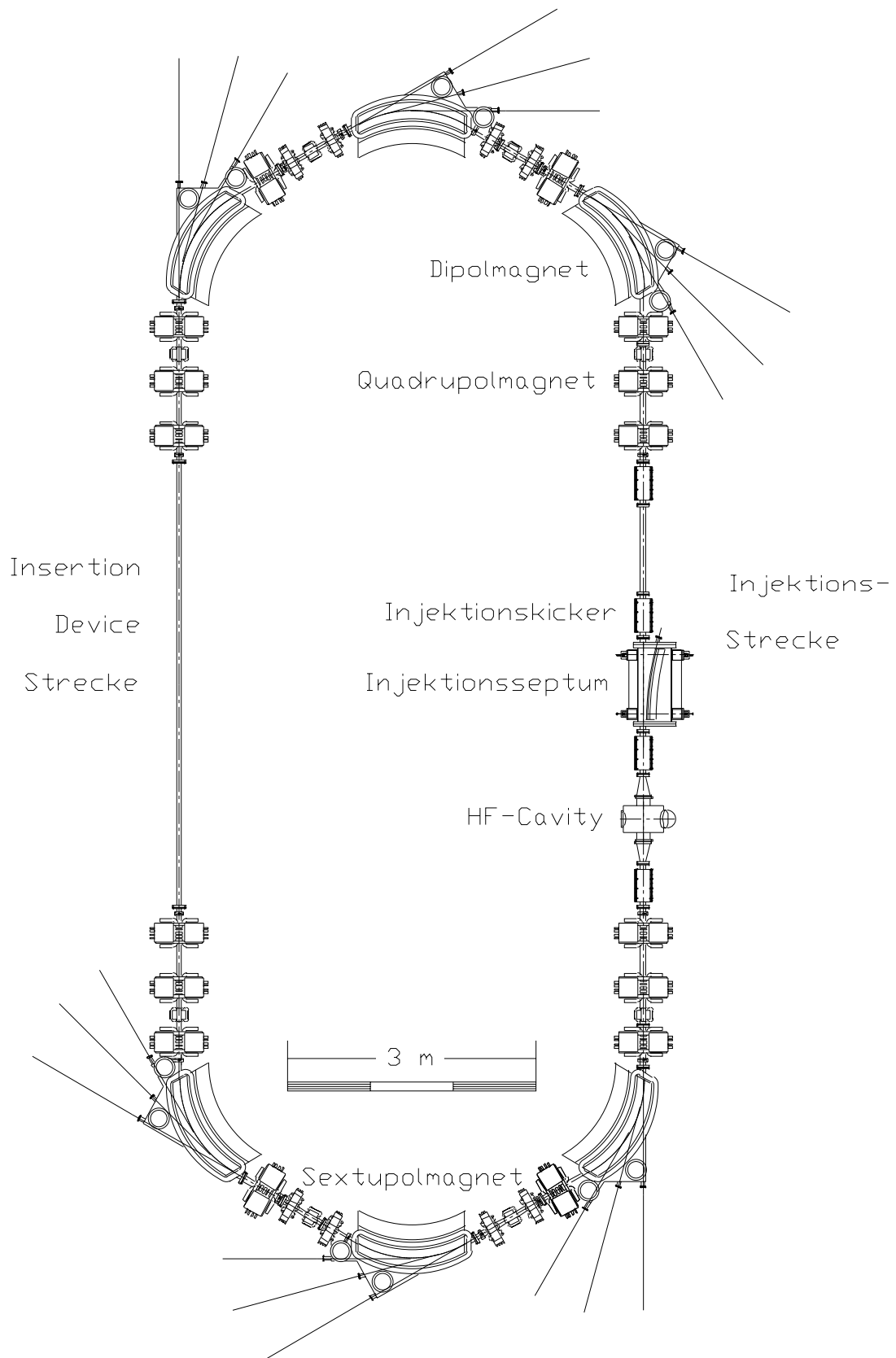


Abbildung 1: Der Speicherring

Zusammenfassung

Inhalt dieser Arbeit ist die Design-Studie für einen kompakten Niederenergie-Elektronenspeicherring für die Radiometrie. Im Ring sollen Elektronen mit Energien im Bereich von 200 MeV bis 600 MeV gespeichert werden können, wobei die Emittanz möglichst klein und die Strahllebensdauer über den gesamten Energiebereich bei einem Strom von 100 mA mindestens eine Stunde sein sollten. Diese Vorgaben wurden in Abstimmung mit einem der potentiellen Hauptnutzer, der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), festgelegt und sollen den Speicherring zu einer optimalen Synchrotronstrahlungsquelle für die Radiometrie im ultravioletten und vakuumultravioletten Spektralbereich mit Photonenergien zwischen etwa 5 eV und 200 eV machen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die aus physikalischer Sicht wichtigsten Teilsysteme eines Speicherringes konzeptioniert: Magneto-optik, Hochfrequenz-, Vakuum-, Diagnose- und Injektionssystem sowie die Magnetauslegung. Außerdem werden die zu erwartenden Synchrotronstrahlungsspektren berechnet.

Der entworfene Speicherring hat einen Umfang von 34.2 m und besteht aus zwei *Triple Bend Achromat*-Bögen, die durch gerade Strecken miteinander verbunden sind. In eine dieser geraden Strecken kann ein maximal 5.6 m langes *Insertion Device* eingebaut werden, die andere ist durch die Injektionselemente und das Hochfrequenz-*Cavity* belegt.

Insgesamt können mit dem Design des hier vorgestellten Speicherringes alle gestellten Anforderungen erfüllt werden: die natürliche Emittanz ist vergleichsweise niedrig und liegt bei günstigen linearen und nichtlinearen Eigenschaften der Magneto-optik nah an ihrem minimal möglichen Wert. Mit der gewählten Auslegung von Magneto-optik, Hochfrequenz- und Vakuumsystem beträgt die Strahllebensdauer mit einem Speicherringstrom von 100 mA bei niedrigen Elektronenenergien zwischen (200...300) MeV etwas über eine Stunde und steigt auf mehr als sechs Stunden bei der Maximalenergie von 600 MeV. Die Strahllebensdauer übertrifft damit im gesamten Energiebereich die Vorgabe.

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation und Zielsetzung	9
1.1 Synchrotronstrahlung und ihre Anwendungen	9
1.2 KONRAD: Ein Kompakt-Speicherring für die Radiometrie	11
2 Magnetooptik	15
2.1 Grundlagen der transversalen Strahloptik	15
2.2 Allgemeine Anforderungen an die KONRAD Magnetooptik	19
2.3 Grundformen von Magnetooptiken	21
2.4 Die KONRAD Magnetooptik	25
2.5 Parameter und Eigenschaften der linearen Magnetooptik	29
2.6 Der Arbeitspunkt	39
2.7 Nichtlineare Optik und chromatische Korrektur	44
2.8 Dynamische Apertur	48
2.9 <i>Insertion Devices</i>	51
2.10 Magnetfehler, Sollbahn-Störung und -Korrektur	58
2.10.1 Magnetfehler und ihre Auswirkungen	58
2.10.2 Die Sollbahn-Störung	60
2.10.3 Strahlagekorrektur	63
2.10.4 Strahlstabilität	68
3 Hochfrequenzsystem	72
3.1 Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik	72
3.2 Anforderungen an das KONRAD HF-System	74
3.3 Komponenten des HF-Systems	79
3.3.1 Das <i>Cavity</i>	79
3.3.2 Leistungsbilanz des HF-Systems	81
4 Strahllebensdauer	83
4.1 Quantenlebensdauer	84
4.2 Restgaslebensdauer	85
4.3 Touschek-Lebensdauer	89
4.3.1 <i>Potential Well Distortion</i> und Turbulente Bunchverlängerung	90

4.3.2	<i>Intra Beam Scattering</i>	94
4.3.3	Touschek-Lebensdauer	96
4.4	Gesamtlebensdauer	97
4.5	Strombegrenzung durch Instabilitäten	100
5	Vakuumsystem	102
5.1	Anforderungen an das Vakuumsystem	102
5.2	Auslegung des Vakuumsystems und Restgasdruck	103
5.2.1	Die Vakuumkammer	103
5.2.2	Thermische Gasdesorption	104
5.2.3	Synchrotronstrahlungsinduzierte Gasdesorption	105
5.2.4	Auslegung des Pumpschemas	106
5.3	<i>Ion Trapping</i>	111
6	Injektionssystem	116
6.1	Der Injektor	116
6.2	Das Injektionsschema	118
6.3	Orbitbeule und Injektionselemente	122
7	Diagnosesystem	127
7.1	Strahlage- und Arbeitspunkt-Messung	127
7.2	Messung des Magnetfeldes	129
7.3	Messung der Elektronenenergie	129
7.4	Strommessung und Lebensdauer	132
8	Ringmagnete	135
8.1	Der Dipolmagnet	135
8.2	Quadrupol-, Sextupol- und Korrekturmagnete	140
9	Synchrotronstrahlungs-Spektren	142
9.1	Dipolstrahlung	143
9.2	<i>Insertion Device</i> -Strahlung	148
9.3	Alternative Möglichkeiten der Strahlungserzeugung	153
10	Ausblick	158
	Danksagung	159
	Anhänge	160
A	MAD-Eingabedatei der KONRAD Magnetoptik	160
B	HF-Frequenz und Touschek-Lebensdauer	162

C	Der KONRAD Dipolmagnet	165
C.1	AUTOMESH - EINGABEDATEI	165
C.2	POISSON - Eingabedatei	166
D	Tabelle der verwendeten Symbole	168
	Literaturverzeichnis	170

Kapitel 1

Motivation und Zielsetzung

1.1 Synchrotronstrahlung und ihre Anwendungen

Jede beschleunigte Ladung strahlt, beschrieben durch fundamentale Gesetze der Elektrodynamik, elektromagnetische Wellen ab. Die infolge einer Beschleunigung in Speicherringen erzeugten elektromagnetischen Wellen werden aus historischen Gründen Synchrotronstrahlung genannt, da sie das erste Mal an einem Beschleuniger - einem Synchrotron - beobachtet wurde. Ihre Intensität hängt vor allem von der Art der Beschleunigung (lineare Beschleunigung, Kreisbeschleunigung) und vom Verhältnis γ der Teilchenenergie E zu seiner Ruhenergie $m_e c^2$ ab: $\gamma = E/m_0 c^2$. Synchrotronstrahlung hoher Intensität wird praktisch ausschließlich durch Kreisbeschleunigung von Elektronen oder Positronen erzeugt.

Schon lange vor ihrer ersten Beobachtung wurde Synchrotronstrahlung theoretisch vorhergesagt. Basierend auf den Erkenntnissen von Larmor [1] (1897) über die klassische Strahlungsleistung eines nichtrelativistischen Elektrons und den Vorstellungen von Liénard (1898) und Schott [2] (1907) über die Energieabstrahlung von um den Atomkern kreisenden Elektronen stellten Ivanenko *et al.* [3, 4] (1944/1948) und Schwinger [5, 6] (1946/1949) eine Theorie für die von relativistischen Elektronen emittierte Synchrotronstrahlung auf.

Erstmals beobachtet wurde sie indirekt von Blewett [7] (1945) über den Energieverlust relativistischer Elektronen in einem Beschleuniger und von Elder *et al.* [8] (1947) direkt durch visuelle Beobachtung der Synchrotronstrahlung, jeweils am Forschungslabor von General Electric in Schenectady/New York. Damit begannen umfangreiche Studien und Untersuchungen zu Natur und Eigenschaften der Synchrotronstrahlung und zur Überprüfung der theoretischen Vorhersagen. Zum ersten Mal wurde Synchrotronstrahlung von Tomboulion und Hartmann (1956) zur VUV- und Röntgen-Spektroskopie genutzt. In den ersten Jahren der Nutzung wurde parasitär die von Beschleunigeranlagen der Hochenergiephysik als unerwünschtes, weil der Beschleunigung entgegen wirkendes Nebenprodukt erzeugte Synchrotronstrahlung verwendet (Synchrotronstrahlungsquellen der ersten Generation). Mit der ersten erfolgreichen Speicherung von Elektronen in einem

italienischen Speicherring [9] und etwa zur gleichen Zeit in der Sowjetunion [10] (1961) wurde die Basis für eine neue Generation von Synchrotronstrahlungsquellen geschaffen. Anfang der 70er Jahre wurden erste dedizierte, d.h. ausschließlich zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung vorgesehene Speicherringe (Synchrotronstrahlungsquellen der zweiten Generation) gebaut, z.B. BESSY/Berlin [11]. Während bei diesen Quellen die Synchrotronstrahlung noch ausschließlich in den strahlführenden Dipolmagneten erzeugt wurde, begann bereits die Entwicklung spezieller Strahlungsgeräte, sogenannter *Insertion Devices*, die höhere Photonenflüsse und typische Spektren erzeugen (Undulatoren und Wiggler) oder das Synchrotronstrahlungsspektrum zu höheren Photonenenergien verschieben (Wellenlängenschieber-WLS). Ab Anfang der 90er Jahre wurden die ersten Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation in Betrieb genommen, die hochbrillante Strahlung erzeugen und speziell für den Einsatz von *Insertion Devices* in langen geraden Strecken des Speicherringes angepaßt sind. Diese Speicherringe haben kleinste Emittanzen und sind so konzipiert, daß auch mehrere *Insertion Devices* tolerabel für die Strahldynamik und die Maschinenparameter insgesamt sind. Beispiele solcher Synchrotronstrahlungsquellen sind BESSY II in Berlin [12], die Advanced Light Source (ALS) in Berkeley/USA [13] und die European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble/Frankreich [14].

In Speicherringen erzeugte Synchrotronstrahlung hat eine Vielzahl attraktiver Eigenschaften, die sie in ihrer Gesamtheit nahezu jeder anderen Strahlungsquelle überlegen macht:

- intensive, exakt berechenbare Strahlung über ein breites Spektrum,
- stark nach vorn gebündelte Strahlung bei kleiner Quellfläche,
- Strahlung in der Ringebene linear, ober- und unterhalb zirkular polarisiert,
- gepulste Strahlung, entsprechend der Zeitstruktur der Elektronenverteilung,
- saubere Quelle: entsteht im Ultrahoch-Vakuum, so daß keine Verschmutzung der Probe droht und bei Bedarf auf den Einsatz von Vakuumfenstern verzichtet werden kann.

Durch diese Eigenschaften wurde Synchrotronstrahlung zu einem der wichtigsten, universellen Forschungswerkzeuge, das sich bis heute einer rasant steigenden Anzahl von Nutzern erfreut. Anwendung findet sie in allen naturwissenschaftlichen Bereichen von der Physik über Chemie und Biologie, einschließlich der Humanmedizin, bis zu industriellen Anwendungen (Lithographie, Materialforschung).

Beispielhaft sind nachfolgend einige der wichtigsten Gebiete, in denen Synchrotronstrahlung verwendet wird, sowie dabei häufig verwendete Methoden aufgeführt:

- Atom-, Molekül- und Clusterphysik, Festkörperphysik, Materialwissenschaften und -forschung; Methoden: Photoelektronenspektroskopie (PES) im UV bzw. VUV-

Bereich (UPS) und im Röntgen-Bereich (XPS/ESCA), Augerelektronenspektroskopie (XAES), Fluoreszenzspektroskopie,

- Oberflächen- und Grenzflächenphysik, Katalyse; Methoden: Röntgenabsorptionsfeinstruktur (EXAFS, NEXAFS, SEXAFS), Röntgenfluoreszenz (TXRF),
- chemische Analytik, Dynamik chemischer und biochemischer Reaktionen, Strukturanalyse von Proteinen; Methoden: Absorptionsspektroskopie, PES (UPS, XPS), TXRF,
- Untersuchungen lebender Zellen, Dynamik biologischer Prozesse, Humanmedizin; Methoden: Röntgen-Mikroskopie bzw. -Absorptionsspektroskopie (Angiographie), Strahlentherapie,
- Radiometrie: Charakterisierung von Strahlungsquellen und -detektoren,
- Industrielle Anwendungen: Mikroelektronik und -mechanik; Methoden: Lithographie mit VUV- und weicher Röntgenstrahlung sowie mit harter Röntgenstrahlung (LIGA).

In der überwiegenden Anzahl der Experimente werden die Wechselwirkung der Synchrotronstrahlung mit Materie untersucht: Reflexion, Transmission, Absorption, Beugung oder Streuung von Synchrotronstrahlungs-Photonen. Die Eigenschaften (räumliche, Energie- und Polarisations- bzw. Spinverteilung; Wirkungsquerschnitte) dieser Photonen, der infolge der Wechselwirkung freigesetzten Elektronen oder zusätzlich emittierter Photonen erlauben Rückschlüsse auf physikalische Eigenschaften, Struktur und Zusammensetzung der untersuchten Proben.

Einige Anwendungen beziehen sich aber auch direkt auf die erzeugte Synchrotronstrahlung wie z.B. die Lithographie, bei der sie als Belichtungsquelle dient, oder die Radiometrie, die die Berechenbarkeit der Synchrotronstrahlungsspektren zu Eich- bzw. Kalibrierzwecken nutzt.

1.2 KONRAD: Ein Kompakt-Speicherring für die Radiometrie

Intensive Synchrotronstrahlung aus einem kompakten Niederenergie-Speicherring mit Energien von einigen hundert Megaelektronenvolt bietet attraktive Experimentiermöglichkeiten für Nutzer, die Messungen im niederenergetischen UV- und VUV-Spektralbereich durchführen wollen. Auch mit dem im Rahmen dieser Arbeit konzipierten Kompaktspeicherring sind prinzipiell die meisten der im vorigen Abschnitt genannten Anwendungen realisierbar, deren Photonenenergien durch den Spektralbereich der im Speicherring erzeugten Synchrotronstrahlung abgedeckt sind. Nutzer, die nicht auf höchste Brillanz

angewiesen sind, wie sie heute von den größeren, höherenergetischeren Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation angeboten wird, finden auch an einem KompaktSpeicherring, wie er hier beschrieben wird, geeignete Meßbedingungen. Daß auch unter diesen Bedingungen (UV- und VUV-Spektralbereich, mittlere Brillanz) eine große Strahlzeitnachfrage besteht, ist dokumentiert [15] und liegt nicht zuletzt daran, daß immer mehr Niederenergie-Speicherringe zugunsten höherenergetischerer Synchrotronstrahlungsquellen, bei denen die Spektren in den Röntgenbereich verschoben sind, geschlossen werden.

Eine der Hauptanwendungen des entworfenen Speicherringes wird die Radiometrie sein, die deshalb im folgenden etwas genauer vorgestellt werden soll. Wichtigste Aufgabe der Radiometrie ist es, Methoden für die Messung der spektralen Leistung elektromagnetischer Strahlung bzw. des dazugehörigen Photonenflusses bereitzustellen, um auf dieser Basis Strahlungsdetektoren und -quellen hochgenau kalibrieren zu können. Wesentliches Ziel ist dabei die Entwicklung primärer Strahlungsnormale, die unter definierten Bedingungen eine exakt reproduzierbare Strahlungsleistung abgeben. Für Photonenenergien bis in den UV-Bereich (etwa $\varepsilon \leq 6 \text{ eV}$) liefern Hochtemperatur-Hohlraumstrahler ($T \leq 3000 \text{ K}$) noch einen ausreichenden Photonenfluß. Oberhalb dieser Photonenenergie sind die erzeugten Flüsse radiometrisch nicht mehr nutzbar. In diesem Bereich bietet sich die in Speicherringen erzeugte Synchrotronstrahlung an, die aufgrund ihrer genauen Berechenbarkeit, hohen Intensität und Durchstimbarkeit für diese Aufgabe prädestiniert ist. Ein geeignet ausgelegter, d.h. an die Bedürfnisse der Radiometrie angepaßter Speicherring kann dann sogar als primäres Strahlungsnormal verwendet werden.

Weltweit existieren nur wenige Radiometrie-Laboratorien, die die Synchrotronstrahlung von Speicherringen nutzen: SURF II/III am National Institute for Standard and Technology (NIST) Washington D.C./USA [16]; TERAS am Elektro Technical Laboratory (ETL) Tsukuba/Japan [17]; VEPP-2M/3 am Budker Institut of Nuclear Physics (BINP) Novosibirsk/Russland [18]; BESSY I und BESSY II in Deutschland. Die Radiometrie-Laboratorien bei BESSY I [19] und BESSY II [20] wurden bzw. werden von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) [21] betrieben, die natur- und ingenieurwissenschaftliches Staatsinstitut und technische Oberbehörde der Bundesrepublik Deutschland für das Meßwesen und für die physikalische Sicherheitstechnik ist. 1984 wurde der Nachweis erbracht, daß BESSY I als ein mit der Schwingerformel berechenbares Primärnormal des spektralen Photonenflusses verwendet werden kann [22]. Dieses über viele Jahre etablierte primäre Strahlungsnormal steht mit der Schließung von BESSY I Ende 1999 nicht mehr zur Verfügung. Die Synchrotronstrahlungsquelle BESSY II, die Anfang 1999 ihren regulären Betrieb aufgenommen hat, stellt bei niedrigen Photonenenergien vor allem deshalb keinen äquivalenten Ersatz dar, weil der mit den hohen Elektronenenergien bei BESSY II ($E_{Nominal} = 1.7 \text{ GeV}$) verbundene Untergrund harter Röntgenstrahlung radiometrische Messungen im VUV-Bereich und darunter sehr erschwert. Auch ein spezieller Betriebsmodus mit niedrigerer Elektronenenergie ($E \approx 900 \text{ MeV}$) kann lediglich die bei Maximalenergie von BESSY I emittierte spektrale Verteilung grob reproduzie-

ren. Außerdem ist die Strahlzeit für radiometrische Messungen bei BESSY II limitiert, falls dafür spezielle Betriebsmodi mit niedriger Energie und nur wenigen gespeicherten Elektronen gefahren werden müssen, die ansonsten von der Mehrzahl der zahlreichen Experimentatoren für Messungen nicht genutzt werden können. Im Rahmen dieser Studie wurde das konzeptionelle Design eines Kompaktspeicherringes erarbeitet, der als niederenergetische Ergänzung zu BESSY II photonometrologische Messungen im UV und VUV-Spektralbereich ermöglichen und die mit der Schließung von BESSY I entstandene Lücke füllen soll. Der Speicherring erhielt als Arbeitstitel den Namen KONRAD, der für "Kompakter Niederenergie-Elektronenspeicherring für die Radiometrie" steht.

Die wichtigsten Vorgaben für physikalische Parameter von KONRAD wurden in Abstimmung mit der PTB, einem der potentiellen Hauptnutzer, im Hinblick auf optimale Bedingungen für die Radiometrie formuliert. Sie bestimmen die Rahmenbedingungen für das Design des Speicherringes und fixieren spezielle Zielsetzungen. Im einzelnen wurden folgende Anforderungen gestellt:

- Elektronen mit Energien zwischen $E = (200 \dots 600)$ MeV speicherbar. Innerhalb dieses Bereiches soll die Energie ohne Verlust des gespeicherten Strahls variierbar sein (*Rampen*). Die minimale Energie liegt deutlich unter dem bei BESSY I realisierten Wert, der VUV-Spektralbereich kann vollständig mit Dipolspektren abgedeckt werden.
- moderate Elektronenstrahl-Emittanz für brillante Synchrotronstrahlung und zur Vermeidung von Beugung oder Reflektion der emittierten Strahlung an der Kammerwand oder den Auslaßsystemen,
- mindestens eine gerade Strecke für den Einsatz eines *Insertion Devices* (Undulator). Dessen intensive, nahezu monochromatische Strahlung ermöglicht Radiometrie in schmalbandigen Spektralbereichen. Auf die Verwendung von Monochromatoren muß verzichtet werden: zum einen aufgrund von Intensitätsverlusten, hauptsächlich aber weil durch den Einsatz des Monochromators die Berechenbarkeit der Synchrotronstrahlungsleistung verloren geht.
- flexible Magneto-optik: die mit dem Einbau eines *Insertion Devices* verbundene Störung der Optik muß durch geeignete Anpassungen der Magnetstärken weitgehend kompensierbar sein,
- Eingangsparameter für die Berechnung der Synchrotronstrahlungsleistung müssen sehr genau bekannt sein: Magnetfeldstärke, Elektronenenergie und Ringstrom; darüber hinaus muß eine hohe zeitliche Stabilität dieser Parameter und im Fall der Magnetfeldstärke auch eine hohe räumliche Homogenität gewährleistet sein.
- Strahllebensdauern von $\tau \geq 1$ h bei einem Nominalstrom von $I = 100$ mA über den gesamten Energiebereich.

Aus wirtschaftlichen Aspekten wird eine kompakte Bauweise mit möglichst wenigen und kostengünstigen Komponenten gefordert. Im Design von KONRAD sind alle oben genannten Punkte umgesetzt bzw. die angestrebten Parameter erreicht.

In dieser Arbeit werden alle wesentlichen physikalischen Aspekte eines Elektronenspeicherringes betrachtet: im Kapitel 2 werden Anforderungen und mögliche Grundformen für KONRAD diskutiert, die lineare Optik und ihre Parameter vorgestellt. Nichtlineare Eigenschaften der Optik ohne und mit einem *Insertion Device*, sowie Orbitstörungen und mögliche Korrekturschemata werden untersucht. Anforderungen und Auslegung des KONRAD Hochfrequenzsystems sowie Parameter in Frage kommender HF-*Cavities* und die Leistungsbilanz des HF-Systems werden in Kapitel 3 beschrieben. Im nächsten Kapitel wird die stromabhängige Gesamtlebensdauer des Elektronenstrahls berechnet. Im Kapitel 5 wird das Vakuumsystem von KONRAD vorgestellt und die Auslegung eines Pumpschemas ausgearbeitet, das den erforderlichen niedrigen Druck erzeugen kann. Kapitel 6 befasst sich mit möglichen Injektionsszenarien und entwirft ein detailliertes Schema unter Nutzung des BESSY II-Booster-Synchrotrons. Die benötigte Diagnoseelemente und -verfahren, die bei KONRAD zum Einsatz kommen sollen, werden in Kapitel 7 vorgestellt. Im Kapitel 8 werden mögliche Bauformen für die Speicherring-Magnete betrachtet und ein 2D-Design für die KONRAD Dipolmagnete präsentiert. Im letzten Kapitel werden die zu erwartenden Fluß- und Brillanzspektren der KONRAD Dipolmagnete sowie zweier exemplarischer *Insertion Devices* berechnet und dargestellt.

Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag naturgemäß in der Physik des Speicherrings. Tendenziell technische oder konstruktuelle Aspekte (Kontrollsystem, Stromversorgung/Netzgeräte, spezielles technisches Design von Komponenten, sonstige Infrastruktur) wie auch nicht den Speicherring betreffende physikalische Aspekte (Strahlenschutz, Strahlrohrauslegung) wurden nicht näher untersucht und bleiben einer vollständigen, technischen Konzeption vorbehalten.

Kapitel 2

Magneto-optik

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften der KONRAD Magneto-optik dargestellt. Einleitend wird in Abschnitt 2.1 ein kurzer Überblick der Grundlagen transversaler Strahloptik gegeben. Im Abschnitt 2.2 wird erläutert, welchen allgemeinen Anforderungen die KONRAD Magneto-optik zu genügen hat und was die Gründe hierfür sind. Anschließend werden verschiedene Grundtypen von Magneto-optiken vorgestellt und ihre optischen Eigenschaften im Hinblick auf die gestellten Anforderungen untersucht. Im Abschnitt 2.4 wird das Design der entwickelten Magneto-optik detailliert dargestellt. In den beiden anschließenden Abschnitten werden Eigenschaften und Parameter der linearen Optik aufgeführt und die Lage des gewählten Arbeitspunktes diskutiert. Im Abschnitt 2.7 wird die Vorgehensweise zur chromatischen Korrektur beschrieben und nichtlineare Eigenschaften der Optik untersucht. Ergebnisse von Rechnungen zur resultierenden dynamischen Apertur werden im folgenden Abschnitt präsentiert. Im Abschnitt 2.9 wird der Einfluß zweier exemplarisch ausgewählter *Insertion Devices* auf die optischen Eigenschaften des Speicherringes untersucht und ihre Eignung für den Einbau in KONRAD diskutiert. In den letzten beiden Abschnitten dieses Kapitels werden Betrachtungen zur Strahlage und -stabilität angestellt. Es werden Störungen der Sollbahn infolge von Magnetfeld- und Aufstellungsfehlern simuliert und auf dieser Basis ein geeignetes Schema zur Sollbahnkorrektur erstellt. Abschließend werden Auswirkungen von Bodenschwingungen auf die Strahlstabilität untersucht und die Effizienz von größeren Montagegestellen (*Girder*) zur Stabilitätsverbesserung analysiert.

2.1 Grundlagen der transversalen Strahloptik

Damit die Elektronen in einem Speicherring über lange Zeit stabil umlaufen können, ist neben einer exakten Strahlführung auch eine effiziente Strahlfokussierung notwendig. Prinzipiell stehen für diese Aufgabe elektrische oder magnetische Felder zur Auswahl, die auf geladene Teilchen folgende Kraft ausüben:

$$\vec{F} = \vec{F}_C + \vec{F}_L = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1)$$

Um im Falle relativistischer Teilchen ($v \approx c$) gleiche Beiträge von Coulombkraft F_C und Lorentzkraft F_L zu erzeugen, müßte der Betrag der elektrischen Feldstärke den der Magnetfeldstärke um den Faktor der Lichtgeschwindigkeit übersteigen: $|\vec{E}| = c|\vec{B}| \rightarrow F_C = F_L$. Während Magnetfeldstärken von z.B. $B = 1.0 \text{ Vs/m}^2 = 1.0 \text{ T}$ heute problemlos zu erzeugen sind, ist dies für die äquivalente elektrische Feldstärke $E = cB = 3.0 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 1.0 \text{ Vs/m}^2 = 3.0 \cdot 10^8 \text{ V/m}$ auch mit höchstem technischen Aufwand derzeit nicht möglich. Für relativistische Teilchen werden daher bis auf wenige Ausnahmen Magnetfelder zur Strahlführung und -fokussierung eingesetzt.

Zur analytischen Beschreibung der Teilchendynamik in einem Speicherring wird ein rechtwinkliges Koordinatensystem $K = (x, y, s)$ eingeführt, dessen Ursprung sich entlang der Sollbahn bewegt und bei dem x die horizontale, y die vertikale und s die longitudinale, tangential zur Bahn gerichtete Koordinate darstellen. Die in Speicherringen auftretenden Magnetfelder lassen sich (bezüglich eines Referenzpunktes) mittels einer Taylorreihenentwicklung in ihre zweidimensionalen Multipolkomponenten zerlegen:

$$\begin{aligned} \frac{e}{p} B_y(x) &= \frac{e}{p} B_{y0} + \frac{e}{p} \frac{dB_{y0}}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{e}{p} \frac{d^2 B_{y0}}{dx^2} x^2 + \dots \\ &= \frac{1}{\rho} + kx + \frac{1}{2} m x^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dipol Quadrupol Sextupol höhere Multipole

(ρ Biegeradius; k, m Quadrupol- bzw. Sextupolstärke; p Teilchenimpuls). Jedem dieser 2D-Multipole kann eine bestimmte Wirkung auf den Strahl zugeordnet werden: Dipolfelder werden zur Strahlführung eingesetzt, Quadrupol- und Sextupolfelder dienen allgemein der Strahlfokussierung, wobei letztere speziell zur Fokussierung impulsabweichender Teilchen eingesetzt werden.

Eine der ersten umfassenden Darstellungen der Theorie der transversalen Strahldynamik geht auf Betrachtungen von Courant und Snyder [23] aus dem Jahre 1958 zurück. Unter Einbeziehung von Dipol- und Quadrupolfeldern läßt sich in linearer Näherung die horizontale und vertikale Teilchenbewegung beschreiben. Die grundlegenden transversalen Bewegungsgleichungen sind zwei ungekoppelte Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k(s) \right) x(s) &= \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p} \\ y''(s) + k(s) y(s) &= 0, \end{aligned} \quad (2.3)$$

die longitudinale Elektronenbewegung ist hier noch von untergeordnetem Interesse. Spezielle Lösungen für reine Dipol- oder Quadrupolfelder sowie für feldfreie Driftstrecken können aus diesen Gleichungen abgeleitet werden. Das Verhalten impulsabweichender Teilchen wird durch die Inhomogenität in Gleichung 2.3 berücksichtigt. Die verschiedenen Lösungen dieser Gleichung bilden die Basis eines linearen Matrixformalismus, mit dem die Spurverfolgung (z.B. *Tracking*-Rechnungen) einzelner Teilchen durch beliebige (lineare) Magnetoptiken möglich ist.

Zur Analyse der Dynamik des gesamten Strahls wird die Abweichung vom Sollimpuls zunächst auf $\Delta p/p = 0$ gesetzt, so daß sich als Bewegungsgleichung für beide transversalen Ebenen eine homogene Differentialgleichung vom Hill'schen Typ ergibt:

$$u''(s) + K_u(s) u(s) = 0 \quad \text{mit} \quad u = (x, y) . \quad (2.4)$$

Die Lösung dieser Bewegungsgleichung:

$$u(s) = \sqrt{\varepsilon_u \beta_u(s)} \cos [\psi_u(s) + \psi_{u_0}] \quad (2.5)$$

$$u'(s) = -\sqrt{\frac{\varepsilon_u}{\beta_u(s)}} \left\{ \sin [\psi_u(s) + \psi_{u_0}] - \frac{\beta_u'(s)}{2} \cos [\psi_u(s) + \psi_{u_0}] \right\} \quad (2.6)$$

repräsentiert eine amplitudenmodulierte Schwingung der Elektronen um die Sollbahn, die Betatronschwingung genannt wird. Der Amplitudenfaktor setzt sich aus einer ortsunabhängigen Größe ε_u , der Emittanz und einer ortsabhängigen Funktion β_u zusammen, die Betafunktion genannt wird. Der Term $\sqrt{\varepsilon_u \beta_u(s)}$ beschreibt die Einhüllende (Envelope) der Betatronschwingungen eines Teilchens über viele Umläufe oder eines Ensembles von Teilchen gleicher Schwingungsenergie, aber unterschiedlicher Phasenlagen über einen Umlauf. Die (Ein-Teilchen-) Emittanz kann mit Gleichung 2.5 unter Verwendung der *Twiss*-Parameter $\beta_u, \alpha_u, \gamma_u$ als

$$\varepsilon_u = \gamma_u(s) u^2(s) + 2 \alpha_u(s) u(s) u'(s) + \beta_u(s) u'^2(s) \quad (2.7)$$

$$\alpha_u(s) = -\frac{\beta_u'(s)}{2} \quad \gamma_u(s) = \frac{1 + \alpha_u^2(s)}{\beta_u(s)}$$

geschrieben werden. Sie repräsentiert die Fläche F der Phasenraumellipse: $\varepsilon = F/\pi$. Da diese nach dem fundamentalen Satz von Liouville bei kanonischer Teilchenbewegung zeitlich konstant bleibt, ist die Emittanz eine Erhaltungsgröße der Bewegung.

Der Phasenterm der Betatronschwingung in Gleichung 2.5 setzt sich aus einer Startphase ψ_{u_0} und der ortsabhängigen Betatronphase $\psi_u(s)$ mit:

$$\psi_u(s) = \int_0^s \frac{ds'}{\beta_u(s')} \quad (2.8)$$

zusammen. Die Anzahl der Betatronschwingungen pro Ringumlauf stellt den Arbeitspunkt Q_u dar:

$$Q_u = \frac{\psi_u(s=C)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_u(s)} , \quad (2.9)$$

der ein wichtiger Parameter jeder Ringoptik ist (C =Ringumfang). Bestimmte Werte des Arbeitspunktes führen infolge kleinster Magnetfehler zu resonanter Anregung der Betatronschwingung, deren Amplitude dabei bis zum Teilchenverlust anwachsen kann. Beim Design der Magneto-optik muß deshalb sehr sorgfältig darauf geachtet werden, einen ausreichend von destruktiven Resonanzen entfernten Arbeitspunkt zu wählen.

Impulsabweichende Teilchen unterliegen aufgrund ihrer abweichenden magnetischen Steifigkeit $B\rho = e/p$ einer leicht veränderten Strahlführung und -fokussierung. Diese Tatsache äußert sich zum einen in einer räumlich veränderten, dispersiven Sollbahn $\eta(s) \Delta p/p$

und zum anderen in einer Arbeitspunktverschiebung. Je größer die Impulsabweichung ist, desto größer werden die dispersiven Ablagen und um so höher ist die Gefahr, infolge der Arbeitspunktverschiebung auf destruktive Resonanzen zu treffen. Die Größe dieser Arbeitspunktverschiebung wird durch die natürliche Chromatizität ξ_u beschrieben:

$$\xi_u = \frac{\Delta Q_u}{\Delta p/p} = -\frac{1}{4\pi} \oint^C k(s) \beta_u(s) ds . \quad (2.10)$$

Idealerweise sollte sie bei $\xi = 0$ liegen. Die dazu notwendige Chromatizitätskorrektur wird mit Hilfe von Sextupolfeldern vorgenommen. Diese werden in impulsselektiven (dispersiven) Strecken mit $\eta(s) \neq 0$ installiert und führen dort je nach Impulsabweichung und damit Ablage der durchfliegenden Teilchen zu unterschiedlich starker zusätzlicher Fokussierung. Die korrigierte Chromatizität ergibt sich dann aus:

$$\xi_{korr} = -\frac{1}{4\pi} \oint^C [k(s) - m(s) \eta(s)] \beta(s) ds . \quad (2.11)$$

Die zur Chromatizitätskorrektur benötigten chromatischen Sextupole führen allerdings zu (Betatronschwingungs-)amplitudenabhängigen Arbeitspunktverschiebungen, die alle gespeicherten Teilchen betreffen und zu Teilchenverlusten führen können. Die maximal stabilen, transversalen Betatronamplituden, die mit *Tracking*-Rechnungen unter Einbeziehung der Sextupolfelder ermittelt werden, bestimmen die sogenannte dynamische Apertur A_d^\perp . Sie sollte, auch nach dem Einbau von *Insertion Devices*, die u.a. die nichtlinearen Eigenschaften der Magnetoptik verstärken, nicht die Maschinenapertur A^\perp limitieren, d.h. größer als die mechanische Apertur der den Strahl umgebenden Vakuumkammer $A_{m_u}^\perp = d_u/2$ (d_u : transversale Kammerdurchmesser) sein. Ist dies nicht der Fall, führt die Apertureinschränkung zu einer Reduzierung der Maschinenakzeptanz und damit zu Einbußen der zunächst erreichten Lebensdauer. Die dynamische Apertur ist damit ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung einer Magnetoptik. Falls die vorhandene dynamische Apertur unzureichend sein sollte, können sogenannte harmonische Sextupole eingebaut werden, die das Potential, in dem sich die Elektronen bewegen, wieder harmonisieren und so die störenden Effekte der chromatischen Sextupole kompensieren. Um die bereits korrigierte Chromatizität unverändert zu belassen, müssen diese harmonischen Sextupole in nichtdispersiven Strecken plaziert werden. Die harmonischen Sextupolstärken, die zu einer maximalen dynamischen Apertur führen, können nur begrenzt analytisch berechnet werden, so daß ihre Stärken in der Regel durch zahlreiche *Tracking*-Rechnungen optimiert werden müssen.

Abschließend sei hier noch auf die Berechnung der transversalen Strahlquerschnitte σ_u und -divergenzen $\sigma_{u'}$ eingegangen. Sie ergeben sich aus den transversalen Emittanzen, der lokalen Beta- und Dispersionsfunktion sowie der relativen Energie- bzw. Impulsbreite σ_E :

$$\sigma_u = \sqrt{\varepsilon_u \beta_u(s) + \eta_u^2(s) \sigma_E^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{u'} = \sqrt{\varepsilon_u \gamma_u(s) + \eta_u'^2(s) \sigma_E^2} \quad (2.12)$$

und stellen jeweils Standardabweichungen Gaußscher Verteilungen dar. Die verwendeten Emittanzen lassen sich in Abhängigkeit von der Kopplung der transversalen Betatronschwingungen κ aus der natürlichen Emittanz ε_{nat} :

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_{nat}}{1 + \kappa} \quad \text{und} \quad \varepsilon_y = \frac{\kappa \varepsilon_{nat}}{1 + \kappa} \quad (2.13)$$

berechnen. In einem Elektronen-Speicherring bildet sich die natürliche Emittanz als Gleichgewichtszustand zwischen Strahlungsdämpfung und Quantenanregung aus und ergibt sich wie folgt [24]:

$$\varepsilon_{nat} = C_q \gamma^2 \frac{I_5}{I_2 - I_4} = C_q \gamma^2 \frac{\langle \mathcal{H}/|\rho^3| \rangle_s}{J_x \langle 1/\rho^2 \rangle_s} \quad \text{mit} \quad \mathcal{H} = \beta_x \eta'^2 + 2\alpha_x \eta \eta' + \gamma_x \eta^2$$

$$J_x = 1 - I_4/I_2 \quad C_q = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{m c} \quad (2.14)$$

wobei γ der Lorentz-Faktor, C_q die Quantenanregungskonstante und J_x die horizontale Dämpfungskonstante ist. \mathcal{H} ist eine der Einteilchenemittanz ähnliche chromatische Funktion, die sich nur in den Dipolen ändert und außerhalb derer eine Erhaltungsgröße ist. I_n sind die sogenannten Synchrotronstrahlungsintegrale, die sich aus

$$I_1 = \oint \frac{\eta}{\rho} ds \quad I_2 = \oint \frac{1}{\rho^2} ds \quad I_3 = \oint \frac{1}{|\rho^3|} ds$$

$$I_4 = \oint \frac{(1 - 2n)\eta}{\rho^3} ds \quad I_5 = \oint \frac{\mathcal{H}}{|\rho^3|} ds \quad (2.15)$$

ergeben, wobei $n = -\rho/B \, dB/dx$ der in I_4 auftretende Feldindex ist. Mit Hilfe dieser Strahlungsintegrale kann auch die natürliche Energiebreite berechnet werden:

$$\sigma_E = C_q \gamma^2 \frac{I_3}{2I_2 + I_4} \quad (2.16)$$

Anhand von Gleichung 2.14 und 2.16 wird ersichtlich, daß sowohl natürliche Emittanz als auch natürliche Energiebreite abgesehen von der Elektronenenergie reine Magnetoptik-Parameter sind.

Die wichtigsten Grundbegriffe der transversalen Ein-Teilchen-Optik, die im folgenden häufig verwendet werden, sind damit erklärt. Die longitudinale Elektronenbewegung oder kollektive Effekte können nicht mit der hier vorgestellten Theorie beschrieben werden. Dahin gehende Betrachtungen werden gesondert in den entsprechenden Kapiteln 3 und 4 vorgenommen.

2.2 Allgemeine Anforderungen an die KONRAD Magnetoptik

Seit Beginn der Nutzung von Synchrotronstrahlung wurden die Anlagen, in denen sie erzeugt wird, mehr und mehr an die Bedürfnisse der Nutzerschaft angepaßt. Um vielfältige Anwendungsmöglichkeiten anbieten zu können muß das Design großer Synchrotronstrahlungsquellen ein Kompromiß aller in Frage kommender Anforderungen sein. Eine

kleinere Synchrotronstrahlungsquelle mit nur wenigen Nutzern kann besonders für die vorgesehenen, speziellen Anwendungen optimiert werden. Die Vorgaben für KONRAD (siehe Kapitel 1), die den Speicherring für radiometrische Anwendungen geeignet machen sollen, werden im folgenden noch einmal ausführlich unter dem Gesichtspunkt der magnetoptischen Realisierung.

Energie: Als erstes festzusetzender physikalischer Parameter einer Synchrotronstrahlungsquelle ist die Energie bzw. im Fall von KONRAD der Energiebereich, in dem der Speicherring betrieben werden soll. Damit wird der generelle Spektralbereich der erzeugten Strahlung festgelegt. Für den angestrebten UV/VUV-Spektralbereich sind Elektronenenergien von einigen hundert MeV ausreichend. Als Maximalenergie für KONRAD wurde $E_{max} = 600$ MeV gewählt. Die Minimalenergie wurde mit $E_{min} = 200$ MeV festgesetzt, wobei sich bei ausreichender Feldhomogenität und Genauigkeit der Netzgeräte noch kleinere Energien, bei allerdings stark sinkenden Lebensdauern, einstellen lassen. In Verbindung mit BESSY II, wo derzeit Elektronenenergien von ca. (900 – 1900) MeV gespeichert werden können, ließe sich somit ein Elektronen-Energiebereich von fast einer Größenordnung realisieren. Die kritische Energie der erzeugten Dipolspektren überstreicht damit mehr als zwei Größenordnungen von $\varepsilon_c = 13.8$ eV (KONRAD: $E = 200$ MeV) bis $\varepsilon_c = 2.5$ keV (BESSY II: $E = 1.7$ GeV). Die Möglichkeit, die Elektronenenergie ohne Verlust des gespeicherten Strahls innerhalb des gewählten Energiebereiches variieren zu können, das sogenannte *Rampen*, stellt an die Magnetoptik keine speziellen Anforderungen. Zur Umsetzung dieser Option muß hauptsächlich für eine genügend große Genauigkeit und Stabilität der Magnet-Netzgeräte gesorgt werden.

Emittanz: Neben der Energie ist die Emittanz ε der wichtigste optische Parameter zur Charakterisierung einer Synchrotronstrahlungsquelle. Sie bestimmt zusammen mit den optischen Funktionen den transversalen Strahlquerschnitt σ_u und die Strahldivergenz $\sigma_{u'}$ (siehe Gleichung 2.12). Diese fließen mit in die Berechnung der Brillanz ein, die ein Maß für die Intensität und Qualität der erzeugten Synchrotronstrahlung ist. Dabei wird näherungsweise angenommen, daß Elektronen- und Photonenstrahl gleiche Dimension (transversaler Querschnitt und Divergenz) haben (siehe Kapitel 9). Für einen "Gaußschen" Elektronenstrahl gibt die Brillanz eine normierte Anzahl von Photonen aus der Quellfläche $\sigma_x \sigma_y$ in den Raumwinkel $\sigma_{x'} \sigma_{y'}$ an. Höchste Brillanz B läßt sich nur mit kleiner Emittanz und großem Fluß F erreichen:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_{x'} \sigma_y \sigma_{y'}} \approx \frac{F}{4\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y} \quad \text{für } \eta_{x,y} \approx 0 \text{ und } \alpha_{x,y} \approx 0, \quad (2.17)$$

wobei der Fluß F die auf 1 A Strahlstrom, 1 s und 0.1% Bandbreite normierte Photonanzahl ist: $[F] = \text{Photonen}/(\text{s } 0.1\% \text{ BW A})$. Bei den verschiedenen Grundtypen von Magnetoptiken läßt sich jeweils eine bestimmte Einstellung mit minimaler Emittanz finden. Diese spezielle Auslegung führt allerdings oft zu ungünstigen optischen Eigenschaften.

ten. Selbst die Emittanzen von Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation, bei denen höchster Wert auf eine kleine Emittanz gelegt wird, liegen aus diesem Grund um einen Faktor von etwa 2 – 5 über der minimal einstellbaren Emittanz.

Für KONRAD existieren keine konkreten quantitativen Vorgaben zur Größe der Emittanz. Da KONRAD aber, auch schon wegen seiner geringen Größe und Anzahl von Dipolmagneten, nicht primär mit dem Ziel einer Hochbrillanzquelle konzipiert ist, wird zwar eine kleine natürliche Emittanz angestrebt, ein Überschreiten der minimal möglichen bis zu einem Faktor von etwa 5 ist aber akzeptabel. Verzichtet man auf die Einstellung der Minimum-Konfiguration, so ergibt sich in der Regel eine wesentlich größere Freiheit bei der Einstellung optischer Funktionen, womit sich eine robustere und variablere Magneto-optik entwickeln läßt. Hinzu kommt, daß sich bei Speicherringen mit niedriger Energie (bis etwa 500 MeV) schon bei mittleren Strömen (einige 10 mA) infolge kollektiver Effekte eine wesentlich größere Emittanz ausbildet, die kaum noch von der ursprünglichen natürlichen Emittanz abhängt (siehe Kapitel 4). In diesem Fall wäre die extrem niedrige Emittanz verloren, die ungünstigen optischen Eigenschaften aber blieben erhalten.

Optische Funktionen: Spezielle Anforderungen an die optischen Funktionen und Parameter eines Speicherringes erwachsen neben einer möglichst kleinen Emittanz vor allem aus der Forderung nach einer großen Strahllebensdauer, die Voraussetzung für viele Experimente ist. Günstige Werte der verschiedenen Lebensdauerbeiträge erfordern bestimmte, teilweise entgegengesetzte Werte der optischen Funktionen. Hier ist unter Einbeziehung aller anderen Anforderungen (z.B. Injektionsbedingungen, Platzbedarf für *Insertion Devices* oder Diagnosegeräte) ein Optimum zu suchen. Als Design-Ziel für KONRAD wurden Lebensdauern von mindestens einer Stunde bei einem Strom von $I = 100$ mA über den gesamten Energiebereich gesetzt.

Um im *Insertion Device*, das in die freie gerade Strecke eingebaut wird, minimale transversale Strahldimensionen realisieren zu können, sollte hier die Dispersion, die aufgrund der endlichen Impulsbreite mit zur Strahlgröße beiträgt, auf möglichst kleine Werte eingestellt werden. Dispersionsfreie Strecken erleichtern darüber hinaus auch die Injektion und verringern den Strahlquerschnitt im Hochfrequenz-*Cavity*, so daß höhere Moden weniger stark oder gar nicht angeregt werden. Die KONRAD Optik wird dementsprechend mit dispersionsfreien geraden Strecken konzipiert.

2.3 Grundformen von Magneto-optiken

In der Entwicklung der verschiedenen Generationen von Synchrotronstrahlungsquellen haben sich spezielle Anordnungen der Magnete als besonders geeignet erwiesen. Charakteristische Kriterien zur Beurteilung dieser Grundtypen sind:

- Platzbedarf,
- Magnetanzahl,

- minimal mögliche Emittanz,
- dispersionsfreie gerade Strecken.

Die minimal mögliche Emittanz läßt sich allgemein als:

$$\varepsilon_{min} = C_q \gamma^2 \frac{\Phi^3}{J_x} F \quad (2.18)$$

schreiben, wobei Φ der Biegewinkel pro Dipolmagnet und F ein Formfaktor ist, der vom Typ der betrachteten Optik abhängt. Die natürliche Emittanz wächst quadratisch mit der Elektronenenergie und sogar kubisch mit dem Dipolbiegewinkel. Kann dieser frei gewählt werden, läßt sich die Emittanz durch eine Reduzierung des Biegewinkels erheblich verkleinern. Mit der erhöhten Anzahl von Dipolmagneten wächst allerdings der Ringumfang, wenn die Struktur der Einheitszelle beibehalten werden soll. Eine kompaktere Struktur läßt sich durch Reduzierung von Driftlängen in der verwendeten Magnetstruktur (abgesehen von den geraden Strecken, da deren Länge an die zum Einbau vorgesehenen *Insertion Devices* angepaßt ist) oder durch einen grundsätzlich anderen Typ von Magnetoptiken realisieren. In beiden Fällen erhöht sich in der Regel die Emittanz: im ersten Fall, weil die optimalen optischen Funktionen nicht mehr eingestellt werden können oder sehr ungünstige Eigenschaften der Magnetoptik bewirken, und im zweiten Fall, weil die kompakteren Magnetoptiken größere Formfaktoren haben.

Zur Beurteilung der verschiedenen Grundformen wird hier bei festgehaltenem Biegewinkel Φ und damit konstanter Anzahl von Dipolmagneten der Formfaktor F herangezogen. Bevor die verschiedenen Grundtypen im einzelnen betrachtet werden, soll noch die theoretische Minimumemittanz einer Magnetoptik angegeben werden. Bei den im folgenden vorgestellten Magnetstrukturen wird die Emittanzoptimierung durch bestimmte Randbedingungen an die Dispersionsfunktion oder durch mangelnde Möglichkeit der Einstellung optimaler optischer Funktionen eingeschränkt. Verzichtet man auf jegliche Randbedingung und verfügt man über ausreichende Möglichkeiten zur Einstellung der optischen Funktionen, so ergibt sich bei Verwendung von reinen (*Separated Function*) Dipolmagneten für den minimalen Formfaktor:

$$F^{SD} = \frac{1}{12\sqrt{15}} \quad (2.19)$$

(SD=*Single Dipole*). Aufgrund der hohen Anzahl von Quadrupolmagneten, die zur Einstellung der benötigten optischen Funktionen und zur Anpassung gerader Strecken notwendig sind, wurden noch keine Maschinen auf der Basis einer solchen Optik gebaut.

FODO: Der einfachste Grundtyp ist die sogenannte FODO-Optik (F=fokussierend, O=nicht fokussierend, D=defokussierend, O=nicht fokussierend). Einheitszellen einfacher FODO-Optiken bestehen aus zwei Dipolen (nichtfokussierend) sowie einem fokussierenden und einem defokussierenden Quadrupolmagneten. Diese FODO-Optiken bieten den meisten Platz für Dipolmagnete und sind sehr kompakt, so daß sich kleine Betastronfunktionen einstellen lassen. Der Formfaktor dieser einfachen FODO-Strukturen ist

vom Längenverhältnis der Gesamtzelle zur Dipollänge l_g/l_d abhängig [25]:

$$F^{FODO} \approx \frac{5}{4} \frac{l_g}{l_d}. \quad (2.20)$$

Selbst im Grenzfall $l_g/l_d \rightarrow 1.0$ ergibt sich für den Formfaktor der relativ große Wert von $F = 5/4 = 1.25$. Ein zusätzlicher Nachteil diese einfachen FODO-Optiken ist, daß kein Platz für den Einbau von *Insertion Devices* vorhanden ist. Reine FODO-Optiken finden vor allem in Beschleuniger-Synchrotrons Anwendung, wo die transversale Strahlendimension nur eine untergeordnete Rolle spielt und sich die kompakte Bauweise bezahlt macht.

Durch eine spezielle Magnetanordnung lassen sich aber auch mit etwas modifizierten FODO-Strukturen Speicherringe niedriger Emittanz konstruieren. Solche Ringe bestehen aus langen, achromatischen Bögen aus dichten gepackten FODO-Zellen und dispersiv angepaßten ($\eta = 0$) geraden Strecken und haben in der Regel eine niedrige Symmetrie. Eine geringe Emittanz läßt sich trotz des ungünstigen Formfaktors aufgrund der kleinen Dipolbiegewinkel erreichen. Ein Beispiel ist der Elektronenspeicherring [26] der Duke-Universität in Durham/USA.

Ist der Einsatz mehrerer *Insertion Devices* geplant, sollten von vornherein dispersionsfreie Strecken zur Verfügung stehen. Derartige achromatische Optiken werden mit den sogenannten Triplett Fokussing Achromat (TFA), Double Bend Achromat (DBA), Triple Bend Achromat (TBA) oder Multiple Bend Achromat (MBA) Strukturen realisiert.

TFA: TFA-Strukturen bestehen aus zwei Dipolen und drei Quadrupolen in der dispersiven Strecke zwischen den beiden Dipolen, dem Achromaten. In den geraden Strecken wird auf zusätzliche Quadrupole verzichtet, so daß sich zwar sehr kompakte, aber wenig variable Optiken realisieren lassen. Der minimale Formfaktor, der mit TFA-Strukturen erreicht werden kann, beträgt [27, S.412]:

$$F^{TFA} = \left(\frac{1}{15} + \frac{l_0}{3l_d} + \frac{4}{9} \frac{l_0^2}{l_d^2} \right)^{1/2}, \quad (2.21)$$

wobei l_0 die halbe Länge der geraden Strecke und l_d die Dipollänge ist. Setzt man z.B. $l_0 = 3$ m und $l_d = 1$ m, so ergibt sich mit $F \approx 2.25$ ein Emittanzformfaktor, der deutlich über denen anderer Optik-Strukturen liegt.

DBA: Wesentlich günstigere Eigenschaften haben dagegen *Double Bend Achromat* oder *Chashman-Green* Optiken. DBA-Strukturen bestehen aus zwei Dipolen, einem oder mehreren Quadrupolen im Achromaten und je einem Quadrupoldoublett oder -triplett zu beiden Seiten des Achromaten. Sie zeichnen sich sowohl durch hohe Variabilität als auch durch niedrige minimale Emittanz aus. Der minimale Formfaktor beträgt

$$F^{DBA} = \frac{1}{4\sqrt{15}}. \quad (2.22)$$

TBA: Ähnliche optische Eigenschaften haben *Triple Bend Achromat* Optiken. Der Achromat erstreckt sich bei den TBA-Strukturen über drei Dipole. Dadurch steht zwar

weniger gerade Strecke pro Dipol zur Verfügung als bei DBA-Optiken, dafür läßt sich der Speicherring aber noch kompakter konstruieren. Als minimale Emittanz einer TBA-Struktur wird oft

$$\varepsilon_{min}^{TBA} = \frac{2}{3} \varepsilon_{min}^{DBA} + \frac{1}{3} \varepsilon_{min}^{SD} = \frac{7}{9} \varepsilon_{min}^{DBA} \quad \longrightarrow \quad F^{TBA} = \frac{7}{36\sqrt{15}} \quad (2.23)$$

angegeben, wobei aber nicht beachtet wird, daß die Funktion \mathcal{H} (Gleichung 2.14) zwischen den Dipolmagneten eine Erhaltungsgröße ist und somit die optischen Funktionen im mittleren Magneten nicht unabhängig von denen in den äußeren sind. Für eine isomagnetische TBA-Optik (mit gleichlangen und -starken Dipolmagneten) sind die zum Minimalwert des jeweiligen Emittanzbeitrages von Gleichung 2.23 gehörigen Twissparameter nicht gleichzeitig in den äußeren und im mittleren Dipol einstellbar. Die in Gleichung 2.23 angegebene Minimalemittanz läßt sich nur erreichen, wenn der mittlere Dipol um $3^{1/3}$ länger als die äußeren ist [28].

Ein analytischer Ausdruck für die minimale Emittanz der isomagnetischen TBA-Optik mit gleicher Anzahl von Dipolmagneten konnte bisher aufgrund der durch die notwendige Anpassung der optischen Funktionen sehr komplizierten Optimierung nicht angegeben werden. Unter der Annahme verschiedener Näherungen wurden Minimalwerte, leicht über denen der DBA-Strukturen, ermittelt [29], so daß im Hinblick auf die minimale Emittanz DBA- und TBA-Optiken bei festgehaltener Dipolanzahl als etwa gleichwertig anzusehen sind: $F^{TBA} \approx F^{DBA}$.

MBA: In Fortsetzung des DBA- und TBA-Konzeptes können weitere Dipole im achromatischen Bogen plaziert werden [30]. Die Emittanzbeiträge dieser Magnete sind kleiner als die der Randdipole, so daß sich die Emittanz weiter senken läßt. Da die Anzahl der geraden Strecken pro Dipol immer weiter sinkt, werden solche Strukturen für Speicherringe mit wenigen, sehr langen geraden Strecken eingesetzt, oft um einen Speicherring-FEL zu betreiben.

Zur Emittanzminimierung achromatischer Optiken ist ein ergänzender Hinweis notwendig. Dispersionsfreie gerade Strecken werden in der Regel gefordert, damit die Energiebreite nicht zu den transversalen Strahldimensionen beiträgt: $\sigma^2 = \beta \varepsilon + \eta^2 \sigma_E^2$ bzw. $\sigma'^2 = \gamma \varepsilon + \eta'^2 \sigma_E^2$ (vgl. Gleichung 2.12). In die Strahldimension geht aber auch die Emittanz ein. Sie kann bei den betrachteten, ursprünglich achromatischen Optiktypen (DBA, TBA) in der Regel durch eine moderate positive (horizontale) Dispersion in den geraden Strecken gesenkt werden. Überwiegt die Verkleinerung von $\beta_x \varepsilon_x$ die Vergrößerung von $\eta_x^2 \sigma_E^2$, so reduziert sich der horizontale Strahlquerschnitt. Der vertikale Strahlquerschnitt und die Strahldivergenzen reduzieren sich in jedem Fall mit der Emittanz, da die Energiebreite wegen $\eta'_x = \eta_y = \eta'_y = 0$ keinen Beitrag liefert. Abhängig von Energiebreite und Betafunktion in der geraden Strecke gibt es einen bestimmten Dispersions- und damit Emittanzwert, bei dem das Produkt $\sigma_x \sigma_{x'} \sigma_y \sigma_{y'}$ in der geraden Strecke minimal und damit die Brillanz maximal wird. Im ursprünglichen Achromaten sinken die transversalen Strahldimensionen noch stärker: zum einen durch die gesunkene Emittanz und zum anderen durch die Verkleinerung der Dispersionsfunktion, die mit ihrer Anhebung in den

geraden Strecken einhergeht.

Bei der Mehrzahl der Synchrotronstrahlungsquellen mit DBA- und TBA-Struktur wird allerdings auf eine derartige Reduzierung der Strahldimension verzichtet. Folgende Gründe sprechen gegen dispersive gerade Strecken:

- Starke *Insertion Devices* z.B. Wellenlängenschieber können in dispersiven Strecken erheblichen Einfluß auf die Emittanz haben. Die Emittanz mit *Insertion Devices* kann dann deutlich größer sein als im Fall dispersionsfreier Einbaustrecken.
- Auch die ursprünglich harmonischen Sextupole wirken chromatisch. Dieses ist zwar kein prinzipielles Problem, Optimierungen der dynamischen Apertur bzw. der Lebensdauer sind aber deutlich komplizierter.

Für KONRAD werden die geraden Strecken deshalb weiterhin dispersionsfrei geplant. Die beschriebene Option der Emittanzreduzierung kann an der stabil laufenden Maschine durch geringe Modifikation der Quadrupolstärken nachträglich eingestellt und genauer untersucht werden.

Für KONRAD wurden im Hinblick auf eine niedrige Emittanz bei dispersionsfreien geraden Strecken, die lang genug für die Aufnahme von *Insertion Devices* sind, DBA- und TBA-Strukturen untersucht. Als Grundform bietet sich bei kleinen Speicherringen eine sogenannte *Racetrack*-Form (Bezug nehmend auf die ovale Form einer Pferderennbahn) an, bei der zwei gerade Strecken durch achromatische, eventuell mehrzellige Bögen verbunden sind. Da die Größe eines Speicherringes maßgeblich durch den Typ der Magneto-optik bestimmt ist, wurden hierzu eine Vielzahl von Magnetanordnungen untersucht und Simulationsrechnungen zu diesen durchgeführt. Um den Speicherring möglichst klein zu halten, sollte der Biegewinkel pro Dipol so groß wie möglich sein. Andererseits haben Dipolmagnete mit großen Biegewinkeln, infolge von Randfeldeffekten, stärkere nichtlineare Einflüsse auf die Optik, die sich negativ auf die dynamische Apertur und damit auf die Strahllebensdauer auswirken können. Für KONRAD wurden Optiken mit zwei geraden Strecken untersucht, speziell zweizellige TBA-Strukturen (6 Dipolmagnete mit je $\Phi = 60^\circ$) und vierzellige DBA-Strukturen (8 Dipolmagnete mit je $\Phi = 45^\circ$). Da die untersuchten DBA-Strukturen keine deutlich günstigeren optischen Eigenschaften oder größere Variabilität zeigen, wurde als Grundstruktur für den Speicherring die kompaktere (weniger Dipolmagnete, kleinerer Umfang) und somit kostengünstigere TBA-Struktur gewählt.

2.4 Die KONRAD Magneto-optik

Die auf einer TBA-Struktur basierende *Racetrack*-Magneto-optik besteht aus zwei achromatischen Segmenten mit je drei 60° Rechteckmagneten, zwei Quadrupolen zur Steuerung der Dispersion und vier Sextupolen zur chromatischen Korrektur. Die Achromaten sind durch zwei geraden Strecken mit je einem Quadrupoltriplett am Anfang und am

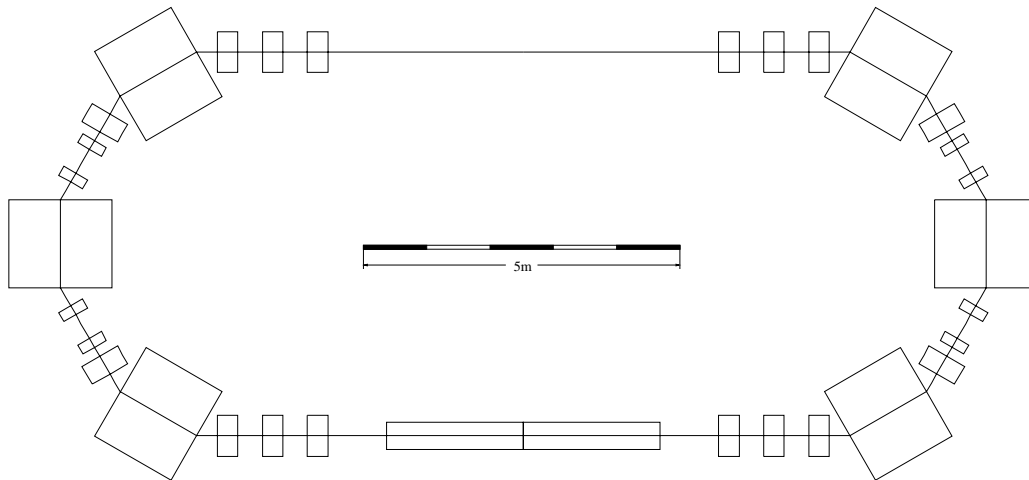


Abbildung 2.1: KONRAD: Magneto-optik mit einem *Insertion Device*.

Ende verbunden. Während eine der beiden geraden Strecken für die Injektionselemente und das Hochfrequenz(HF)-Beschleunigungs-*Cavity* reserviert ist, steht die zweite zum Einbau eines *Insertion Devices* zur Verfügung. Abbildung 2.1 zeigt die generelle Magnetstruktur von KONRAD mit Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten sowie einem *Insertion Device*. Abbildung 2.2 enthält die detaillierte longitudinale Magnetanordnung einer halben Einheitszelle von der Mitte der geraden Strecke bis zur Achromatmitte im zweiten Dipol mit Längenangaben der dazwischenliegenden Driftstrecken. In Tabelle 2.1 ist die Anzahl der in KONRAD verwendeten Magnete und Magnetfamilien (in Reihe geschaltete Magnete mit gleicher Stromversorgung) sowie deren Maximalstärken aufgeführt.

Dipolmagnete: Die Dipole eines Speicherringes sorgen mit ihren starken vertikalen Magnetfeldern für die horizontale Ablenkung der Elektronen auf eine geschlossene Bahn, die Sollbahn genannt wird. Gemäß ihrer Form unterscheidet man Rechteck- und Sektor-

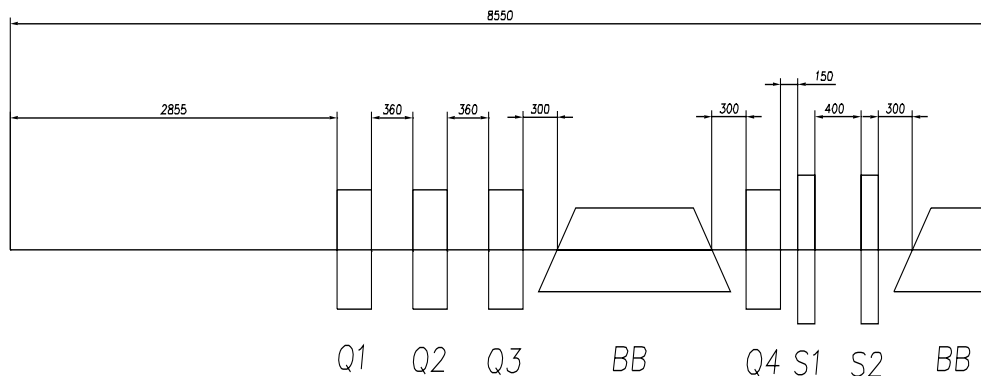


Abbildung 2.2: KONRAD: Magnetanordnung und -benennung über eine halbe Einheitszelle.

Multipol	N_M	N_F	maximale Multipolstärke
Dipol	6	1	$B_0 = 1.55 \text{ T}$
Quadrupole	16	4/7	$dB_y/dx = 10.7 \text{ T/m}$
Sextupole	8	2	$d^2B_y/dx^2 = 150.0 \text{ T/m}^{-2}$

Tabelle 2.1: KONRAD: Anzahl der verwendeten Magnete N_M und Magnetfamilien N_F sowie deren maximale Multipolstärken $d^n B_y/dx^n$.

magnete. Beim reinen Sektormagneten sind die Stirnflächen um den Biege Winkel gegeneinander gekippt, so daß die Elektronen jeweils senkrecht zur Polschuhfläche in den bzw. aus dem Magneten fliegen. Beim Rechteckmagneten verlaufen die Stirnflächen parallel und sind um den halben Biege Winkel gegen die Elektronenbahn geneigt.

Als Hauptdipole werden für KONRAD Rechteck-Eisenmagnete mit einer Länge von $l_D = 1.35 \text{ m}$ und einem Biegeradius von $\rho = 1.289 \text{ m}$ verwendet. Grundsätzlich werden alle Ringmagnete aus laminierten Eisenblechen aufgebaut, um störende Wirbelströme während des *Rampens* zu vermeiden. Als Magnetlänge wird hier jeweils die zum sogenannten *Hard Edge* Modell gehörige (longitudinale) Bahn-Länge im Magneten angegeben, bei dem an den Magnetenden ein instantaner Abfall der Multipolstärke von ihren Maximal- bzw. Sollwert auf null angenommen wird. Bei der Maximalenergie von 600 MeV entspricht dieser Biegeradius einer magnetischen Feldstärke von $B_0 \approx 1.55 \text{ T}$, die sich mit Eisenmagneten bei noch tolerablen Sättigungsverlusten erzielen läßt (siehe Kapitel 8). Der Verwendung von Rechteck- gegenüber Sektormagneten wurde der Vorzug gegeben. Gründe sind zum einen die einfachere Herstellung und damit niedrigere Kosten und zum anderen die mit Rechteckmagneten verbundene Kantenfokussierung, die sich günstig auf die Einstellbarkeit der optischen Funktionen auswirkt. Nachteil großer Kantenwinkel ist allerdings, daß die Randfelder mit größeren Ablagen passiert werden und damit der Einfluß höherer Multipolkomponenten steigt. Trackingrechnungen mit theoretischen 3D-Feldern zeigten keine starke nichtlineare Wirkung der Magnetkanten. Liegt ein detailliertes 3D-Design der Dipolmagnete vor, sollte dieser sensible Punkt verifiziert werden.

Anstelle von Eisenmagneten wäre auch der Einsatz von supraleitenden Dipolmagneten denkbar. Aufgrund höherer Feldstärken könnten die Dipole kürzer sein und der Speicherring damit noch kompakter werden. Das Synchrotronstrahlungsspektrum der Dipole würde sich zu höheren Energien verschieben. Die Erzeugung höherenergetischerer Spektren ist aber für die Radiometrie von Nachteil, da im ursprünglich angestrebten UV/VUV-Spektralbereich der Fluß sinkt und die zusätzliche härtere Strahlung als Untergrund die Messungen stört. Ein Absenken der Elektronenenergie zum "Zurückschieben" des Spektralbereiches ist unattraktiv, da zum einen der Photonenfluß sinkt und sich zum anderen

die Lebensdauer des Elektronenstrahls verringert. Ein zusätzlicher Aspekt ist, daß die zu verwendenden Bauteile sowohl kostengünstig und robust als auch betriebssicher und einfach zu bedienen sein sollen. Konventionelle Eisenmagnete sind für diesen Zweck deutlich besser geeignet.

Um eventuell weniger Quadrupolmagnete zu verwenden, könnte man das Feld der Dipolmagnete zusätzlich mit einem vertikal fokussierenden Gradienten versehen (*Combined Function Magnet*). Dem gegenüber steht eine gewisse Einschränkung der Variabilität der Optik, da das festgelegte Verhältnis zwischen Dipol- und Quadrupolstärke nicht mehr verändert werden kann. Ein viel schwerwiegenderer Grund, keine *Combined Function* Magnete zu verwenden, resultiert aus den Erfordernissen der Radiometrie: um die Photonenenergie mit großer Sicherheit zu bestimmen, muß die Stärke des Magnetfeldes sehr genau bekannt sein, transversale Änderungen sind deshalb möglichst gering zu halten. Ein Gradient in der Feldstärke kommt daher für die KONRAD Dipolmagnete nicht in Frage.

Im Zusammenhang mit der Emittanzoptimierung käme auch der Einsatz unterschiedlich langer Dipolmagnete in Frage (siehe Abschnitt 2.3). Die damit gewonnene Emittanzverkleinerung rechtfertigt aber nicht den Mehraufwand bei der Herstellung der Dipolmagnete, zumal bei KONRAD wie erwähnt die Emittanz nicht mit allen Mitteln minimiert werden soll. Darüber hinaus wären zur Einstellung der minimalen Emittanz zwei zusätzliche Quadrupole pro Achromat notwendig, so daß sich der Umfang des Speicherringes vergrößern würde.

Quadrupolmagnete: Um die gespeicherten Elektronen stabil umlaufen lassen zu können, ist eine Fokussierung mit Hilfe von Quadrupolmagneten notwendig. Die spezielle Anordnung und Auslegung der Quadrupolmagnete bestimmt wesentlich die Betafunktionen (siehe Gleichung 2.4). Die für KONRAD verwendeten Quadrupolmagneten haben alle die gleiche (*Hard-Edge*) Länge von $l_Q = 0.3$ m und Quadrupolstärken bis $k_{max} = 5.4 \text{ m}^{-2}$. Der Quadrupol *Q4* (siehe Abbildung 2.2) wird benötigt, um die Dispersion außerhalb des Achromaten auf null zu bringen. Seine Stärke ist nur von den Parametern des Achromaten (Dipolkante, Driftlängen) abhängig und sollte bei nachfolgenden Optimierungen nicht mehr verändert werden. Die exakte Einstellung des horizontalen und vertikalen Arbeitspunktes geschieht durch das Quadrupoltriplett außerhalb des Achromaten in den geraden Strecken. Prinzipiell wäre es möglich, auf den dritten Quadrupol zu verzichten. Nachteil wäre dann aber, daß bei festgelegtem Arbeitspunkt und dispersionsfreien geraden Strecken kein Quadrupol mehr zur Optimierung der Betafunktionen an bestimmten Positionen zur Verfügung stünde (z.B. zur Emittanzoptimierung oder zur Schaffung günstiger Injektionsbedingungen). In Simulationen zu verschiedenen Quadrupolschemata hat sich der Einsatz eines Triplets als sehr günstig erwiesen. Der Mehraufwand erscheint daher sehr lohnenswert.

Sextupolmagnete: Um auch impulsabweichende Elektronen speichern zu können, ist eine chromatische Korrektur der Magnetoptik notwendig. Verzichtet man auf diese Kor-

rektur, lassen sich nur deutlich geringere Lebensdauern als im korrigierten Fall erreichen. Insbesondere bleibt ein wichtiger Instabilitätsmechanismus, die *Head Tail* Instabilität, ungedämpft, so daß die maximal speicherbaren Ströme klein bleiben. So hat man sich z.B. am japanischen Speicherring NIJ-IV [31] für den nachträglichen Einbau von Sextupolmagneten entschieden, da die maximal speicherbaren Ströme durch die *Head Tail* Instabilität limitiert wurden [32].

Für KONRAD werden pro Achromat vier Sextupolmagnete mit einer Länge von $l_S = 0.15$ m und integrierten Sextupolstärken von etwa $m l_S \approx 11 \text{ m}^{-2}$ eingesetzt, um die transversalen Chromatizitäten auf null oder kleine positive Werte zu korrigieren. Prinzipiell wären dazu nur zwei starke Sextupole im gesamten Ring notwendig. Die Sextupole bestimmen aber durch ihren nichtlinearen Einfluß auf die Elektronenbewegung die dynamische Apertur und damit die Strahllebensdauer. Allgemein gilt, daß die Verwendung vieler, schwacher Sextupole zu einer größeren dynamischen Apertur führt als die weniger, starker Sextupole. Außerdem lassen sich wenige oder nur zwei Sextupole i.allg. nicht einbauen, ohne die Symmetrie der Optik zu brechen, was sich ebenfalls nachteilig auf die dynamische Apertur auswirkt. Das hier verwendete Sextupolschema stellt die einfachste Anordnung dar, bei der die Symmetrie des Speicherringes nicht gebrochen wird. Auf den Einsatz harmonischer Sextupole kann bei KONRAD verzichtet werden, da die dynamische Apertur selbst mit einem stark nichtlinearen *Insertion Device* noch ausreichend groß ist (siehe Abschnitt 2.8 und 2.9).

2.5 Parameter und Eigenschaften der linearen Magneto-optik

Die hier vorgestellte KONRAD Optik und die aus ihr resultierenden Maschinenparameter sind das Ergebnis umfangreicher Optimierungen. Im wesentlichen waren dabei folgende Anforderungen durch Anpassung der Parameter der Magneto-optik zu erfüllen:

- geringe Strahldimensionen (Querschnitt und Divergenz) zur Erzeugung brillanter Synchrotronstrahlung,
- hohe Strahllebensdauern, d.h. eine ausreichend große dynamische Apertur als Grundvoraussetzung und optimale Verhältnisse für die lebensdauerbegrenzenden Effekte:
 - Quantenanregung,
 - Touschekeffekt,
 - Restgasstreuung,
- Schaffung geeigneter Injektionsbedingungen.

Die aufgeführten Punkte führen zu teilweise entgegengesetzten Anforderungen an die lineare Optik, so daß die hier vorgestellte KONRAD Magneto-optik einen Kompromiß der verschiedenen Anforderungen an die optischen Funktionen und Speicherringparameter

Magnetstruktur	<i>Triple Bend Achromat - Racetrack</i>
Energiebereich E / MeV	200 - 600
Umfang C / m	34.2
Dipol-Biegeradius ρ / m	1.289
Arbeitspunkt Q_x/Q_y	2.86/1.20
max. Betafunktion $\hat{\beta}_x/\hat{\beta}_y$ / m	19.5/7.6
max. Dispersion $\hat{\eta}_x$ / m	1.10
<i>Momentum Compaction</i> -Faktor α_c	0.0474
nat.Chromatizität ξ_u/Q_u	-1.95/-3.52
hor. Dämpfungskonstante J_x	1.1
long. Dämpfungskonstante J_s	1.9

Tabelle 2.2: KONRAD: Energieunabhängige optische Parameter.

darstellt.

In Tabelle 2.2 sind die energieunabhängigen Hauptparameter von KONRAD (ohne ein *Insertion Device*) aufgeführt. Die energieabhängigen Parameter sind jeweils für $E = 200$ MeV und $E = 600$ MeV in Tabelle 2.3 dargestellt, wobei zusätzlich noch die spezielle Energieabhängigkeit aufgelistet ist. Abbildung 2.3 zeigt die optischen Funktionen β_x , β_y und die Dispersion η_x über einer Einheitszelle. Anhang A enthält die detaillierte

	200 MeV	600 MeV	$f = f(E)$
magn. Flußdichte B im Dipol / T	0.52	1.56	$\sim E$
kritische Energie ε_c / eV	13.8	373.5	$\sim E^3$
nat. Emittanz ε_{nat} / nrad m	7.5	67.3	$\sim E^2$
nat. rel. Energiebreite σ_E / ‰	0.16	0.47	$\sim E$
Dämpfungszeiten $\tau_x/\tau_y/\tau_s$ / ms	377/415/219	14/15/8	$\sim E^{-3}$
Energieverlust pro Umlauf U_0 / eV	110	8898	$\sim E^4$

Tabelle 2.3: KONRAD: Energieabhängige optische Parameter.

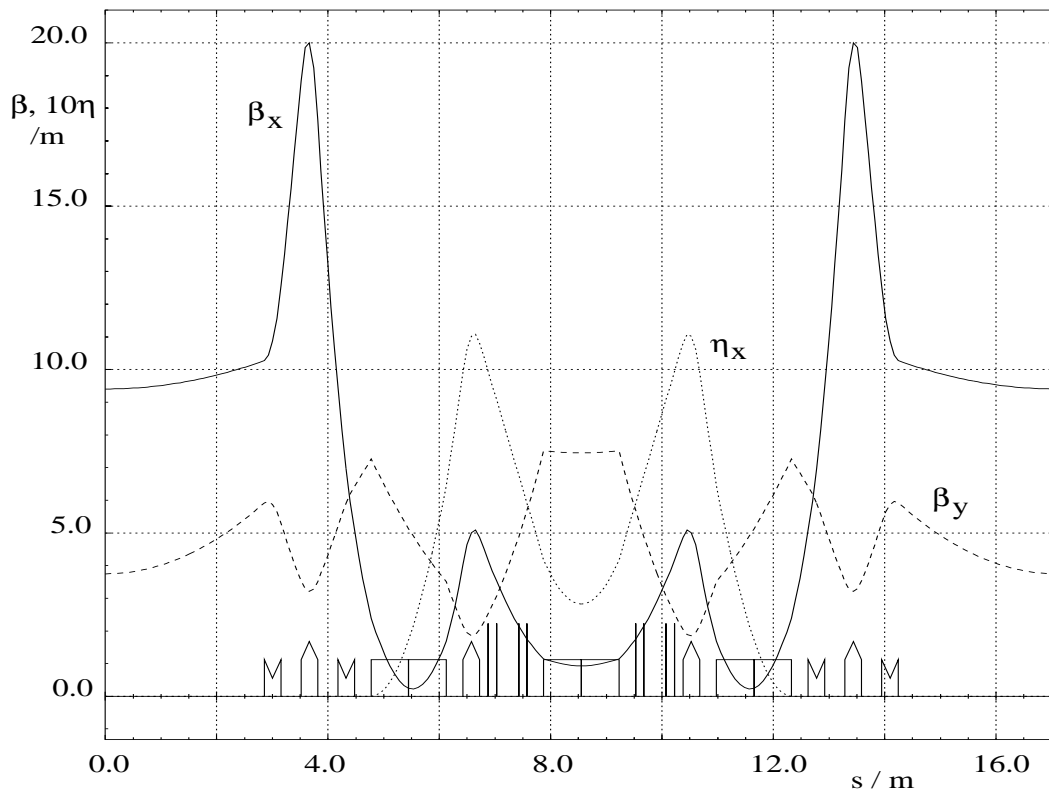


Abbildung 2.3: KONRAD: optische Funktionen und horizontale Dispersion über der Einheitszelle.

Beschreibung der KONRAD Magneto-optik in MAD-Notation.

Für die Rechnungen und Simulationen wurden neben eigenen Programmen hauptsächlich die Optik-Programme MAD [33], LATTICE [34] und BETA [35] verwendet.

Transversale Strahldimensionen: Querschnitt und Divergenz des Photonenstrahls und damit auch des Elektronenstrahls sollten möglichst klein sein. Nach Gleichung 2.12 ist eine kleine Emittanz Grundvoraussetzung dafür. Die natürliche Emittanz ist gemäß Gleichung 2.14 von der \mathcal{H} -Funktion und damit von den optischen Funktionen (Twissparameter und Dispersion) abhängig. Niedrige Werte der Twissparameter und der Dispersion in den Dipolen führen demnach zu kleinen Emittanzen.

Die Minima der horizontalen Betafunktion liegen wie häufig bei Speicherringen mit niedriger Emittanz in den Dipolen. Mit Hilfe des Quadrupoltriplets $Q1-Q3$ in den geraden Strecken kann dieses Minimum in den äußeren Dipolen verschoben werden, um die \mathcal{H} -Funktion zu minimieren. Zusätzlich kann auch die Größe der Betafunktion im mittleren Dipol auf einen für die Emittanz günstigen Wert gebracht werden. Spezielle Werte der Dispersion können aufgrund der achromatischen Optik nicht eingestellt werden: in den äußeren Dipolen ist das Anwachsen der Dispersionsfunktion nur von den festen Werten der Dipollänge und des Biegeradius abhängig. Um den Maximalwert der Dispersion möglichst klein zu halten, wird der Achromat-Quadrupol $Q4$ so nah wie möglich an

den äußeren Dipol plaziert. Seine Stärke muß so eingestellt werden, daß die Dispersion außerhalb des Achromaten verschwindet. Die Dispersion im mittleren Dipol liegt damit fest und kann nicht zur Minimierung der Emittanz hinzugezogen werden.

Zur Beurteilung der natürlichen Emittanz von KONRAD soll diese mit der minimal erreichbaren Emittanz verglichen werden. Setzt man bei gleicher Anzahl von Dipolmagneten in grober Näherung $\varepsilon_{min}^{TBA} \approx \varepsilon_{min}^{DBA}$, so ergibt sich ein relativ kleines Verhältnis von $F = \varepsilon/\varepsilon_{min} \approx 1.6$, das unter dem der meisten anderen Synchrotronstrahlungsquellen liegt. Erfahrungsgemäß haben Magnetoptiken, deren natürliche Emittanz nah am theoretischen Minimum liegt, ungünstige optische Eigenschaften:

- (betragsmäßig) hohe natürliche Chromatizität: damit müssen die zur Chromatizitätskorrektur notwendigen Sextupole sehr stark sein, was zu kleinerer dynamischer Apertur führt.
- geringe Freiheit bei der Einstellung bestimmter Werte der Betafunktionen oder bei der Wahl des Arbeitspunktes, wobei sich insbesondere letzteres wiederum negativ auf die Größe der dynamischen Apertur auswirkt.

Bei der KONRAD Optik konnten derartig nachteilige Effekte nicht beobachtet werden. Die natürliche Chromatizität ist nicht größer als bei vergleichbaren Optiken und die dynamische Apertur hat auch mit einem starken *Insertion Device* noch ausreichende Größe (siehe Abschnitt 2.8 und 2.9). Dieser Aspekt wird am Ende dieses Abschnittes beim Vergleich der optischen Eigenschaften KONRADs mit denen anderer Speicherringe nochmals aufgegriffen.

Neben der Emittanz bestimmt nach Gleichung 2.12 vor allem die Betafunktion die transversalen Strahldimensionen. In dispersiven Strecken resultiert darüber hinaus ein weiterer wesentlicher Beitrag zu den horizontalen Strahldimensionen aus der endlichen Energiebreite des Elektronenstrahls. Für die vertikale Strahlgröße ist der Effekt der Energiebreite aufgrund der bis auf Störeffekte nicht vorhandenen vertikalen Dispersion vernachlässigbar. In Tabelle 2.4 sind Betafunktionen und Strahlquerschnitte (nach Gleichung 2.12 unter Verwendung der lokalen Dispersion) an ausgewählten Positionen der Optik aufgeführt. Um die vertikalen Strahldimensionen angeben zu können, muß nach Gleichung 2.13 ein Wert für die Stärke der Kopplung κ zwischen den transversalen Ebenen abgeschätzt werden, der die Berechnung der transversalen Emittanzen aus der natürlichen ermöglicht. Infolge von Magnetfehlern (Feld- und Aufstellungsfehlern) stellt sich in jeder Optik eine "natürliche" Kopplung, bei kleinen Speicherringen im Bereich weniger Prozent, ein. Sie kann durch den Einsatz einiger schwacher *Skew-Quadrupolmagnete* angepaßt werden.

Die in Tabelle 2.4 angegebenen Werte gelten, insbesondere bei kleinen Energien, nur für niedrige Ströme. Zum einen vergrößert sich die Emittanz bei höheren Strömen infolge von Streuprozessen zwischen den Elektronen, dem sogenannten *Intra Beam Scattering*. Zum anderen steigt mit wachsenden Strömen auch die Energiebreite aufgrund

	200 MeV	600 MeV
angenommene Emittanz-Kopplung κ / %	5	
transversale Emittanzen $\varepsilon_x/\varepsilon_y$ / nrad m	7.1 / 0.36	64.1 / 3.2
relative Energiebreite σ_E / ‰	0.16	0.47
Strahlgrößen: Mitte äußerer Dipol: $\beta_x = 0.3$ m, $\beta_y = 5.1$ m, $\eta_x = 0.17$ m, $\eta'_x = 0.50$ rad		
transversale Strahlbreiten σ_x/σ_y / μm	51 / 43	154 / 128
transversale Strahldivergenz $\sigma_{x'}/\sigma_{y'}$ / μrad	191 / 14	572 / 43
Strahlgrößen: Mitte mittlerer Dipol: $\beta_x = 1.0$ m, $\beta_y = 7.5$ m, $\eta_x = 0.28$ m, $\eta'_x = 0.0$ rad		
transversale Strahlbreiten σ_x/σ_y / μm	96 / 52	288 / 155
transversale Strahldivergenz $\sigma_{x'}/\sigma_{y'}$ / μrad	84 / 7	251 / 21
Strahlgrößen: Mitte gerade Strecke: $\beta_x = 9.0$ m, $\beta_y = 3.7$ m, $\eta_x = 0.0$ m, $\eta'_x = 0.0$ rad		
transversale Strahlbreiten σ_x/σ_y / μm	255 / 36	763 / 109
transversale Strahldivergenz $\sigma_{x'}/\sigma_{y'}$ / μrad	28 / 10	84 / 29

Tabelle 2.4: KONRAD: Betafunktionen und Strahlquerschnitte an ausgewählten Ringpositionen.

eines longitudinalen Instabilitätsmechanismus, der sogenannten Mikrowellen-Instabilität oder Turbulenten Bunchverlängerung, so daß der dispersive Beitrag zu den horizontalen Strahldimensionen größer wird (siehe Kapitel 4).

Lebensdauer: Die Lebensdauer des gespeicherten Elektronenstrahls wird durch Teilchenverluste bestimmt, hauptsächlich infolge von Streuprozessen, seltener aber auch Strahlungsprozessen. Je nach der Natur des Prozesses kommt es zu einer Ablenkung der Teilchenbahn (Kick) oder zu einer Änderung der Energie der prozeßbeteiligten Teilchen. Die Höhe der nach einem Kick angeregten Betatronsoschwingung ist von der Betafunktion abhängig. Die maximal mögliche Amplitude der Betatronsoschwingung wird durch die Apertur A^\perp der Maschine bestimmt. Diese Maschinenapertur wird entweder durch die mechanische Apertur $A_{m,x,y}^\perp = d_{x,y}/2$ der Vakuumkammer ($d_{x,y}$ Durchmesser der Vakuumkammer) oder die dynamische Apertur A_d^\perp der nichtlinearen Magneto-optik limitiert. Die Größe der dynamischen Apertur ist stark durch Wahl des Arbeitspunktes und Aus-

legung des Sextupolschemas beeinflusst. In den Abschnitten 2.6 und 2.7 wird ausführlich auf diese Punkte eingegangen. Ein Ziel der Optimierungen der Magnetoptik ist, sowohl für Teilchen mit Sollimpuls als auch für solche mit Impulsabweichungen eine dynamische Apertur zu erreichen, die die mechanische Apertur überschreitet $A_d^\perp > A_m^\perp$, so daß die Maschinenapertur durch die Vakuumkammer limitiert wird $A^\perp = A_m^\perp$. Dies soll auch nach dem Einbau eines stark nichtlinearen *Insertion Devices* gelten. Die hier vorgestellte KONRAD Optik erfüllt, auch mit einem starken *Insertion Device*, im wesentlichen diese Anforderung (siehe Abschnitt 2.8 und 2.9).

Sowohl die Maschinenapertur als auch die Betafunktion fließen in die transversale, ortsabhängige Akzeptanz $\mathcal{A}^\perp(s) = A(s)_u^\perp / \beta_u(s)$ ein. Grundvoraussetzung für hohe Strahllebensdauern sind sowohl eine hohe transversale als auch longitudinale Maschinenakzeptanz, die jeweils große Amplituden von Betatron- und Synchrotronschwingung zuläßt. Bei festgelegter Maschinenapertur ist die Betafunktion ein wichtiger transversaler Parameter zur Lebensdaueroptimierung, wobei die Maximierung der verschiedenen Lebensdauerbeiträge allerdings teilweise entgegengesetzte Anforderungen stellt. Die Coulomblebensdauer z.B., die den dominanten Beitrag zur Restgaslebensdauer liefert, und die transversale Quantenlebensdauer steigen mit den limitierenden Akzeptanzen $\mathcal{A}^\perp = A^\perp / \beta |_{min}$ an, so daß hier niedrige Betafunktionen günstig sind. Im Gegensatz dazu wirken sich niedrige Betafunktionen auf die Touschek-Lebensdauer, die proportional zum Bunchvolumen und damit zur transversalen Strahlgröße ist, ungünstig aus. Anders als die Coulomblebensdauer ist die Touschek-Lebensdauer nicht von der transversalen, sondern von der longitudinalen Maschinenakzeptanz $\mathcal{A}^\parallel = \Delta p/p |_{max}$ abhängig. Diese kann durch die Auslegung des HF-Systems oder der Magnetoptik limitiert werden. Bei einer chromatisch gut korrigierten Maschine ist die "dynamische" Impulsakzeptanz \mathcal{A}_d^\parallel in der Regel mehrere Prozent groß und stellt keine Limitierung der longitudinalen Akzeptanz dar. Bei einer solchen Maschine bestimmt die maximale horizontale Dispersion im Zusammenspiel mit der horizontalen Kammerapertur A_x^\perp die "mechanische" Impulsakzeptanz: $x_{max} = A_x^\perp = \eta_{max} \Delta p/p |_{max} \rightarrow \mathcal{A}_m^\parallel = A_x^\perp / \eta_{max}$.

Bei KONRAD erfolgte die Optimierung der Magnetoptik bzw. ihrer optischen Funktionen und Parameter hauptsächlich im Hinblick auf eine moderate Emittanz und eine große dynamische Apertur bzw. Akzeptanz. Die Betafunktionen wurden zu diesem Zweck möglichst niedrig gehalten, womit für Quanten- und Coulomblebensdauer günstige Voraussetzungen geschaffen wurden. Um auch eine hohe Touschek-Lebensdauer erreichen zu können, wurden von magnetoptischer Seite die Voraussetzungen für eine möglichst große Impulsakzeptanz geschaffen: niedrige maximale Dispersionsfunktion sowie eine Chromatizitätskorrektur, mit der auch stärker impulsabweichende Teilchen noch stabil umlaufen können.

Ausführliche Rechnungen zu den verschiedenen Lebensdauerbeiträgen in Kapitel 4 zeigen, wie sich die verschiedenen Beiträge zur Gesamtlebensdauer aufteilen. Die optimierte KONRAD Magnetoptik liefert bei geeigneter Wahl der anderen lebensdauerbestimmenden Parameter (z.B. Restgasdruck, HF-Parameter, ...) größenordnungsmäßig etwa glei-

che Lebensdauerbeiträge der relevanten Prozesse: Restgas- und Touschekstreuung. Die Touschek-Lebensdauer nimmt über dem gesamten Energiebereich die kleineren Werte an und beeinflusst die Gesamtlebensdauer am stärksten. Die berechneten Gesamtlebensdauern entsprechen der Zielsetzung und betragen bei einem Strom von $I = 100 \text{ mA}$ mindestens eine Stunde bei minimaler und etwa sieben Stunden bei maximaler Elektronenenergie.

Injektion: Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Auslegung der optischen Funktionen ist die Schaffung geeigneter Bedingungen für die Injektion. Diese soll bei KONRAD horizontal erfolgen, da hier die Akzeptanz der Vakuumkammer größer ist. Die genaue Auslegung des Injektionsschemas ist detailliert in Kapitel 6 dargestellt, hier soll lediglich der Einfluß der Betafunktion untersucht werden.

Am Injektionspunkt hat der injizierte Strahl einen Abstand x_i und einen Winkel x'_i zum Sollorbit, der von der Auslegung (Höhe, Form) der Injektionsbeule und des Injektionskanals abhängt. Abstand und Winkel bilden die Startkoordinaten der Betatronschwingung des injizierten Strahls als Ganzes. Hat die Betafunktion am Ort der Injektion s_i den Wert β_{i_x} , so transformiert sich die Ablage des injizierten Strahls zu einer beliebigen Ringposition s gemäß:

$$\begin{aligned} x(s) &= \sqrt{\varepsilon_{i_x} \beta_x(s)} \cos(\psi_x(s) + \psi_0) & \text{mit} & & (2.24) \\ \varepsilon_{i_x} &= \gamma_{i_x} x_i^2 + \alpha_{i_x} x_i x'_i + \beta_{i_x} x_i'^2, \end{aligned}$$

wobei die Betatronphase am Injektionspunkt $\psi_x(s_i) = 0.0$ ist, $\psi_0 = f(x_i, x'_i)$ durch die Startkoordinaten des injizierten Strahls bestimmt ist und ε_{i_x} einer "Ein-Teilchen-Emittanz" mit den Startkoordinaten (x_i, x'_i) entspricht. Aus Gleichung 2.24 ist ersichtlich, daß die Betatronamplitude des injizierten Strahls proportional zur Wurzel der Betafunktion ist: $x(s) \sim \sqrt{\beta_x(s)}$. Im einfachsten Fall, wenn der Injektionspunkt gleichzeitig Symmetriepunkt ist und der injizierte Strahl keinen Winkel zur Sollbahn hat, gilt: $x(s) = x_i \sqrt{\beta_x(s)/\beta_{i_x}}$. Die maximale Betatronamplitude des injizierten Strahls wird also um den Faktor $\sqrt{\beta_x(s)/\beta_{i_x}}$ gegenüber der Betatronamplitude am Injektionspunkt verstärkt. Minimale und maximale Betafunktion eines Speicherringes unterscheiden sich oft um bis zu zwei Größenordnungen, was für einen Injektionspunkt mit minimaler Betafunktion zu einem Verstärkungsfaktor von bis zu einer Größenordnung führen und jegliche Injektion unmöglich machen würde. Aus diesem Grund sollte die Betafunktion im Injektionspunkt nicht wesentlich kleiner als die maximale Betafunktion sein.

Bei KONRAD beträgt dieses Verhältnis etwa $\hat{\beta}_x/\beta_{i_x} \approx 2$, so daß der Verstärkungsfaktor etwa $\sqrt{2}$ ist ($\hat{\beta}_x$ ist die maximale horizontale Betafunktion). Obwohl mit diesem Wert gute Injektionsbedingungen realisiert werden können, wäre hier doch ein kleinerer Verstärkungsfaktor noch günstiger. Eine entsprechende Modifikation der linearen Optik hätte aber so ungünstige Auswirkungen auf Betafunktionen, Arbeitspunkt und Emittanz, daß darauf im Hinblick auf die Gesamt-Leistungsfähigkeit der Maschine verzichtet werden muß.

Speicherringanlage	E/GeV	N_S	N_Q/N_S	$\varepsilon/\text{nrad m}$	$\varepsilon/(C_q\gamma^2\Phi^3 F^{TBA})$
KSR / Japan	0.3	2	6	74.1	7.6
Euterge / NL	0.4	4	8	5.0	2.3
NIJI-IV / Japan	0.5	2	6	119.0	4.3
KONRAD	0.6	2	8	64.0	1.6
BESSY I / Berlin	0.8	4	8	55.8	6.4
Hefei / China	0.8	4	8	137.0	15.6
SRRC* Taiwan	1.3	6	8	19.4	2.8
ALS* (LBL)/ USA	1.5	12	6	3.4	2.9
Pohang LS / China	2.0	12	12	12.1	6.0
LSB* / Spanien	2.5	12	6	8.3	2.6

Tabelle 2.5: Vergleich emittanzrelevanter Parameter mit anderen TBA-Optiken [36], * = Bei diesen Optiken werden *Combined Function* Magnete verwendet.

Ein Vergleich der optischen Eigenschaften von KONRAD mit denen anderer Speicherringe zur Synchrotronstrahlungserzeugung muß die Leistungsfähigkeit der entwickelten Optik zeigen. In Tabelle 2.5 sind zunächst die wesentlichen emittanzbestimmenden optischen Parameter einiger anderer Speicherringe mit TBA-Struktur aufgeführt. Neben der Energie E ist auch die Symmetriezahl N_S (Anzahl der Einheitszellen im Ring) angegeben, aus der die Anzahl der Dipolmagnete $N_D = 3N_S$ und deren Biegewinkel $\Phi = 2\pi/N_D$ abgeleitet werden kann. Die Anzahl der Quadrupole N_Q pro Einheitszelle ist aufgeführt, um zu beurteilen, wieviel Aufwand zur Einstellung bestimmte Werte der optischen Funktionen betrieben wurde. In den letzten beiden Spalten ist die natürliche Emittanz ε und deren mit der Energie, dem Biegewinkel, der Quantenanregungskonstante und dem in Abschnitt 2.3 angenommenen Formfaktor isomagnetischer TBA-Strukturen $F^{TBA} \approx F^{DBA} = 0.065$ normierter Wert $\varepsilon_{norm} = \varepsilon/(C_q\gamma^2\Phi^3 F^{TBA}) = F/(F^{TBA} J_x)$ dargestellt. In Tabelle 2.6 sind weitere allgemeine Optikparameter der bereits in Tabelle 2.5 verwendeten TBA-Speicherringe aufgeführt. Die ersten drei Spalten enthalten den *Momentum Compaction*-Faktor α_c , den Arbeitspunkt und die arbeitspunktnormierte natürliche Chromatizität ξ_{nat}/Q . In den folgenden Spalten sind die Maximalwerte der horizontalen und vertikalen Betafunktion sowie der horizontalen Dispersion aufgeführt. Bezüglich der normierten Emittanz weist KONRAD im Vergleich zu den anderen TBA-Optiken mit etwa $\varepsilon_{norm} \approx 1.6$ den niedrigsten Wert auf, ohne daß die natürliche Chro-

Speicherring	α_c	Q_x / Q_y	$\frac{\xi_x}{Q_x} / \frac{\xi_y}{Q_y}$	β_{max_x}	β_{max_y}	η_{max}
				/ m		
KSR	0.108	2.75/1.25	-1.0/-6.1	7.0	22.9	1.04
Euterpe	0.011	5.13/2.47	-3.1/-4.5	23.8	11.1	0.49
NIJI-IV	0.090	2.30/1.28	-1.2/-4.4	10.6	22.6	0.99
KONRAD	0.048	2.82/1.26	-1.9/-3.5	20.0	8.0	1.10
BESSY I	0.017	5.55/2.25	-2.4/-3.8	16.0	15.0	1.10
Hefei	0.048	3.58/2.58	-1.7/-2.4	22.0	13.5	0.45
SRRC	0.007	7.18/4.13	-2.2/-1.8	20.0	12.0	0.62
ALS	0.002	14.28/8.20	-1.7/-3.4	12.0	23.8	0.25
Pohang LS	0.002	14.28/8.18	-1.6/-2.2	13.0	20.0	0.50
LSB	0.002	14.20/8.30	-1.7/-3.0	16.0	28.0	0.32

Tabelle 2.6: Vergleich allgemeiner Optik-Parameter mit anderen TBA-Optiken [36].

matizität oder andere optische Parameter signifikant von den Werten der anderen Maschinen abweichen. Interessant ist insbesondere der Vergleich mit den sehr ähnlichen japanischen Speicherringen KSR [37] und NIJI-IV [31], die sowohl die gleiche Symmetrie und Anzahl von Dipolmagneten haben als auch bei Energien arbeiten, die im Bereich von KONRAD liegen. Der deutliche Unterschied in der Größe der Emittanz läßt sich nach Gleichung 2.14 mit günstigeren Werten der optischen Funktionen und damit deutlich kleinerer \mathcal{H} -Funktion erklären: die horizontale Betafunktion hat in allen Dipolen näher am (Emittanz) Optimum liegende Werte und die Dispersionsfunktion im mittleren Dipolmagneten ist bei KONRAD deutlich kleiner als bei den japanischen Optiken. Untersuchungen zur Minimalemittanz von TBA-Strukturen haben gezeigt, daß der Betatronphasenvorschub $\Delta\psi_x$ zwischen dem äußeren und dem mittleren Dipolmagneten großen Einfluß auf die Emittanz der Maschine hat [29]. Bis zu einem Phasenvorschub von etwa 180° sinkt die Emittanz ab, um dann zwischen etwa $180^\circ \dots 250^\circ$ ein breites Minimum anzunehmen. Bei der KONRAD Magneto-optik beträgt dieser Phasenvorschub $\Delta\psi_x \approx 167^\circ$ und kommt damit recht nah an den Minimalbereich. Bei KSR und NIJI-IV liegt der Phasenvorschub mit $\Delta\psi_x \approx 138^\circ$ bzw. $\Delta\psi_x \approx 134^\circ$ in einem Bereich, in dem die Emittanz mit wachsendem Phasenvorschub noch stark sinkt. Daß der Phasenvorschub bzw. die horizontale Betafunktion so nah an ihrem Optimalwert

liegen kann, ohne das chromatische Verhalten der Optik sehr ungünstig zu beeinflussen, wird auf die Verwendung der Quadrupoltriplets anstelle von -doublets (wie bei den japanischen Ringen) in den geraden Strecken zurückgeführt. Diese ermöglichen eine weitgehend "entspannte" Einstellung der Optik. Die niedrigere Dispersionsfunktion im mittleren Dipolmagneten folgt hauptsächlich aus dem größeren Abstand zum Achromatquadrupol Q_4 und der mit Rechteckmagneten verbundenen Kantenfokussierung, die die Dispersion zur Achromatmitte hin wieder verkleinert.

Für Vergleiche des Arbeitspunktes und der Chromatizität von KONRAD mit anderen Maschinen sei an dieser Stelle auf die beiden folgenden Abschnitte verwiesen.

Bei den Maximalwerten der horizontalen Betafunktion liegt KONRAD im Durchschnitt. Die maximale vertikale Betafunktion ist deutlich kleiner als bei den Optiken der anderen Speicherringe. Ihr Wert bestimmt zusammen mit dem Durchmesser der Vakuumkammer die maximale vertikale Akzeptanz der Maschine. Sowohl diese limitierende Akzeptanz als auch die über den Ring gemittelte vertikale Betafunktion fließen in die Berechnung der Coulomblebensdauer, die den dominieren Beitrag zur Restgaslebensdauer liefert, ein. Da für KONRAD auch im Bereich niedriger Energien, bei denen die Restgasstreuung ihren größten Einfluß hat, noch hohe Lebensdauern gefordert sind, wurde bei den Optimierungen der Magnetoptik auf ein kleiner Wert der maximalen vertikalen Betafunktion geachtet.

Die maximale Dispersion, die unter Umständen die Impulsakzeptanz limitieren kann, ist unter den aufgeführten Anlagen die größte. Grund hierfür sind die langen Dipolmagnete. Um die Optik kompakt zu halten, müssen die Dipolmagnete große Biegewinkel haben. Aufgrund von Sättigungseffekten der Magnetisierung kann die Dipolfeldstärke aber nicht beliebig erhöht werden. Größere Biegewinkel lassen sich dann nur noch über längere Dipolmagnete realisieren. Von den vorgestellten Maschinen mit 2-fach Symmetrie (alle mit 6 Dipolmagneten) arbeitet KONRAD mit $E_{max} = 600$ MeV bei der höchsten Energie und braucht daher auch die längsten Dipolmagnete. Der Werte der Dispersionsfunktion am Ende des äußeren Dipols, der die maximale Dispersion wesentlich mitbestimmt, ist aber bei achromatischen Optiken proportional zur Dipollänge. Trotz der längeren Dipolmagnete unterscheidet sich die maximale Dispersion aber nur um etwa 10% vom Wert der japanischen Maschinen.

Sollte die angestrebte Gesamtlebensdauer aufgrund einer zu kleinen mechanischen Impulsakzeptanz $\mathcal{A}_m^\perp = f(\eta_{max})$ nicht erreicht werden können, wäre auch der Einsatz unterschiedlich langer Dipolmagnete zu erwägen. In den verkürzten äußeren Dipolmagneten des Achromaten wurde die Dispersionsfunktion etwas wenig stark ansteigen, so daß auch ihr Maximalwert sinkt. Da die angestrebten Lebensdauern erreicht wurden (siehe Kapitel 4) und wegen des Mehraufwandes bei der Herstellung verschieden langer Magnete wurde diese Option hier nicht betrachtet.

2.6 Der Arbeitspunkt

Die Anzahl der transversalen Betatronschwingungen pro Ringumlauf wird durch den Arbeitspunkt oder *Tune* $Q_{x,y}$ angegeben, der sich nach Gleichung 2.9 berechnet. Schon bei einer idealen Maschine treten bei bestimmten Arbeitspunkten (Phasenvorschub pro Einheitszelle 180° oder 360°) Resonanzen auf. In einer realen Maschine rufen darüber hinaus kleinste, nicht zu vermeidende Magnetfehler (Feldfehler infolge von Symmetrie-, Aufmaß- und Aufstellungsfehlern) im Bereich einer Vielzahl weiterer Arbeitspunkte eine resonante Veränderung der Teilchenbewegung hervor. Im weiteren werden diese, vom Magnetfehlern hervorgerufenen Resonanzen untersucht. Sie können ein Anwachsen der Betatronschwingungsamplitude bis hin zum Teilchenverlust verursachen oder unter Energieerhalt zu einem Austausch von Schwingungsenergie zwischen den transversalen Ebenen führen, der zwar nicht zum Teilchenverlust, aber zu einer Änderung des Strahlquerschnittes führt. Bei welchen Arbeitspunkten resonantes Verhalten auftritt, läßt sich aus der Resonanzbedingung:

$$m Q_x + n Q_y = l N_s \quad (2.25)$$

ableiten, wobei m, n, l ganze Zahlen sind und N_s die Periodizität des Speicherringes ist. Die Summe $|m| + |n|$ wird als Ordnung der Resonanz bezeichnet. Bestimmte Ordnungen der Resonanz werden von bestimmten Multipolordnungen N_{MP} getrieben. So werden z.B die ganzzahligen Resonanzen ($Q_x = l / Q_y = l$) durch Dipole bzw. Dipolfehler (Multipolordnung $N_{MP} = 1$) angeregt. Generell sinkt die Stärke der Resonanz mit steigender Multipolordnung. Darüber hinaus hängt sie aber auch von der Größe der resonanztreibenden Multipolfehler ab. Die größten Multipolfehler stammen von den explizit eingebauten Magneten (Dipole, Quadrupole, Sextupole). Aufgrund endlicher Magnetausmaße läßt sich die Symmetrie des idealen Multipols nicht realisieren. Deshalb treten entsprechend der sogenannten "Multipolauswahlregel" auch immer höhere Multipole N_{HMP} auf:

$$N_{HMP} = N_{MP} (2k + 1) \quad \text{mit } k = 1, 2, \dots \quad (2.26)$$

Erst die Fluktuationen dieser systematischen höheren Multipole stellen die resonanztreibenden Feldfehler dar. Sie sind allerdings deutlich kleiner als die Fehler der Hauptmultipolkomponente der eingebauten Magnete. Noch kleiner sind Multipolfehler, die durch endliche Fertigungsgenauigkeit und durch Randfelder hervorgerufen werden.

Wie schon erwähnt, führen nicht alle Resonanzen zum Teilchenverlust: bei den sogenannten "Koppelresonanzen", bei denen beide Arbeitspunkte in die Resonanzbedingung einfließen, wird zwischen zwei Resonanztypen unterschieden. Die Differenzresonanzen $mQ_x - nQ_y = lN_s$, (m, n nat. Zahlen) sind energieerhaltend und führen nur zu einem Energieaustausch zwischen den transversalen Schwingungsebenen. Die Summenresonanzen $mQ_x + nQ_y = lN_s$ dagegen sind nicht energieerhaltend und führen, wenn sie stark genug sind (große Multipolfehler, niedrige Ordnung der Resonanz), zum Teilchenverlust. In Tabelle 2.7 sind die Resonanzen bis zur Ordnung 5 und die sie treibenden Multipole aufgeführt. Darin sind auch die durch longitudinal gedrehte, sogenannte *Skew*-Magnete

Multipol	Ordnung N_{MP}	resonanztreibende Feldkomponente:	
		normal	gedreht (<i>Skew</i>)
Dipol	1	$Q_x = lN_S$	$Q_y = lN_S$
Quadrupol	2	$2Q_x = lN_S$ $2Q_y = lN_S$	$Q_x \pm Q_y = lN_S$
Sextupol	3	$3Q_x = lN_S$ $Q_x \pm 2Q_y = lN_S$	$2Q_x \pm Q_y = lN_S$ $3Q_y = lN_S$
Oktupol	4	$4Q_x = lN_S$ $2Q_x \pm 2Q_y = lN_S$ $4Q_y = lN_S$	$3Q_x \pm Q_y = lN_S$ $Q_x \pm 3Q_y = lN_S$
Dekapol	5	$5Q_x = lN_S$ $3Q_x \pm 2Q_y = lN_S$ $Q_x \pm 4Q_y = lN_S$	$4Q_x \pm Q_y = lN_S$ $2Q_x \pm 3Q_y = lN_S$ $5Q_y = lN_S$

Tabelle 2.7: Resonanzen der Multipole bis zur Ordnung $N_{MP} = 5$

hervorgerufenen Resonanzen aufgeführt. Die entsprechenden Feldkomponenten resultieren aus Fehlaufstellungen der Magnete (in Speicherringen sind ansonsten meist keine oder nur wenige explizite *Skew*-Magnete zur Steuerung der Kopplung eingebaut).

Aus Gleichung 2.25 ist ersichtlich, daß die Periodizität des Ringes entscheidend für die Anzahl der Resonanzlinien im Arbeitspunktdiagramm ist. Speicherringe mit hoher Periodizität haben zunächst größere Freiheit in der Wahl des Arbeitspunktes, da in dessen Nähe deutlich weniger (um den Faktor der Periodizität) Resonanzlinien liegen. Dieses sind die sogenannten Strukturresonanzen, die im Vergleich zu den bei gebrochener Symmetrie hinzukommenden Resonanzlinien deutlich stärker sind. Bis zu welcher Ordnung Resonanzen relevante Auswirkungen auf die Teilchendynamik haben, hängt von den verwendeten Multipolmagneten (Herstellungs- und Aufstellungsgenauigkeit) ab. In Elektronen-Speicherringen werden meist Resonanzen bis zur 4. oder 5. Ordnung in die Betrachtungen einbezogen.

Ziel der Arbeitspunktoptimierung ist es, unter der Voraussetzung geeigneter linearer optischer Eigenschaften einen Arbeitspunkt zu finden, der möglichst weit von allen starken Resonanzen entfernt ist, so daß auch Verschiebungen des Arbeitspunktes, z.B. infolge von Impulsabweichungen, größeren Amplituden der Betatronschwingung oder Raumladungseffekten, nicht unmittelbar auf Resonanzen führen. Wegen der unterschiedlichen

Wirkung von Summen- und Differenzresonanzen sollte der Abstand zu den Linien der Summenresonanzen größer als zu denen der Differenzresonanzen sein. Bei gleicher Dichte von Resonanzlinien sind Gebiete mit Differenzresonanzen vorzuziehen. Die meisten größeren Speicherringe arbeiten aus diesem Grund in den Quadranten $0.0 < \Delta Q_x, \Delta Q_y < 0.5$ und $0.5 < \Delta Q_x, \Delta Q_y < 1.0$.

Im Zusammenhang mit kollektiven Instabilitäten, speziell den transversalen *Coupled Bunch Instabilities*, wirken sich Arbeitspunkte mit kleinem gebrochenzahligem Anteil $0.0 < \Delta Q_x, \Delta Q_y < 0.5$ günstig auf die Anstiegsraten der Instabilität aus. Grund hierfür ist die Arbeitspunktabhängigkeit bestimmter Beiträge zur Gesamtimpedanz der Anlage und deren spezielle Verknüpfung mit den Schwingungsmoden der gekoppelten Bunche. Abschließendes und wichtigstes Kriterium für die Qualität eines Arbeitspunktes aber ist in jedem Fall die dynamische Apertur der Magneto-optik, die mit Hilfe von *Tracking*-Rechnungen ermittelt werden muß. Die überwiegende Zahl der mittleren und großen Speicherringe hat Arbeitspunkte in den beschriebenen Gebieten. Dank ihrer relativen hohen Periodizität läßt sich der Arbeitspunkt bei nur geringen Änderungen der optischen Funktionen relativ leicht zwischen den begrenzenden ganzzahligen Werten verschieben.

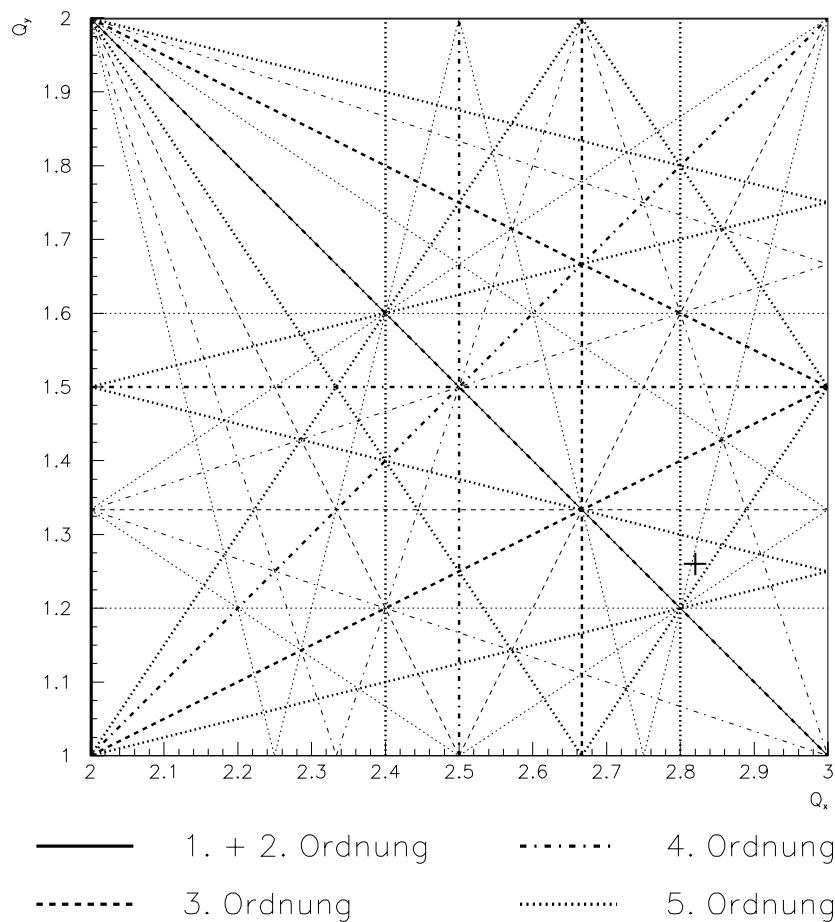


Abbildung 2.4: KONRAD Arbeitspunktdiagramm: Zweifach-Symmetrie bis zur Resonanz 5. Ordnung. Normale Feldkomponente: dicke Linie / *Skew* Feldkomponente: dünne Linie.

Bei kleinen Speicherringen findet man dagegen des öfteren Arbeitspunkte in anderen Quadranten. Die niedrigeren Periodizitäten erlauben es meist nicht, bestimmte optische Funktionen und einen speziellen Arbeitspunkt unabhängig voneinander einzustellen.

Auch der für KONRAD gewählte Arbeitspunkt $Q_x = 2.82, Q_y = 1.26$ liegt nicht in einem der oben genannten, günstigeren Quadranten. Alle untersuchten Optiken mit Arbeitspunkten in diesen Quadranten hatten entweder nicht die gewünschten optischen Funktionen und Parameter oder eine unzureichende dynamische Apertur.

In Abbildung 2.4 ist das Arbeitspunktdiagramm von KONRAD unter Verwendung der zweifach Symmetrie - alle Resonanzlinien sind Strukturresonanzen - bis zur 5. Ordnung (inklusive) dargestellt. Der Abbildung kann die Ordnung der Resonanz und der Typ des treibenden Multipolfehlers (normal/skew) entnommen werden. Auf eine Einbeziehung der zu erwartenden Fehlergröße, die ebenfalls die Stärke der Resonanz beeinflusst, mußte im Interesse der Übersichtlichkeit des Arbeitspunktdiagramms verzichtet werden. Der gewählte Arbeitspunkt liegt weit genug von den starken Resonanzen niedriger Ordnung entfernt. In der direkten Nähe liegen eine *Skew*-Differenzresonanz $4Q_x - Q_y = 10$ und etwas entfernt drei weitere Linien: die ungekoppelte Resonanz $5Q_x = 14$, die Differenzresonanz $3Q_x - 2Q_y = 6$ sowie die Summenresonanz $Q_x + 4Q_y = 8$. Diese vier Resonanzen sind allerdings alle 5.Ordnung und somit insgesamt sehr schwach. Abbildung 2.5 zeigt

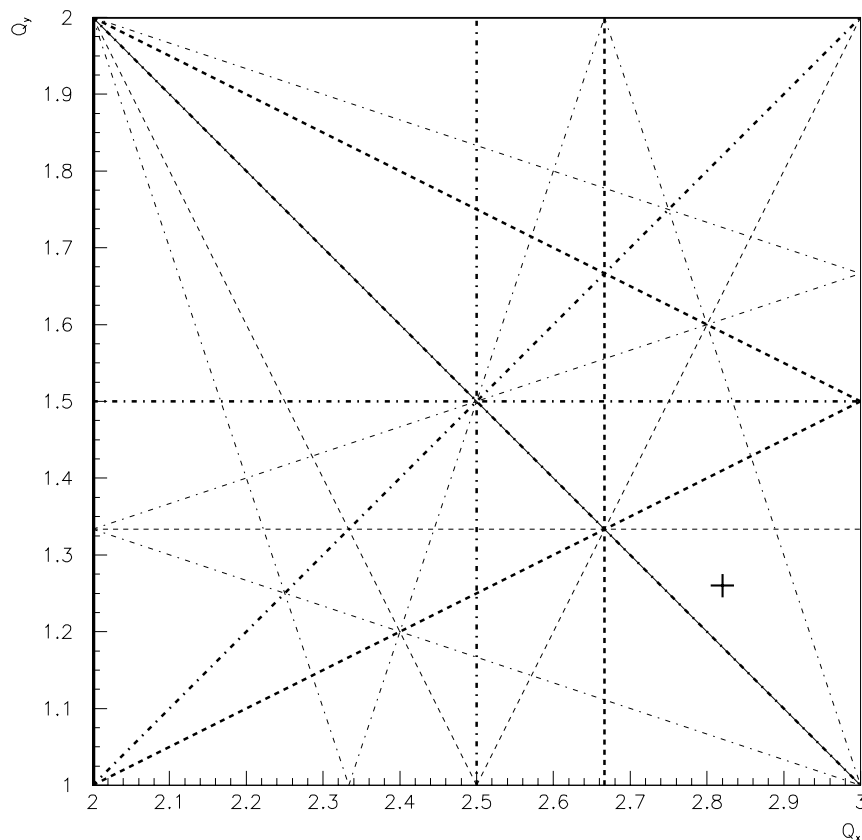


Abbildung 2.5: KONRAD Arbeitspunktdiagramm: Zweifach-Symmetrie bis zur Resonanz 4. Ordnung (Linienbedeutung wie in Abbildung 2.4).

zum Vergleich das Resonanzdiagramm bis zur 4. Ordnung. Die verbleibenden Resonanzen liegen weit vom gewählten Arbeitspunkt entfernt.

Die Symmetrie der realen Maschine wird in jedem Fall durch Feld- und Aufstellungsfehler der Magnete und durch den Einbau von *Insertion Devices* gebrochen. Aus diesem Grund sollte auch der Arbeitspunkt der Optik mit Einfachsymmetrie einen geeigneten Platz im Resonanzdiagramm haben. Abbildung 2.6 zeigt das (auf $Q_x = 2.5 \dots 3.0$, $Q_y = 1.0 \dots 1.5$ verkleinerte) Arbeitspunktdiagramm bis zur 5. Ordnung. In einiger Entfernung vom Arbeitspunkt ist eine starke Summenresonanz 3. Ordnung $2Q_x + Q_y = 7$ hinzugekommen. Direkt beim Arbeitspunkt tritt eine zusätzliche, schwache Summenresonanz 5. Ordnung $3Q_x + 2Q_y = 11$ auf. Außerdem sind zwei weitere Resonanzen 4. Ordnung zu erkennen: die ungekoppelte Resonanz $4Q_y = 5$ und die *Skew*-Differenzresonanz $Q_x - 3Q_y = -1$. Die einzig relevante Quelle (wenn auch nur schwacher) Oktupol- bzw. oktopolartiger Felder sind *Insertion Devices* - explizite Oktupolmagnete sind nicht eingebaut, und auch in den höheren Multipolkomponenten der Ringmagnete fehlt die Oktupolkomponente. Die beiden 4. Ordnungs-Resonanzen sollten daher verhältnismäßig schwach sein.

Zum Vergleich ist auch für den Fall der Einfachsymmetrie noch das Resonanzdiagramm bis einschließlich der 4. Ordnung in Abbildung 2.7 dargestellt. In der Nähe des Arbeits-

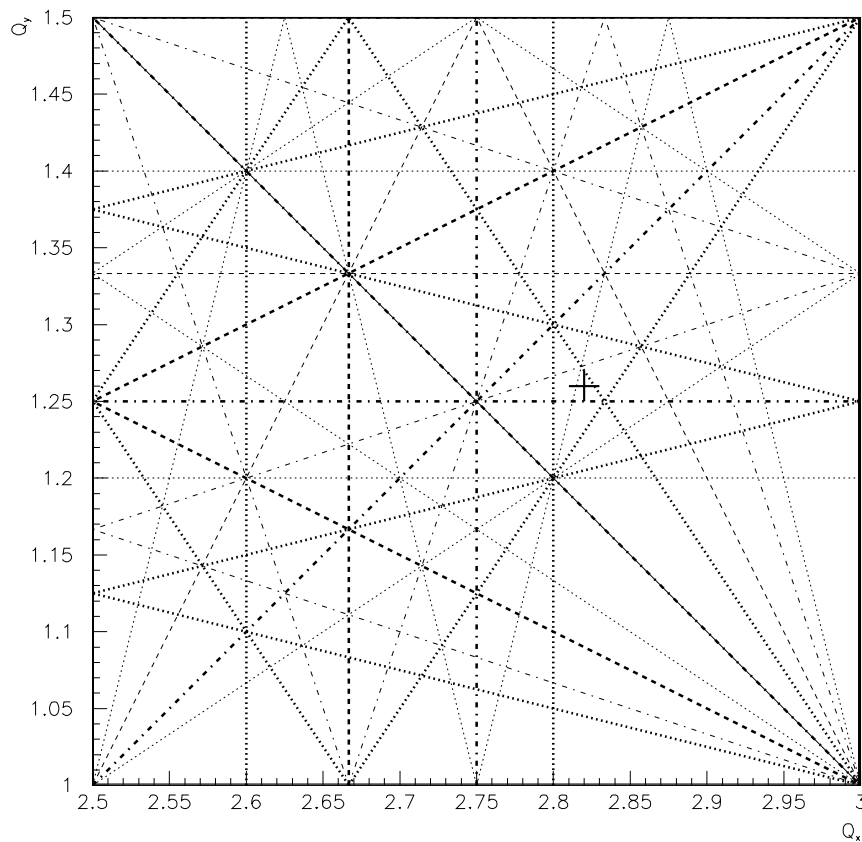


Abbildung 2.6: KONRAD Arbeitspunktdiagramm: Einfach-Symmetrie bis zur Resonanz 5. Ordnung (Linienbedeutung wie in Abbildung 2.4).

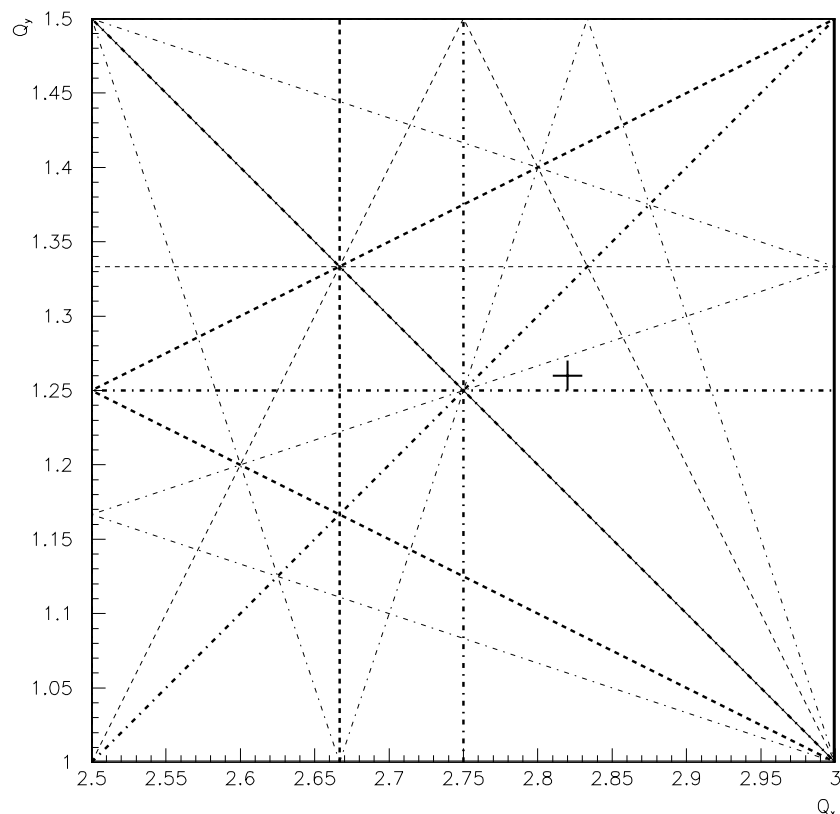


Abbildung 2.7: KONRAD Arbeitspunktdiagramm: Einfach-Symmetrie bis zur Resonanz 4. Ordnung (Linienbedeutung wie in Abbildung 2.4).

punktes befinden sich jetzt nur noch 2 schwache Resonanzen 4. Ordnung: die ungekoppelte Resonanz $4Q_y = 5$ sowie die *Skew*-Differenzresonanz $Q_x - 3Q_y = -1$.

Der Arbeitspunkt von KONRAD liegt im Interesse günstiger linearer Eigenschaften der Magnetoptik zwar nicht in einem der bevorzugten Quadranten des Resonanzdiagramms, ist aber trotzdem weit genug von allen störenden Resonanzen entfernt. Die Grundvoraussetzung für eine große dynamische Apertur ist damit erfüllt.

2.7 Nichtlineare Optik und chromatische Korrektur

In einem Speicherring gibt es eine Vielzahl von Effekten, die zu Verschiebungen des Arbeitspunktes (*Tune Shift*) eines einzelnen Teilchens führen. Der gesamte Strahl nimmt aufgrund seiner transversalen und energetischen Verteilung nicht nur einen Punkt, sondern eine kleine Fläche im Arbeitspunktdiagramm ein. Gerät diese Fläche in die Nähe starker Resonanzen oder kreuzt diese gar, kann es zum Teilchenverlust kommen. Man ist daher bestrebt, diese Verschiebungen durch geeignete Maßnahmen klein zu halten. Um Verschiebungen des Arbeitspunktes infolge von Impulsabweichungen zu minimieren, wird eine chromatische Korrektur der Optik mit Hilfe von Sextupolfeldern vorgenommen. Die Chromatizität wird dabei auf null bzw., zur Unterdrückung der *Head-Tail*-

Instabilität, auf kleine positive Werte gesetzt. Da die Sextupole stark zum nichtlinearen Verhalten einer Optik beitragen, sollten die Stärken der zur Chromatizitätskorrektur verwendeten chromatischen Sextupole möglichst gering sein. Dazu sollte, wie aus Gleichung 2.11 ersichtlich ist, zum einen die natürliche Chromatizität klein sein und zum anderen Dispersion und Betafunktion am Ort der Sextupole möglichst groß sein. Zur Chromatizitätskorrektur beider Ebenen sind mindestens zwei Sextupole erforderlich. Damit sich deren Wirkung nicht wieder aufhebt, sollten sie an weitgehend entkoppelten, "orthogonalen" Positionen aufgestellt werden, zwischen denen sich die Betafunktionen stark unterscheiden.

Das für KONRAD zur Chromatizitätskorrektur verwendete Sextupolschema ergibt sich direkt aus der linearen Optik: da Dispersion nur im Achromaten auftritt, müssen die Sextupolmagnete hier plziert werden. Um die Symmetrie nicht zu brechen, benötigt man mindestens 8 Sextupole: 2 verschieden bestromte Sextupolmagnete auf jeder Seite der Achromatmitte (siehe Abbildungen 2.2 und 2.3). Da der Abstand zwischen dem äußeren Dipol- und dem Quadrupolmagneten $Q4$ möglichst klein sein soll, um den Maximalwert der Dispersion niedrig zu halten, bleibt für die Sextupolmagnete nur die Strecke zwischen $Q4$ und dem mittleren Dipolmagneten. Um die beiden Sextupolfamilien gut zu entkoppeln, muß der Abstand zwischen ihnen möglichst groß sein, d.h der erste Sextupol $S1$ wird dicht bei $Q4$ und der zweite Sextupol $S2$ dicht am mittleren Dipol aufgestellt. Die zur chromatischen Korrektur notwendigen Sextupolstärken bleiben bei diesem Schema moderat und führen zu einer ausreichend großen dynamischen Apertur.

Abbildung 2.8 zeigt das chromatische Verhalten der KONRAD Optik. Dargestellt ist die Änderung des Arbeitspunktes bei Impulsabweichungen. Vor der chromatischen Korrektur hat die normierte Chromatizität ihre "natürlichen" Werte $\xi_x/Q_x = -1.95$ und $\xi_y/Q_y = -3.52$. Die korrigierte Chromatizität ist auf $\xi_x/Q_x \approx \xi_y/Q_y \approx 0.3$ einge-

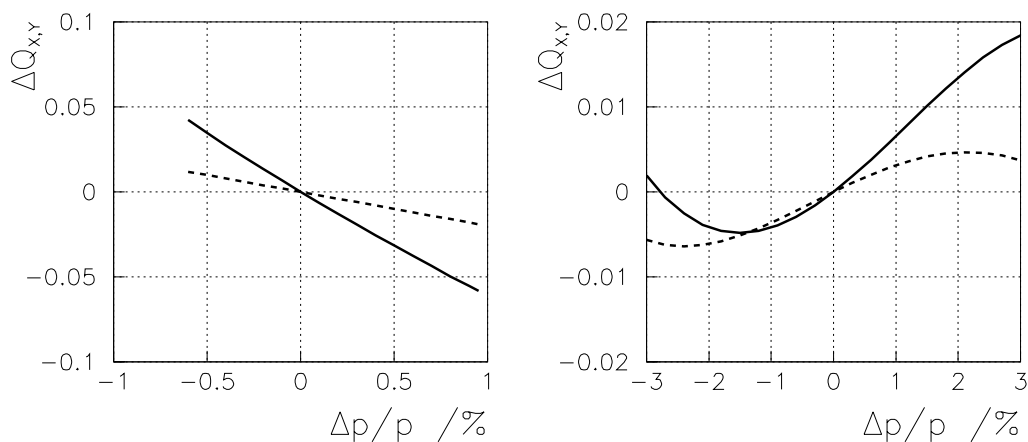


Abbildung 2.8: KONRAD: Arbeitspunktverschiebung bei Impulsabweichung; links: ohne chromatische Korrektur $\xi = \xi_{nat}$, rechts: mit chromatischer Korrektur $\xi_{x,y}/Q_{x,y} \approx 0.3$; horizontal = durchgezogene Linie, vertikal = gestrichelte Linie.

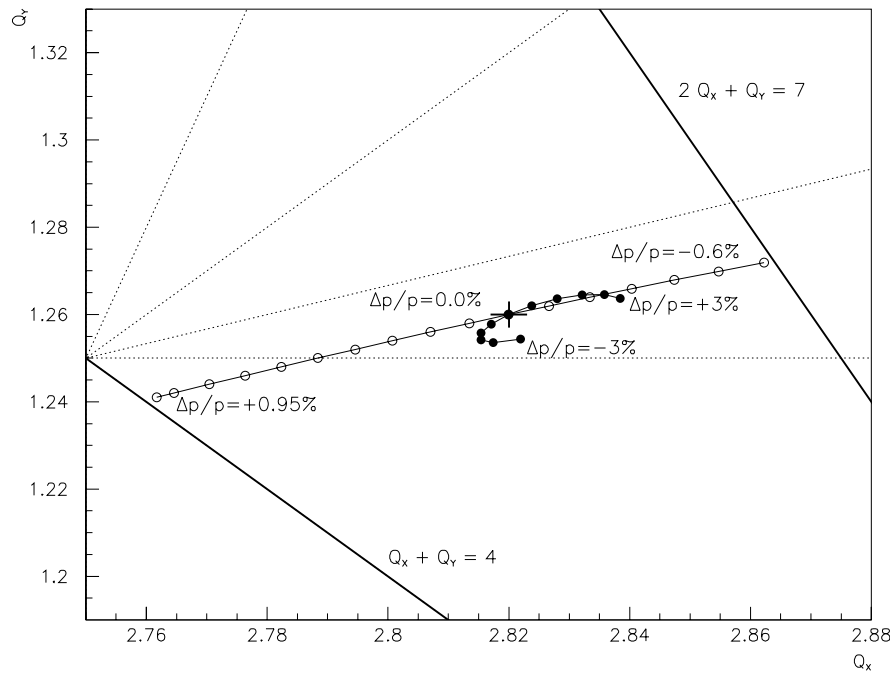


Abbildung 2.9: KONRAD: Arbeitspunktverschiebung bei Impulsabweichung im Resonanzdiagramm; \circ : ohne chromatische Korrektur, \bullet : mit chromatischer Korrektur.

stellt. Die verwendeten integralen Sextupolstärken liegen bei $\int m_{s_1} ds = -12.6 \text{ m}^{-2}$ und $\int m_{s_2} ds = 10.2 \text{ m}^{-2}$. Die Bewegung des Arbeitspunktes im Resonanzdiagramm (Einfachsymmetrie mit Resonanzen bis inklusive 4. Ordnung) ist in Abbildung 2.9 mit und ohne chromatische Korrektur dargestellt. An den Enden der beiden Kurven sind die zugehörigen maximalen Impulsabweichungen aufgeführt. Der Arbeitspunkt bei Sollimpuls ist durch ein Kreuz gekennzeichnet. Ohne Chromatizitätskorrektur bleibt die Teilchenbewegung nur für Impulsabweichungen im Bereich von etwa $-0.6\% \leq \Delta p/p \leq +0.95\%$ stabil. An den Enden dieses Bereiches läuft der Arbeitspunkt auf die destruktiven Summenresonanzen $Q_x + Q_y = 4$ bzw. $2Q_x + Q_y = 7$. Mit korrigierter Chromatizität driftet der Arbeitspunkt wesentlich weniger von seinem Sollwert ab. Im Resonanzdiagramm sind die Arbeitspunkte bei Impulsabweichungen von $-3.0\% \leq \Delta p/p \leq +3.0\%$ dargestellt. Tatsächlich ist der stabile Bereich noch deutlich größer, etwa $-5.0\% \leq \Delta p/p \leq +5.0\%$. Da aber die Impulsakzeptanz der Maschine schon weit unterhalb von $|\Delta p/p| = 3.0\%$ durch andere Parameter - die Impulsakzeptanz des HF-Systems oder die Apertur der Vakuumkammer in dispersiven Strecken - limitiert wird, ist der dargestellte Impulsbereich aus magnetoptischer Sicht bereits absolut ausreichend.

Die zur chromatischen Korrektur benötigten Sextupole, aber auch allgemein alle höheren Multipole mit $N_{MP} \geq 3$, führen zu Störungen des linearen Verhaltens der Optik. Die Teilchen werden mit wachsender Betatronschwingungsamplitude immer stärker durch die nichtlinearen Multipolfelder beeinflusst. Hauptauswirkung sind Verschiebungen des Arbeitspunktes infolge der mit Sextupolfeldern verbundenen Fokussierung. Analog zur Chromatizität sollten natürlich auch diese *Tune-Shift*-Terme möglichst klein sein, um

Verluste von Elektronen mit großen Betatronschwingungsamplituden an destruktiven Resonanzen zu vermeiden. Da die Sextupolmagnete meist die stärksten höheren Multipole in einem Speicherring sind, bestimmen sie maßgeblich die Größe der amplitudenabhängigen Arbeitspunktverschiebung.

Für KONRAD wurden zur Bestimmung der Arbeitspunktverschiebung mit Amplitude *Tracking*-Rechnungen durchgeführt. Abbildung 2.10 zeigt die Arbeitspunktverschiebung $\Delta Q_{x,y}$ als Funktion der Wurzel der Einteilchenemittanz $\varepsilon_{x,y}$. Mit Hilfe eines Polynomfits zweiter Ordnung wurden bei korrigierter Chromatizität ($\xi_x/Q_x \approx \xi_y/Q_y \approx 0.3$) folgende mit der Einteilchenemittanz normierte Werte ermittelt:

$$\frac{\Delta Q_x}{\varepsilon_x} \approx -47.5 \text{ (rad m)}^{-1} \quad \frac{\Delta Q_y}{\varepsilon_y} \approx +34.0 \text{ (rad m)}^{-1}. \quad (2.27)$$

Der gekoppelte Term $\Delta Q_x/\varepsilon_y = \Delta Q_y/\varepsilon_x$ ist um mehr als eine Größenordnung kleiner und kann vernachlässigt werden.

In Abbildung 2.11 sind die amplitudenabhängigen Abweichungen vom Soll-Arbeitspunkt im Resonanzdiagramm dargestellt. Der horizontale Arbeitspunkt bewegt sich mit steigender horizontaler Betatronamplitude zu niedrigeren Werten, wohingegen sich der vertikale Arbeitspunkt mit steigender vertikaler Amplitude zu größeren Werten verschiebt. Arbeitspunkte von Teilchen, die sowohl horizontale als auch vertikale Betatronschwingungen ausführen, liegen in dem Gebiet, das zwischen den beiden reinen *Tune-Shift*-Linien aufgespannt wird. Auch bei höheren Schwingungsamplituden (im Bereich mehrerer Zentimeter) bleibt die Arbeitspunktverschiebung mit den angegebenen *Tune-Shift*-Termen klein, und es werden noch keine starken Resonanzen gekreuzt.

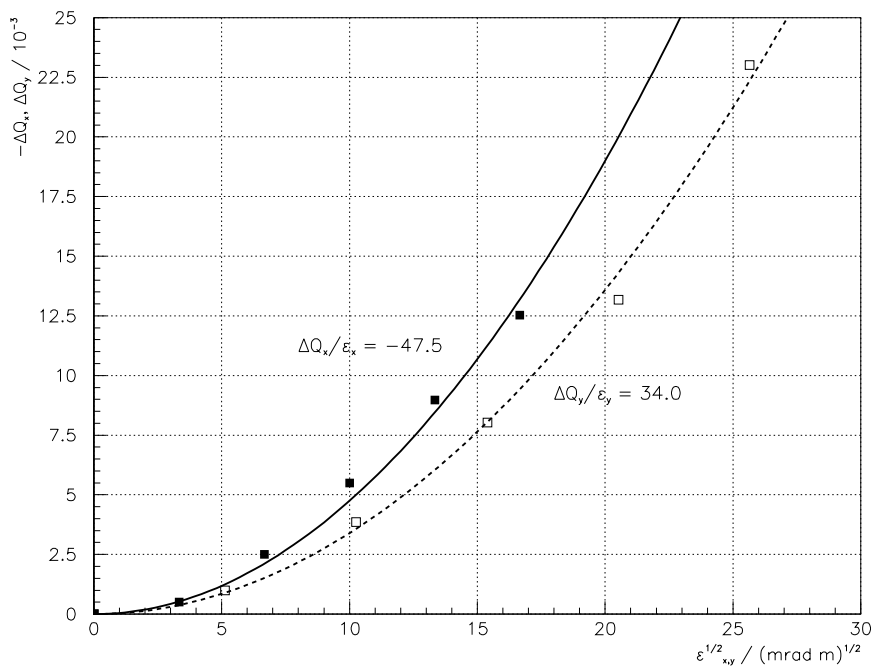


Abbildung 2.10: KONRAD: Arbeitspunktverschiebung als Funktion der horizontalen (■) und vertikalen (□) Betatronamplitude.

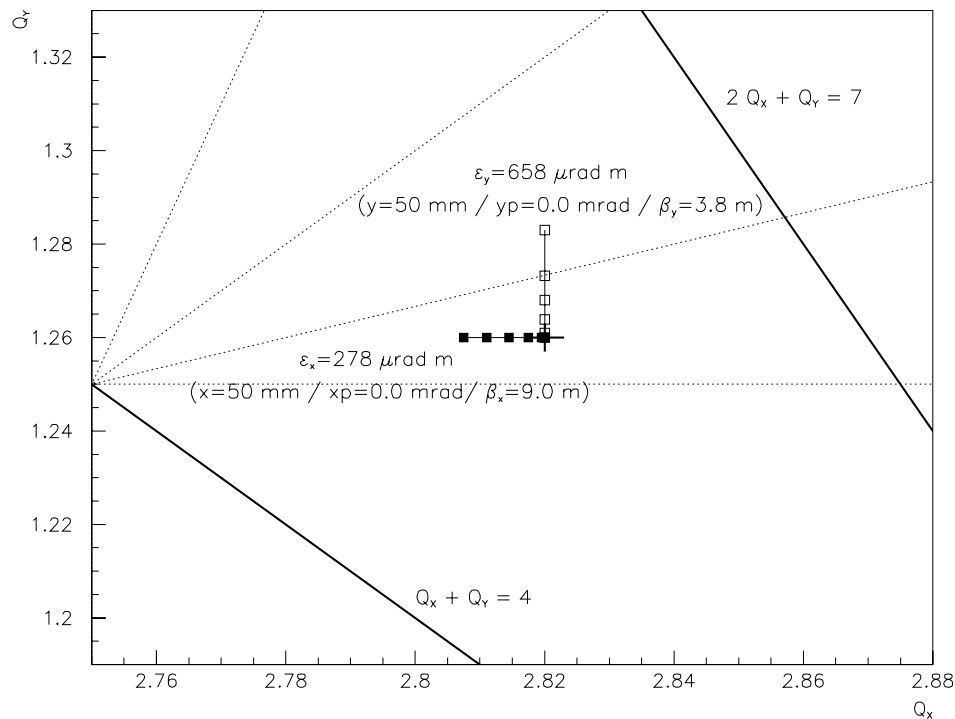


Abbildung 2.11: KONRAD: Arbeitspunktverschiebung mit Amplitude im Resonanzdiagramm bei rein horizontaler (■) und vertikaler (□) Betatronschwingung.

2.8 Dynamische Apertur

Die Voraussetzungen für stabile Teilchenbewegung auch bei größeren Impulsabweichungen und Betatronschwingungsamplituden sind für KONRAD entsprechend den Untersuchungen der beiden letzten Abschnitte erfüllt. In diesem Abschnitt soll nun verifiziert werden, daß die entwickelte Magnetoptik auch eine ausreichend große dynamische Apertur hat. Diese sollte zumindest die Dimension der Vakuumkammer haben, besser aber noch deutlich größer sein, um auch mit eingebautem *Insertion Devices* noch außerhalb der Kammerapertur zu liegen.

Die dynamische Apertur wurde über zweidimensionale *Tracking*-Rechnungen ermittelt, bei denen die Trajektorie eines Teilchens über viele Umläufe verfolgt und deren Stabilität überprüft wird. Die maximalen transversalen Ablagen (x, y) (der Startkoordinaten $\vec{X} = (x, 0, y, 0)$) bilden die Grenze der dynamischen Apertur.

Abbildung 2.12 enthält vier Phasenraumbilder stabiler Teilchentrajektorien mit unterschiedlichen Startkoordinaten. Es wurden nur Startkoordinaten \vec{X} mit transversalen Ablagen x, y , aber ohne transversale Impulse verwendet: $x' = y' = 0$. In den oberen beiden Phasenraumbildern wurde jeweils nur in einer Ebene mit einer transversalen Ablage gestartet, so daß in der horizontalen Ebene keine (beim Start mit horizontalen Ablagen) bzw. kopplungsbedingt nur geringe (beim Start mit vertikalen Ablagen) Betatronschwingungen angeregt werden. Die unteren Bilder zeigen die transversalen Phasenräume, wenn

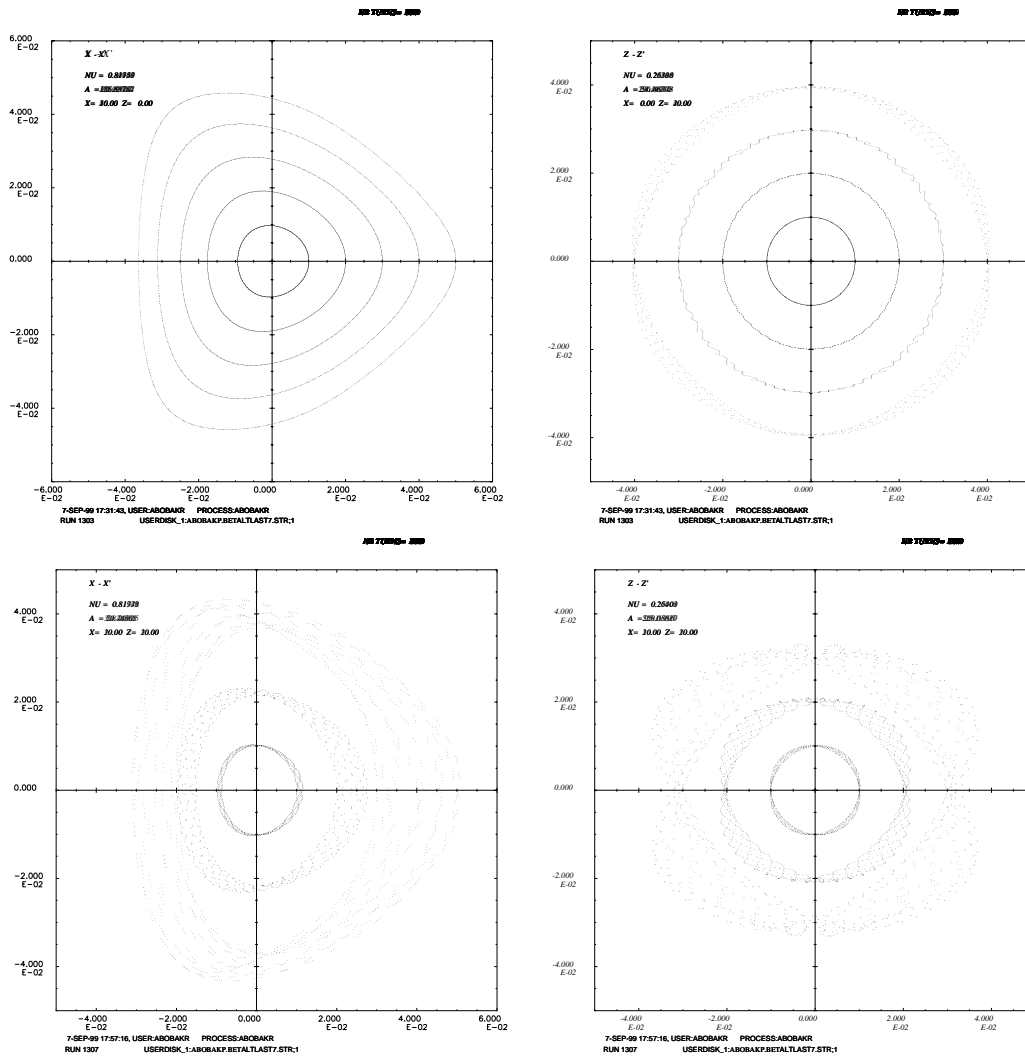


Abbildung 2.12: KONRAD: transversale Phasenraumbewegung; oben links: $x - x'$ bei rein hor. Startkoordinaten; oben rechts: $y - y'$ bei rein vert. Startkoordinaten; unten: $x - x'$ (links) und $y - y'$ (rechts) bei hor. und vert. Startkoordinaten.

die Teilchenbewegung sowohl mit horizontalen als auch vertikalen Ablagen startet. Mit zunehmender Betatronschwingungsamplitude steigt die Ablage in den Sextupolen und deren Auswirkungen auf die Strahldynamik verstärken sich: die Phasenraumfigur deformiert sich und ihre Linien weiten sich durch Kopplung auf.

In Abbildung 2.13 ist für $N_t = 1000$ stabile Umläufe die dynamische Apertur bei Sollimpuls sowie bei kleinen Impulsabweichungen dargestellt. Die Zahl der Umläufe bzw. die damit verbundene Beobachtungszeit sollte größenordnungsmäßig im Bereich der transversalen Dämpfungszeit $\tau_{x,y}$ liegen. Bei kompakten Niederenergie-Speicherringen führen kurze Umlauf- und lange Dämpfungszeiten zu sehr hohen Umlaufzahlen pro Dämpfungszeit. Bei KONRAD entspricht eine Dämpfungszeit bei $E_{max} = 600 \text{ MeV}$ $N_t \approx 130000$ und bei $E_{min} = 200 \text{ MeV}$ $N_t \approx 3.6 \cdot 10^6$ Ringumläufen. Die hier in den *Tracking-*

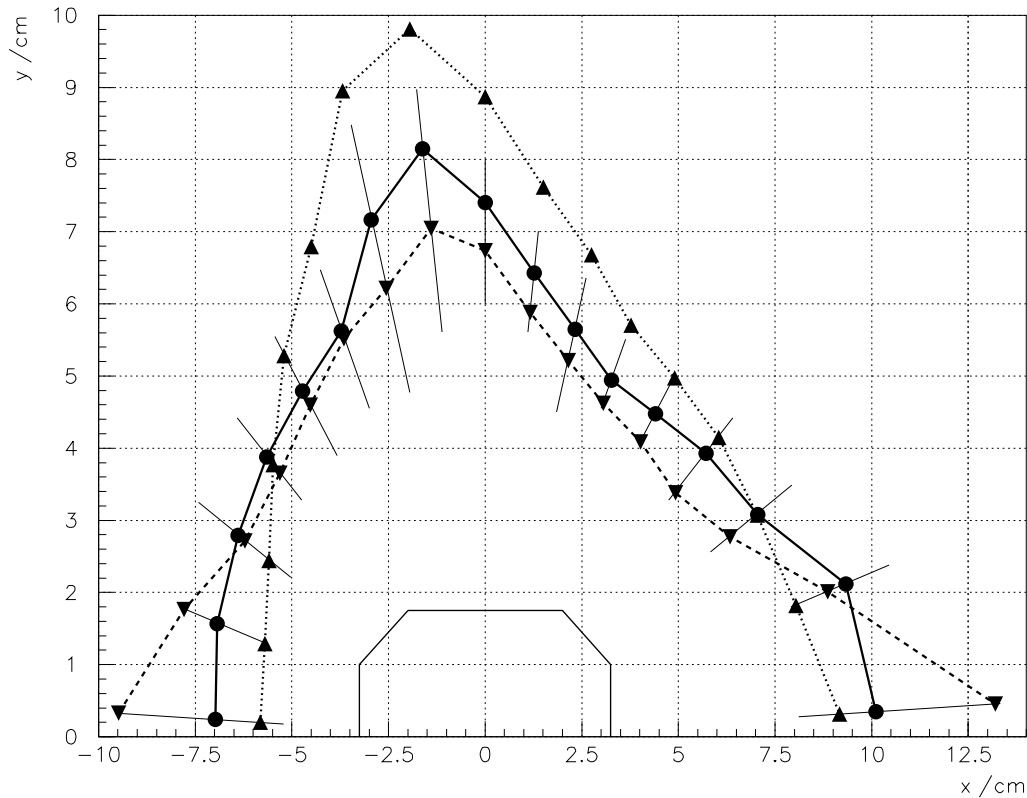


Abbildung 2.13: KONRAD: Dynamische Apertur mit Impulsabweichungen und kleinen Feld- und Aufstellungsfehlern; ●: $\Delta p/p = 0.0\%$ mit Minimal- und Maximalaperturen der 20 Simulationen als radiale Linie, ▼: $\Delta p/p = -2.0\%$, ▲: $\Delta p/p = +2.0\%$; mechanische Apertur: dünne durchgezogene Linie.

Rechnungen verwendeten $N_t = 1000$ Umläufe liegen aufgrund der benötigten hohen Rechenzeit um Größenordnungen darunter. Allerdings haben die Rechnungen gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für einen Teilchenverlust mit der Anzahl der bereits stabil absolvierten Umläufe sinkt. Einzelne Vergleichsrechnungen mit $N_t = 10000$ Umläufen bestätigen das - sie zeigen im wesentlichen keine Unterschiede zu den *Tracking*-Rechnungen mit der kleineren Umlaufzahl.

Um den Einfluß von Magnetfeld- und Aufstellungsfehlern mit zu berücksichtigen, wurde eine Mittelung über 20 Berechnungen der dynamischen Apertur mit statistisch verteilten Fehlern durchgeführt. Die Größe der verwendeten Fehler wurde so gewählt, daß die daraus resultierende Störung der Sollbahn etwa die gleiche Größe hat wie unter Verwendung der tatsächlich erwarteten Fehler nach der Orbitkorrektur (vgl. Abschnitt 2.10.3). Die dynamische Apertur impulsabweichender Teilchen wurde für die Extremfälle $\Delta p/p = \pm 2.0\%$ berechnet. Diese Werte liegen bei kleinen Energien im Bereich der durch das Hochfrequenzsystem bestimmten Impulsakzeptanz, bei hohen Energien liegen sie deutlich darüber. Noch größere Impulsabweichungen zu untersuchen ist daher nicht notwendig.

Zum Vergleich wurde in Abbildung 2.13 auch die mechanische Apertur A_m mit einge-

zeichnet. Die dynamische Apertur (x_{DA}, y_{DA}) ergibt sich bei longitudinal gleichbleibender Kammergeometrie durch Transformation mit dem Verhältnis der Betafunktion am Beobachtungspunkt s_0 und der maximalen Betafunktion $\hat{\beta}_u$: $u_{DA} = u(s_0) \sqrt{\hat{\beta}_u / \beta_u(s_0)}$ ($u = x, y$), s_0 ist der Startpunkt der Optik - in dieser Arbeit gemäß Anhang A immer die Mitte der geraden Strecke.

Entsprechend den Design-Zielen ist die dynamische Apertur auch bei höheren Impulsabweichungen deutlich größer als die Kammerapertur und überschreitet diese teilweise um ein mehrfaches. Harmonische Sextupole sind daher für KONRAD weder notwendig noch vorgesehen. Für die chromatisch korrigierte Maschine ohne *Insertion Devices* ist nicht mit Einbußen der Lebensdauer infolge einer Limitierung der Maschinenapertur durch die dynamische Apertur zu rechnen.

2.9 Insertion Devices

In Speicherringen der dritten Generation werden zur zusätzlichen Strahlungserzeugung *Insertion Devices* (Wiggler, Undulatoren und Wellenlängenschieber, siehe auch Abschnitt 9.2) eingebaut. Im *Insertion Device* verformen longitudinal abwechselnd gepolte Magnetfelder die Sollbahn. Diese Felder werden mit ober- und unterhalb der Strahlebene angebrachten Magneten erzeugt, deren vertikaler Polschuhabstand die sogenannte *Gap*-Höhe definiert. Die durch das *Gap* des *Insertion Devices* fliegenden Elektronen senden aufgrund der mit dem Magnetfeld verbundenen transversalen Beschleunigung Synchrotronstrahlung aus.

Wiggler und Undulatoren können durch sinusförmige Felder beschrieben werden. Das als fehlerfrei idealisierte Feld kann, die Maxwell-Gleichungen erfüllend, am einfachsten als:

$$\begin{aligned} B_x &= (k_x/k_y)B_0 \sin(k_x x) \sinh(k_y y) \cos(k_s s) \\ B_y &= B_0 \cos(k_x x) \cosh(k_y y) \cos(k_s s) \\ B_s &= (k_0/k_y)B_0 \cos(k_x x) \sinh(k_y y) \sin(k_s s) \\ \text{mit } k_s^2 &= k_x^2 + k_y^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{ID}}\right)^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

geschrieben werden [38], wobei λ_{ID} die Periodenlänge und B_0 die maximale Magnetfeldstärke auf der Achse des *Insertion Devices* ist. Die Parameter k_x und k_y sind ein Maß für die Feldvariation in transversaler Richtung. Aufgrund ihrer teilweise sehr starken Magnetfelder können *Insertion Devices* erhebliche Auswirkungen sowohl auf die lineare als auch auf die nichtlineare Teilchendynamik haben:

1. Einfluß auf die lineare Teilchendynamik:

- **Feldintegrale:** eine Grundanforderung an jedes *Insertion Device* ist, daß die Sollbahn außerhalb des Gerätes unbeeinflusst bleibt. Dazu darf sich über die *Insertion Device*-Länge weder eine Ablage Δx noch ein Winkel $\Delta x'$

akkumulieren: $\Delta x = \Delta x' = 0$. Beide Größen können durch Feldintegrale beschrieben werden und ergeben sich aus:

$$\begin{aligned}\Delta x'(L_{ID}) &\sim \int_0^{L_{ID}} B_y(s) ds \\ \Delta x(L_{ID}) &\sim \int_0^{L_{ID}} x'(s) ds \sim \int_0^{L_{ID}} \left(\int_0^s B_y(s') ds' \right) ds. \quad (2.29)\end{aligned}$$

Dies gilt analog ebenso für vertikale Ablagen Δy und Winkel $\Delta y'$, wobei in Gleichung 2.29 B_x anstelle von B_y verwendet werden muß. Mit Hilfe von Metallplättchen, sogenannten *Shims*, die an den Polschuhen im *Insertion Device* angebracht werden, versucht man sowohl bei unterschiedlichen *Gap*-Höhen als auch bei möglichst hohen transversalen Ablagen von der *Insertion Device*-Achse die Feldintegrale auf null abzugleichen. Verbleibende Störungen können im Bereich der *Insertion Device*-Achse mit Korrekturspulen an den Geräteenden minimiert werden.

- **zusätzliche Fokussierung:** der Fokussierungsparameter $K_u(s)$, der in die Hill'sche Differentialgleichung 2.4 einfließt und somit die transversale Teilchenbewegung bestimmt, läßt sich für das *Insertion Device* mit Gleichung 2.28 berechnen [39]:

$$\begin{aligned}\langle K_x \rangle &= \frac{k_x^2}{2\rho_0^2 k_0^2} \\ \langle K_y \rangle &= \frac{k_y^2}{2\rho_0^2 k_0^2}. \quad (2.30)\end{aligned}$$

Bei planaren *Insertion Devices* mit $k_x \approx 0$, wie sie hier untersucht werden sollen, tritt demnach nur vertikale Fokussierung auf. Anschaulich kann diese als Kantenfokussierung der einzelnen *Insertion Device*-Pole interpretiert werden. In der Horizontalen wird die defokussierende Kantenwirkung durch die schwache Fokussierung kompensiert, so daß insgesamt keine Netto-Fokussierung auftritt. Der Einbau eines planaren *Insertion Device* führt damit im wesentlichen zu einer Änderung der vertikalen Strahldynamik, die sich vertikal in einer veränderten Betafunktion und einem erhöhten Arbeitspunkt äußert. Die Fokalstärke $k_{ID} L_{ID}$ des *Insertion Devices*:

$$\begin{aligned}k_{ID} L_{ID} &= \left(\frac{c}{E/e} \right)^2 \int_0^{L_{ID}} B^2 ds = \frac{L_{ID}}{\langle \rho^2 \rangle} \quad \text{bzw.} \quad (2.31) \\ &= \frac{L_{ID}}{2\rho_0^2} \quad \text{bei sinus-/cosinusförmigem Feldverlauf}\end{aligned}$$

bestimmt sowohl die Größe der Arbeitspunktverschiebung:

$$\Delta Q_y = \frac{1}{4\pi} \int_0^{L_{ID}} k_{ID} \beta_y(s) ds = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \beta_y \rangle L_{ID}}{\langle \rho^2 \rangle} \quad (2.32)$$

als auch die maximale Störung der Betafunktion [40]:

$$\frac{\Delta\beta_y}{\beta_y} \Big|_{max} = \frac{\langle \beta_y \rangle k_{ID} L_{ID}}{8 \sin(2\pi Q_y)} = \frac{\langle \beta_y \rangle L_{ID}}{2 \langle \rho^2 \rangle \sin(2\pi Q_y)}. \quad (2.33)$$

L_{ID} ist die Länge und ρ_0 der minimale Biegeradius in der Mittelebene des *Insertion Devices*, Mittelungen sind jeweils über das *Insertion Device* durchzuführen. Die Störung der Betafunktion, der sogenannte *Beta-Beat*, ist nicht auf die Länge des *Insertion Devices* beschränkt, sondern erstreckt sich über den gesamten Speicherring.

- **zusätzliche Synchrotronabstrahlung:** die in den *Insertion Devices* emittierte Synchrotronstrahlung bedeutet einen weiteren Energieverlust und bewirkt eine Verschiebung des Gleichgewichts zwischen Strahlungsdämpfung und Quantenanregung. Neben den direkt abstrahlungsabhängigen Größen (vor allem der Energieverlust pro Umlauf U_0) sind damit auch dämpfungsabhängige Größen betroffen, wie natürliche Emittanz und Energiebreite sowie der Dämpfungsterm \mathcal{D} , der die Dämpfungszeiten τ bestimmt. Die erwähnten Größen lassen sich auf der Basis der Synchrotronstrahlungsintegrale aus:

$$\varepsilon_{nat} = C_q \gamma^2 \frac{I_5}{I_2 - I_4} \quad \sigma_E = C_q \gamma^2 \frac{I_3}{2 I_2 + I_4} \quad \mathcal{D} = \frac{I_4}{I_2} \quad (2.34)$$

berechnen (vgl. Gleichung 2.14 – 2.16). Mit dem Einsatz eines *Insertion Devices* ändern sich alle fünf Strahlungsintegrale: $I_n = I_n^{Dip} \longrightarrow I_n = I_n^{Dip+ID}$. Bei achromatischen Optiken mit niedriger Dispersion im *Insertion Device* bleiben die Abweichungen in I_1 , I_4 und I_5 klein und können vernachlässigt werden. Die Änderungen in I_2 und I_3 können dagegen, besonders bei starken *Insertion Devices* mit kleiner Fokallänge, erheblich sein und zu deutlichen Änderungen der Emittanz, Energiebreite und des Dämpfungsterms führen. Stärke und Richtung dieser Änderung kann durch die Größe von Beta- und Dispersionsfunktion über dem Gerät beeinflusst werden. Je nach *Insertion Device* lassen sich bei geschickter Auslegung der optischen Funktionen sowohl die natürliche Emittanz als auch die natürliche Energiebreite senken.

2. Einfluß auf die nichtlineare Teilchendynamik: Mit zunehmender vertikaler Ablage steigen die nichtlinearen Beiträge im *Insertion Device*-Feld, die die Teilchendynamik erheblich beeinflussen und bei stärkeren Geräten zu teilweise drastischen Einschränkungen der dynamischen Apertur führen können. Die nichtlineare Wirkung eines *Insertion Devices* steigt mit wachsender Periodenanzahl und Periodenlänge des Gerätes und wird mit zunehmender Elektronenenergie abgeschwächt.

Sind die Parameter des *Insertion Devices* und der Arbeitspunkt der Magneto-optik festgelegt, so spielt die vertikale Betafunktion über dem *Insertion Device* die Hauptrolle bei der Anpassung der Magneto-optik. Je nachdem, welche primären Designanforderungen und Randbedingungen bestehen, existieren unterschiedliche Kriterien zur Wahl ihrer Größe:

1. geringe Arbeitspunktverschiebung und nur wenig nichtlineares Verhalten: gemäß Gleichung 2.32 und 2.33 hängen die Größe der vertikalen Arbeitspunktverschiebung und des *Beta-Beats* von der mittleren vertikalen Betafunktion $\langle \beta_y \rangle_{ID}$ ab. Sie muß minimiert werden, um Arbeitspunktverschiebung und auch *Beta-Beat* zu reduzieren:

$$\langle \beta_y \rangle_{ID} = \frac{2}{L_{ID}} \int_0^{L_{ID}/2} \beta_y(s) ds = \frac{2}{L_{ID}} \int_0^{L_{ID}/2} \left(\beta_{y_0} + \frac{s^2}{\beta_{y_0}} \right) ds = \beta_{y_0} + \frac{L_{ID}^2}{12\beta_{y_0}}, \quad (2.35)$$

wobei $\beta_y(s=0) = \beta_{y_0}$ die Betafunktion in der Mitte der geraden Strecke (Symmetriepunkt: $\alpha_y = 0$) ist. Die Betafunktion β_{y_0} , die zu einer minimalen mittleren Betafunktion führt, ergibt sich damit aus $\beta_{y_0} (\langle \beta_y \rangle_{ID} \rightarrow \min) = L_{ID}/(2\sqrt{3})$. Mit diesem Wert wird auch der mittlere vertikale Strahlquerschnitt $\sigma_y \sim \sqrt{\beta_y}$ über dem *Insertion Device* minimiert, so daß die mit der Ablage wachsenden nichtlinearen Multipolkomponenten den geringsten Einfluß haben.

Die ersten beiden Effekte (Arbeitspunktverschiebung, *Beta-Beat*) basieren auf den quadrupolartigen Eigenschaften des *Insertion Devices*. Sie können mit einer flexiblen Magnetoptik ausreichend gut durch die Ringquadrupole kompensiert werden, ohne die lineare Optik massiv zu verändern. Die Stärke der nichtlinearen Wirkung bleibt aber von dieser linearen Korrektur unbeeinflusst und kann nur durch eine niedrige mittlere Betafunktion reduziert werden.

2. große mechanische Akzeptanz: um besonders hohe Feldstärken zu erreichen, müssen die *Insertion Device-Gaps* sehr klein sein: $B_0 = B_J \cosh(\pi g/\lambda_{ID})$, wobei B_J das maximale vertikale Feld direkt am Polschuh darstellt. Oftmals limitiert die damit verbundene sehr flache Vakuumkammer über dem *Insertion Device* die vertikale Maschinenakzeptanz $\mathcal{A}_{m_y}^\perp = d_y^2/(4\beta_y)$. Bei gegebenem Kammerdurchmesser d_y führt eine möglichst kleine Betafunktion zu großer Akzeptanz. Die Betafunktion wächst zu den *Insertion Device*-Enden bzw. zu den Enden der abgeflachten Vakuumkammer an (wird gleichgesetzt), so daß hier ein optimaler Wert ermittelt werden muß:

$$\beta_y(L_{ID}/2) = \beta_{y_0} + \frac{L_{ID}^2}{4\beta_{y_0}} \quad \rightarrow \quad \beta_{y_0} [\beta_y(L_{ID}/2) \rightarrow \min] = \frac{L_{ID}}{2}. \quad (2.36)$$

An den Enden des *Insertion Devices* ergibt sich so mit $\beta_y(L_{ID}/2) = L_{ID}$ eine etwa 15% kleinere Betafunktion als bei der Optimierung ihres Mittelwertes: $\beta_y(L_{ID}/2) = \sqrt{4/3} L_{ID}$ und damit eine entsprechend größere Akzeptanz.

3. hohe Photonenstrahlbrillanz: für Speicherringe mit niedriger Emittanz, bei denen die Strahlquellgröße den Bereich der Beugungsbegrenztheit erreichen kann, gibt es ein weiteres Kriterium: die Anpassung des Überlaps von Elektronen- und Photonenstrahl. Optimale Anpassung und damit maximale Brillanz wird mit

$$\beta_{x_0} = \beta_{y_0} = L_{ID}/(2\pi) \quad (2.37)$$

	U180	U49	
Bauart	elektromagnetisch	hybrid	
Periodenlänge / mm	180	49	
Periodenanzahl	21	84	
Gesamtlänge / m	4.23	4.12	
volle Magnet-Gap-Höhe / mm	32	20	32
maximales Magnetfeld / T	0.460	0.546	0.268
maximaler K-Parameter K_{max}	7.7	2.5	1.23

Tabelle 2.8: *Insertion Device*-Hauptparameter: U180 und U49.

erreicht [27, S.325].

Die oben angegebenen Gleichungen 2.35 – 2.37 gelten nur unter der Annahme, daß die Betafunktion nicht wesentlich durch die fokussierenden Eigenschaften des *Insertion Devices* gestört wird, und somit von $\beta(s) = \beta_{y_0} + s^2/\beta_{y_0}$ ausgegangen werden kann. Bei starken *Insertion Devices* ist ein *Beating* der Betafunktion über dem Gerät zu beobachten und die Gleichungen 2.35 – 2.37 gelten nicht mehr. Minimales *Beating* bzw. eine über das gesamte *Insertion Device* konstante vertikale Betafunktion läßt sich in diesem Fall mit $\beta_{y_0} = \rho_0$ erreichen.

Welches der genannten Kriterien angewendet wird, hängt von den Parametern des Speicherrings (Energie, optische Funktionen) und des *Insertion Devices* sowie von den Designanforderungen (hohe Brillanz, hohe Lebensdauer) ab. Alle genannten Kriterien können unabhängig von der Stärke des *Insertion Devices* oder der Teilchenenergie durch eine kleine vertikale Betafunktionen erfüllt werden. Dieses wird bereits beim Design der symmetrischen Magnetoptik (ohne *Insertion Device*) mit eingearbeitet.

Bei KONRAD besteht die Möglichkeit, in eine der geraden Strecken ein *Insertion Device* einzubauen (die andere ist durch die Injektionselemente und die HF-Cavity besetzt). Von der Vielzahl der in Frage kommenden *Insertion Devices* wurden exemplarisch zwei untersucht, die derzeit auch bei BESSY II betrieben werden: der elektromagnetische Undulator U180 [41] mit fester Gap-Höhe und der aus Permanentmagneten aufgebaute Hybrid-Undulator U49 [42] mit variabler Gap-Höhe. Die aus elektronenoptischer Sicht wichtigsten Parameter beider *Insertion Devices* sind in Tabelle 2.8 aufgeführt.

Wegen der energieabhängigen Wirkung der *Insertion Devices* wurden die Rechnungen und Simulationen sowohl bei Maximal- als auch bei Minimalenergie durchgeführt. Im Fall des U49 werden zwei verschiedene Gap-Höhen betrachtet: zum einen eine minimale Gap-Höhe von $g = 32$ mm, die der des U180 entspricht, so daß für beide *Insertion*

Devices dieselbe Vakuumkammer verwendet werden könnte. Die zweite, kleinere *Gap*-Höhe von $g = 20$ mm folgt aus den technischen Spezifikationen des Gerätes und stellt dessen Minimalwert dar.

Mit den beiden *Insertion Devices*, den zwei *Gap*-Varianten des U49 und den Grenzen des Energieintervalls ergeben sich insgesamt 6 Konstellationen, die detailliert untersucht wurden. Nach dem Einbringen des jeweiligen *Insertion Device* in die Optik wird zunächst mit Hilfe der Quadrupoltripletts in der *Insertion Device*-Strecke eine kleine vertikale Betafunktion über dem Gerät eingestellt und versucht, soweit möglich, die Symmetrie der Optik wiederherzustellen. Unter Verwendung aller Quadrupoltripletts wird danach der Arbeitspunkt korrigiert, d.h. wieder auf seinen Sollwert von $Q_x = 2.82/Q_y = 1.26$ zurückgesetzt. Als grober Richtwert für die Größe der vertikalen Betafunktion wird bei niedrigen Energien $\beta_{y0} \approx \rho_{ID}$ verwendet, womit auch die mittlere Betafunktion über dem *Insertion Device* kleine Werte annimmt. Auf der Basis der so rejustierten Maschine wurde die weitere Optimierung der optischen Funktionen und des nichtlinearen Verhaltens vorgenommen. Wichtiges Kriterium ist auch hier, daß die dynamische Apertur mit einem *Insertion Device* zu keiner nennenswerten Einschränkung der Maschinenapertur führt. Für die Berechnung der dynamischen Apertur wurde eine in BETA implementierte spezielle Routine verwendet, die auf der Basis der analytischen Darstellung des 3-dimensionalen Vektorpotentials eines *Insertion Devices* mittels Taylorreihenentwicklung eine Erzeugendenfunktion für eine schnelle, vollständig kanonische *Tracking*-Routine bildet [43].

Allen untersuchten Fällen sind insgesamt moderate Abweichungen von der *Insertion Device*-freien Optik gemeinsam: moderate Betafunktionen, nichtdispersive gerade Strecken,

	min. <i>Gap</i> / mm	Energie / MeV	B_{max} / mT	ρ_{min} / m	$-\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ / %	$-\frac{\Delta\sigma_E}{\sigma_E}$ / %	A_d^\perp		
							$>A_m^\perp$	$\approx A_m^\perp$	$<A_m^\perp$
U49	32	200	268	2.50	2.9	0.8		X	
		600		7.50	0.3	0.1	X		
	20	200	546	1.22	11.2	0.3			X
		600		3.70	1.4	0.5	X		
U180	32	200	460	1.45	14.8	1.6	X		
		600		4.35	1.9	0.7	X		

Tabelle 2.9: KONRAD: Einfluß ausgewählter *Insertion Devices* auf natürliche Emittanz und Energiebreite und Vergleich mit der dynamische Apertur A_d^\perp mit der mechanischen Apertur A_m^\perp .

eine (unterschiedlich starke) Verringerung der natürlichen Emittanz, Energiebreite und des Dämpfungsterms \mathcal{D} sowie eine große dynamische Impulsakzeptanz von mindestens $-3\% < \Delta p/p < +3\%$. Die Ergebnisse der *Tracking*-Rechnungen und die *Insertion Device*-bedingten relativen Änderungen von natürlicher Emittanz und Energiebreite sind für die 6 Konstellationen in Tabelle 2.9 zusammenfassend dargestellt.

Die dynamische Apertur ist für jeden der 6 beschriebenen Fälle bei Sollimpuls und kleinen Feld- und Aufstellungsfehlern für 1000 stabile Umläufen in Abbildung 2.14 dargestellt. Unabhängig vom speziellen Betriebsmodus führt das *Insertion Device* zu einer mehr oder weniger massiven Einschränkung der dynamischen Apertur. Beim U180 bleibt diese Einschränkung unabhängig von der Energie gering. Im Fall des U49 ist sie deutlich größer und führt bei kleiner Energie sowohl bei $g = 20\text{ mm}$ als auch bei $g = 32\text{ mm}$ zu einer teilweisen Limitierung der Maschinenakzeptanz, sollte aber noch nicht zu nennenswerten Lebensdauereinbußen führen.

Relevant für die Lebensdauer sind dagegen Veränderungen der linearen Optik. Zur Reduzierung der linearen und nichtlinearen Wirkung des *Insertion Devices* muß über diesem eine niedrige vertikale Betafunktion eingestellt werden. Unvermeidlicher Nebeneffekt

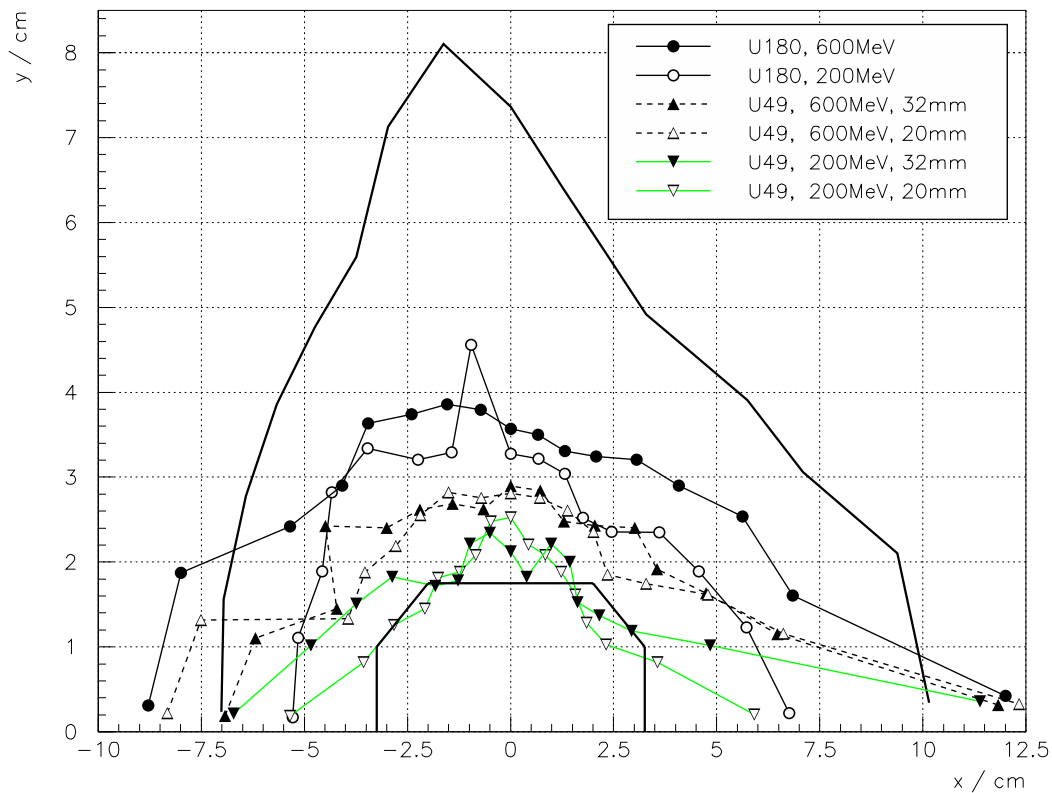


Abbildung 2.14: KONRAD: Dynamische Aperturen der betrachteten *Insertion Device*-Konstellationen und kleinen Feld- und Aufstellungsfehlern; zum Vergleich sind die mechanische Apertur (dicke innere Linie) und die dynamische Apertur der *Insertion Device*-freien Maschine (dicke äußere Linie) dargestellt.

ist bei den stärkeren *Insertion Devices* eine Erhöhung der maximalen vertikalen Betafunktion. Als Folge verkleinert sich die Maschinenakzeptanz und der dominante Beitrag zur Restgaslebensdauer, die Coulomb-Lebensdauer ($\tau_c \sim \mathcal{A}_y^\perp / \langle \beta_y \rangle$), sinkt. Im Fall des U49 ($E = 200 \text{ MeV}$, $g = 20 \text{ mm}$) beträgt die maximale vertikale Betafunktion $\beta_{y_{max}} \approx 18 \text{ m}$ und auch die mittlere Betafunktion steigt, so daß sich die Coulomblebensdauer um einen Faktor 2 – 3 verringern dürfte. Zur Maximierung der Lebensdauer wird man in der Praxis versuchen, über dem *Insertion Device* wieder eine etwas höhere vertikale Betafunktion einzustellen, um Maximalwert $\hat{\beta}_y$ und Mittelwert $\langle \beta_y \rangle$ der vertikalen Betafunktion zu senken. Übersteigt der Gewinn in diesen Parametern eventuell auftretende Einbußen der dynamischen Apertur, so vergrößert sich die Akzeptanz und die Coulomblebensdauer erhöht sich wieder. Eine vollständige Regeneration der Lebensdauer dürfte allerdings kaum möglich sein.

Abschließend läßt sich zusammenfassen, daß der Einsatz eines *Insertion Devices* in KONRAD weitgehend unproblematisch ist. Eine wesentliche Verkürzung der Lebensdauer aufgrund eingeschränkter Maschinenapertur ist nicht zu erwarten, da die dynamische Apertur die mechanische in keinem Fall wesentlich unterschreitet. Bei niedrigen Energien führen allerdings notwendige Anpassungen der Betafunktion zu einer Reduzierung der Maschinenakzeptanz und eventuell zu einer kürzeren Restgaslebensdauer. Im Bereich höherer Energien sind weder größere Störungen der optischen Funktionen noch der Strahllebensdauer zu erwarten.

2.10 Magnetfehler, Sollbahn-Störung und -Korrektur

Die Sollbahn ist die geschlossene, zentrisch durch die Magnete laufende Bahn der idealen Maschine. In der Realität führen Magnetfeld- und Aufstellungsfehler zu Störungen, so daß sich eine neue, von der Sollbahn abweichende, geschlossene Bahn, der *Closed Orbit*, einstellt. In den folgenden beiden Abschnitten werden diese Störungen näher betrachtet und ein Schema zur Korrektur der gestörten Sollbahn vorgestellt.

2.10.1 Magnetfehler und ihre Auswirkungen

Als Magnetfehler werden hier sowohl Feldstärke-, Längen- und Symmetriefehler der Magnete als auch alle Arten von Aufstellungsfehlern (transversale und longitudinale Verschiebungen, Drehungen) betrachtet. Magnetfehler sind nicht zu vermeiden - lediglich Toleranzgrenzen können mit steigendem Aufwand beim Bau und der Aufstellung der Magnete herabgesetzt werden.

Abbildung 2.15 zeigt als grobes Schema den Einfluß von Magnetfehlern auf die optischen Eigenschaften. Die Wirkung eines Magnetfehlers läßt sich in guter Näherung durch eine oder mehrere zusätzliche Multipolkomponenten des Magneten beschreiben. Jede Multipolkomponente kann durch verschiedene Magnetfehler hervorgerufen werden und hat unterschiedliche Auswirkungen auf die Maschinenoptik:

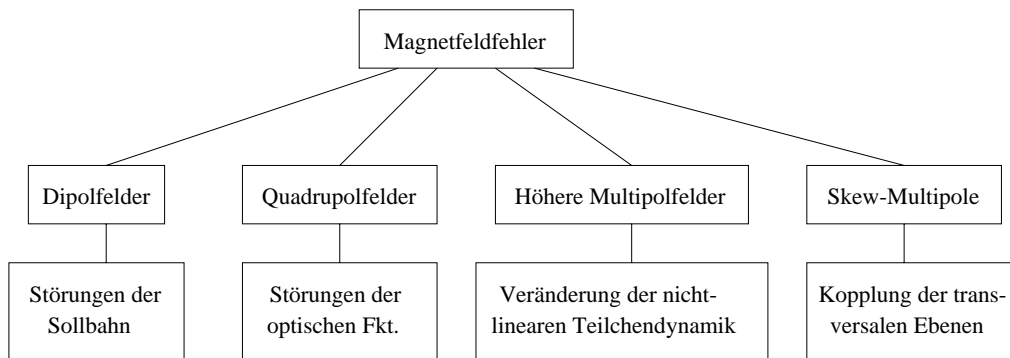


Abbildung 2.15: Auswirkungen von Magnetfehlern.

1. Dipolfelder: sie sind für die Strahlführung verantwortlich. Zusätzliche Dipolfelder führen zu Störungen der Sollbahn. Quellen zusätzlicher Dipolfelder sind bei Dipolmagneten:
 - Feldstärke- und Längenfehler,
 - longitudinale Fehlaufstellungen,
 - Drehungen um die longitudinale und horizontale Achse,
 und bei Quadrupol- oder höheren Multipolmagneten:
 - transversale Fehlaufstellungen.
2. Quadrupolfelder: zusätzliche Quadrupolfelder führen zu geänderter Fokussierung. Der Arbeitspunkt, der sich damit verschieben würde, wird durch Stärkeanpassungen der Ringquadrupole konstant gehalten. Damit ändern sich in erster Linie die optischen Funktionen (*Beta Beat*, Stördispersion). Ursachen solcher Felder sind bei Quadrupolmagneten Feldstärke- und Längenfehler und bei Sextupol- und höheren Multipolmagneten wiederum transversale Fehlaufstellungen.
3. Sextupol- und höhere Multipolfelder: die nichtlineare Teilchendynamik hängt von der Stärke der Sextupol- und höheren Multipolfelder ab. Da die ungestörte Einstellung das Ergebnis umfangreicher Optimierungen ist, sollten Änderungen zu weniger stabilen Teilchenbewegungen führen und sich sowohl die dynamische Apertur als auch die Impulsakzeptanz verringern. Zusätzliche Multipolfelder stammen von Feldstärke- und Längenfehlern der explizit eingebauten Multipolmagnete und, gemäß der Multipolwahlregel, den höheren Multipolkomponenten aller Ringmagnete.
4. Skew-Multipolfelder: normale Dipol-, Quadrupol- oder Sextupolmagnete führen nicht zu Kopplung - Energieübertrag aus der horizontalen in die vertikale Schwingungsebene ist nicht möglich. Erst durch Aufstellungsfehler gedrehte Quadru- und Sextupole oder vertikal verschobene Sextupole sowie alle höheren Multipole

führen zu einer Kopplung und damit vertikaler Emittanz. Kopplung kann erwünscht sein, z.B. zur Erhöhung der Touschek-Lebensdauer, oder unerwünscht, z.B. um möglichst hohe Brillanz zu erreichen. Hat die Kopplung nicht die gewünschte Stärke oder treten störende *Skew*-Felder auf, müssen *Skew*-Quadrupole zur Steuerung der Kopplung eingesetzt werden.

Mit der Stärke der Feldfehler wachsen auch die durch sie getriebenen Resonanzen, was zu einer Verkleinerung der dynamischen Apertur führen kann.

Von den genannten Auswirkungen der Magnetfehler ist die Sollbahnstörung grundsätzlich nicht tolerabel. Im nächsten Abschnitt werden für KONRAD zu erwartende Orbit-Ablagen berechnet und ein geeignetes Korrekturschema erstellt.

Störungen der optischen Funktionen (*Beta Beating*) und des Arbeitspunktes infolge zusätzlicher Quadrupolfelder sind nach der *Closed Orbit*-Korrektur erfahrungsgemäß nicht mehr sehr groß, da die transversalen Ablagen in den Sextupolen erheblich reduziert sind. Störungen werden nur insofern korrigiert, daß der Arbeitspunkt global wieder auf seinen Sollwert gesetzt wird. Störungen des nichtlinearen Verhaltens der Optik durch fehlerbedingte Sextupolfelder werden im Zuge von Lebensdaueroptimierungen, die zumindest in der Inbetriebnahmephase eines Speicherringes ständig vorzunehmen sind, weitestgehend reduziert.

2.10.2 Die Sollbahn-Störung

Ein möglichst wenig von der Sollbahn abweichender *Closed Orbit* ist für den Betrieb eines Speicherringes zur Synchrotronstrahlungserzeugung aus vielerlei Gründen erforderlich:

1. Teilchendynamik:

- Apertur und Akzeptanz: Ablagen des *Closed Orbits* von der Sollbahn führen zu unsymmetrischer Lage des Elektronenstrahls in der Vakuumkammer und somit zu einer Apertur- und Akzeptanzbegrenzung. Folgen sind verminderte Lebensdauer und schlechtere Injektionseffizienz.
- transversale Ablagen in Strahlführungsmagneten, *Insertion Devices* und HF-*Cavity*: Nichtlinearitäten durch höhere Multipolkomponenten der Magnetfelder des *Insertion Devices* und der Strahlführungsmagnete nehmen mit der transversalen Ablage zu und können die dynamische Apertur und damit die Lebensdauer beeinträchtigen. Ablagen im Beschleunigungs-*Cavity* können zu einer Wechselwirkung des Strahl mit Instabilitäten treibenden, höheren Moden (HOMs) des *Cavitys* führen und diese sogar noch verstärken.

2. Nutzeranforderungen:

Multipol	Ursache	horizontaler Kick $k_x(B\rho) = \Delta \int B_y ds$	vertikaler Kick $k_y(B\rho) = \Delta \int B_x ds$
Dipol	<i>Flat Top</i> Feldfehler	$\Delta B_0 l_d$	-
	Längenfehler	$B_0 \Delta l_d$	-
	Verkippung ϕ (<i>Tilt</i>)	$\phi^2 \cdot B_0 l_d$	-
	Drehung ψ (<i>Skew</i>)	$\psi^2/2 \cdot B_0 l_d$	$\psi \cdot B_0 l_d$
Quadrupol	transversale Verschiebung	$\Delta x (kl_q)$	$\Delta y (kl_q)$

Tabelle 2.10: Ursache und Kickstärke der wichtigsten *Closed Orbit*-Störungen.

- der *Closed Orbit* bestimmt auch Richtung und Quellpunkt der ausgesendeten Synchrotronstrahlung. Auslaßsysteme und Strahlrohre mit Monochromatoren und vielen anderen hochsensiblen optischen Geräten müssen mit großem Aufwand exakt justiert werden. Änderungen der Strahlrichtung können ohne Verlust an Leistungsfähigkeit nur in engen Grenzen kompensiert werden. Den Nutzerbedürfnissen angepaßte, stabile Strahlage und die damit verbundene Reproduzierbarkeit von Messungen sind für optimale Experimentierbedingungen essentiell.

Um die Größe der *Closed Orbit*-Störung zu bestimmen, werden die im letzten Abschnitt aufgeführten zusätzlichen integralen Dipolfelder $\Delta(\int B ds)$ in transversale Orbit-Kicks $k_{x,y} = (\Delta \int B_{y,x} ds)/(B_0 \rho)$ umgerechnet. Ursache und Kickstärke der Hauptstörungen des *Closed Orbits* sind in Tabelle 2.10 unter Verwendung von Kleinwinkelnäherungen dargestellt. Die Verschiebung des *Closed Orbits* infolge eines einzelnen Orbit-Kicks k_u bei $s = 0$ ergibt sich aus:

$$u(s) = \frac{\sqrt{\beta_u(s)\beta_u(0)}}{\sin(\pi Q_u)} \frac{k_u}{2} \cos(\psi_u(s) - \pi Q_u) \quad \text{mit } u = x, y, \quad (2.38)$$

und die beliebig verteilter Orbit-Kicks durch quadratische Mittelwertbildung (*rms*) aus:

$$\langle u(s) \rangle = \frac{\sqrt{\beta_u(s)}}{2\sqrt{2} \sin(\pi Q_u)} \sqrt{\sum_i k_{u_i}^2 \beta_u(s_i)} \quad (u = x, y). \quad (2.39)$$

Zur Abschätzung der *Closed Orbit*-Ablagen fließen nicht Einzelfehler, sondern *rms*-Werte gleicher Fehlerquellen ein. Unter Verwendung der in Tabelle 2.10 aufgeführten Fehlerquellen ergeben sich die *rms*-Ablagen des gestörten *Closed Orbits* gemäß [44] aus:

$$\langle x(s) \rangle = \frac{1}{(B\rho)} \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2\sqrt{2} \sin(\pi Q_x)} \left(\sum_{i=1}^{N_d} \left[l_d^2 \beta_x(s_i) \langle \Delta B_o \rangle^2 \right. \right.$$

$$+ B_o^2 \beta_x(s_i) \langle \Delta l_d \rangle^2 + (B_o l_d)^2 \beta_x(s_i) (\langle \phi^2 \rangle^2 + \langle \psi^2 \rangle^2 / 4) \left. \right] + \sum_{i=1}^{N_q} (k_i B \rho l_{q_i})^2 \beta_x(s_i) \langle \Delta x \rangle^2 \Big)^{1/2} \quad (2.40)$$

$$\langle y(s) \rangle = \frac{1}{(B \rho)} \frac{\sqrt{\beta_y(s)}}{2\sqrt{2} \sin(\pi Q_y)} \left(\sum_{i=1}^{N_d} (B_o l_d)^2 \beta_y(s_i) \langle \psi \rangle^2 + \sum_{i=1}^{N_q} (k_i B \rho l_{q_i})^2 \beta_y(s_i) \langle \Delta y \rangle^2 \right)^{1/2} . \quad (2.41)$$

Mit den zu erwartenden Magnetfehlern, die in Tabelle 2.11 aufgelistet sind und auf Erfahrungen bei BESSY II beruhen [45, 46], sind für KONRAD folgende *rms-Closed Orbit* Ablagen zu erwarten:

$$\langle x(s) \rangle = \sqrt{\beta_x(s)} 1.32 \cdot 10^{-3} \quad \text{bzw.} \quad \langle y(s) \rangle = \sqrt{\beta_y(s)} 0.69 \cdot 10^{-3} . \quad (2.42)$$

Diese Werte decken sich in etwa mit den simulierten *rms-Closed Orbit* Ablagen von MAD (siehe nachfolgender Abschnitt 2.10.3): $\langle x(s) \rangle / \sqrt{\beta_x(s)} = 1.5 \cdot 10^{-3}$ und $\langle y(s) \rangle / \sqrt{\beta_y(s)} = 0.5 \cdot 10^{-3}$. Verwendet man die mittleren Betafunktionen $\langle \beta_x \rangle = 6.76$ m und $\langle \beta_y \rangle = 4.96$ m, so ergibt sich mit den Faktoren aus Gleichung 2.42:

$$\langle x_{co} \rangle = 3.4 \text{ mm} \quad \text{bzw.} \quad \langle y_{co} \rangle = 1.5 \text{ mm} .$$

Die Maximalablagen des *rms-Closed Orbits* folgen ebenfalls aus Gleichung 2.42 unter Verwendung der maximalen Betafunktionen $\beta_{x_{max}} = 20$ m und $\beta_{y_{max}} = 7.5$ m:

$$\langle x \rangle_{max} = 5.9 \text{ mm} \quad \text{bzw.} \quad \langle y \rangle_{max} = 1.9 \text{ mm} .$$

Die tatsächlichen Maximalablagen in der realen Maschine können diesen Wert wegen statistischer Fluktuationen der Fehlerverteilungen um ein Mehrfaches übersteigen. Ausführliche Simulationsrechnungen und Analysen im folgenden Abschnitt ermöglichen genauere Aussagen über die zu erwartenden Maximalablagen. Da aber selbst bei einem Faktor 4

Dipol	<i>Flat Top</i> -Feldfehler	$\langle \Delta B_o / B_o \rangle = 0.0005$
	Längenfehler	$\langle \Delta l_d / l_d \rangle = 0.0005$
	<i>Tilt</i>	$\sqrt{\langle \phi^2 \rangle} = 0.0001 \text{ rad}$
	<i>Skew</i>	$\sqrt{\langle \psi^2 \rangle} = 0.0002 \text{ rad}$
Quadrupol	transv. Verschiebung	$\langle \Delta x \rangle = \langle \Delta y \rangle = 0.0001 \text{ m}$

Tabelle 2.11: KONRAD: angenommene *rms*-Werte der Magnetfehler, basierend auf Erfahrungen bei BESSY II.

der Strahl noch weit von der mechanischen Aperturgrenze entfernt ist, sollten die in Tabelle 2.11 aufgeführten Magnetfehler in Bezug auf den unkorrigierten *Closed Orbit* als Toleranzen ausreichend sein.

2.10.3 Strahlagekorrektur

Die im vorigen Abschnitt berechneten *Closed Orbit*-Abweichungen sind für den Speicherringbetrieb inakzeptabel und müssen korrigiert werden. Zu diesem Zweck werden für beide Ebenen zusätzlich schwache Korrektur-Dipolmagnete, sogenannte *Steerer*, eingebaut. Zur Bestimmung der *Closed Orbit*-Ablagen wird ein System von Strahlagemonitoren (*Beam Position Monitor = BPM*) verwendet. Die Anzahl der Korrekturmagnete und BPMs hängt von der gewünschten Qualität des korrigierten *Closed Orbit* ab: je mehr *Steerer* und BPMs, desto kleinere Orbitablagen. Andererseits sollte ihre Anzahl aus Platz- und Kostengründen so gering wie möglich gehalten werden. Die ungefähre Anzahl von *Steerer* und BPMs, die für eine effiziente *Closed Orbit* Korrektur notwendig ist, läßt sich grob mit $N_{x,y} \approx 4Q_{x,y}$ abschätzen. Das heißt sowohl *Steerer* als auch BPMs sollten untereinander einen Phasenverschub (der Betatronschiwingung) von $\Delta\psi \approx 90^\circ$ haben. Über diesen Phasenverschub werden Winkel in Ablagen transformiert und umgekehrt, so daß der Orbit bestmöglich gemessen und korrigiert werden kann. Letztendlich bestimmen die Simulationsergebnisse, ob mehr oder weniger Korrektur- und Diagnose-

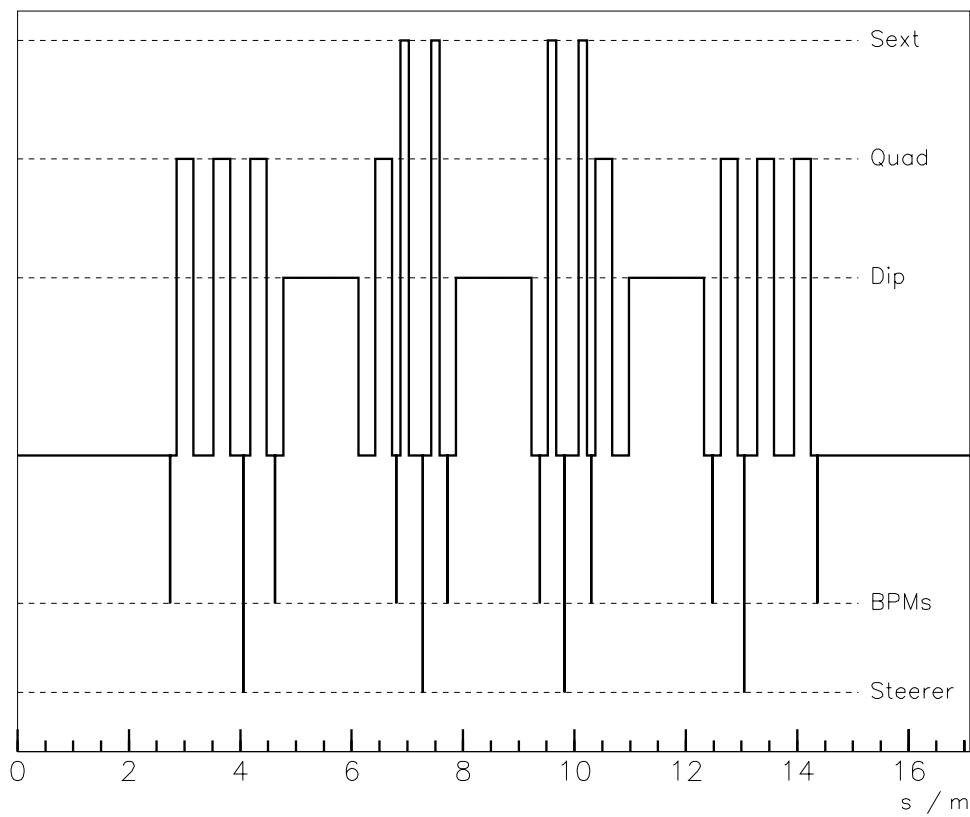


Abbildung 2.16: KONRAD *Closed Orbit* Korrekturschema über der Einheitszelle.

elemente benötigt werden oder die verwendeten Elemente umarrangiert werden müssen. Für KONRAD wurden verschiedene Korrekturschemata untersucht. Die Ergebnisse des am besten geeigneten Schemas werden im folgenden vorgestellt. Abbildung 2.16 zeigt das entwickelte Korrekturschema und die optischen Elemente, die jeweils über ihre Höhe zu identifizieren sind. Pro Einheitszelle werden 8 BPMs und 4 *Steerer* verwendet. Die *Steerer* wirken in beiden Ebenen, wodurch sowohl Platz als auch Kosten gespart werden können. Auf die Nutzung der Dipolmagnete als *Steerer* durch Installation einer zusätzlichen, unabhängig bestrombaren Spulenwindung wurde verzichtet, um die Konstanz und Reproduzierbarkeit des Hauptmagnetfeldes nicht zu gefährden.

Die betrachteten Korrekturschemata wurden mit MAD getestet, wobei jeweils 100 Fehlersätze entsprechend den Annahmen in Tabelle 2.11 gewürfelt wurden. Die Fehler wurden gaußverteilt simuliert und die Verteilung bei 3σ abgeschnitten. Für die Bestimmung der zur Orbitkorrektur notwendigen *Steerer*-Stärken wurde ein in MAD implementierter

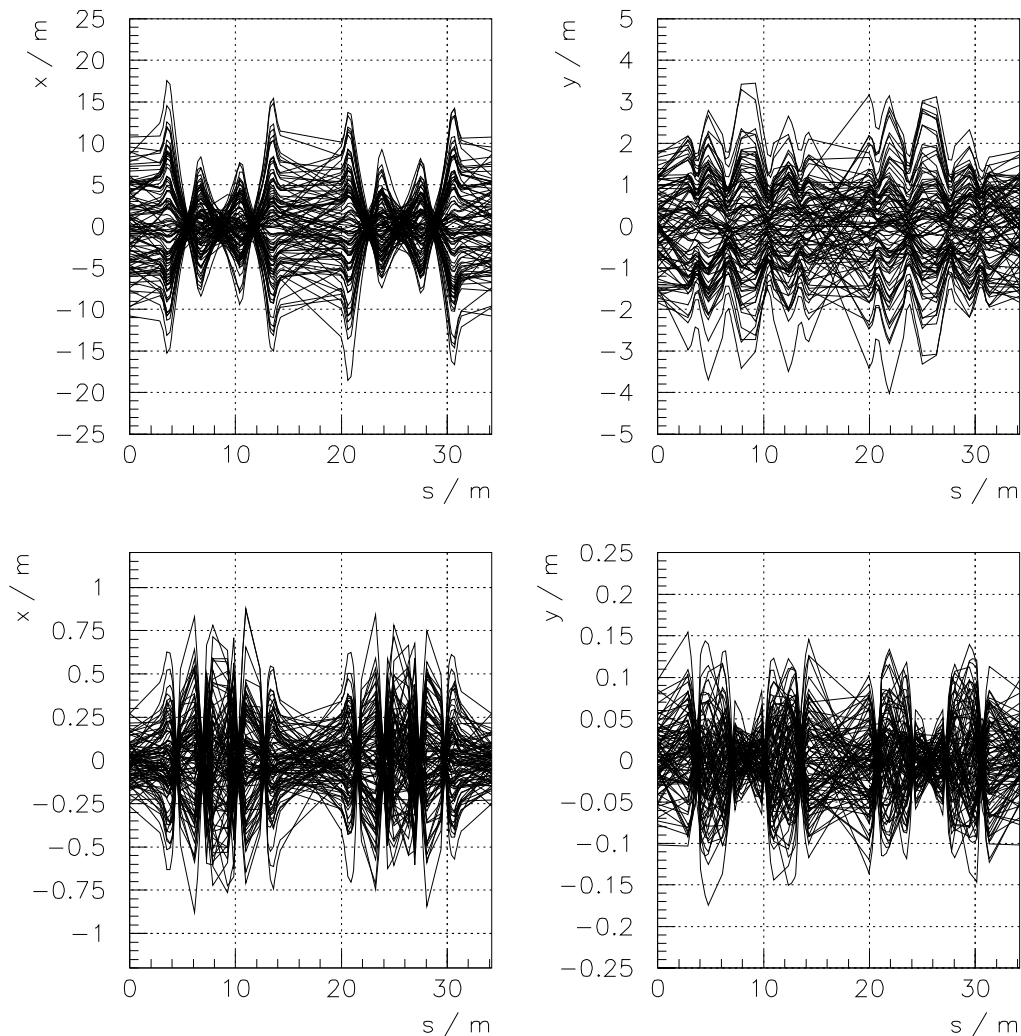


Abbildung 2.17: KONRAD: *Closed Orbit*-Ablagen in mm über der Ringposition s in m für 100 Fehlersätze; vor (oben) und nach (unten) der Korrektur; links: horizontaler Orbit; rechts: vertikaler Orbit.

MICADO-Algorithmus [47] verwendet.

In Abbildung 2.17 sind 100 simulierte *Closed Orbits* vor und nach der Korrektur dargestellt. Die maximale Ablage der unkorrigierten *Closed Orbits* liegt bei $\hat{x}_{co} \approx 18$ mm in der horizontalen und $\hat{y}_{co} \approx 4$ mm in der vertikalen Ebene. Nach der Korrektur liegt die Maximalablage bei $\hat{x}_{co} \approx 0.88$ mm bzw. bei $\hat{y}_{co} \approx 0.17$ mm. Die maximal benötigte Kickerstärke beträgt $\hat{k}_x \approx 2.3$ mrad und tritt wegen der dort größeren Orbitablagen erwartungsgemäß in der horizontalen Ebene auf.

Zur weiteren Analyse wurden Mittelwerte der *rms*- und der Maximalablagen über die 100 simulierten Orbits gebildet. Diese Werte wurden zum einen lediglich unter Verwendung der an den BPM-Positionen auftretenden Orbitablagen berechnet. Zum anderen wurden sie aber auch für den gesamten Ring ermittelt, um zu gewährleisten, daß das betrachtete Korrekturschema nicht nur den Orbit an den BPM-Positionen erfolgreich

Korrektur	Ring/BPMs	$\frac{\sum_{i=1}^{100} \langle x \rangle_i}{100}$	$\frac{\sum_{i=1}^{100} \langle y \rangle_i}{100}$	$\frac{\sum_{i=1}^{100} \hat{x}_i}{100}$	$\frac{\sum_{i=1}^{100} \hat{y}_i}{100}$
		/ mm			
ohne	Ring	3.6	0.95	8.3	3.9
	BPMs	3.0	0.98	6.0	1.7
mit	Ring	0.18	0.04	0.48	0.09
	BPMs	0.15	0.04	0.35	0.08

Tabelle 2.12: KONRAD Korrekturergebnisse: gemittelte *rms*- und Maximalablagen mit und ohne Strahlagekorrektur.

korrigiert, sondern auch dazwischen keine großen Ablagen produziert. Die berechneten Mittelwerte sind in Tabelle 2.12 dargestellt.

Für die gemittelten Kickerstärken und deren Maximalwerte ergeben sich:

$$\frac{\sum_{i=1}^{100} \langle |k_x| \rangle_i}{100} = 0.6 \text{ mrad} \quad \text{und} \quad \frac{\sum_{i=1}^{100} |\hat{k}_{x_i}|}{100} = 1.2 \text{ mrad} \quad \text{bzw.}$$

$$\frac{\sum_{i=1}^{100} \langle |k_y| \rangle_i}{100} = 0.1 \text{ mrad} \quad \text{und} \quad \frac{\sum_{i=1}^{100} |\hat{k}_{y_i}|}{100} = 0.2 \text{ mrad}.$$

Die Verteilungen der hier betrachteten Orbit-Parameter der korrigierten und unkorrigierten Maschine sowie die notwendigen Kickerstärken über die 100 Fehlerläufe sind in den Histogrammen der Abbildungen 2.18 bis 2.20 dargestellt.

Die erzielten Korrekturergebnisse liegen in dem Bereich, der üblicherweise in Speicherrin-

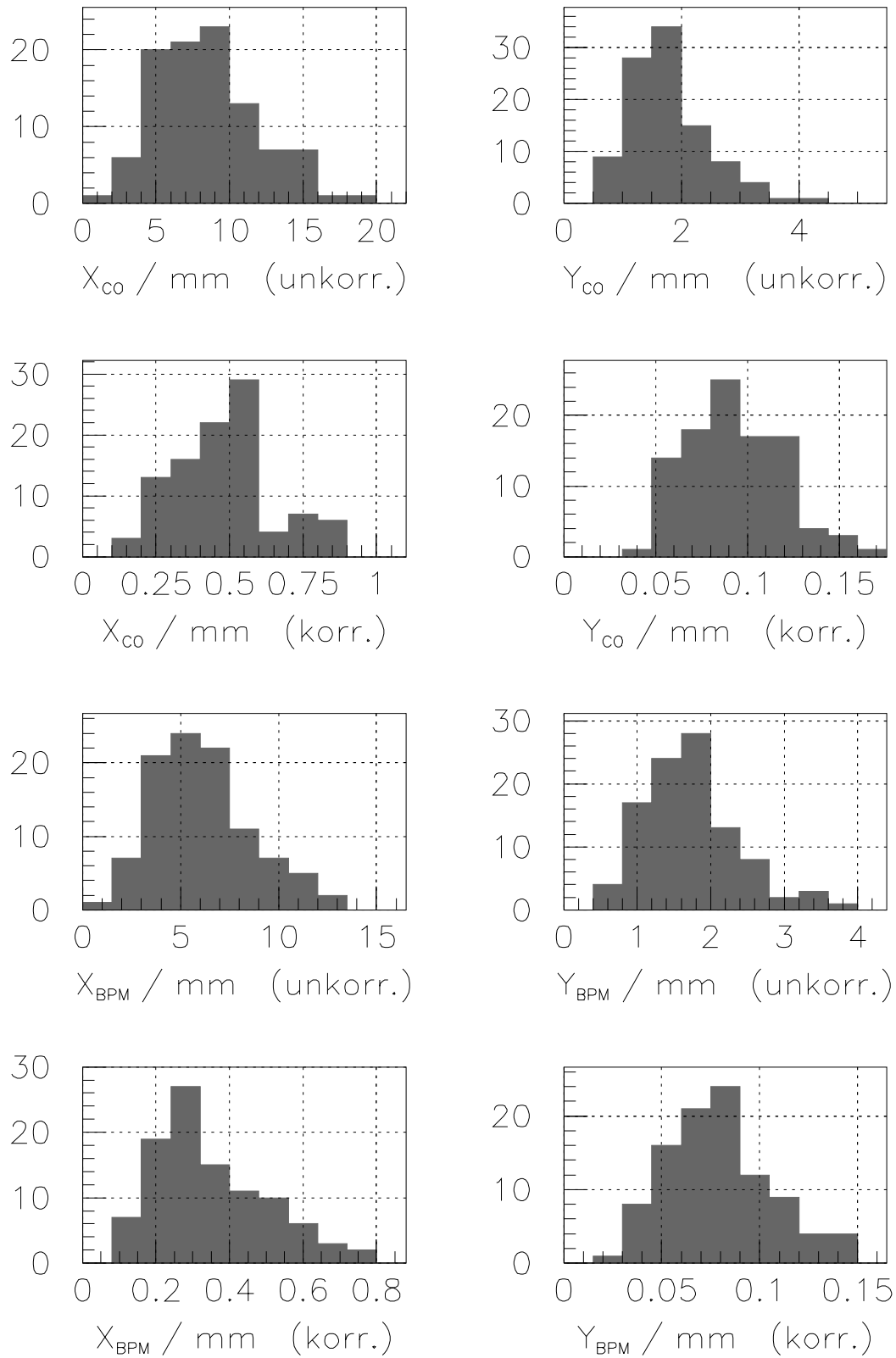


Abbildung 2.18: KONRAD: Maximale Orbitablagen über den Gesamtring (obere Hälfte) und nur an den BPM-Positionen (untere Hälfte); links: hor., rechts: ver.

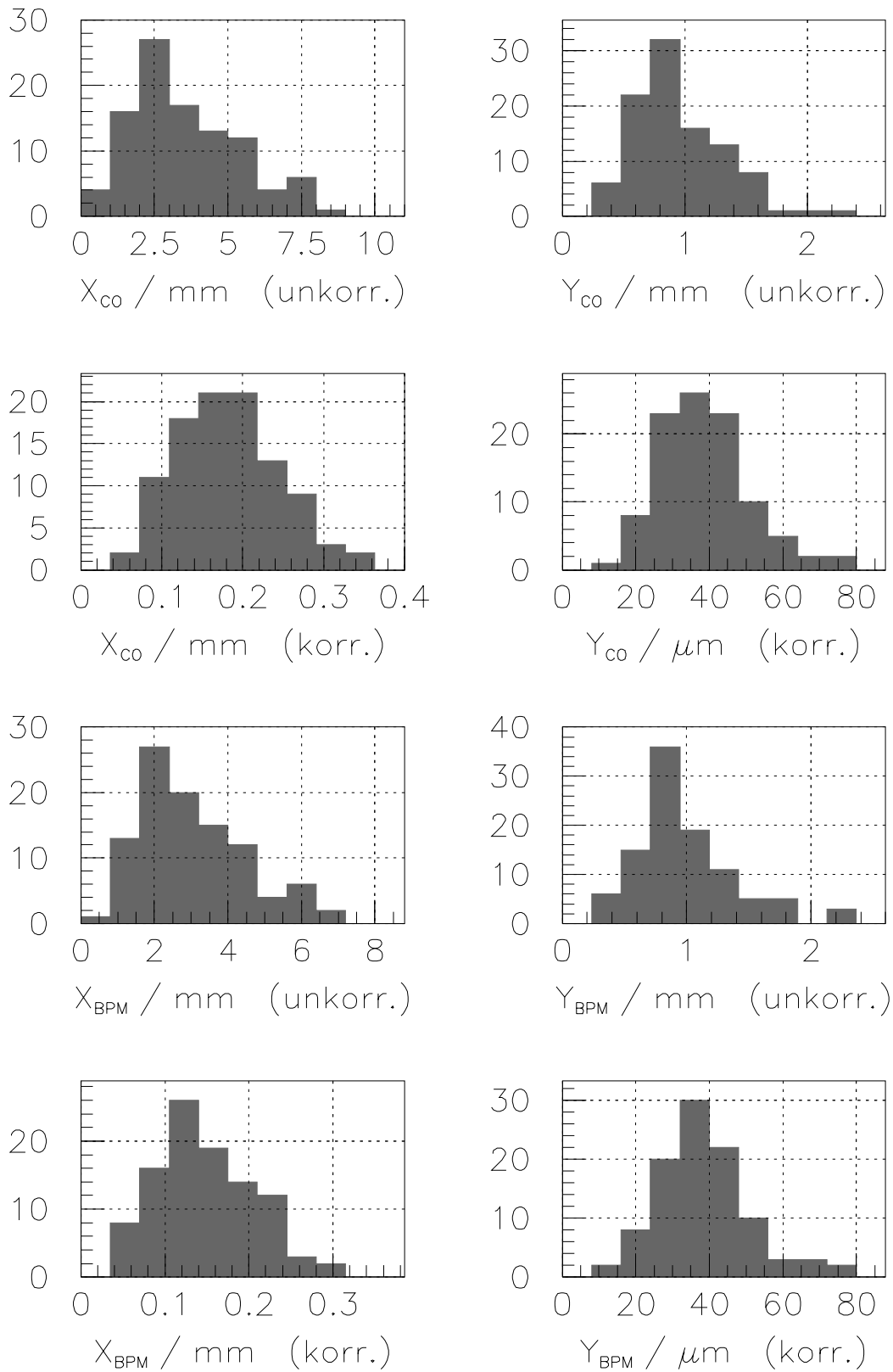


Abbildung 2.19: KONRAD: *rms*-Orbitablagen über den Gesamtring (obere Hälfte) und nur an den BPM-Positionen (untere Hälfte); links: horizontal, rechts: vertikal.

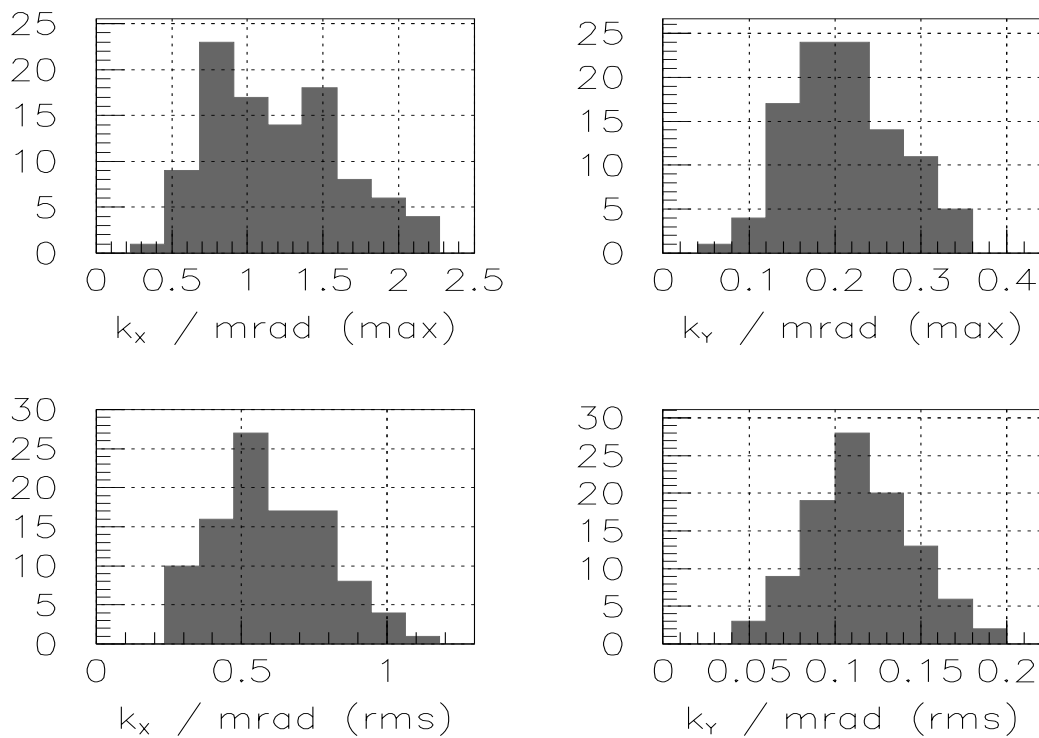


Abbildung 2.20: KONRAD: Maximal- (oben) und *rms*-Kickerstärken (unten); links: horizontal, rechts: vertikal.

gen eingestellt wird, und sollten absolut ausreichend sein: maximale Ablagen horizontal $\hat{x}_{co} < 1.0$ mm bzw. vertikal $\hat{y}_{co} < 0.2$ mm und *rms*-Werte $\langle x_{co} \rangle < 0.4$ mm bzw. vertikal $\langle y_{co} \rangle < 80 \mu\text{m}$. Wesentliche Abweichungen zwischen den Werten, die nur über die BPM-Positionen, und denen, die über den Gesamtorbit gemittelt wurden, treten nicht auf, so daß das Korrekturschema auch in dieser Hinsicht als geeignet angesehen werden kann.

2.10.4 Strahlstabilität

Die transversale Strahlstabilität kann im wesentlichen durch mechanische Bewegungen der Magnete oder durch Schwankungen in deren Stromversorgung gestört werden. Letztere haben kaum Auswirkung auf die Strahlage: die Dipolmagnete, die als einzige nennenswerte, horizontale *Orbit*-Störungen produzieren könnten, werden von einem gemeinsamen Netzgerät versorgt. Niederfrequente Schwankungen mit Periodendauern von Vielfachen der longitudinalen Dämpfungszeit $T \gg \tau_s$ führen nicht zu Orbitstörungen. Ab Frequenzen von $f \geq 1$ Hz können sich, abhängig von der Dämpfungszeit, Auswirkungen auf die Strahlage zeigen. Da allerdings die Amplitude der Schwingung sehr gering ist und der Durchgriff auf das Dipolfeld wegen der hohen Induktivität der Dipolspulen mit steigender Frequenz sinkt, bleiben die hervorgerufenen Orbiterschwankungen klein. Mit modernen Netzgeräten lassen sich Welligkeiten von $\Delta I/I = (1 \dots 10) \cdot 10^{-6}$ [48] errei-

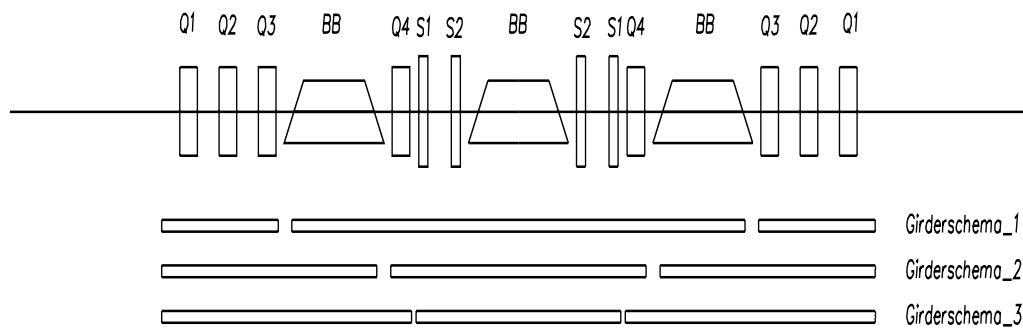


Abbildung 2.21: KONRAD Girderschemata.

chen, die bei KONRAD zu Orbitalabweichungen von einigen Mikrometern führen würden. Diese liegen deutlich unter den von mechanischen Schwingungen hervorgerufenen Orbitalabweichungen und werden im folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Mechanische Bewegungen der Magnete werden hauptsächlich von Bodenschwingungen, in geringerem Maße aber auch von Schwingungen der verschiedenen Pumpen (Vakuumpumpen, Wasserpumpen, Kryopumpen) verursacht. Die Schwingungsamplituden einzelner aufgestellter Magnete werden dabei ohne zusätzliche Maßnahmen in der Regel noch um ein vielfaches verstärkt. Montiert man mehrere Magnete auf ein gemeinsames Gestell, einen *Girder*, so lassen sich Amplitude und Frequenz dieser Schwingungen beeinflussen. Außerdem lassen sich bei der Positionierung auf *Girdern* höhere Aufstellungsgenauigkeiten benachbarter Magnete als bei Einzelpositionierung erreichen. Durch den Einsatz von *Girdern* hoher Masse mit niedriger Eigenresonanzfrequenz ist es möglich, die Verstärkung höherfrequenter Anregungsschwingungen zu reduzieren oder sogar die Schwingung zu dämpfen. Die im BESSY II Speicherring verwendeten *Girders* sind sandgefüllte Stahlträger mit Massen von $m = (2.6 \dots 4.9) \text{ t}$. Zu Amplituden und Frequenzen von Boden- und *Girder*-Schwingungen sind verschiedene Messungen durchgeführt worden [49]. Die maximalen Schwingungsamplituden liegen im niederfrequenten Bereich von 5 – 40 Hz und betragen auf dem Boden horizontal $\hat{x}_B \approx 150 \text{ nm}$ bzw. vertikal $\hat{y}_B \approx 300 \text{ nm}$ und auf den *Girdern* $\hat{x}_G \approx 400 \text{ nm}$ bzw. $\hat{y}_G \approx 150 \text{ nm}$.

Neben der *Girder*-Masse ist besonders die Aufteilung der Ringmagnete auf die *Girders* für die Strahlstabilität von Bedeutung. Für KONRAD wurden diesbezüglich drei Schemata mit jeweils 3 *Girdern* pro Einheitszelle untersucht, die in Abbildung 2.21 dargestellt sind. Die *Girders* sind symmetrisch um den mittleren Dipol angeordnet. Der Schnitt zwischen erstem und zweitem *Girder* liegt bei Schema 1 außerhalb des Achromaten vor dem äußeren Dipol, in Schema 2 im Achromaten nach dem äußeren Dipol und vor dem Quadrupol *Q4* und im Schema 3 im Achromaten nach dem Quadrupol *Q4*. Für jedes Schema wurden unter Verwendung der bei BESSY gemessenen *Girder*-Schwingungsamplituden jeweils 50 Optiken mit schwingungsbedingten Fehlpositionen der Dipol- und Quadrupolmagnete auf den verschiedenen *Girdern* simuliert und deren *Closed Orbit* Störung ermittelt. Abbildung 2.22 zeigt die Ergebnisse dieser Rechnungen. Signifikante Unterschiede zwischen den drei Varianten sind nicht zu beobachten.

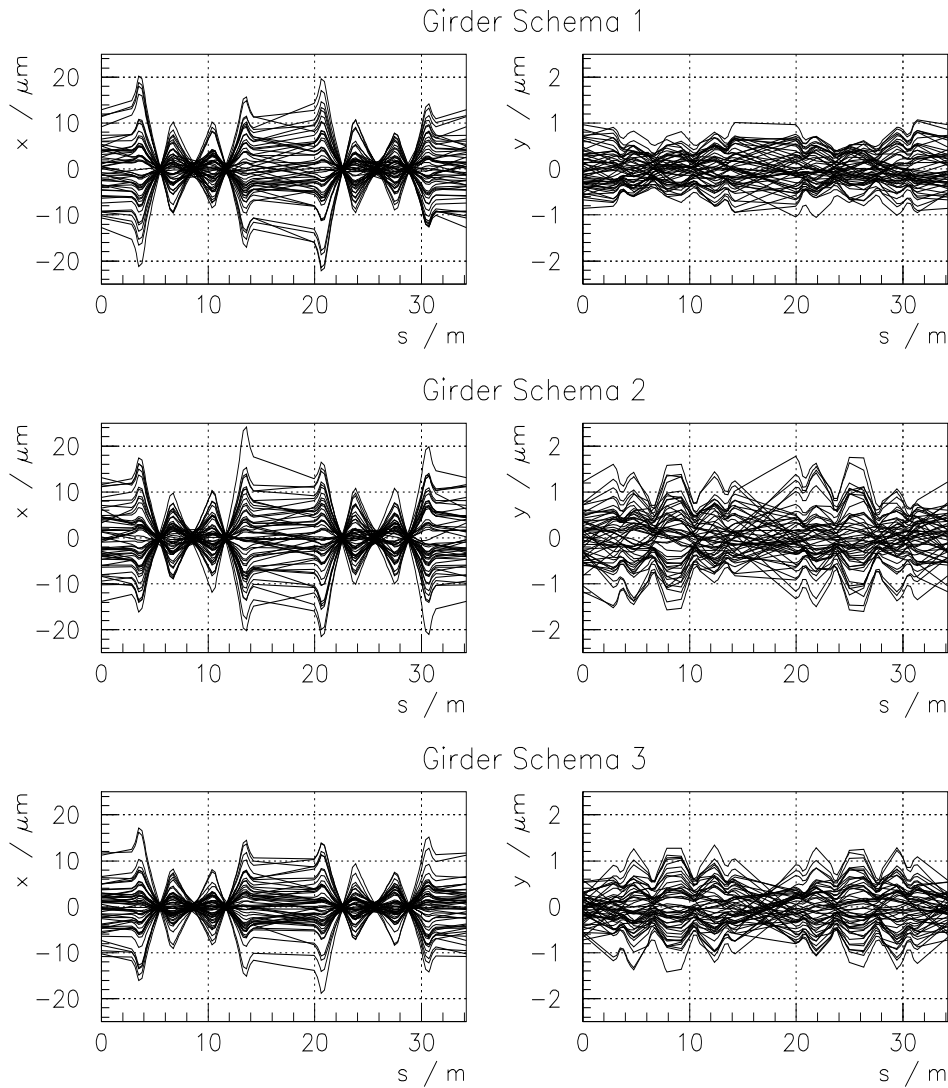


Abbildung 2.22: Orbitstörungen der untersuchten *Girder*-Schemata; links: horizontale Orbitablagen; rechts: vertikale Orbitablagen.

Dennoch treten bei Schema 2 mit $\hat{x}_{G2} = 24 \mu\text{m}$ bzw. $\hat{y}_{G2} = 1.8 \mu\text{m}$ sowohl horizontal als auch vertikal die größten *Closed Orbit* Ablagen auf. Schema 1 und 3 sind in etwa gleichwertig: in Schema 1 ist die horizontale Maximalablage größer ($\hat{x}_{G1} = 22 \mu\text{m}$ gegenüber $\hat{x}_{G3} = 18 \mu\text{m}$) und die vertikale kleiner als in Schema 3 ($\hat{y}_{G1} = 1.1 \mu\text{m}$ gegenüber $\hat{y}_{G3} = 1.4 \mu\text{m}$). Da allerdings in Schema 1 der gesamte Achromat mit den Dipolen auf einem *Girder* plaziert ist, der mindestens eine Länge von $L \geq 7.0 \text{m}$ haben müßte, dürfte diese Lösung eher unattraktiv sein. Schema 3 stellt somit bezüglich der Orbitstörungen die günstigste Aufteilung der Magnete auf die *Girder* dar.

Um zu beurteilen, wie störend die berechneten Orbitschwankungen sind, wird ihre Größe mit den transversalen Strahldimensionen σ_x und σ_y verglichen. Diese sind durch die Emittanz bestimmt und damit stark energie- und stromabhängig. Bei angenommenem "Normalbetrieb" mit einem Strom von $I = 100 \text{mA}$ liegt die Emittanz im gesamten

Energiebereich wegen der Energieabhängigkeit des *Intra Beam Scattering* bei Werten von $\varepsilon \geq 35$ nradm. Die transversalen Strahlquerschnitte liegen damit je nach longitudinaler Position (*Insertion Device*-Strecke, äußerer oder mittlerer Dipolmagnet) zwischen $110\mu\text{m} \leq \sigma_x \leq 590\mu\text{m}$ horizontal und $80\mu\text{m} \leq \sigma_y \leq 115\mu\text{m}$ vertikal (vgl. Tabelle 2.4). Da selbst die kleinsten Strahlquerschnitte die zu erwartenden Orbitstörungen von $\hat{x} = \hat{x}_{G3} \leq 18\mu\text{m}$ bzw. $\hat{y} = \hat{y}_{G3} \leq 1.4\mu\text{m}$ um ein mehrfaches überschreiten, sind unter diesen Bedingungen keine starken negativen Auswirkungen auf die Qualität des Photonenstrahls zu erwarten. Das gilt ebenso für Divergenz des Strahls. Die Unterschiede der drei Girderschemata in Bezug auf die resultierenden *Closed Orbit*-Ablagen favorisieren keines der untersuchten Schemata zwingend. Insgesamt sind die *Closed Orbit*-Ablagen aller drei Schemata sehr gering und sollten im Vergleich zu den Strahldimensionen vernachlässigt werden können.

Kapitel 3

Hochfrequenzsystem

In diesem Kapitel werden zunächst kurz die Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik, die maßgeblich durch die Auslegung des Hochfrequenz(HF)-Systems bestimmt ist, vorgestellt. Darauf aufbauend, werden im zweiten Abschnitt Anforderungen an das HF-System formuliert und begründet. Im Abschnitt 3.3 werden die physikalische Parameter eines geeigneten HF-System für KONRAD spezifiziert und diskutiert. Insbesondere werden ausgewählte HF-*Cavities* existierender Speicherringe auf ihre Eignung für den Einsatz in KONRAD hin näher untersucht. Abschließend wird eine Übersicht der Leistungsbilanz des HF-Systems gegeben.

3.1 Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik

Die in einem Speicherring umlaufenden Elektronen verlieren aufgrund der Emission von Synchrotronstrahlung permanent Energie. Der mittlere Energieverlust pro Umlauf U_0 eines Elektrons ergibt sich aus:

$$U_0 = \frac{e^2}{3\epsilon_0} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^4 \frac{1}{\rho}, \quad (3.1)$$

wobei hier nur Energieverluste infolge von Strahlung aus den Ringdipolen berücksichtigt sind. Zusätzlich installierte *Insertion Devices* führen zu weiteren Verlusten. Überschreitet der sich akkumulierende Energieverlust die Energieakzeptanz der Maschine, so geht das Teilchen verloren. Primäre Aufgabe des HF-Systems ist es, diesen Energieverlust zu kompensieren. Dies geschieht durch Beschleunigung der Elektronen in einem starken elektromagnetischen Hochfrequenzfeld, das in einen Hohlraumresonator, das sogenannte Beschleunigungs-*Cavity*, eingekoppelt wird. Die sich ausbildende *Cavity*-Spannung

$$V(t) = V_c \cdot \sin(\omega_{HF} t) \quad (3.2)$$

muß zum Zeitpunkt t_s des Sollteilchen-Durchfluges

$$V = V_c \cdot \sin(\omega_{HF} t_s) = V_c \cdot \sin \psi_s = U_0/e \quad (3.3)$$

sein, wobei ω_{HF} die Frequenz und V_c die Maximalspannung des HF-Feldes sind und ψ_s den synchronen Phasenwinkel angibt.

Um auch Elektronen mit Energieabweichungen speichern zu können, ist eine sogenannte Phasenfokussierung notwendig: Teilchen mit zu niedriger Energie müssen im HF-*Cavity* stärker als das Sollteilchen beschleunigt werden, Teilchen mit zu hoher Energie dagegen schwächer. Folge dieser Fokussierung sind Synchrotronschwingungen, bei denen impulsabweichende Teilchen im longitudinalen Phasenraum um die Position des Sollteilchens oszillieren. Die Stärke der Beschleunigungsspannung hängt vom Zeitpunkt des Durchfluges durch das *Cavity* und damit von der HF-Phase ψ ab. Ist diese Phase von der Teilchenenergie abhängig, so läßt sich eine longitudinale Fokussierung (oder Defokussierung) erreichen. Da die Geschwindigkeit relativistischer Teilchen nur noch schwach von ihrer Energie abhängt ($\beta = v/c \approx 1.0$), kann die energieabhängige, zeitliche bzw. phasenmäßige Sortierung bei der *Cavity*-Passage nur durch unterschiedliche Längen dispersiver Teilchenbahnen verursacht werden. Der *Momentum Compaction*-Faktor α_c , der ein Parameter der transversalen Magnetoptik ist, stellt ein Maß für diese Weglängenänderung relativistischer, energie- bzw. impulsabweichender Teilchen dar:

$$\alpha_c = \frac{\Delta C}{C} \bigg/ \frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{C} \oint \frac{\eta}{\rho} ds, \quad (3.4)$$

wobei C der Ringumfang und η die Dispersionsfunktion ist. Zur Berechnung der Flugzeitänderung bei Impulsabweichung η_c muß neben der Weglängenänderung auch die Geschwindigkeitsänderung $\Delta\beta/\beta$ berücksichtigt werden:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta C}{C} - \frac{\Delta\beta}{\beta} = \left(\alpha_c - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta p}{p} = \eta_c \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.5)$$

Abhängig vom Vorzeichen von η_c ergeben sich Stabilitätsbedingungen für die Lage des synchronen Phasenwinkels:

$$V(\psi_s) > 0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{dV}{d\psi} \right|_{\psi_s} \begin{array}{l} > 0 \longrightarrow 0 < \psi_s < \pi/2 \quad \text{für} \quad \eta_c < 0 \\ < 0 \longrightarrow \pi/2 < \psi_s < \pi \quad \text{für} \quad \eta_c > 0. \end{array} \quad (3.6)$$

Eine Phasenfokussierung mit $\psi_s = \pi/2$ bzw. $V_c = U_0/e$ ist nicht möglich, da jede Abweichung von der Sollphase zu geringerer Beschleunigung und damit zum mittelfristigen Verlust niederenergetischerer Elektronen führt. Zur stabilen Speicherung eines Elektronenstrahls sind grundsätzlich höhere Spannungen nötig, als sie lediglich zur Kompensation der Synchrotronstrahlungsverluste notwendig wären. Das Verhältnis zwischen maximaler *Cavity*-Spannung V_c und Kompensationsspannung U_0/e wird als Überspannungsfaktor $q = e V_c/U_0$ bezeichnet.

Nach Gleichung 3.6 können die Elektronen nur in einem bestimmten Phasenbereich der HF-Schwingung stabil umlaufen. Infolge von Fokussierung und Dämpfung konzentrieren sich die Elektronen eines solchen Bereiches (*Bucket*) in Paketen, den Bunchen, deren maximale Anzahl h durch Ringumfang und HF-Frequenz f_{HF} gegeben ist: $h = C f_{HF}/c$.

Der verbleibende Phasenbereich ist leer. Die Bewegung der Elektronen im longitudinalen Phasenraum ($\Delta E = E - E_0$, $\Delta\psi = \psi - \psi_s$) wird Synchrotronschwingung genannt und läßt sich durch zwei ungekoppelte Differentialgleichungen zweiter Ordnung beschreiben [50, S.204]:

$$\begin{aligned} \Delta\ddot{\psi} + \chi [\sin(\psi_s + \Delta\psi) - \sin\psi] &= 0 & \Delta\ddot{E} + 2a_s\Delta\dot{E} + \Omega_s^2\Delta E &= 0 \\ \chi &= -\frac{2\pi h f_0^2 eV_c \eta_c}{\beta^2 E} & \Omega_s &= f_0 \sqrt{-\frac{2\pi \eta_c eV_c \cos\psi_s}{\beta^2 E}} & (3.7) \\ & & a_s &= \frac{1}{2T_0} \frac{dW}{dE} \end{aligned}$$

wobei Ω_s die Frequenz der Synchrotronschwingung, f_0 die Umlauffrequenz und $h = f_{HF}/f_0$ die Harmonischenzahl ist und a_s die Strahlungsdämpfung repräsentiert. Die durch das HF-System bestimmte longitudinale Energieakzeptanz $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel}$ ergibt sich mit der Lösung von Gleichung 3.7:

$$\Delta E = \pm \sqrt{-\frac{eV_c E}{\pi h \left(\alpha_c - \frac{1}{\gamma^2}\right)}} \left[\cos(\psi_s + \Delta\psi) + \cos\psi_s + (2\psi_s + \Delta\psi - \pi) \sin\psi_s \right] \quad (3.8)$$

zu:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{HF}^{\parallel} &= \frac{\Delta E_{max}}{E} = \frac{\Delta E(\Delta\psi = 0)}{E} \\ &= \sqrt{-\frac{2eV_c}{\pi h E \left(\alpha_c - \frac{1}{\gamma^2}\right)}} \left[\cos\psi_s + \left(\psi_s - \frac{\pi}{2}\right) \sin\psi_s \right]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Die Bunchlänge σ_l , die den Maximal-Strom innerhalb des Bunches bestimmt und die Elektronendichte im Bunch maßgeblich beeinflusst, resultiert aus der Transformation der Energiebreite im longitudinalen Phasenraum:

$$\sigma_l = \eta_c \frac{c \sigma_E}{\Omega_s}. \quad (3.10)$$

Auf der Basis der vorgestellten Gleichungen lassen sich die fundamentalen, von der Auslegung des HF-Systems abhängigen, physikalischen Größen berechnen.

3.2 Anforderungen an das KONRAD HF-System

Ziel dieses Abschnittes ist, Parameter für das KONRAD HF-System zu definieren, die bezüglich der Impulsakzeptanz und der relevanten Lebensdauerbeiträge optimal sind. Anforderungen an das HF-System ergeben sich mit den folgenden Aufgaben:

Ausgleich der Strahlungsverluste: aufgrund der Energieabhängigkeit der abgestrahlten Leistung (Gleichung 3.1) muß hier die Maximalenergie des Energiebereiches von

KONRAD verwendet werden: $U_0(E = 600 \text{ MeV}) = 8.9 \text{ keV}$, so daß sich für die HF-Spannung ein Minimalwert von $V_c > 8.9 \text{ kV}$ ergibt. Für eine effektive longitudinale Phasenfokussierung bzw. eine ausreichende Energieakzeptanz muß aber eine deutlich höhere HF-Spannung verwendet werden. Besonders bei kompakten Niederenergiespeicherringen können hohe Überspannungsfaktoren $q = V_c/U_0$ (im zweistelligen Bereich) notwendig sein.

Realisierung ausreichender Energieakzeptanz: Impuls- bzw. Energieänderungen der Elektronen infolge von Stößen untereinander oder mit Restgasteilchen führen zum Verlust, wenn die Energieakzeptanz der Maschine überschritten wird. Eine große Energieakzeptanz ist Voraussetzung für hohe Lebensdauern. Sie wird entweder dynamisch, durch die transversale Magnetoptik, mechanisch durch die Größe der Vakuumkammer in dispersiven Strecken oder durch die Akzeptanz des HF-Systems limitiert.

Die KONRAD Magnetoptik verfügt über eine große dynamische Energieakzeptanz: $\mathcal{A}_d^{\parallel} > 3\%$. Die durch die mechanische Apertur gegebene Energieakzeptanz liegt bei $\mathcal{A}_m^{\parallel} = A_x^{\perp}/\eta_{max} = 3.0\%$. Bei plötzlichen Energieverlusten, z.B. Stößen mit Restgasteilchen oder anderen Elektronen, innerhalb des Achromaten liegt diese Akzeptanz niedriger: die energieabhängige Sollbahn des Elektrons ändert sich instantan mit dem Energieverlust, so daß gleichzeitig eine horizontale Betatronschwingung angeregt wird. Die maximalen Ablagen setzen sich dann aus einem dispersiven und einem Betatronschwingungs-Term zusammen. Wenn die Maxima von Betafunktion und Dispersionsfunktion zusammenfallen (bei KONRAD im horizontal fokussierenden Quadrupol $Q4$) wird der Betatronschwingungs-Term wegen der Erhaltung der Einteilchenemittanz gleichgroß wie der dispersive Beitrag. Die Energieakzeptanz beträgt in diesem Fall nur noch $\mathcal{A}_m^{\parallel} = A_x^{\perp}/(2\eta_{max}) = 1.48\%$.

Die Energieakzeptanz des HF-Systems sollte, wenn möglich, so ausgelegt werden, daß sie die longitudinale Maschinenakzeptanz nicht limitiert. Wegen der Energieabhängigkeit der HF-Akzeptanz ist dies bei hohen Energien schwieriger. In Abbildung 3.1 sind für zwei Energien die Hauptparameter des HF-Systems, Frequenz und Spannung, dargestellt, die zur Einstellung zweier ausgewählter HF-Energieakzeptanzen notwendig sind. Bei einer HF-Frequenz von $f_{HF} = 500 \text{ MHz}$ ist schon für die niedrigere Energieakzeptanz von $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel} = 1.5\%$ eine Spannung von $V_c \approx 600 \text{ kV}$ ($E = 600 \text{ MeV}$) notwendig. Bei $f_{HF} = 50 \text{ MHz}$ sinkt die benötigte HF-Spannung auf $V_c \approx 60 \text{ kV}$. In jedem Fall sind beachtliche Überspannungsfaktoren erforderlich. Der synchrone Phasenwinkel liegt damit sehr nah an $\psi = \pi$, so daß der cosinus-Term in Gleichung 3.9 zu minus eins und $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel} \sim \sqrt{V_c/f_{HF}}$ wird. Bei festgehaltener HF-Akzeptanz steigen Frequenz und Spannung also proportional zueinander an. Aufgrund der niedrigen Spannungen erscheinen deshalb niedrige HF-Frequenzen zunächst günstiger. Bei genauerer Betrachtung relativieren allerdings sowohl physikalische als auch technische Aspekte diesen scheinbaren Vorteil niedriger Frequenzen.

Der wichtigste physikalische Grund ist die Größe der Touschek-Lebensdauer, die nicht nur durch die Energieakzeptanz, sondern auch durch die ebenfalls von der Auslegung

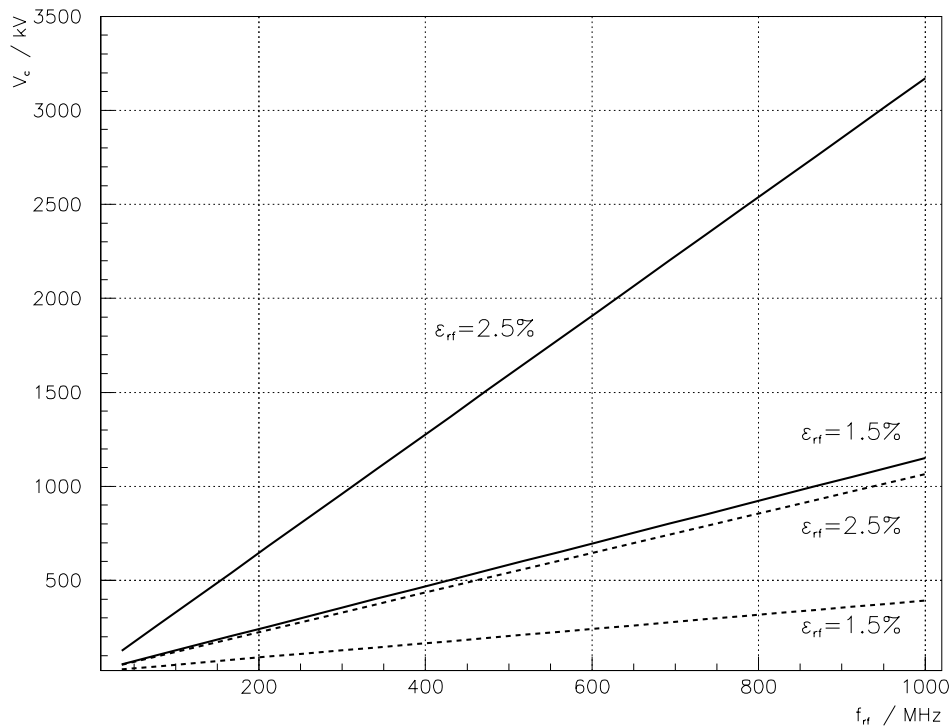


Abbildung 3.1: KONRAD: HF-Frequenz und -Spannung die bei $E = 600$ MeV (volle Linie) und $E = 200$ MeV (gestrichelte Linie) zu Energieakzeptanzen von $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel} = 1.5\%$ bzw. $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel} = 2.5\%$ führen.

des HF-Systems abhängige Elektronendichte im Bunch bestimmt wird. Da die Touschek-Lebensdauer über den gesamten Energiebereich von KONRAD die Gesamtlebensdauer dominiert, ist sie die wichtigste Zielgröße, die durch Wahl geeigneter HF-Parameter zu optimieren ist. Zur Motivation der Wahl der HF-Frequenz sollen bereits an dieser Stelle im Vorgriff auf Kapitel 4 Rechnungen zur Touschek-Lebensdauer bei Variation von HF-Frequenz und -Spannung vorgenommen werden. Für eine genauere Beschreibung des Touschek-Effektes bzw. der Berechnung der Lebensdauer sei auf die Ausführungen in Kapitel 4 verwiesen.

Wegen der komplexen Berechnung der Touschek-Lebensdauer und der Stromabhängigkeit der in die Rechnung einfließenden Bunchgeometrie lassen sich optimale HF-Frequenz und HF-Spannung analytisch exakt nicht bestimmen. Die hier durchgeführten Rechnungen zur Touschek-Lebensdauer als Funktion von Frequenz und Spannung des Hochfrequenzfeldes wurden zur Einbeziehung stromabhängiger Effekte (*Potential Well Distortion*, Turbulente Bunchverlängerung und *Intra Beam Scattering*, vgl. Kapitel 4) mit dem Programm ZAP [51] vorgenommen. Die Größe aller wesentlichen in die Rechnung einfließenden Parameter entsprechen den in Kapitel 4, Tabelle 4.2 aufgeführten Werten. Abbildung 3.2 zeigt die Touschek-Lebensdauer für den Designstrom $I = 100$ mA bei $E_{min} = 200$ MeV (oben) und $E_{max} = 600$ MeV (unten). In beiden Fällen bildet sich jeweils bei einem bestimmten Verhältnis von V_c/f_{HF} ein Maximum der Touschek-

Lebensdauer aus. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 3.3 die maximale Touschek-Lebensdauer und die zugehörige HF-Spannung abhängig von der HF-Frequenz dargestellt. Das praktisch konstante Verhältnis V_c/f_{HF} entspricht sowohl bei $E = 200$ MeV als auch bei $E = 600$ MeV in etwa der mechanischen Impulsakzeptanz $\mathcal{A}_m^{\parallel} \approx 1.5\%$ für

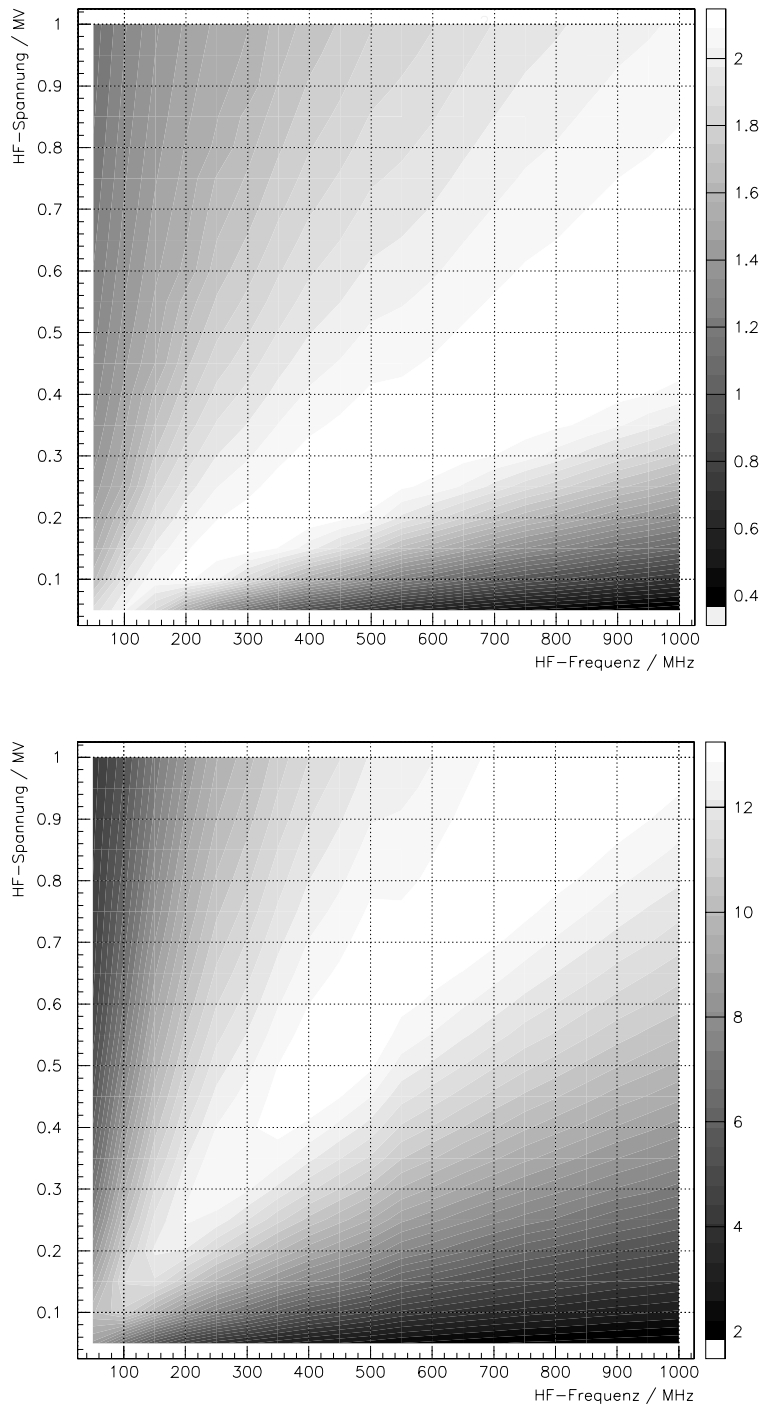


Abbildung 3.2: KONRAD: Touschek-Lebensdauer (Graustufenbalken rechts in Stunden) als Funktion von HF-Frequenz und HF-Spannung bei $E_{min} = 200$ MeV (oben) und $E_{max} = 600$ MeV (unten) für $I = 100$ mA.

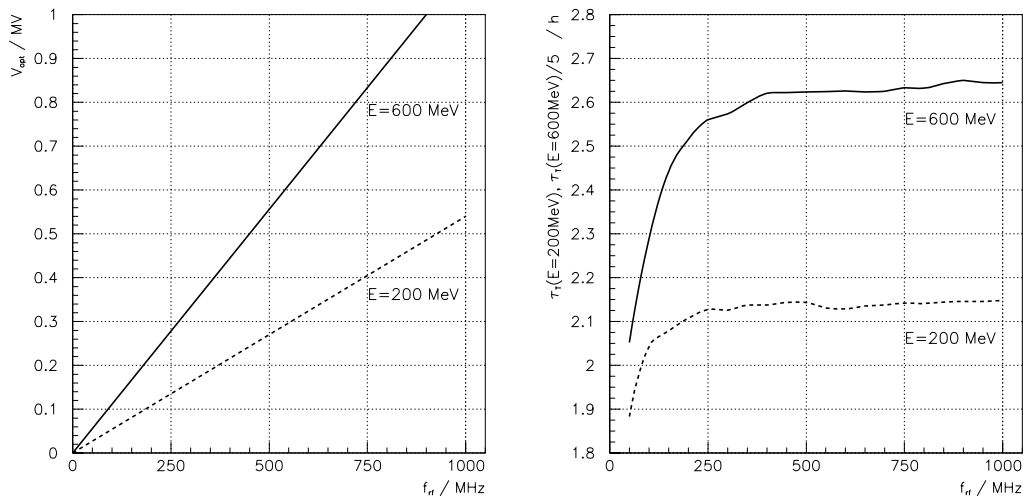


Abbildung 3.3: KONRAD: maximale Touschek-Lebensdauer (rechts) und zugehörige HF-Spannung (links) bei $E = 600 \text{ MeV}$ (volle Linie) und $E = 200 \text{ MeV}$ (gestrichelte Linie) als Funktion der HF-Frequenz.

Stöße im Achromaten. Bis die Impulsakzeptanz mit wachsender HF-Spannung diesen Wert erreicht $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel} \approx \mathcal{A}_m^{\parallel}$ und damit nur noch teilweise (außerhalb des Achromaten) die Impulsakzeptanz der Maschine limitiert, steigt die Touschek-Lebensdauer an $\tau_T \sim \mathcal{A}^{\parallel 3}$. Bei weiterer Spannungserhöhung erhöht sich zwar die HF-Impulsakzeptanz weiter, die Touschek-Lebensdauer sinkt aber wieder. Grund dafür ist, daß sich mit steigender Spannung die Bunchlänge σ_l , die linear in die Touschek-Lebensdauer $\tau_T \sim \sigma_l$ einfließt, weiter verkürzt. Die Erhöhung der HF-Impulsakzeptanz, die immer noch die Akzeptanz von Stößen außerhalb des Achromaten limitiert, hat auf die Lebensdauer aber keine Auswirkungen mehr. Das könnte an den unterschiedlichen Strahlgrößen innerhalb und außerhalb des Achromaten liegen: im Achromaten sind horizontale Betafunktion und Strahlquerschnitt deutlich kleiner, so daß hier mehr Touschekereignisse stattfinden und der Beitrag des Achromaten zur Touschek-Lebensdauer dominiert. Insgesamt überwiegt also bei hohen HF-Spannungen der Lebensdauerverlust infolge der Bunchverkürzung.

Zur Erklärung der in Abbildung 3.3 zu erkennenden Abhängigkeit der Touschek-Lebensdauer von der HF-Frequenz muß die Frequenzabhängigkeit der eingehenden Größen untersucht werden. In Anhang B wird dazu ein analytischer Ausdruck für die Touschek-Lebensdauer unter Vernachlässigung stromabhängiger Effekte hergeleitet und die prinzipielle Frequenzabhängigkeit der Touschek-Lebensdauer unter Berücksichtigung der turbulenten Bunchverlängerung untersucht. Schlüsselparameter ist dabei die Bunchlänge. In die Touschek-Lebensdauer gehen bei Vernachlässigung stromabhängiger Effekte und unter der Annahme einer konstanten Impulsakzeptanz (sollte mit $V_c / f_{HF} \approx \text{const}$ hier in guter Näherung erfüllt sein) nur zwei frequenzabhängigen Größen ein: die Bunchlänge und die Elektronenanzahl pro Bunch N_B $\tau_T \sim \sigma_l / N_B$. Es zeigt sich, daß bei kleinen HF-Frequenzen $\sigma_l \sim \sqrt{1/f_{HF}}$ und somit $\tau_T \sim \sigma_l / N_B \sim \sigma_l f_{HF} \sim \sqrt{f_{HF}}$ gilt. Mit wachsender HF-Frequenz steigt die Touschek-Lebensdauer zunächst also an. Bei großen

HF-Frequenzen wird $\sigma_l \sim 1/f_{HF}$ und die Touschek-Lebensdauer strebt gegen einen Maximalwert, wie es auch in Abbildung 3.3 zu erkennen ist. Sowohl an den Abbildungen als auch an den Rechnungen in Anhang B ist ersichtlich, daß stromabhängige Effekte keinen Einfluß auf die prinzipielle, funktionale Abhängigkeit der Touschek-Lebensdauer von der HF-Frequenzen haben. Generell sind die ermittelten Unterschiede der Touschek-Lebensdauer bei den in Frage kommenden HF-Frequenzen ($f_{HF} = (50 \dots 1000)$ MHz) und entsprechend optimierter HF-Spannung nicht sehr groß. Sie sollten bei der Wahl der HF-Frequenz nicht allein ausschlaggebend sein. Ebenso wichtig sind die zuverlässige Realisierung hoher HF-Spannungen und geringe räumliche Abmessungen der jeweiligen HF-*Cavities* aber auch kostengünstige und gut etablierte, kommerziell unterstützte HF-Komponenten wie Sender oder Verstärker. Unter diesen Aspekten und bei Berücksichtigung der Untersuchungen zur Touschek-Lebensdauer dürfte eine HF-Frequenz von $f_{HF} = 500$ MHz, die mittlerweile auch bei vielen Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation Verwendung findet, die beste Wahl sein. Als Maximalspannung, die im Routinebetrieb dauerhaft zur Verfügung stehen muß, wird im weiteren $V_c = 500$ kV angenommen.

Die für KONRAD vorgesehene Option des Energie-*Rampens* stellt keine weiteren Ansprüche an das HF-System. Die in jedem Fall zur Realisierung einer ausreichenden Energieakzeptanz benötigte Überspannung ermöglicht den geringen zusätzlichen Energieübertrag beim *Rampen* zu höheren Elektronenenergien ohne weiteres.

Nachdem die HF-Frequenz festgelegt ist, sollen im nächsten Abschnitt die wichtigsten Parameter der HF-Komponenten untersucht und die Leistungsbilanz des HF-Systems betrachtet werden.

3.3 Komponenten des HF-Systems

Das HF-Systems besteht im wesentlichen aus drei Hauptkomponenten. Der 500 MHz-Sender generiert das Hochfrequenzfeld. Das Klystron dient als Leistungsverstärker dieses Hochfrequenzfeldes, das schließlich zur Beschleunigung der Elektronen in einen Hohlraumresonator, das *Cavity*, eingespeist wird. Im folgenden werden hauptsächlich Betrachtungen zum HF-*Cavity* angestellt - HF-Sender und Klystron haben, wenn sie spezifikationsgemäß arbeiten, keinen Einfluß auf die Physik des Speicherringes und werden hier deshalb nicht weiter untersucht. Ziel ist es, für die gewählte HF-Frequenz Parameter eines geeigneten *Cavities* zu ermitteln und unter Verwendung dieser Parameter eine Leistungsbilanz des HF-Systems aufzustellen sowie die notwendige Klystronleistung abzuschätzen.

3.3.1 Das *Cavity*

Aufgabe des HF-*Cavities* ist, den Energieverlust der Elektronen infolge von Synchrotronabstrahlung zu kompensieren. Dazu wird in den Hohlraumresonator ein Hochfrequenz-

	BESSY II Doris [54]	ALS [52]	ELETTRA [53] (SLS)
HF-Frequenz f_{HF} / MHz	500		
maximale <i>Cavity</i> -Spannung V_c / kV	500	750	425
<i>Shunt</i> -Widerstand R_s / M Ω	2.8	4.0	3.6
<i>Cavity</i> -Leistung P_c / kW	45	70	25

Tabelle 3.1: Hauptparameter existierender 500 MHz-*Cavities*.

feld eingekoppelt. Von den sich ausbildenden *Cavity*-Moden soll die Grundmode, eine rein longitudinal elektrische TM_{010} -Mode, für die Beschleunigung der Elektronen sorgen. Neben der Grundmode werden in einem gewissen Maße auch höhere Moden (HOM = Higher Orders Modes) angeregt, die sich negativ auf die Strahlstabilität auswirken und Instabilitäten verursachen können. Zur Vermeidung derart negativer Auswirkungen müssen wirkungsvolle Maßnahmen eingeplant werden.

Bedingt durch die in vielen Speicherringen verwendete HF-Frequenz von $f_{HF} = 500$ MHz existiert eine große Zahl von *Cavities* der entsprechenden Grundfrequenz mit unterschiedlichem Design. In Tabelle 3.1 ist eine Auswahl dieser normalleitenden *Cavities* und deren Hauptparameter aufgeführt. In den ersten beiden Zeilen sind die *Cavity*-Spannung $V_c = V_{peak} T$ und der effektive Shuntwiderstand $R_s = Z T^2$ aufgeführt. Mit dem "Flugzeit"- oder *Transit-Time*-Faktor T wird die Änderung der *Cavity*-Spannung während des Elektronendurchfluges berücksichtigt: $T = \sin(\omega_{HF} \Delta t / 2) / (\omega_{HF} \Delta t / 2) \approx 0.7$, wobei Δt die Flugzeit der Elektronen im *Cavity* ist. Z ist die *Cavity*-Shunt-Impedanz. In der letzten Zeile ist die *Cavity*-Leistung P_c dargestellt, die den Hauptbeitrag zur HF-Leistungsbilanz liefert und damit wesentlich die benötigte Klystron-Leistung bestimmt. Prinzipiell ist jede der aufgeführten *Cavities* für den Einsatz in KONRAD geeignet. Die geforderten $V_c = 500$ kV HF-Spannung lassen sich durch Anpassung der *Cavity*-Leistung einstellen und können in jedem Fall mit einem *Cavity* realisiert werden. Die Einbaugröße aller drei *Cavities* ist vergleichbar und erlaubt einen Einsatz bei KONRAD. Ein besonders wichtiger Aspekt bei der Auswahl des *Cavities* ist das Spektrum der HOMs. Ihre Stärke bestimmt die Schwellströme gekoppelter Bunchinstabilitäten, die von der Elektronenstrahlsteifigkeit abhängen und deshalb für Niederenergiespeicherringe wie KONRAD besonders kritisch sind. Das gewählte *Cavity* sollte daher bereits HOM-arm konstruiert sein und über mehrere Optionen zur effektiven Unterdrückung der HOMs bzw. Reduzierung negativer Auswirkungen auf die Strahlstabilität verfügen. Folgende Möglichkeiten werden derzeit genutzt:

- Minimierung von Anzahl und Stärke der HOMs sowie Minimierung ihres Fre-

quenzüberlaps mit dem Strahlspektrum (*Detuning* der HOMs) bei unveränderter Grundfrequenz: dies geschieht durch Änderung der *Cavity*-(Innen)Form hauptsächlich durch Verfahren beweglicher Kolben, sogenannter *Plunger*, durch Regelung der *Cavity*-Temperatur oder durch mechanische Deformation des *Cavity*s (äußerer Druck auf das *Cavity*, z.B. ELETTRA),

- Dämpfen der HOMs: verwendet werden hierzu hauptsächlich in das *Cavity* eingebaute frequenzselektive Dämpfungsantennen oder große Öffnungen in der *Cavity*-Wand, durch die die HOMs breitbandig ausgekoppelt und im anschließenden Wellenleiter gedämpft werden können (*Waveguides*).

Jede der in Tabelle 3.1 aufgeführten *Cavities* verfügt über teilweise unterschiedliche Konzepte zur HOM-Unterdrückung bzw. zum *Detuning* der HOMs. Die Festlegung auf ein bestimmtes *Cavity* ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht erforderlich, so daß weitere Erfahrungen im Betrieb mit den vorgestellten *Cavities* abgewartet werden können. Die im nächsten Abschnitt folgende Abschätzung der Leistungsbilanz wird daher bei den betroffenen Größen für jedes der *Cavities* durchgeführt.

3.3.2 Leistungsbilanz des HF-Systems

Die Gesamtleistung P_{ges} , die vom Klystron bereitgestellt werden muß, ergibt sich im wesentlichen aus der Summation von *Cavity*-Leistung P_c , Strahlleistung P_b und Verlustleistung P_{lost} , die sich aus reflektierter Leistung P_r , Leitungsverlusten P_L und Verlusten in HOMs P_{HOM} zusammensetzt:

$$P_{ges} = P_c + P_b + P_{lost} \quad P_{lost} = P_r + P_L + P_{HOM} . \quad (3.11)$$

Bei optimaler Einkopplung des HF-Feldes in das *Cavity* (Koppelfaktor) und geeigneter Frequenzverstimmung zwischen HF-Feld und *Cavity*-Resonanzfrequenz (*Tuning*-Winkel) wird das HF-Feld reflektionsfrei in das *Cavity* eingekoppelt. Da die Einstellung des Koppelfaktors stromabhängig ist, dieser aber nicht mit dem Strom geregelt wird, erfolgt die Einstellung für den zu erwartenden maximalen Ringstrom. Auf diese Weise bleibt die reflektierte Leistung über alle Ströme insgesamt niedrig. Verluste in den HF-Leitungen und in HOMs sowie reflektierte Leistung bei Strömen mit nicht angepaßtem Koppelfaktor werden mit insgesamt 25% der Gesamtleistung veranschlagt.

Die Strahlleistung ergibt sich aus dem Maschinenstrom und den strahlungsbedingten Umlaufverlusten: $P_b = I_b \cdot U_0$. Als Beispiel ergibt sich für einen (sehr hohen) Strahlstrom von $I_b = 500$ mA bei $E_{max} = 600$ MeV eine Strahlleistung von $P_b \approx 4.5$ kW.

Die Ohmsche Verlustleistung in den *Cavities* ergibt sich bei einer Spannung von $V_c = 500$ kV zu:

$$P_c = \frac{V_c^2}{2 R_s} = \begin{cases} 31.2 \text{ kW} & \text{ALS} \\ 34.8 \text{ kW} & \text{ELETTRA} \\ 44.6 \text{ kW} & \text{BESSY II.} \end{cases}$$

Die maximal benötigte Klystronleistung beträgt damit, unter Berücksichtigung der Verlustleistung P_{lost} :

$$P_{ges} = P_c + P_b + P_{lost} = \frac{4}{3}(P_c + P_b) = \begin{cases} 47.6 \text{ kW} & \text{ALS} \\ 52.4 \text{ kW} & \text{ELETTRA} \\ 65.5 \text{ kW} & \text{BESSY II.} \end{cases}$$

Die benötigten Leistungen können in allen drei Fällen von kommerziell erhältlichen Klystrons bereitgestellt werden. Den geringsten Leistungsbedarf hätte das ALS-*Cavity*, aufgrund seines hohen *Shunt*-Widerstandes. Sowohl Investitionskosten für das Klystron als auch die Betriebskosten dürften mit diesem *Cavity* am geringsten ausfallen. Wie aber oben bereits beschrieben, sollte insbesondere das Frequenzspektrum und die *Detuning*-Möglichkeiten der HOMs (aber auch der damit verbundene Aufwand für Regel- und Steuerungstechnik) den Ausschlag für das eine oder andere *Cavity* liefern.

Kapitel 4

Strahllebensdauer

Die Anzahl der im Ring gespeicherten Elektronen bleibt nicht konstant, sondern nimmt mit der Zeit ab. Ursache sind Stöße der Elektronen eines Bunches untereinander, mit den Teilchen des in der Vakuumkammer vorhandenen Restgases oder Impulsänderungen bei der Emission von Photonen. Infolge des Stoßes erfahren die Elektronen eine Energieänderung oder Winkelstreuung. Überschreiten Energieverlust oder Bahnauslenkung bestimmte Grenzwerte, so gehen die Teilchen verloren. Die Strahllebensdauer τ ist ein Maß für die Verlustrate und gibt die Zeit an, in der die Elektronenanzahl auf einen bestimmten Bruchteil des Anfangswertes gesunken ist: $1/e$, wie er auch in dieser Arbeit ausschließlich angegeben wird - oder seltener $1/2$.

Die Strahllebensdauer wird im wesentlichen durch folgende Parameter festgelegt:

- Strahlenergie: mit steigender Energie wächst die magnetische Steifigkeit $B\rho$ der Elektronen, und es gehen infolge von Stoßprozessen weniger Elektronen verloren. Quanteneffekte (Anregung, Dämpfung) haben wegen der größeren Anzahl emittierter Photonen $N \sim E$ mit höherer Energie $\varepsilon_c \sim E^3/\rho$ stärkere Wirkung.
- Magnetooptik: von ihrer Auslegung hängen die transversalen Strahlquerschnitte, natürliche Energiebreite und Dämpfungszeiten ab.
- Vakuumsystem: durch die Geometrie der Vakuumkammer wird die mechanische Apertur und damit die transversale Akzeptanz bestimmt. Kammerquerschnitt und -material sowie Vakuumpumpenwahl und -verteilung bestimmen den erreichbaren Druck und die Zusammensetzung des Restgases. Form, Oberfläche und Material der Vakuumkammer einschließlich aller zusätzlichen Einbauten (HF-Cavity, Injektionsseptum, ...) bestimmen die Impedanz der Maschine, die Auftreten und Stärke der verschiedenen Instabilitätsmechanismen beeinflusst.
- HF-System: Frequenz und Spannung in den HF-Cavities bestimmen die longitudinale Strahldynamik, insbesondere die Bunchlänge und in bestimmten Fällen die Impulsakzeptanz.

Das Designziel der KONRAD Lebensdauer liegt für einen Elektronenstrom von $I = 100 \text{ mA}$ bei $\tau_{ges} \geq 1.0 \text{ h}$ über den gesamten Energiebereich $200 \text{ MeV} \leq E \leq 600 \text{ MeV}$, wobei dieses Ziel, wie im folgenden detailliert beschrieben wird, besonders schwer bei kleinen Energien zu erreichen ist. In diesem Kapitel werden strom- und energieabhängige Lebensdauern berechnet und mit den Designzielen verglichen. In die Rechnungen fließen die in Kapitel 2 beschriebene Magnetoptik und die in den Kapiteln 3 und 5 festgelegten Parameter des HF- und Vakuumsystems ein.

Die Strahllebensdauer setzt sich aus drei Anteilen zusammen: der Quanten- und Restgaslebensdauer als klassischen Einteilchenprozessen, bei dem nur ein Elektron beteiligt ist, und der Touschek-Lebensdauer als Zweiteilchenprozeß unter Berücksichtigung von Einfach- und Vielfachstreuung sowie kohärenter Effekte wie der Turbulenten Bunchverlängerung. Im folgenden Abschnitt wird zunächst der Beitrag der Quantenlebensdauer berechnet.

4.1 Quantenlebensdauer

Die Abstrahlung eines Photons bewirkt sowohl eine Änderung der Flugrichtung als auch der Energie des emittierenden Elektrons. Je nach Energie des abgestrahlten Photons und der Schwingungsenergie des Elektrons führt die Emission zu Quantenanregung oder Strahlungsdämpfung. Quantenanregung durch mehrfache Emission höherenergetischer Photonen innerhalb einer Dämpfungszeit oder durch Abstrahlung eines Photons extrem hoher Energie kann Bahnrichtungs- und Energieänderungen bewirken, die das emittierende Elektron bis in die Randbereiche der transversalen und longitudinalen Orts- und Impulsverteilung führen. Die endliche Größe der transversalen Apertur (mechanisch oder dynamisch) bzw. die begrenzte Impulsakzeptanz der Maschine führen zu einem Abschneiden dieser Randbereiche der Verteilung, und die betroffenen Elektronen gehen verloren. Die Verlustrate dieses Prozesses bestimmt die Quantenlebensdauer.

Für die meisten Speicherringe spielt die Quantenlebensdauer keine Rolle. Bei einigen Maschinen mit niedriger Energieakzeptanz und großer Energiebreite, z.B. durch den Einsatz sehr starker *Insertion Devices*, kann die Quantenlebensdauer in relevanten Bereichen liegen. Zur Sicherheit sollte sie daher in jedem Fall beachtet werden.

Die Quantenlebensdauer τ_q ergibt sich aus der transversalen Apertur A_x^\perp und A_y^\perp und der Impulsakzeptanz \mathcal{A}^\parallel , den Dämpfungszeiten τ_x, τ_y, τ_s sowie den transversalen Strahldimensionen σ_x, σ_y und der (relativen) Energiebreite σ_E [55, S.300]:

$$\tau_q = \frac{\tau e^\xi}{2 \xi} \quad \text{mit } \xi_{x,y} = \frac{A_{x,y}^2}{2\sigma_{x,y}^2} \Big|_{min} \quad \text{bzw.} \quad \xi_\parallel = \frac{\mathcal{A}^{\parallel 2}}{2\sigma_E^2}. \quad (4.1)$$

Die Quantenlebensdauer wird bei der Maximalenergie des Ringes berechnet, da sie nach Gleichung 4.1 linear von der Dämpfungszeit abhängt, die bei Maximalenergie am kleinsten ist ($\tau \sim E^{-3}$).

Die maximalen transversalen Strahlquerschnitte, die bei konstanter Aperturgröße zu mi-

horizontal	vertikal	longitudinal
$\tau_x = 14 \text{ ms}$	$\tau_y = 15 \text{ ms}$	$\tau_s = 8 \text{ ms}$
$\hat{\sigma}_x = 1.13 \text{ mm}$	$\hat{\sigma}_y = 155 \text{ }\mu\text{m}$	$\sigma_E = 0.47\%$
$\xi_x = A_x^2 / (2 \sigma_x^2)$ $= \frac{(32.5 \text{ mm})^2}{2 (1.13 \text{ mm})^2}$ $= 411$	$\xi_y = A_y^2 / (2 \sigma_y^2)$ $= \frac{(17.5 \text{ mm})^2}{2 (0.155 \text{ mm})^2}$ $= 6361$	$\xi_{\parallel} = \mathcal{A}^2 / (2 \sigma_E^2)$ $= \frac{(0.0138)^2}{2 (0.00047)^2}$ $= 431$
$\tau_{q_x} \approx 2 \cdot 10^{170} \text{ h}$	$\tau_{q_y} \approx 3 \cdot 10^{2752} \text{ h}$	$\tau_{q_s} \approx 3 \cdot 10^{152} \text{ h}$

Tabelle 4.1: KONRAD: Beiträge zur Quantenlebensdauer bei $E_{max} = 600 \text{ MeV}$ und $I = 100 \text{ mA}$.

nimalen ξ -Werten führen, ergeben sich aus: $\hat{\sigma}_x = \sqrt{(\varepsilon_x \beta_x(s) + \sigma_E^2 \eta_x(s)^2)}|_{max}$ bzw. $\hat{\sigma}_y = \sqrt{(\varepsilon_y \beta_y)}$. Da sowohl diese als auch die Energiebreite stromabhängig sind, wurden die entsprechenden Werte für den Designstrom $I = 100 \text{ mA}$ und bei Maximalenergie verwendet (stammen aus den Rechnungen von Abschnitt 4.3).

Die transversale Apertur sollte nach den Rechnungen in Kapitel 2 nicht durch die dynamische Apertur limitiert werden, so daß die Vakuumkammer die transversale Aperturbegrenzung darstellt. Die Wahl der Vakuumkammergeometrie wird ausführlich in Kapitel 5 erläutert: ihr Querschnitt beträgt $d_x \times d_y = 2A_x \times 2A_y = 4 (32.5 \times 17.5) \text{ mm}^2$ und wird hier vereinfachend als über den gesamten Ring konstant angenommen. Die longitudinale Akzeptanz ist bei Maximalenergie durch die HF-Impulsakzeptanz limitiert (siehe Kapitel 3) und beträgt $\mathcal{A}^{\parallel} = \mathcal{A}_{HF}^{\parallel}(E = 600 \text{ MeV}) = 1.38\%$.

Die Rechnungen für die drei Beiträge zur Quantenlebensdauer sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Die longitudinale Quantenlebensdauer liefert demnach den dominierenden Anteil zur Gesamtquantenlebensdauer $\tau_q \approx \tau_{q_s} \approx 3 \cdot 10^{152} \text{ h}$. Diese stellt keinen relevanten Beitrag zur Gesamtlebensdauer dar und kann vernachlässigt werden.

4.2 Restgaslebensdauer

Stöße der Elektronen mit den Atomen, Ionen und Molekülen des Restgases bestimmen die Restgaslebensdauer. Sie ist grundsätzlich umgekehrt proportional zum Restgasdruck in der Vakuumkammer, da dieser ein Maß für die Anzahl potentieller Stoßpartner ist. Darüber hinaus zeigt sich auch eine Abhängigkeit von der Kernladungszahl der Restgasteilchen, so daß auch die Gaszusammensetzung näher betrachtet werden muß. Messungen an existierenden Maschinen zeigen, daß das Restgas hauptsächlich aus Wasserstoff H_2 , Wasserdampf H_2O , Kohlenoxiden CO und CO_2 sowie Methan CH_4 besteht

[56, S. 94]. Für Lebensdauerberechnungen wird die reale Restgaszusammensetzung oft vereinfachend durch reinen molekularen Stickstoff N_2 (Kernladungszahl $Z=7$) ersetzt. Mit dieser Annahme werden die in der Regel dominierenden Lebensdauerbeiträge, die auf Stoßprozesse mit Atomkernen zurückgehen, etwas zu niedrig ($\tau \sim Z^{-2}$), und Beiträge, die auf Stoßprozessen mit Hüllenelektronen beruhen, etwas zu groß abgeschätzt ($\tau \sim Z^{-1}$). Es wird zwischen Stößen mit den Hüllenelektronen oder dem Kern der Restgasatome sowie zwischen elastischen und inelastischen unterschieden:

1. Stöße mit Atomkernen:

- elastische Streuung, Coulomb-Streuung: infolge des elastischen Stoßes am Kernpotential ändert sich die Flugrichtung des Elektrons, und es wird zu Betatronschwingungen angeregt. Entsprechend der Betafunktion am Ort des Streueignisses transformiert sich der Streuwinkel in transversale Ablagen. Überschreiten diese die zur Verfügung stehende transversale Apertur A^\perp kommt es zum Teilchenverlust. Der maximale Streuwinkel θ ergibt sich mit der transversalen, mechanischen Akzeptanz $\mathcal{A}_{m_{x/y}}^\perp = A_{x/y}^\perp / \beta_{x/y}|_{min}$ aus $\theta_{x/y}^2 = \mathcal{A}_{m_{x/y}}^\perp < \beta_{x/y} >$. Der *Coulomb*-Streuquerschnitt folgt damit aus [27, S.373]:

$$\sigma_{ke} = \frac{2\pi r_e^2 Z^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\theta_x^2} + \frac{1}{\theta_y^2} \right), \quad (4.2)$$

wobei r_e den klassischen Elektronenradius angibt (der Index *ke* steht für Kern, elastisch). Die *Coulomb*-Lebensdauer steigt mit dem maximalen Streuwinkel: kleinere mittlere Betafunktion und größere Maschinenakzeptanz erhöhen diesen und damit die Lebensdauer.

- inelastische Streuung, Bremsstrahlung: der Energieverlust, den Elektronen bei einem inelastischen Stoß mit dem Kern eines Restgasatoms erleiden, führt dann zum Teilchenverlust, wenn er die Energieakzeptanz der Maschine übersteigt. Der Bremsstrahlungstreuquerschnitt, der den entsprechenden Lebensdauerbeitrag liefert, ist unabhängig von der Elektronenenergie und ergibt sich aus [57]:

$$\sigma_{ki} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{4}{3} \left(\ln \frac{1}{\mathcal{A}^\parallel} - \frac{5}{8} \right) \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left(\ln \frac{1}{\mathcal{A}^\parallel} - 1 \right) \right]. \quad (4.3)$$

Die Bremsstrahlungslebensdauer läßt sich durch Erhöhung der Impulsakzeptanz der Maschine erhöhen, wobei die Vergrößerung der Lebensdauer aber wegen der logarithmischen Abhängigkeit von der Impulsakzeptanz relativ gering ausfällt.

2. Stöße mit Hüllenelektronen: sie führen im Vergleich zu Stößen mit den Kernen der Restgasatome wegen der deutlich kleineren Streuquerschnitte zu entsprechend größeren Lebensdauern.

- elastische Stöße: der Streuquerschnitt folgt aus [58]:

$$\sigma_{he} = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\gamma} \frac{1}{\mathcal{A}^{\parallel}}. \quad (4.4)$$

- inelastische Stöße: hier ergibt sich der Streuquerschnitt aus [57, 58]:

$$\sigma_{ki} = 4\alpha r_e^2 Z \left[\frac{4}{3} \left(\ln \frac{1}{\mathcal{A}^{\parallel}} - \frac{5}{8} \right) \ln \left(\frac{1194}{Z^{2/3}} \right) + \frac{1}{9} \left(\ln \frac{1}{\mathcal{A}^{\parallel}} - 1 \right) \right]. \quad (4.5)$$

Die Gesamt-Restgaslebensdauer τ_{gas} ergibt sich unter Verwendung aller Streuquerschnitte aus:

$$\begin{aligned} \tau_{gas}^{-1} &= -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = c n \sigma_{gas} \quad \text{mit } \sigma_{gas} = \sigma_{ke} + \sigma_{ki} + \sigma_{he} + \sigma_{hi} \\ n &= n_z \frac{1}{k T} p \quad \text{mit } k = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \\ \tau_{gas}^{-1} &= c n_z \frac{1}{k T} p \sigma_{gas}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

wobei n die Dichte der Streuzentren, n_z die Anzahl der Atome pro Molekül und c die mit der Lichtgeschwindigkeit gleichgesetzte Teilchengeschwindigkeit angibt. Die Teilchenanzahl kann dann mit $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_g)$ berechnet werden.

Die wichtigsten Maschinenparameter, die in die Berechnungen zur Restgaslebensdauer einfließen, sind transversale und longitudinale Akzeptanz. Die transversale Akzeptanz bestimmt zusammen mit der mittleren Betafunktion den maximalen Streuwinkel, der in die Coulomblebensdauer einfließt. Bei KONRAD ist sie durch die Vakuumkammer limitiert. Die horizontale Akzeptanz beträgt $\mathcal{A}_x^{\perp} = \mathcal{A}_{mx}^{\perp} = (0.0325 \text{ m})^2 / 20.0 \text{ m} = 5.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ und die vertikale $\mathcal{A}_y^{\perp} = \mathcal{A}_{my}^{\perp} = (0.0175 \text{ m})^2 / 7.5 \text{ m} = 4.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Eine Verkleinerung der vertikalen Apertur in einer geraden Strecke auf $A_y^{\perp} = 0.014 \text{ m}$, wie sie mit dem Einbau eines *Insertion Devices* verbunden wäre, würde wegen der dort niedrigeren Betafunktion zu keiner Limitierung der vertikalen Akzeptanz führen. Die maximalen Streuwinkel betragen damit $\theta_x = 2.75 \text{ mrad}$ und $\theta_y = 2.86 \text{ mrad}$.

Die longitudinale Akzeptanz fließt in die anderen Beiträge zur Restgaslebensdauer ein: Bremsstrahlung und Stöße mit den Hüllenelektronen. Bei KONRAD variiert die durch das HF-System gegebene Impulsakzeptanz von $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel} \approx 2.43\% \dots 1.38\%$ für Energien von $E = (200 \dots 600) \text{ MeV}$. Die mechanische Impulsakzeptanz ergibt sich aus der horizontalen Apertur am Ort der maximalen Dispersionsfunktion bzw. genauer aus $\mathcal{A}_m^{\parallel} = A_x^{\perp}(s) / \eta(s)|_{min}$ für Stöße in nichtdispersiven Ringabschnitten. Erfolgt der stoßbedingte Energieverlust innerhalb des Achromaten, so wird zusätzlich eine Betatronschwingung angeregt und die Impulsakzeptanz ist nur noch halb so groß: $\mathcal{A}_m^{\parallel} = A_x^{\perp}(s) / (2 \eta(s))|_{min}$. Für die Rechnungen zur Restgaslebensdauer müßte die mechanische Impulsakzeptanz longitudinal gemittelt werden: $\langle \mathcal{A}_m^{\parallel} \rangle_s \approx 2.3\%$. Damit liegt sie nur bei Minimalenergie im Bereich der vom HF-System vorgegebenen Impulsakzeptanz, so daß über den gesamten Energiebereich die HF-Impulsakzeptanz für die Rechnungen verwendet werden kann: $\mathcal{A}^{\parallel} \approx \mathcal{A}_{HF}^{\parallel}$.

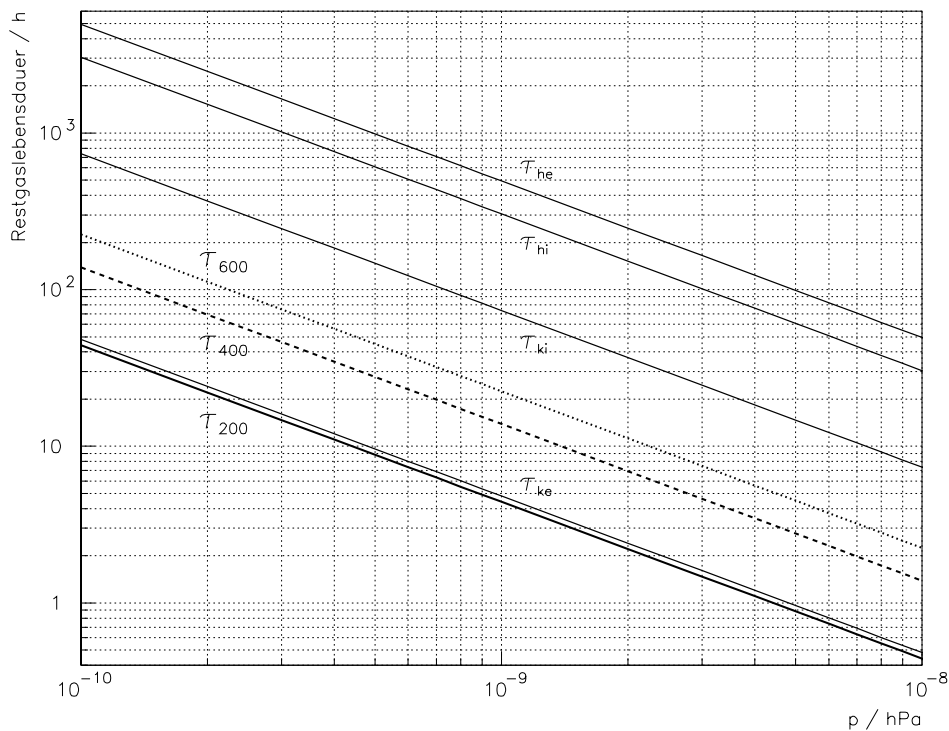


Abbildung 4.1: KONRAD: Restgaslebensdauerbeiträge (dünne Linien) für E_{min} , Gesamt-Restgaslebensdauer (dicke Linie) für $E = (200, 400, 600)$ MeV.

In Abbildung 4.1 sind die vier Einzelbeiträge und die Gesamt-Restgaslebensdauer als Funktion des Druckes bei der bezüglich der Lebensdauer kritischeren Minimalenergie dargestellt. Zusätzlich sind die Gesamt-Restgaslebensdauern für $E = 400$ MeV und E_{max} eingezeichnet.

Die Restgaslebensdauer wird hauptsächlich durch Stoßprozesse mit den Atomkernen der Restgasteilchen bestimmt, wobei unabhängig von der Elektronenenergie die *Coulomb*-Lebensdauer die niedrigste ist. Während sie bei hohen Energien noch etwa $2/3$ der Bremsstrahlungslebensdauer ausmacht, dominiert sie bei kleinen Energien die Restgaslebensdauer, so daß diese nur unwesentlich unter der *Coulomb*-Lebensdauer liegt (siehe Abb. 4.1). Die angestrebte Mindest-Restgaslebensdauer von $\tau_{gas} \approx 2$ h, die zusammen mit einer gleichgroßen Tauschek-Lebensdauer auf die geforderte Gesamtlebensdauer von einer Stunde führt, wird bei Minimalenergie E_{min} mit einem mittleren Restgasdruck von $p \approx 2 \cdot 10^{-9}$ hPa erreicht. Da das Erreichen der geforderten Tauschek-Lebensdauer von $\tau_T \approx 2$ h bei Minimalenergie keineswegs trivial ist (wie sich im folgenden Abschnitt zeigen wird), wird zur Sicherheit eine doppelt so große Restgaslebensdauer von $\tau_{gas} \approx 4$ h gefordert, die einen Restgasdruck von $p \approx 1 \cdot 10^{-9}$ hPa erforderlich macht. Damit ließe sich die geforderte Gesamtlebensdauer ($\tau \geq 1.0$ h) mit Tauschek-Lebensdauern bis $\tau_T \geq 1.3$ h realisieren. Bei höheren Energien sind weniger niedrige Drücke notwendig, um eine gleichgroße Restgaslebensdauer zu erreichen: $E = 400$ MeV : $p \approx 3.5 \cdot 10^{-9}$ hPa bzw. E_{max} : $p \approx 5.5 \cdot 10^{-9}$ hPa. Derartige Drücke sind mit modernen Vakuumbauteilen

und -pumpen mit vertretbarem Aufwand realisierbar (siehe Kapitel 5). Wichtig ist in diesem Zusammenhang, stromabhängige Änderungen des Druckes, hauptsächlich synchrotronstrahlungsinduzierte Gasdesorption und Ionen-Einfang im Strahlpotential (*Ion Trapping*), die ebenfalls in Kapitel 5 untersucht werden, zu beachten.

4.3 Touschek-Lebensdauer

Die in den beiden vorangegangenen Abschnitten behandelten Prozesse (Quantenanregung und Restgasstreuung) sind ihrer Natur nach stromunabhängig und treten auch dann auf, wenn nur ein einziges Elektron gespeichert ist. In diesem Abschnitt soll nun der wesentliche, stromabhängige Prozeß, der Touschek-Effekt [59], näher untersucht und die resultierende Touschek-Lebensdauer berechnet werden.

Die Elektronen eines Bunches führen sowohl transversale als auch longitudinale Schwingungen um das Bunchzentrum aus. Dabei kommt es zu Zusammenstößen, wobei ein Impulsübertrag in eine andere Schwingungsebene erfolgen kann. Wird dabei die jeweilige Impulsakzeptanz (horizontal, vertikal, longitudinal) überschritten, geht das Teilchen verloren. Teilchenverluste treten praktisch ausschließlich bei Stößen auf, in denen transversaler Impuls in longitudinalen Impuls umgewandelt wird. Grund ist die relativistische Transformation der longitudinalen Impulsabweichung vom Schwerpunktsystem Δp_{cm} zum Laborsystem Δp_{lab} : $\Delta p_{lab} \approx \gamma \Delta p_{cm}$. Die stoßenden Elektronen gehen verloren, wenn die longitudinale Impulsakzeptanz \mathcal{A}^{\parallel} überschritten wird: $\Delta p_{lab}/p_0 > \mathcal{A}^{\parallel}$. Die Touschek-Lebensdauer τ_T ergibt sich aus [58]:

$$\begin{aligned} \tau_T^{-1} &= -\frac{1}{N_B} \frac{dN_B}{dt} = \frac{\sqrt{\pi} r_0^2 c n_B}{\gamma^2 \mathcal{A}^{\parallel 3}} D(\epsilon) \quad (4.7) \\ n_B &= \frac{N_B}{V_B} \quad \text{mit} \quad V_B = (4\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_l \quad \text{und} \quad N_B = \frac{C I_B}{e c} \\ D(\epsilon) &= \sqrt{\epsilon} \left[-\frac{3}{2} e^{-\epsilon} + \frac{\epsilon}{2} \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{\ln u}{u} e^{-u} du + \frac{1}{2} (3\epsilon - \epsilon \ln \epsilon + 2) \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right] \\ \epsilon &= \left(\frac{\beta_x \mathcal{A}^{\parallel}}{\gamma \sigma_x} \right)^2, \end{aligned}$$

worin n_B die Elektronendichte angibt, die sich aus der Anzahl der Elektronen pro Bunch N_B bzw. dem Bunchstrom I_B und dem Bunchvolumen V_B ergibt. Da der Touschek-Effekt ein Zweiteilcheneffekt ist, hängt die Verlustrate, anders als bei der Restgasstreuung, vom Quadrat der Elektronenanzahl ab $\dot{N} \sim N^2$. Definiert man die Touschek-Lebensdauer analog zur Restgaslebensdauer als $\tau = -N/\dot{N}$ so ergibt sich wegen $N(t) = N_0/(1+t/\tau)$ eine 1/2-Lebensdauer. Die entsprechende 1/e-Lebensdauer folgt aus $\tau_{1/e} = \tau_{1/2} / \ln 2$.

Die Touschek-Lebensdauer steigt mit der Energie der Elektronen, wobei der funktionale Zusammenhang wegen der impliziten Energieabhängigkeit der limitierenden Impulsakzeptanz und des Parameters ϵ verhältnismäßig kompliziert ist: $\tau_T \sim E^2 \mathcal{A}^{\parallel}(E)^3 / D(\epsilon(E))$.

HF-System: Anzahl <i>Cavities</i>	1
Frequenz f_{HF} / MHz	500
Spannung V_c / kV	500
Impulsakzeptanz $\mathcal{A}^{\parallel} = \mathcal{A}_{HF}^{\parallel}$ bei $E = (200, 400, 600)$ MeV / %	2.43, 1.71, 1.38
Vakuumsystem: eff. long. Breitbandimpedanz $(Z_{\parallel}/n)_{eff}$ / Ω	2.0
mittl. Kammerradius $\langle A^{\perp} \rangle$ / cm	2.5
Kammermaterial	Edelstahl
Ringfüllung: Anzahl Bunche/ Anzahl HF-Buckets	46/57 \approx 80%

Tabelle 4.2: Eingangsparameter für Berechnungen zur Touschek-Lebensdauer.

Insbesondere bei niedrigeren Energien zeigt sich eine zunehmende Abweichung von der linear inversen Stromabhängigkeit der Touschek-Lebensdauer $\tau_T \sim 1/I_B$, bedingt durch Änderungen des Bunchvolumens. Bevor die Lebensdauer bestimmt werden kann, muß deshalb das Bunchvolumen als Funktion des Stromes berechnet werden. Die wesentlichen Effekte, die zu stromabhängigen Bunchdimensionen führen, sind Änderungen der Beschleunigungsspannung, die sogenannte *Potential Well Distortion*, turbulente Bunchverlängerung und mehrfache Kleinwinkel-Touschek-Streuungen, die nicht zum Teilchenverlust führen und als *Intra Beam Scattering* bezeichnet werden. Die ersten beiden Effekte wirken sich im wesentlichen auf die Bunchlänge aus, und haben keinen oder nur indirekt über Energiebreite und Dispersion Einfluß auf die transversale Bunchgröße. Sie sollen im folgenden Abschnitt näher betrachtet werden, um quantitative Aussagen über die stromabhängige Bunchlänge treffen zu können.

Notwendige Eingangsgrößen für diese Rechnungen sind die Parameter des HF-Systems. Die Wahl geeigneter Werte ist in Kapitel 3 ausführlich dargestellt. Die dort festgelegten HF-Parameter und weitere, relevante Größen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Für die Berechnungen der folgenden Abschnitte wurde wiederum das Programm ZAP verwendet.

4.3.1 *Potential Well Distortion* und turbulente Bunchverlängerung

Während die natürlichen transversalen Bunchdimensionen σ_x, σ_y allein durch die Magnetoptik gegeben sind, wird die Bunchlänge σ_l zusätzlich durch den Ringstrom und die Parameter des HF-Systems festgelegt. Sie ergibt sich gemäß Gleichung 3.10 mit $\eta_c = \alpha_c - 1/\gamma^2 \approx \alpha_c$ aus:

$$\sigma_l = \frac{\alpha_c c}{\Omega_s} \sigma_E, \quad (4.8)$$

wobei Ω_s der Synchrotron-Tune ist.

Potential Well Distortion: die Stromabhängigkeit der Bunchlänge resultiert beim *Potential Well Distortion*-Effekt aus Störungen des Beschleunigungspotentials: die umlaufenden Elektronen induzieren je nach Größe und Spektrum der Ringimpedanz Z Spannungen, die sogenannten *Wake*-Felder. Die durch die schmalbandige Resonatorimpedanz in den HF-Cavities induzierte Spannung (*Beam Loading*) kann durch einen Regelmechanismus wieder kompensiert werden. Die durch das breitbandige Impedanzspektrum der gesamten Vakuumkammer induzierte Spannung V_z reduziert die effektive Beschleunigungsspannung der Teilchen $V_{eff} = V_{HF} + V_z$ und damit die Tiefe des "Potentialtopfes". Auswirkung dieser *Potential Well Distortion* ist eine inkohärente Verschiebung der Synchrotronfrequenz, die wegen Gleichung 4.8 auch unmittelbar eine Bunchverlängerung zur Folge hat. Die induzierte Spannung $V_z = \omega_0^{-1} \text{Im}\{Z_{||}/n\}_{eff}^{m=1} dI/dt$ ($n = \omega/\omega_0$ Modennummer) ist von Strahlstrom und -verteilung (gaußisch, parabolisch) sowie vom Strahlspektrum der (Dipol-) Mode $m=1$ abhängig:

$$\left\{ \frac{Z_{||}(\omega)}{n} \right\}_{eff}^m = \frac{\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{Z_{||}(\omega_{mp})}{p} h_m(\omega_{mp})}{\sum_{p=-\infty}^{+\infty} h_m(\omega_{mp})} \quad \text{mit } \omega_{mp} = p\omega_0 + m\Omega_s. \quad (4.9)$$

$h_m(\omega_{mp})$ stellt das bunchlängenabhängige Leistungsspektrum der Schwingungsmode m dar. Die Bunchlänge mit *Potential Well Distortion* ergibt sich aus [51, 55]:

$$\frac{\sigma_l^3}{\sigma_{l_0}^3} - \frac{\sigma_l}{\sigma_{l_0}} + KI_B \text{Im} \left\{ \frac{Z_{||}(\omega)}{n} \right\}_{eff}^{m=1} = 0 \quad \text{mit } K = \frac{\alpha_c e R^3}{E_0 \sigma_{l_0}^3 Q_s^2} F. \quad (4.10)$$

F ist hier ein von der angenommenen Ladungsverteilung abhängiger Parameter, $R = C/(2\pi)$ der mittlere Radius der Maschine und $Q_s = \Omega_s/\omega_0$ der Synchrotron-Tune. Wegen der impliziten Bunchlängenabhängigkeit der effektiven Impedanz muß diese Gleichung iterativ gelöst werden (die Bunchverlängerung ist zusammen mit der Turbulenten Bunchverlängerung in Abbildung 4.3 dargestellt). Die Energiebreite σ_E wird von der *Potential Well Distortion* nicht beeinflusst und behält bei kleinen Strömen ihren natürlichen Wert.

Turbulente Bunchverlängerung: Bei höheren Strömen tritt neben der *Potential Well Distortion* ein Instabilitätsmechanismus, die sogenannte Turbulente Bunchverlängerung, auf. Diese bewirkt zunächst eine Aufweitung der relativen Energiebreite σ_E , die dann wegen Gleichung 4.8 auch zu einer Bunchverlängerung führt. Die Instabilität tritt erst oberhalb eines bestimmten Schwellstromes I_b^{th} pro Bunch auf, der sich aus dem *Keil-Schnell-Boussard*-Kriterium [60, 61] ergibt:

$$I_b^{th} = \frac{\sqrt{2\pi} \alpha_c^2 E_0}{Q_{s0}} \left| \frac{Z_{||}(\omega)}{n} \right|^{-1} \sigma_E^3. \quad (4.11)$$

Die Höhe des Schwellstromes hängt neben dem Synchrotron-Tune und der natürlichen Energiebreite wesentlich von der frequenzabhängigen longitudinalen Breitbandimpedanz

$|Z_{\parallel}(\omega)/n|$ der Vakuumkammer ab. Übersteigt der Strom den Schwellwert, wird der Bunch instabil und die Energiebreite steigt, bis das Stabilitätskriterium wieder erfüllt ist:

$$\sigma_E^{th} = \left(\frac{I_b Q_{s0}}{\sqrt{2\pi}\alpha_c^2 E_0} \left| \frac{Z_{\parallel}(\omega)}{n} \right| \right)^{1/3}. \quad (4.12)$$

Die turbulent vergrößerte Bunchlänge ergibt sich dann mit Gleichung 4.8 aus:

$$\sigma_l = \frac{\alpha_c c}{\Omega_s} \sigma_E^{th} = \frac{\alpha_c c}{\Omega_s} \left(\frac{I_b Q_{s0}}{\sqrt{2\pi}\alpha_c^2 E_0} \left[\left| \frac{Z_{\parallel}(\omega)}{n} \right| + \operatorname{Im} \left\{ \frac{Z_{\parallel}(\omega)}{n} \right\}_{eff}^{m=1} \right] \right)^{1/3}, \quad (4.13)$$

wobei zur Berücksichtigung der Bunchverlängerung infolge der *Potential Well Distortion* gemäß Gleichung 4.10 auch noch der Imaginärteil der effektiven Impedanz in die Formel einfließt.

Die Annahmen über Impedanzen (siehe Tabelle 4.2) sind Erfahrungswerte und stammen von Messungen an existierenden Maschinen. Betragsmäßig wurden moderate Werte gewählt, um Bunchverlängerung und damit Touschek-Lebensdauer nicht zu überschätzen. Ein *Scaling* der Breitbandkammerimpedanz $Z_{\parallel}(\omega)/n = Z_{\parallel}/n|_0 \omega^{a-1}$ bei Frequenzen oberhalb der *Cut-Off-Frequenz* $\omega > \omega_{cut}$ bzw. bei Bunchlängen, kleiner als der Kammerradius $\sigma_l < d/2$, wurde nicht vorgenommen, da die *Scaling*-Potenz a maschinenspezifisch ist, wie Arbeiten am BESSY I Speicherring gezeigt haben [62]: $a_{SPEAR} = -0.68$, $a_{BESSY I} = 0.3$. Da vor dem endgültigen Design aller impedanzrelevanten Ringkomponenten keine Aussage über das *Scaling*-Verhalten gemacht werden

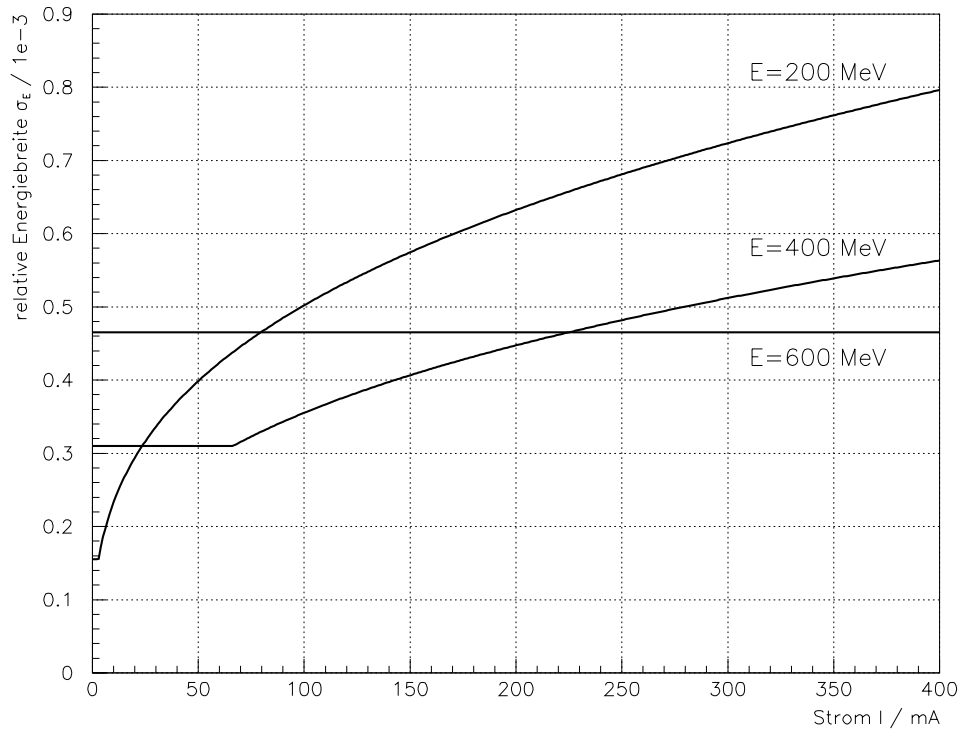


Abbildung 4.2: KONRAD: Stromabhängigkeit der relativen Energiebreite.

kann, wurde in den Rechnungen auf ein Impedanz-*Scaling* verzichtet ($a = 1$). Liegt die tatsächliche *Scaling*-Potenz unter $a = 1$, wird damit die Bunchverlängerung überschätzt. Im Hinblick auf die Reduzierung des Ioneneinfangs im Strahlpotential (*Ion Trapping*) muß bereits bei diesen Rechnungen eine etwa 20% Lücke in der Ringfüllung mitberücksichtigt werden.

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind Energiebreite und Bunchlänge für KONRAD bei drei ausgewählten Energien $E = (200, 400, 600)$ MeV über dem Gesamt-Maschinenstrom dargestellt. Die Energiebreite bleibt bis zum Schwellstrom konstant, während sich die Bunchlänge infolge der *Potential Well Distortion* leicht vergrößert. Die Schwelle des Ringstromes liegt bei der Turbulenten Bunchverlängerung für E_{min} bei $I = 2.95$ mA, für $E = 400$ MeV bei $I = 68$ mA und für E_{max} außerhalb des abgebildeten Strombereiches bei $I = 414$ mA. Wird dieser Wert überschritten, steigen Energiebreite und Bunchlänge mit dem Strom: $\sigma_E, \sigma_l \sim I^{1/3}$. Nimmt man ein *Scaling* der Impedanz an, stiege die Potenz dieser Stromabhängigkeit von $1/3$ auf $1/(2 + a)$. Bei dem für die Design-Lebensdauer gewählten Maschinenstrom von $I = 100$ mA liegt die relative Energiebreite im gesamten Energiebereich unter $\sigma_E \leq 0.5\%$, die Bunchlänge liegt etwa zwischen $3 \text{ mm} \leq \sigma_l \leq 7 \text{ mm}$. Die stromabhängigen longitudinalen Bunchparameter stehen damit für die Berechnung der Touschek-Lebensdauer zur Verfügung. Mit der Erhöhung der Energiebreite durch die Turbulente Bunchverlängerung vergrößern sich in dispersiven

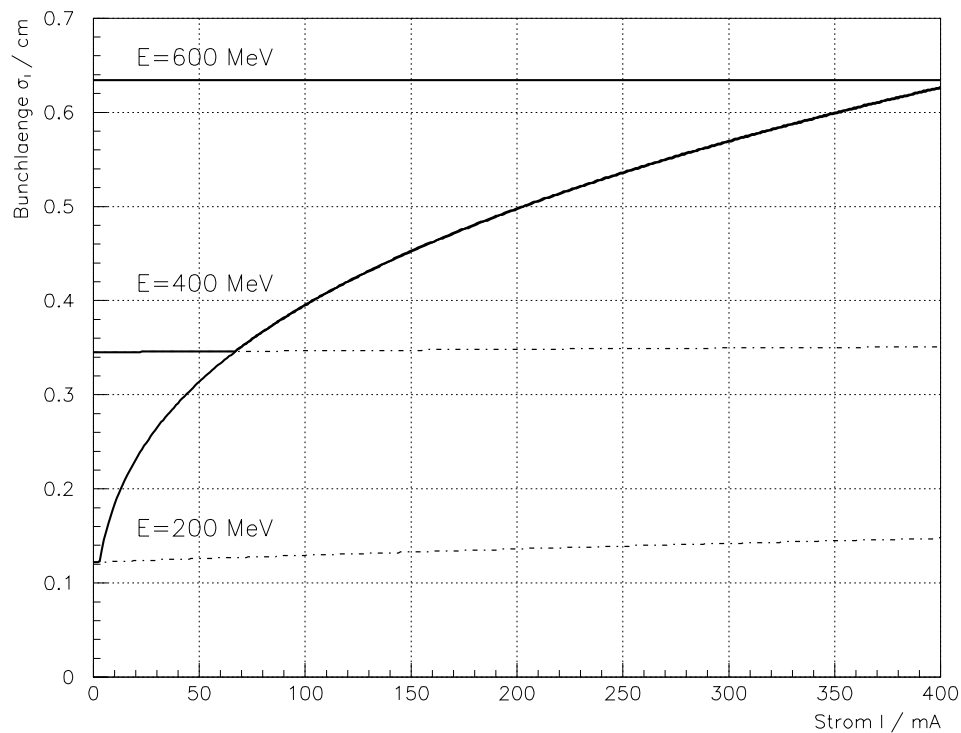


Abbildung 4.3: KONRAD: Stromabhängigkeit der Bunchlänge, mit (volle Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Turbulente Bunchverlängerung.

Ringabschnitten auch die transversalen Strahldimensionen (siehe Gleichung 2.12), was bei der Berechnung der Touschek-Lebensdauer ebenfalls berücksichtigt werden muß. Im nächsten Abschnitt werden die Auswirkungen eines weiteren, ebenfalls vom Maschinenstrom abhängigen Effektes, des *Intra Beam Scattering*, auf die transversale Strahlgröße untersucht.

4.3.2 *Intra Beam Scattering*

Die Touschek-Lebensdauer resultiert aus Elektronen-Stößen mit großen Streuwinkeln und Impulsüberträgen, die zum Teilchenverlust führen. Neben solchen "starken" Stößen treten aber auch eine Vielzahl schwächerer auf, die mit Impulsüberträgen innerhalb des Akzeptanzlimits verbunden sind. Diese Mehrfach-Streuungen werden *Intra Beam Scattering* (IBS) genannt und können sowohl zu Änderungen der longitudinalen als auch der transversalen Bunchgröße führen. Unter dem Einfluß des *Intra Beam Scattering*, das neben der Quantenanregung als zusätzlicher emittanzaufweitender Prozeß wirkt, stellt sich im Zusammenspiel mit der Strahlungsdämpfung (SD) eine neue Emittanz ein. Die emittanzabhängigen Anstiegsraten des *Intra Beam Scattering* $g_u^{IBS} = 1/\tau_u^{IBS}$ und Dämpfungsraten der Strahlungsdämpfung $g_u^{SD} = 1/\tau_u^{SD}$ bestimmen die resultierende Gleichgewichtsemittanz ε_u ($u = x, y, s$) [63, 51]:

$$\begin{aligned} [g_u^{SD} - g_u^{IBS}(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_s)] \varepsilon_u - g_u^{SD} \varepsilon_{u0} &= 0 \\ \varepsilon_x &= \sigma_x \sigma_{x'} \quad \varepsilon_y = \sigma_y \sigma_{y'} \quad \varepsilon_s = \sigma_l \sigma_E E_0 . \end{aligned} \quad (4.14)$$

ε_{u0} sind jeweils die Emittanzen ohne *Intra Beam Scattering*, transversal die natürlichen und longitudinal die aus *Potential Well Distortion* und Turbulenter Bunchverlängerung resultierende. Gleichung 4.14 stellt ein iterativ lösbares Gleichungssystem mit drei Gleichungen dar. In den ZAP-Rechnungen wird die Emittanzkopplung beibehalten und nur die Gleichgewichtsemittanz der horizontalen Ebene bestimmt, die vertikale folgt genähert aus: $\varepsilon_y = \kappa \varepsilon_x$. Änderungen der longitudinalen Emittanz infolge des *Intra Beam Scattering* können bei hohen Energien vernachlässigt werden. Bei niedrigen Energien wird die Wirkung stärker, und das *Intra Beam Scattering* kann die longitudinale Ausdehnung des bereits turbulent verlängerten Bunches weiter vergrößern.

In Abb. 4.4 ist die horizontale Emittanz aus 2D-Rechnungen (horizontales und longitudinales *Intra Beam Scattering*) über dem Maschinenstrom dargestellt. Auswirkungen des *Intra Beam Scattering* auf die Bunchlänge sind nur im unteren Energiebereich $E \leq 250$ MeV bei Strömen von $I < 200$ mA zu beobachten. Sie sind an unterschiedlichen Werten der horizontalen Emittanz aus 1D- (nur horizontales *Intra Beam Scattering*) und 2D-Rechnungen zu erkennen. Für $E_{min} = 200$ MeV ist in Abb 4.4 deshalb auch die horizontale Emittanz der 1D-Rechnung eingetragen. Die Berücksichtigung des longitudinalen *Intra Beam Scattering* in der 2D-Rechnung führt zu einer Vergrößerung der longitudinalen Bunchdimension, die über die Turbulente Bunchverlängerung hinausgeht. Die horizontale Emittanz steigt aufgrund dieses Zugewinnes an Bunchvolumen weniger

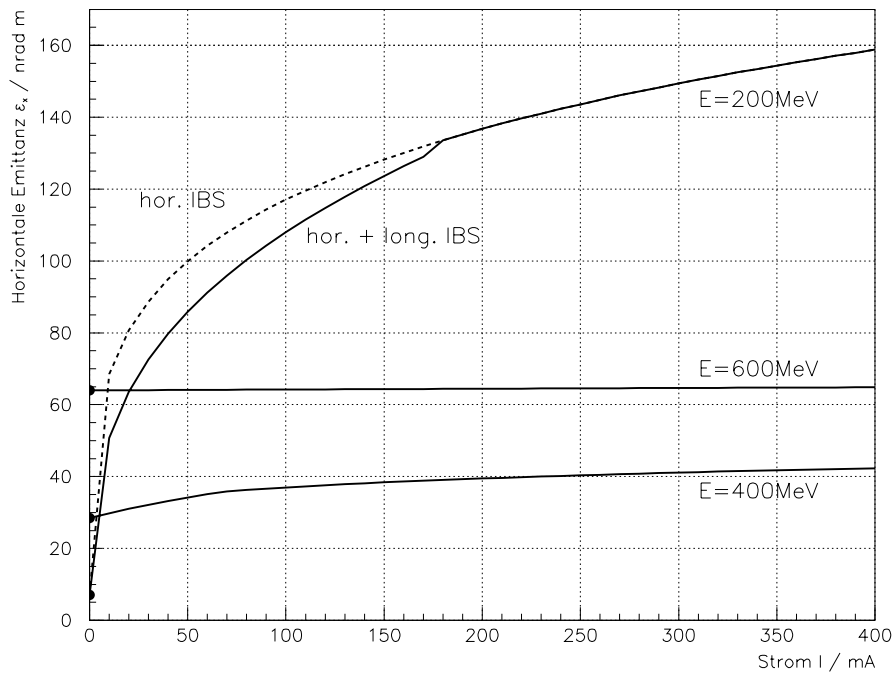


Abbildung 4.4: KONRAD: Stromabhängigkeit der horizontalen Emittanz, durchgezogene Linie: horizontales und longitudinales *Intra Beam Scattering* (2D), gestrichelte Linie: nur horizontales *Intra Beam Scattering* (1D), $E = (200, 400, 600)$ MeV.

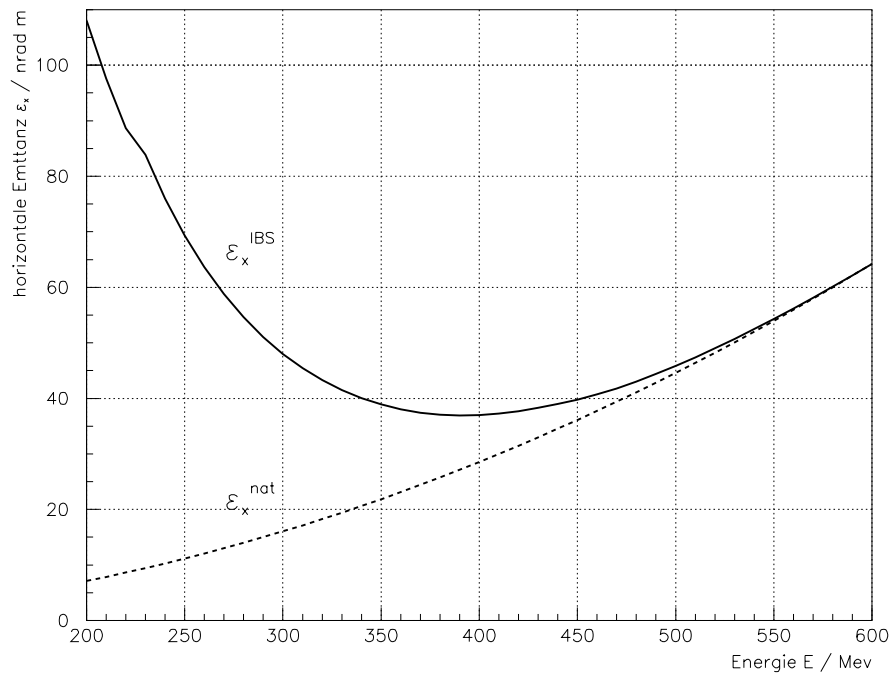


Abbildung 4.5: KONRAD: Energieabhängigkeit der horizontalen Emittanz bei $I = 100$ mA; durchgezogene Linie: mit horizontalem und longitudinalem *Intra Beam Scattering* (2D), gestrichelte Linie: natürliche horizontale Emittanz.

stark. Bei höheren Energien führt das *Intra Beam Scattering* nicht zu Bunchverlängerungen und die Resultate der 1D- und 2D-Rechnung stimmen überein.

Da sich die Lebensdauervorgaben auf einen Strom von $I = 100$ mA beziehen, wurde hier die Energieabhängigkeit der resultierenden horizontalen Emittanz nochmals genauer betrachtet. Als Ergebnis von 2D-Rechnungen ist sie in Abb. 4.5 als Funktion der Elektronenenergie dargestellt. Zum Vergleich ist auch die natürliche horizontale Emittanz aufgetragen. Die starke Emittanzaufweitung durch *Intra Beam Scattering* bei niedrigen Energien und der normale quadratische Anstieg der Emittanz mit der Energie führt zur Ausbildung eines Minimums bei $E \approx 400$ MeV.

Mit der stromabhängigen horizontalen Emittanz und der Bunchlänge können nun das Bunchvolumen und damit die Touschek-Lebensdauer als Funktion des Ringstromes berechnet werden.

4.3.3 Touschek-Lebensdauer

In Abbildung 4.6 ist das mittlere Bunchvolumen, das linear in die Touschek-Lebensdauer eingeht, als Resultat der Rechnungen der letzten Abschnitte dargestellt (die Mittelung bezieht sich auf die transversalen Strahldimensionen σ_x und σ_y). Bei Maximalenergie ist das Bunchvolumen nahezu stromunabhängig. Mit sinkender Energie und steigendem Strom wächst das Bunchvolumen überproportional an. Bei einem Strom von $I = 100$ mA

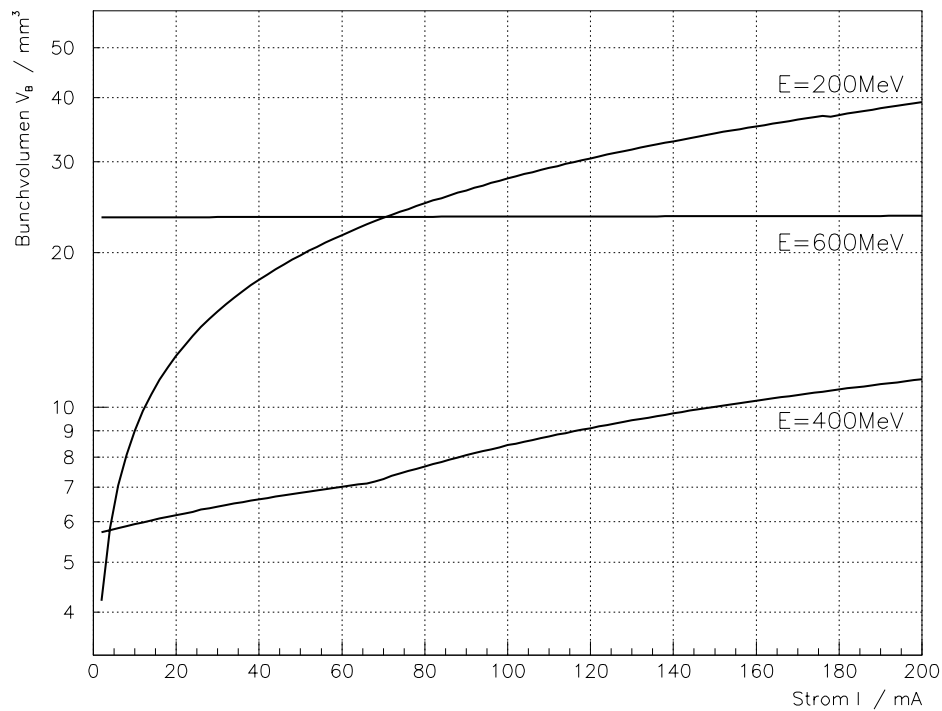


Abbildung 4.6: KONRAD: Bunchvolumen als Funktion des Ringstromes für $E = (200, 400, 600)$ MeV.

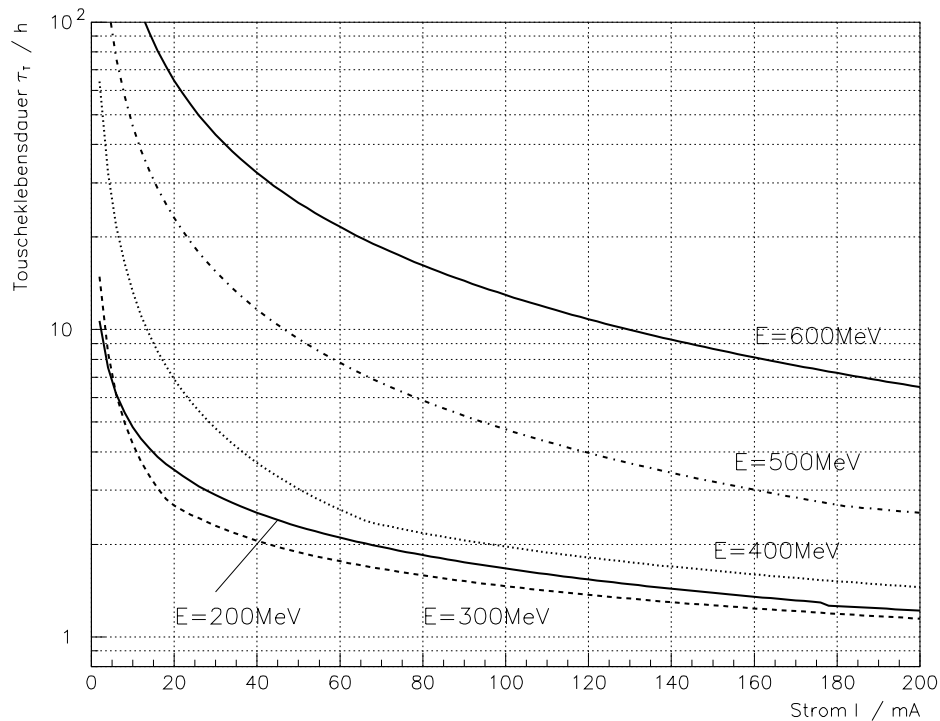


Abbildung 4.7: KONRAD: Touschek-Lebensdauer als Funktion des Ringstromes für $E = (200, 300, 400, 500, 600)$ MeV.

liegt das Bunchvolumen bei $E_{max} = 600$ MeV um lediglich 0.3%, bei $E = 400$ MeV dagegen schon um etwa 50% und bei $E_{min} = 200$ MeV um das 55-fache über seinem "natürlichen" Wert ($I = 0$ mA). Bei kleinen Energien kann diese starke Bunchaufweitung einen Teil der energieabhängigen Verluste in der Touschek-Lebensdauer kompensieren. Abbildung 4.7 zeigt bei ausgewählten Energien die Touschek-Lebensdauer über dem Ringstrom. Sie sinkt zwar mit der Energie stark ab, nimmt aber beim Designstrom von $I = 100$ mA ihre kleinsten Werte aufgrund der Vergrößerung des Bunchvolumens nicht bei der Minimalenergie E_{min} , sondern bei etwa $E \approx 270$ MeV an (siehe auch Abbildung 4.9). Die Touschek-Lebensdauer beträgt an diesem Punkt $\tau_T \approx 1.4$ h. Bei Minimal- bzw. Maximalenergie beträgt sie $\tau_T(200 \text{ MeV}) \approx 1.7$ h bzw. $\tau_T(600 \text{ MeV}) \approx 13.0$ h. Damit stehen nun alle relevanten Lebensdauerbeiträge zur Verfügung, und die Gesamtlebensdauer kann berechnet werden.

4.4 Gesamtlebensdauer

Die Gesamtlebensdauer τ_{tot} ergibt sich aus der inversen Addition der strom- und energieabhängigen Beiträge von Restgas- und Touschek-Lebensdauer (Quantenlebensdauer vernachlässigbar klein):

$$\tau_{tot}^{-1} = \tau_{gas}^{-1} + \tau_T^{-1}. \quad (4.15)$$

Die Stromabhängigkeit der Touschek-Lebensdauer ist im letzten Abschnitt ausführlich behandelt worden. Anhand der aufgeführten Gleichungen ist dagegen bei der Restgaslebensdauer eine explizite Stromabhängigkeit zunächst nicht zu erkennen. Diese resultiert aus der impliziten Abhängigkeit des Restgasdruckes von Ringstrom und Elektronenenergie. Ursache ist das Freisetzen von auf der Vakuumkammeroberfläche adsorbierten Restgasteilchen durch die von den gespeicherten Elektronen emittierten Photonen. Dieser Effekt wird "Synchrotronstrahlungsinduzierte Gasdesorption" genannt. Der Restgasdruck erhöht sich infolgedessen sowohl mit dem Ringstrom als auch mit der Elektronenenergie, da in beiden Fällen die Anzahl emittierter Photonen steigt. Der resultierende Druck hängt von der Auslegung der Vakuumanlage (Kammergeometrie, Pumpenschema) ab und wird in Kapitel 5 ausführlich untersucht. Die in Gleichung 5.7 ausgedrückte lineare Druckabhängigkeit wurde auch hier zur Berechnung der Restgaslebensdauer verwendet. Eine Druckabhängigkeit aufgrund von Ioneneinfang im Strahlpotential (*Ion Trapping*) wurde nicht angenommen, da verschiedene Maßnahmen zur Unterdrückung dieses Effektes ergriffen werden sollen (siehe Kapitel 5).

In Abbildung 4.8 ist die Gesamtlebensdauer als Funktion des Ringstromes bei verschiedenen Energien dargestellt. Außerdem sind noch die entsprechenden Restgaslebensdauern eingetragen, die am gleichen Startwert bei $I = 0$ mA zu erkennen sind. Mit steigender Energie sinkt die Restgaslebensdauer mit dem Strom immer stärker. Während sie bei Minimalenergie und $I = 200$ mA nur um etwa 8% unter ihren "Nullstromwert" sinkt, so

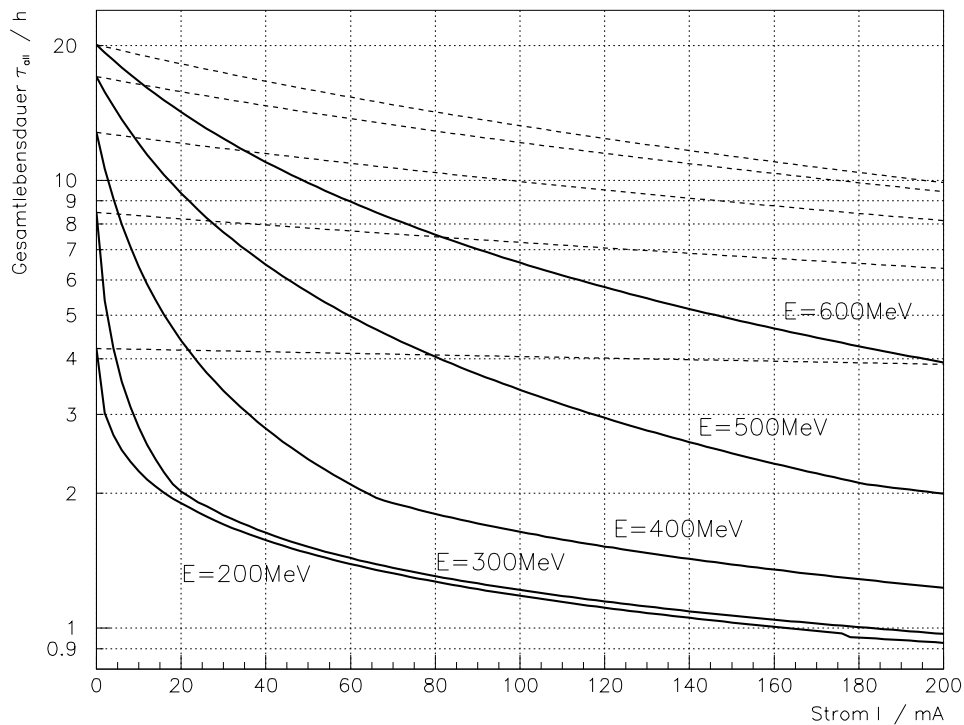


Abbildung 4.8: KONRAD: Gesamtlebensdauer (durchgezogene Linie) und Restgaslebensdauer (gestrichelte Linie) als Funktion des Ringstromes.

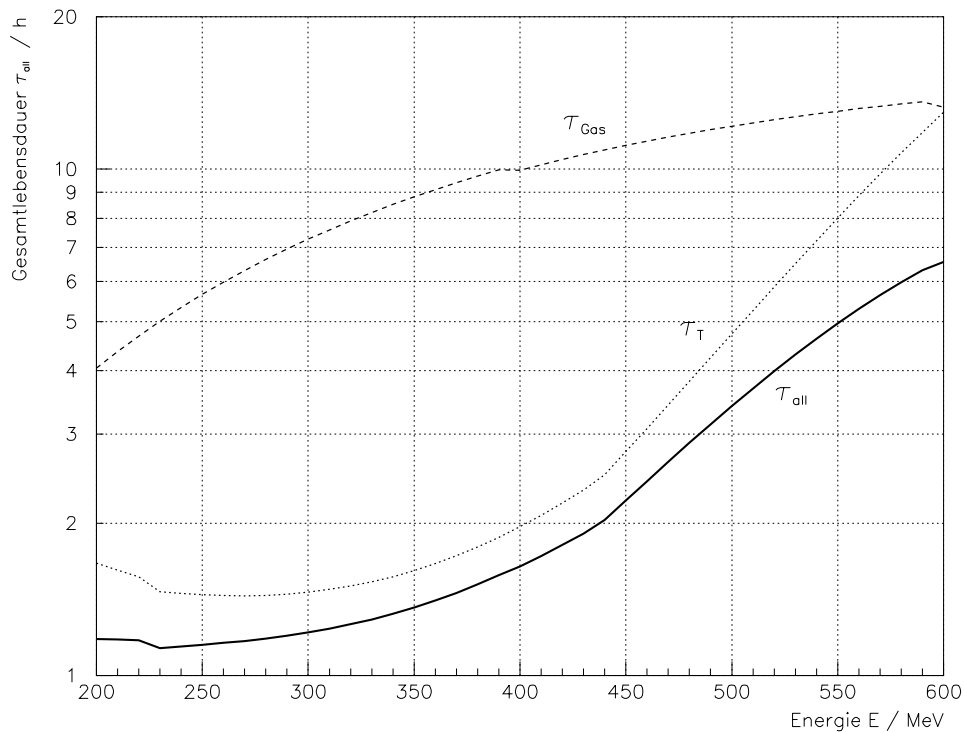


Abbildung 4.9: KONRAD: Gesamtlebensdauer (durchgezogene Linie), Tauschek-Lebensdauer (gepunktete Linie) und Restgaslebensdauer (gestrichelte Linie) als Funktion der Elektronenenergie.

sind es bei Maximalenergie aufgrund der deutlich stärkeren Gasdesorption über 50%. Die Gesamtlebensdauer folgt im wesentlichen dem Verlauf der Tauschek-Lebensdauer. Ihr Minimum liegt aber, anders als bei der Tauschek-Lebensdauer, wegen der Energieabhängigkeit der Restgaslebensdauer auch bei der Minimalenergie.

Zum Vergleich der zu erwartenden Strahllebensdauer mit den Designzielen sind in Abbildung 4.9 Restgas-, Tauschek- und Gesamtlebensdauer bei einem Ringstrom von $I = 100$ mA über der Elektronenenergie dargestellt. Die Gesamtlebensdauer bleibt im Energiebereich zwischen $200 \text{ MeV} \leq E \leq 300 \text{ MeV}$ annähernd gleich groß und steigt dann mit wachsender Energie:

$$\begin{array}{ll}
 \tau_{tot} \approx 1.2 \text{ h} & 200 \text{ MeV} \leq E \leq 300 \text{ MeV} \\
 \tau_{tot} = 1.6 \text{ h} & E = 400 \text{ MeV} \\
 \tau_{tot} = 3.4 \text{ h} & E = 500 \text{ MeV} \\
 \tau_{tot} = 6.6 \text{ h} & E = 600 \text{ MeV} .
 \end{array}$$

Die Designanforderung von $\tau_{tot} \geq 1.0 \text{ h}$ bei einem Strom von $I = 100$ mA über dem gesamten Energiebereich ist somit erfüllt. Die in die Lebensdauerberechnungen eingeflossenen Parameter von HF- und Vakuumsystem haben sich damit im Hinblick auf die Gesamtlebensdauer als geeignet erwiesen.

An dieser Stelle muß aber auch auf die Unsicherheit dieser Ergebnisse hingewiesen wer-

den. In die Berechnungen sind eine Fülle von Annahmen eingegangen, die teilweise entscheidenden Einfluß auf die Lebensdauerbeiträge haben. Bei der Restgaslebensdauer sind das vor allem die Annahmen über Restgasdruck und -zusammensetzung sowie transversale und Impulsakzeptanz. Die Touschek-Lebensdauer hängt sehr stark von der angenommenen Emittanzkopplung und der Impulsakzeptanz sowie in geringerem Maße von der stromabhängigen Bunchverlängerung ab. Die hier angenommenen Parameter wurden so realistisch wie möglich gewählt. Trotzdem ist nicht zu erwarten, daß alle Annahmen zutreffen. Größere Abweichungen der tatsächlichen Strahllebensdauer von der hier berechneten können also durchaus auftreten, mit kleineren Abweichungen muß in jedem Fall gerechnet werden.

4.5 Strombegrenzung durch Instabilitäten

Dieses Kapitel abschließend, seien noch einige Bemerkungen zu Strahlinstabilitäten gemacht. Auch wenn diese nicht direkt die Lebensdauer bestimmen, so können sie doch zu Änderungen der Bunchdimensionen (z.B. Turbulente Bunchverlängerung) führen oder Stromgrenzen definieren, oberhalb der kein Strom mehr akkumuliert werden kann oder der gespeicherte Strahl instabil wird und teilweise oder vollständig verloren geht. In den vorangegangenen Abschnitten wurden, abgesehen von der Turbulenten Bunchverlängerung, keine Instabilitätsmechanismen berücksichtigt - das Erreichen der dargestellten Ströme, insbesondere der höheren Stromwerte, kann durch Instabilitäten erschwert oder verhindert werden.

Die Elektronen eines Bunches wechselwirken über ihre elektromagnetischen Felder mit der umgebenden Vakuumkammer. Die dabei induzierten Felder wirken auf die nachfolgenden Elektronen und können deren Verteilung im Bunch verändern oder ganze Bunche zu Schwingungen anregen. Je nachdem, ob sich die Wirkung nur auf Teilchen desselben Bunches oder auch auf Teilchen nachfolgender Bunche bezieht, wird zwischen Einzel-Bunch- (*Single Bunch*) und Multi-Bunch-Instabilitäten unterschieden. Bei der Beschreibung von Instabilitäten mit Hilfe von Impedanzen werden *Single Bunch*-Instabilitäten durch schnell abklingende Breitbandimpedanzen und *Multi Bunch*-Instabilitäten durch langsam abklingende schmalbandige Impedanzen, hauptsächlich höhere Moden des HF-*Cavitys*, getrieben. Ob ein Instabilitätsmechanismus wirksam wird, hängt vom Verhältnis der Anstiegsraten von anregenden Instabilitäten zu Dämpfungsraten entgegenwirkender Effekte ab. Die wichtigsten "natürlichen" Dämpfungsmechanismen sind Strahlungsdämpfung und Landaudämpfung. Darüber hinaus können Maßnahmen ergriffen werden, die die Stromgrenzen der Instabilität anheben, z.B. Chromatizitätserhöhung zur Unterdrückung des *Head Tail*-Effektes oder von *Multi Bunch*-Instabilitäten oder aktives Dämpfen der durch Instabilitäten angeregten gekoppelten Bunchschwingungen mit *Feedback*-Systemen. Die wichtigsten Instabilitätsmechanismen sind:

- *Single Bunch*-Instabilitäten:

1. longitudinale Instabilitäten: wichtigster Effekt ist die in Abschnitt 4.3.1 bereits untersuchte Turbulente Bunchverlängerung, die auch Mikrowellen-Instabilität genannt wird.
2. transversale Instabilitäten:
 - transversale Mikrowellen-Instabilität (*Fast Blow-Up*): das transversale Äquivalent zur Turbulenten Bunchverlängerung verursacht wie diese eine Strahlaufweitung oberhalb eines Schwellstromes, aber keinen Strahlverlust. Sie tritt allerdings selten in Erscheinung, da die Turbulente Bunchverlängerung in der Regel die deutlich kleinere Stromschwelle setzt, und spielt für KONRAD keine Rolle.
 - *Head Tail*-Effekt: die Anstiegsrate des *Head Tail*-Effektes ist von der eingestellten Chromatizität abhängig. Bei positivem *Momentum Compaction*-Faktor $\alpha_c \approx \eta_c > 0$ kann der *Head Tail*-Effekt mit kleinen positiven Chromatizitäten $\xi > 0$ gedämpft werden. Für KONRAD sind solche Chromatizitätswerte vorgesehen und daher keine negativen Einflüsse des *Head Tail*-Effektes zu erwarten.

- Multi Bunch- oder Coupled Bunch-Instabilitäten:

Bei diesen koppeln alle Bunche der Ringfüllung über die selbst erzeugten elektromagnetischen Felder aneinander und führen sowohl transversal als auch longitudinal gekoppelte, kohärente Schwingungen aus. Solange die Instabilität schwach ist, vergrößert sie "nur" die zeitlich gemittelten effektiven Strahldimensionen. Mit steigendem Ringstrom wachsen die Amplituden der Bunchschwingungen, bis es zu Einzelbunchverlusten oder plötzlichem Stromverlust über die gesamte Ringfüllung kommt. Die Anstiegsraten solcher transversalen bzw. der longitudinalen *Coupled Bunch*-Instabilität sind maßgeblich durch den Frequenzüberlap des Strahlstromspektrums mit dem schmalbandigen Impedanzspektrum des HF-*Cavity*s bestimmt. In geringerem Maße tragen auch Impedanzen sonstiger Resonatoren höherer Güte (z.B. Querschnittsvergrößerungen im Bereich der Dipolkammern oder des Injektionsseptums) und Impedanzen aufgrund der endlichen Leitfähigkeit des Vakuumkammermaterials (*Resistive Wall*) bei. Quantitative Betrachtungen ohne genaue Kenntnis des *Cavity*-spezifischen Impedanzspektrums sind wenig aussagekräftig. Da zu diesem Zeitpunkt noch nicht feststeht, welches HF-*Cavity* für KONRAD verwendet werden soll, wurden noch keine Rechnungen zu Anstiegsraten der *Coupled Bunch*-Instabilitäten durchgeführt. Konstruktionsseitig sollten aber in jedem Fall Möglichkeiten zur Dämpfung oder Frequenzverschiebung der höheren Moden (*HOM*-Dämpfer und Temperaturregelung des HF-*Cavity*s), die die Anstiegsraten reduzieren können, vorgesehen werden. Von vornherein ein aufwendiges Strahldämpfungssystem (*Feedback*-System) zu planen, wie es an mehreren großen Anlagen (BESSY II, ALS) eingesetzt wird, dürfte für einen kleinen Speicherring wie KONRAD sowohl aus Platz- als auch aus Kostengründen kaum in Frage kommen.

Kapitel 5

Vakuumsystem

Wie die Betrachtungen in Kapitel 4 gezeigt haben, spielt die Auslegung des Vakuumsystems für die Strahllebensdauer eine zentrale Rolle. Um Lebensdauern im Stundenbereich zu erreichen, sind sowohl Restgasdrücke im Ultra-Hoch-Vakuumbereich (UHV) als auch ausreichend große Vakuumkammeraperturen notwendig. Während sich der Druck ausschließlich auf die Restgaslebensdauer auswirkt, kann zumindest die horizontale Kammerapertur auch die Touschek-Lebensdauer beeinflussen. Zunächst sollen die Anforderungen an das Vakuumsystem, die im wesentlichen aus den Lebensdauerberechnungen von Kapitel 4 resultieren, formuliert werden.

5.1 Anforderungen an das Vakuumsystem

Zielparameter des Vakuumsystems ist der mittlere Druck. Er ist von Anzahl, Verteilung und Saugleistung der verwendeten Vakuumpumpen und von Material und Querschnitt (bzw. Leitwert) der Vakuumkammer abhängig. Außerdem treten temperatur- und stromabhängige Effekte auf, die zu Abweichungen vom ursprünglichen Basisdruck führen können. Gemäß den Berechnungen in Kapitel 4 muß der Druck p bei Minimalenergie $E_{min} = 200$ MeV und einem Strom von $I = 100$ mA etwa $p \approx 1 \cdot 10^{-9}$ hPa betragen, um eine Restgaslebensdauer von $\tau_{gas} \approx 4$ h und zusammen mit der Touschek-Lebensdauer eine Gesamtlebensdauer von $\tau_{tot} \approx 1.0$ h zu erreichen. Obwohl als Designziel eine Mindest-Lebensdauer von $\tau_{tot} \approx 1$ h festgesetzt ist, soll auch die Optimierung der Lebensdauer bei höheren Energien nicht vernachlässigt werden. Werte von einer Stunde sind bei Maximalenergie $E_{max} = 600$ MeV nicht akzeptabel. Gesamtlebensdauern von $\tau_{tot} = (5 \dots 10)$ h sollten erreichbar sein. Der Restgasdruck wurde daher auch bei Maximalenergie mit $p < 2.0 \cdot 10^{-9}$ hPa bei $I = 100$ mA so gefordert, daß die Restgaslebensdauer noch die Touschek-Lebensdauer überschreitet. Wegen der stärkeren Stromabhängigkeit des Druckes bei Maximalenergie ist zur Erfüllung dieser Forderung ein vergleichbar großer Aufwand notwendig wie zum Erreichen des kleineren Druckes bei Minimalenergie.

Neben dem Restgasdruck ist der zweite wesentliche Parameter des Vakuumsystems der

Kammerquerschnitt. Er kann nicht über den gesamten Ring konstant gehalten werden. Zumindest im Bereich des HF-*Cavity*s und des Injektionsseptums treten wesentlich andere Kammerdimensionen auf. Daneben wird häufig auch in geraden Strecken die Vakuumkammer abgeflacht, um kleinere *Gaps* und damit eine größere Durchstimmbarkeit der dort eingebauten *Insertion Devices* zu erreichen. Sollen besonders hohe Multipolstärken in einem Magneten erzielt werden, so kann das oft nur noch durch Verringerung des Polschuhabstandes erreicht werden, der mit einer Verkleinerung der Kammerapertur einhergeht. Die Impedanz der Vakuumkammer, die erheblichen Einfluß auf stabilitätsbestimmende, stromlimiterende Effekte hat, wächst mit der Häufigkeit von Kammerquerschnittsänderungen über den Ring. Um eine möglichst kleine Kammerimpedanz zu erreichen, sollte sich der Querschnitt nie sprunghaft ändern und über den gesamten Ringumfang so konstant wie möglich bleiben.

5.2 Auslegung des Vakuumsystems und Restgasdruck

In diesem Abschnitt soll ein Konzept für das KONRAD Vakuumsystem ausgearbeitet werden, mit dem sich bei möglichst sparsamem Pumpeneinsatz der angestrebte Druck erreichen läßt. Zunächst soll eine geeignete Querschnittsform für die KONRAD Vakuumkammer festgelegt werden.

5.2.1 Die Vakuumkammer

Der Kammerquerschnitt bestimmt zusammen mit der Betafunktion die transversale Akzeptanz der Maschine. In dispersiven Strecken kann die horizontale Kammergröße, je nach Auslegung des HF-Systems, zusätzlich auch die Impulsakzeptanz der Maschine limitieren. Darüber hinaus bestimmt der Kammerquerschnitt auch deren Gasleitwert. Hohe Leitwerte ermöglichen niedrigere Restgasdrücke. Ein größerer Kammerquerschnitt ermöglicht damit auch eine größere Strahllebensdauer. Prinzipielle und technische Realisierbarkeit von *Insertion Devices* und Magneten sowie deren effizienter Betrieb (moderater Energieverbrauch - geringe oder keine Sättigungseffekte) fordern dagegen kleine *Gaps* und damit kleine Kammerdimensionen. Wechselnde Kammergrößen in den Magneten und außerhalb sollten aufgrund ihrer Beiträge zur Ringimpedanz vermieden werden. Der zu wählende Kammerquerschnitt ist daher ein Kompromiß zwischen diesen konträren Anforderungen.

Für KONRAD wurden verschiedene Varianten von Kammerquerschnitten untersucht, darunter auch die BESSY II-Kammer. Die Verwendung der BESSY-Kammergeometrie dürfte mehrere Vorteile mit sich bringen: das technische Design der Vakuumkammer, einschließlich aller zugehörigen Elemente wie z.B. Ventile, Flansche, Bälge bis hin zu BPMs ist vorhanden und inzwischen mit umfangreichen Betriebserfahrungen verknüpft. Darüber hinaus bietet sich für die KONRAD Magnete die Möglichkeit an, auf das eventuell modifizierte Design von BESSY-Magneten zurückzugreifen, da Polschuhform und

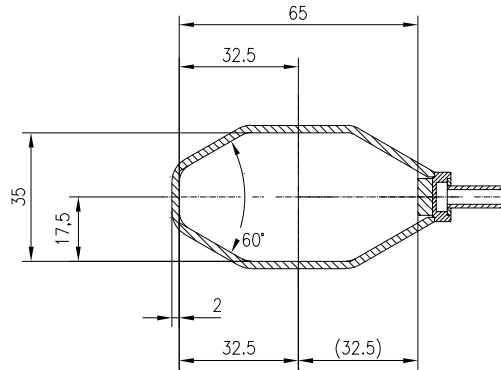


Abbildung 5.1: Querschnitt der BESSY II-Vakuumkammer, Maße in Millimetern.

Kammerausmaße kompatibel sind. Da sich die für KONRAD angestrebten Restgasdrücke und Lebensdauern mit dem BESSY II-Kammerquerschnitt gut realisieren lassen, wird dieser im folgenden weiter verwendet. Abbildung 5.1 zeigt einen Querschnitt der BESSY II-Vakuumkammer. An der Ringaußenseite der Kammer ist ein Strahlungsabsorber aus Kupfer angebracht, der hauptsächlich eine bessere Kühlbarkeit der durch Absorption von Synchrotronstrahlung aufgeheizten Kammerwand ermöglichen, aber auch strahlungsbedingte Gasdesorption reduzieren soll. Im Bereich der Dipolmagnete, wo der Hauptteil der emittierten Synchrotronstrahlung auf die Kammerwand trifft, ist ein spezielles Kammerdesign erforderlich, das im Abschnitt 5.2.4 genauer beschrieben wird.

Als Kammermaterial sollte wie bei BESSY Edelstahl (DIN 1.4429 [64]) verwendet werden, der gute mechanische, thermische und vakuumtechnische Eigenschaften hat und sich leicht bearbeiten läßt.

5.2.2 Thermische Gasdesorption

Trotz permanent laufender Vakuumpumpen läßt sich der Restgasdruck in einem Speicherring nicht beliebig absenken. Hauptursache hierfür ist, abgesehen von ungewollten Vakuum-Lecks, die thermische Gasdesorption. Auf der Kammeroberfläche adsorbierte Gasmoleküle werden dabei mit einer temperaturabhängigen Wahrscheinlichkeit $W \sim \exp(-E_B/kT)$ durch ihre thermischen Schwingungen wieder desorbiert (E_B : Bindungsenergie). Die bei höheren Drücken dicht mit adsorbierten Gasmolekülen belegten Oberflächen sind bei niedrigen Drücken Quelle eines ständigen Gasflusses. Die thermische Gesamtdesorptionsrate Q_{th} ergibt sich aus der temperaturabhängigen spezifischen Desorptionsrate q_{sp} :

$$Q_{th} = q_{sp}(T) \cdot A_V, \quad (5.1)$$

wobei A_V die Oberfläche der Vakuumkammer ist. Bei etwa $T \approx 300$ K beträgt die spezifische Desorptionsrate je nach Material und erreichter Oberflächenreinheit $q_{sp} = (1.0 \cdot 10^{-9} \dots 1 \cdot 10^{-13})$ hPa l/(s cm²) [65]. Die niedrigen Werte werden bei den üblichen Kammermaterialien (Edelstahl, Kupfer, Aluminium) nach einem längeren Ausheizen bei Temperaturen zwischen $T = (150 \dots 300)$ °C erreicht. Mit einer konservativ angesetzten

spezifischen Desorptionsrate von $q_{sp} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ hPa l / (s cm}^2\text{)}$ und einer Kammeroberfläche von $A_V \approx 6.8 \text{ m}^2$ ergibt sich für KONRAD eine thermische Gesamtdesorptionsrate von $Q_{th} \approx 7 \cdot 10^{-7} \text{ hPa l / s}$. Das Saugvermögen S , das benötigt wird, um einen mittleren Basisdruck von $p_0 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ hPa}$ zu erreichen, muß damit auf $S = Q_{th} / p_0 \approx 700 \text{ l / s}$ ausgelegt sein. Das tatsächlich zu installierende Saugvermögen muß schon zum Erreichen des Basisdrucks wesentlich größer sein, da hier weder Leitwertverluste in den Ansaugstutzen oder der Vakuumkammer selbst noch die Druckabhängigkeit des Saugvermögens der Vakuumpumpen berücksichtigt sind. Neben der thermischen Gasdesorption gibt es eine weitere Ursache für die Desorption an der Kammerwand gebundener Gasmoleküle: die von den gespeicherten Elektronen erzeugte Synchrotronstrahlung.

5.2.3 Synchrotronstrahlungsinduzierte Gasdesorption

Die synchrotronstrahlungsinduzierte Gasdesorption (Photodesorption) erfolgt nicht direkt durch eine Wechselwirkung der Gasmoleküle mit der Synchrotronstrahlung, sondern über einen Zwischenschritt: die Synchrotronstrahlung führt zunächst mit einer materialspezifischen Wahrscheinlichkeit η_e zu einer Freisetzung von Photoelektronen aus den oberen Atomschichten der Vakuumkammer. Die Anzahl der pro Photon ausgelösten Elektronen N_e ist von der Photonenenergie ε und dem Auftreffwinkel zwischen Photonenflugbahn und der Normalen der Kammeroberfläche ϕ abhängig: $\eta_e = f(\varepsilon, \phi)$. Für Photonen unterhalb einer bestimmten Energie von $\varepsilon \approx 10 \text{ eV}$ sinkt η_e (unabhängig vom Winkel ϕ) drastisch ab [27, S.382], so daß diese Photonen bei der Betrachtung der synchrotronstrahlungsinduzierten Gasdesorption vernachlässigt werden können. Unter der Annahme eines in etwa konstanten Auftreffwinkels $\phi \approx \text{const}$ ergibt sich die mittlere Anzahl der pro Photon ausgelösten Elektronen aus:

$$\eta_e = \frac{\int_{\varepsilon=0}^{\infty} \eta_e(\varepsilon, \phi) \left(\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon \Big|_{\phi \approx \text{const}}}{\int_{\varepsilon=0}^{\infty} \left(\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon} . \quad (5.2)$$

Die freigesetzten Photoelektronen können mit den adsorbierten Gasmolekülen wechselwirken und mit einer zweiten, gasspezifischen Wahrscheinlichkeit η_d zu deren Desorption führen. Insgesamt ergibt sich die Photodesorptionsrate Q_{syn} aus:

$$Q_{syn} = kT \eta \dot{N}_{ph} \quad \text{mit} \quad \eta = \eta_d \eta_e . \quad (5.3)$$

\dot{N}_{ph} ist dabei die Gesamtzahl der pro Sekunde vom gespeicherten Elektronenstrahl emittierten Photonen und η der spezifische Desorptionskoeffizient, der die Anzahl der pro Photon desorbierten Gasmoleküle angibt. Der Desorptionskoeffizient hängt von der Belegung der Kammeroberfläche mit Gasmolekülen ab. Durch die Photodesorption selbst verringert sich mit dem Betrieb des Speicherringes die Dichte der Oberflächenbelegung - dieser Effekt wird auch als "Strahlwaschen" bezeichnet. Mit steigender Photonendosis D , der insgesamt produzierten Photonenzahl $D \sim E I t$, sinkt daher der Desorptionskoeffizient $\eta/\eta_0 = (D/D_0)^{-x}$ mit $x = 0.5 \dots 1.2$ und D_0 als pro Zeiteinheit abgestrahlter

Photonenanzahl. Der Startwert des Desorptionskoeffizienten η_0 hängt entscheidend von der Vorgeschichte der Kammer ab. Mechanische und chemische Oberflächenreinigung kann diesen Wert genauso deutlich absenken wie ein Ausheizen des Einzelbauteils oder der gesamte Kammer im eingebauten Zustand. Nach einer entsprechenden Konditionierungsphase mit akkumulierten Strom-Dosen im Bereich von wenigen 10^2 Ah lassen sich so spezifische Desorptionskoeffizienten von bis zu $\eta \approx 1 \cdot 10^{-7}$ Moleküle/Photon erreichen [66].

Als Kammer- bzw. Absorbermaterial haben Kupfer und Edelstahl bezüglich des Desorptionskoeffizienten gegenüber Aluminium leichte Vorteile, was die benötigte Photondosis zum Erreichen bestimmter Desorptionskoeffizienten angeht. Nach hinreichend langem, belüftungsfreien Betrieb stellen sich aber bei allen drei Materialien in etwa gleichgroße Desorptionskoeffizienten ein.

In den Rechnungen für KONRAD wurde für den spezifischen Desorptionskoeffizienten ein konservativer Wert von $\eta = 1 \cdot 10^{-6}$ Moleküle/Photon angenommen. Die Anzahl der pro Sekunde emittierten Photonen kann mit

$$\begin{aligned} \dot{N}_{ph}/(\text{Photonen s}^{-1}) &= 8.08 \cdot 10^{17} \cdot I/\text{mA} \cdot E/\text{GeV} \\ &\approx 5 \cdot 10^{19} \quad I = 100 \text{ mA}, E = 0.6 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (5.4)$$

abgeschätzt werden. Bei einer Temperatur von $T = 300$ K ergibt sich eine Photodesorptionsrate von $Q_{syn} = 2 \cdot 10^{-6}$ hPa l/s, und übersteigt somit die thermische Desorptionsrate deutlich $Q_{syn} \approx 3 Q_{th}$. Das Saugvermögen, das benötigt wird, um den geforderten Druck von $p = 1.7 \cdot 10^{-9}$ hPa zu erreichen, folgt aus

$$S = \frac{Q_{tot}}{p} = \frac{Q_{th} + Q_{syn}}{p} \approx 1650 \text{ l/s}, \quad (5.5)$$

wobei auch hier weder Leitwertverluste, Druckabhängigkeit des Saugvermögens der Vakuumpumpen noch die spektrale Verteilung der Photonen (Photonen mit $\varepsilon \leq 10$ eV tragen nicht zur Desorption bei) berücksichtigt wurden. Das berechnete Saugvermögen stellt daher nur eine grobe Abschätzung dar. Im folgenden Abschnitt werden zunächst ein geeignetes Schema für die Anordnung der Vakuumpumpen vorgestellt und für dieses dann unter Berücksichtigung der Kammerleitwerte und der Pumpencharakteristik stromabhängig das Druckprofil und der mittlere Restgasdruck berechnet.

5.2.4 Auslegung des Pumpschemas

Ziel bei der Auslegung eines Pumpschemas ist es, den geforderten Druck mit einer möglichst geringen Anzahl von Vakuumpumpen zu erreichen. Um Drücke im UHV zu erreichen, müssen verschiedene Pumpentypen verwendet werden, da keine den gesamten Bereich vom Normaldruck bis zum UHV überdeckt. Die bei niedrigen Drücken arbeitenden Pumpen brauchen in der Regel Vorpumpen, da sie nicht gegen Luftdruck arbeiten können. Als Vakuumpumpen in Speicherringen werden meist sogenannte Turbomolekularpumpen verwendet, um den Druck bis in den Bereich des Hochvakuums

(HV: $p \approx (10^{-5} \dots 10^{-8})$ hPa) zu senken. Die benötigten noch niedrigeren Drücke im UHV werden durch den Einsatz von Ionengetterpumpen erreicht. Zumindest diese beiden Pumpentypen werden auch für das KONRAD Vakuumsystem benötigt.

In den Druckprofil-Rechnungen der betrachteten Pumpschemata wurden keine speziellen Annahmen über den Pumpentyp gemacht. Einziger Parameter der Vakuumpumpen ist ihre druckabhängige Saugleistung. Unterschiede in dieser Druckabhängigkeit oder in den gasspezifischen Saugleistungen wurden nicht berücksichtigt. Zur Vereinfachung der Rechnungen wurden nur externe Pumpen verwendet, aber keine verteilten Pumpen im Inneren der Vakuumkammer. Wie die Ergebnisse zeigen, werden verteilte Pumpen auch nicht benötigt werden.

Anordnung und Stärke der Vakuumpumpen richtet sich nach der Verteilung der stärksten Gasanfänge. Diese treten dort auf, wo die meiste Synchrotronstrahlung auf die Vakuumkammer trifft - also im Bereich der Dipolmagnete. Um die desorbierten Gasmoleküle effizient abpumpen zu können, sollen bei KONRAD spezielle Maßnahmen getroffen werden: im Bereich der Dipolmagnete weitet sich eine zweite Vakuumkammer (*Ante Chamber*) auf, die über einen schmalen Spalt ($h \approx 1$ cm) mit der Elektronenstrahlkammer verbunden ist. Die Dipolstrahlung verläßt durch diesen Spalt die Elektronenstrahlkammer, so daß die emittierte Synchrotronstrahlung in der *Ante Chamber* auf die Kammerwand trifft. An den Auftreffpositionen der Synchrotronstrahlung können in der Vorkammer spezielle Absorber eingebaut werden, die der Strahlungsleistung standhalten können und geringe Desorptionsraten aufweisen. Direkt bei diesen Absorbern werden Ansaugflansche mit großem Durchmesser angebracht, so daß hier hohe Pumpleistungen verlustarm angeschlossen werden können. Der gegenüber der normalen Kammer meist vergrößerte Leitwert der Vorkammer stellt einen zusätzlichen Vorteil der *Ante Chamber*-Konstruktion

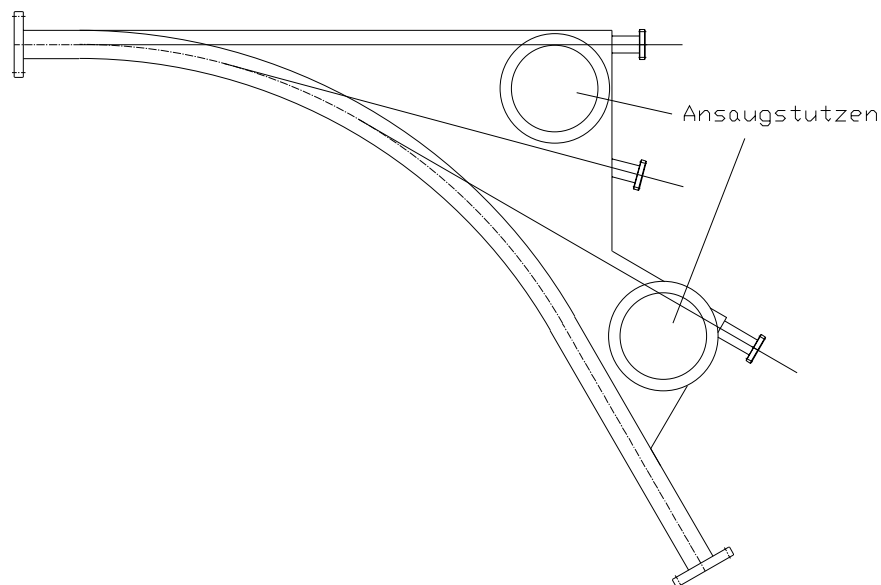


Abbildung 5.2: KONRAD Dipolkammer mit *Ante Chamber*.

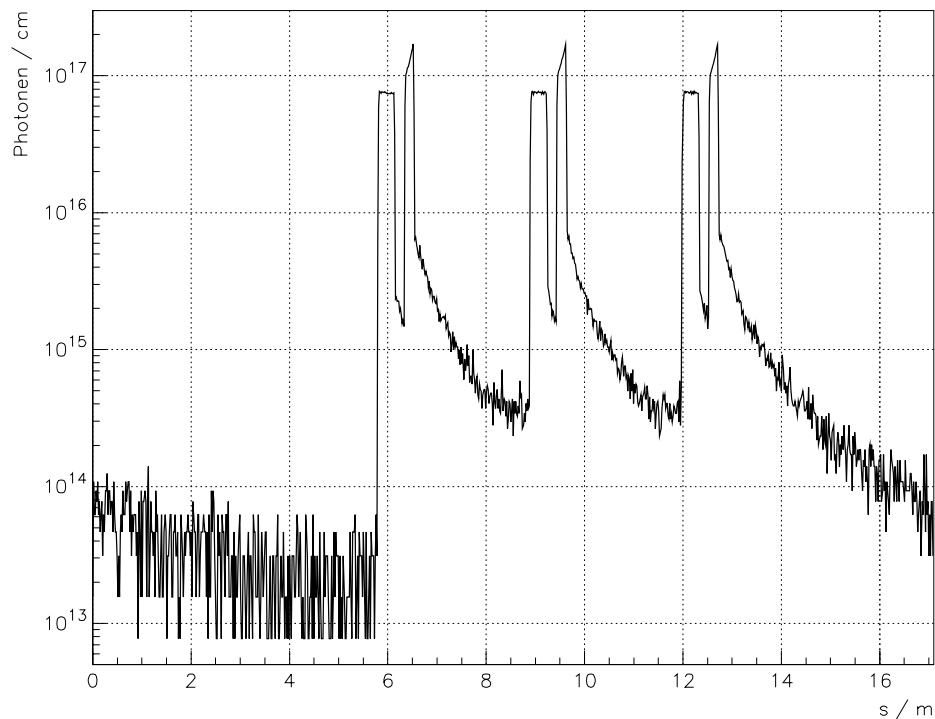


Abbildung 5.3: Photonenverteilung der KONRAD Dipolstrahlung bei $E_{max} = 600$ MeV über der Einheitszelle.

dar. Abbildung 5.2 zeigt die Skizze einer möglichen Dipolkammer für KONRAD. Zur Berechnung des resultierenden Restgasdruckes wird unabhängig vom verwendeten Pumpenschema zunächst die Verteilung der Synchrotronstrahlung über die Vakuumkammerwand bestimmt. In Abbildung 5.3 ist die longitudinale Verteilung der auf die Kammeraußenseite treffenden Photonen über eine KONRAD Einheitszelle unter Berücksichtigung der Dipolkammern dargestellt. Die Verteilung beruht auf ursprünglich $1 \cdot 10^6$ Photonen, die an zufällig ausgewählten Punkten in den Dipolmagneten generiert wurden. Entsprechend des energie- und stromabhängigen Gesamtphotonenflusses von Photonen mit $\varepsilon \geq 10$ eV wurde diese Verteilung dann "hochskaliert". Der Anteil niederenergetischer Photonen ist wegen der insgesamt kleinen Elektronenenergien relativ hoch. Bei der maximalen Elektronenenergie von $E_{max} = 600$ MeV haben etwa 34% der Photonen Energien von weniger als 10 eV. Bei $E = 400$ MeV sind es schon circa 51% und bei $E_{min} = 200$ MeV über 87%. Entsprechend der Photonenverteilung läßt sich ein erstes grobes Pumpenschema aufstellen, das durch Optimierung des Druckprofils iterativ angepaßt werden muß.

Abbildung 5.4 zeigt die optimierte longitudinale Anordnung der KONRAD UHV-Pumpen. Um die geforderten Drücke zu erreichen, werden pro Dipolmagnet zwei starke Pumpen mit Saugleistungen von je $S = 200$ l/s eingesetzt. Zwischen den Dipolmagneten und in den geraden Strecke werden pro Einheitszelle insgesamt 7 kleinere Pumpen mit Saugleistungen von je $S = 60$ l/s angebracht. Pro Einheitszelle wird somit eine Saugleistung

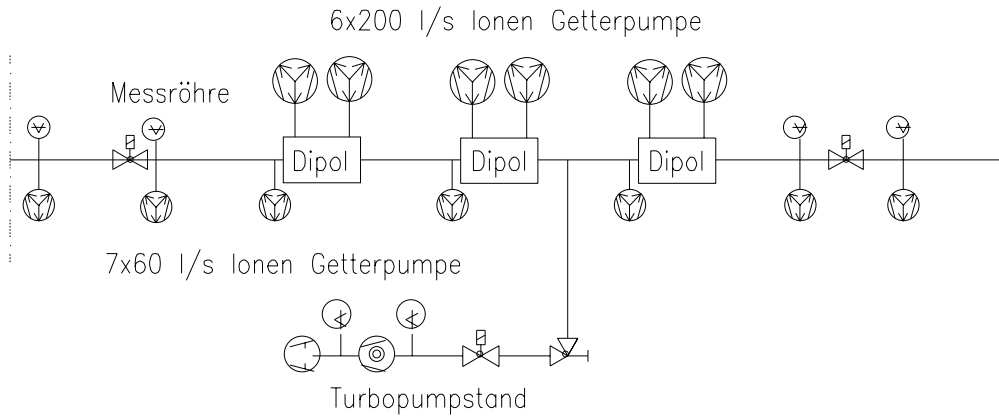


Abbildung 5.4: KONRAD: longitudinale Verteilung der Vakuumpumpen über der Einheitszelle.

von $S = 1620 \text{ l/s}$ bzw. für KONRAD insgesamt von $S = 3240 \text{ l/s}$ benötigt. In den angegebenen Saugleistungen sind keine Leitwertverluste der Ansaugstutzen, Flansche, Blenden oder sonstiger Vakuuleitungen von der Vakuumkammer zur Pumpe enthalten. Sie stellen druckabhängig die maximalen Saugleistungen der Pumpen dar, die etwa bei einem Druck von $p \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$ erreicht werden (die Charakteristik $S = f(p)$ wurde

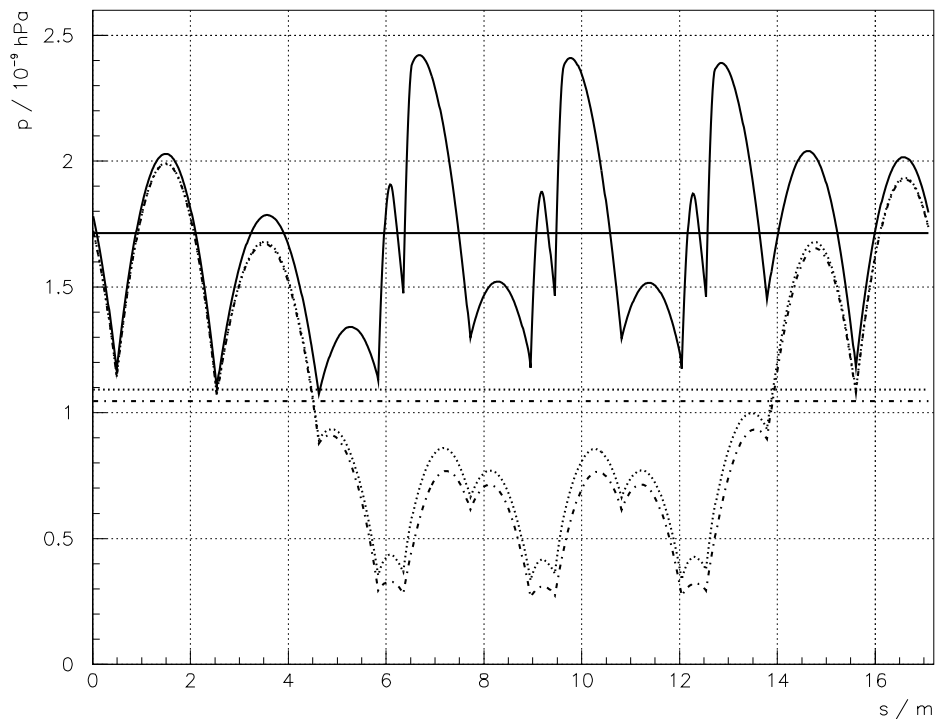


Abbildung 5.5: KONRAD: Druckprofil über der Einheitszelle ohne Strom (gestrichelte Linie) sowie mit einem Strom von $I = 100 \text{ mA}$ bei $E = 200 \text{ MeV}$ (gepunktete Linie) und $E = 600 \text{ MeV}$ (durchgezogene Linie).

[67] entnommen).

Zur Berechnung des Druckprofils wurde ein bei BESSY entwickeltes Programm [68] entsprechend den KONRAD Anforderungen modifiziert. Das longitudinale Druckprofil ergibt sich aus der Lösung der Differentialgleichung [69]

$$\frac{d^2 p}{ds^2} = -\frac{A q}{w}, \quad (5.6)$$

worin A die (längen-)spezifische Oberfläche, q die spezifische Abgasrate und w den spezifische Leitwert darstellt. In Abbildung 5.5 sind die Druckprofile bei Maximal- und Minimalenergie für einen Strom von $I = 100$ mA sowie ohne Strom eingetragen. Die mittleren Drücke, die als horizontale Linien ebenfalls in Abbildung 5.5 dargestellt sind, betragen:

$$\begin{aligned} \bar{p} &\approx 1.1 \cdot 10^{-9} \text{ hPa} & I &= 100 \text{ mA} & E &= 200 \text{ MeV} \\ \bar{p} &\approx 1.7 \cdot 10^{-9} \text{ hPa} & I &= 100 \text{ mA} & E &= 600 \text{ MeV} \\ \bar{p} &\approx 1.0 \cdot 10^{-9} \text{ hPa} & I &= 0 \text{ mA} . \end{aligned}$$

Bei dem erreichten mittleren Restgasdruck von $p \approx 1.7 \cdot 10^{-9}$ hPa bei $E = 600$ MeV beträgt die Saugleistung etwa $f_p \approx 46\%$ ihres Maximalwertes. Die effektive Saugleistung $S_{eff} = f_p S \approx 1500$ l/s passt sehr gut zu der in Gleichung 5.5 abgeschätzten Saugleistung, wobei dort auch niederenergetische Photonen mit $\varepsilon < 10$ eV zur Gasdesorption

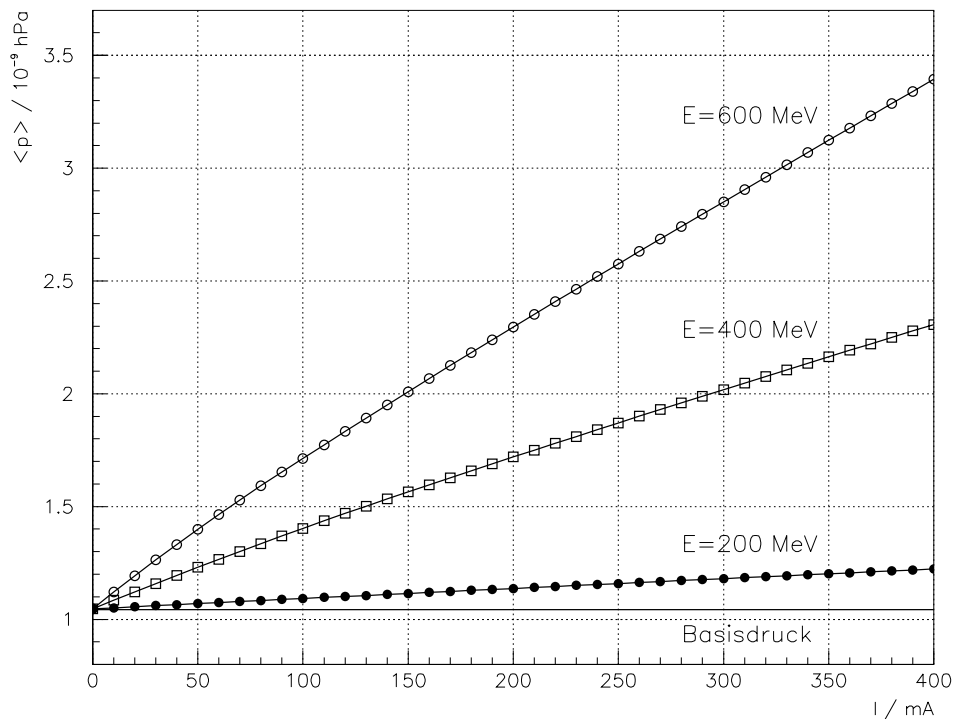


Abbildung 5.6: KONRAD: mittlerer Druck als Funktion des Ringstromes bei ausgewählten Elektronenenergien.

beitragen. Eine entsprechende Korrektur führt zu einer geschätzten Saugleistung von $S_{eff_g} \approx 1200 \text{ l/s}$. Der verbleibende Unterschied zwischen geschätzter und benötigter Saugleistung resultiert aus dem Pumpwiderstand der Vakuummkammer.

Abbildung 5.6 zeigt für drei verschiedene Elektronenenergien den Druck als Funktion des Speicherringstromes. Der resultierende Druck kann sehr gut durch eine lineare Funktion in E und I beschrieben werden:

$$\begin{aligned} p(E, I) &= p_0(E) + m_p(E) \cdot I && \text{mit} && (5.7) \\ p_0(E) &= 1.01 \cdot 10^{-9} \text{ hPa} + 1.77 \cdot 10^{-13} \frac{\text{hPa}}{\text{MeV}} \cdot E, \\ m_p(E) &= -2.22 \cdot 10^{-9} \frac{\text{hPa}}{\text{A}} + 1.33 \cdot 10^{-11} \frac{\text{hPa}}{\text{MeV A}} \cdot E, \end{aligned}$$

die in Berechnungen zur Strahllebensdauer benötigt wird.

Das vorgestellte Vakuumsystem (Kammerquerschnitt, Dipolkammer, Pumpenanordnung und -stärke) ist unter Berücksichtigung von thermischer und synchrotronstrahlungsinduzierter Gasdesorption in der Lage, den für eine ausreichende Lebensdauer benötigten Restgasdruck zu erreichen.

Ein Effekt, der bisher nicht beachtet wurde, aber insbesondere bei niederenergetischen Speicherringen zu einem deutlichen Druckanstieg im Bereich des Elektronenstrahls führen kann, ist das sogenannte *Ion Trapping*, das im letzten Abschnitt dieses Kapitels genauer betrachtet werden soll.

5.3 Ion Trapping

Die in einem Speicherring umlaufenden Elektronen führen aufgrund ihrer Raumladung zur Ausbildung eines positiv geladene Teilchen anziehenden Potentialtopfes. Durch Stoßionisation vom Elektronenstrahl selbst erzeugte Restgasionen sowie thermisch oder durch Synchrotronstrahlung desorbierte Restgasionen können in diesem Potential gefangen werden. Dieser Prozeß wird als *Ion Trapping* bezeichnet. Die Akkumulation von Ionen führt zur teilweisen oder vollständigen Neutralisation des Potentials durch Kompensation der Raumladungen von Elektronenstrahl und Ionen, η bezeichnet den Neutralisationsgrad. Die Auswirkungen des *Ion Trappings* sind für den Betrieb eines Speicherringes aus verschiedenen Gründen sehr nachteilig:

1. erhöhte Restgasdichte im Bereich des Elektronenstrahls: der zusätzliche Druckbeitrag ergibt sich bei vollständiger Neutralisation des Elektronenstrahls durch Restgasionen aus [56, S.108]:

$$p_{ion} = kT \eta \frac{I}{e c} \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} \quad \text{mit} \quad \eta = \eta_{max} = \frac{h\sigma_l}{C}. \quad (5.8)$$

Folge der teilweise erheblichen Druckerhöhung sind entsprechend hohe Lebensdauereinbußen.

2. Arbeitspunktverschiebungen: die Restgasionen üben fokussierende Kräfte auf die Elektronen auf, die abhängig vom gespeicherten Strom und damit von der Ionendichte d_i Arbeitspunktverschiebungen bewirken [70]:

$$\begin{aligned}\Delta Q_{x,y} &= \frac{r_e}{\gamma} \int \frac{d_i}{1 + \sigma_{x,y}/\sigma_{y,x}} \beta_{x,y} ds \quad \text{mit} \quad d_i = \eta d_e = \frac{\eta N_B}{2\pi \sigma_x \sigma_y \sigma_l} \quad (5.9) \\ &= \frac{r_e}{\gamma} \frac{I}{2\pi e c} \int \frac{\beta_{x,y}}{\sigma_{x,y}(\sigma_x + \sigma_y)} ds \quad \text{für} \quad \eta = \eta_{max}\end{aligned}$$

(d_e, d_i Elektronen- und Ionendichte) und damit zu Teilchenverlusten an destruktiven Resonanzen führen können.

3. Emittanzaufweitung und erhöhte Emittanzkopplung.

Die genannten Effekte wirken sich aufgrund der geringeren magnetischen Steifigkeit besonders stark bei niedrigen Elektronenenergien aus. Für KONRAD ergeben sich bei vollständiger Neutralisation ($\eta = \eta_{max}(\sigma_l) = (0.2 \dots 1.1)\%$) die Maximalwerte von "Ionendruck" und Arbeitspunktverschiebung zu $p_{ion} \approx 3.0 \cdot 10^{-9}$ hPa und $\Delta Q_x \approx 0.9$ bzw. $\Delta Q_y \approx 3.4$ ($I = 100$ mA, $E = 400$ MeV). Sowohl Druckanstieg als auch Arbeitspunktverschiebung liegen weit jenseits aller Toleranzgrenzen. Für KONRAD wie für kompakte Niederenergie-Speicherringe allgemein müssen effektive Maßnahmen zur Vermeidung oder Reduzierung des *Ion Trapping* vorgesehen werden.

Wichtigster Aspekt bei der Analyse des *Ion Trapping* ist die Untersuchung der Stabilität der eingefangenen Ionen. Nachfolgend soll diese auf der Basis einer linearen Theorie für KONRAD abgeschätzt werden. Die Ionenbewegung läßt sich mittels eines Matrixformalismus, analog zur linearen Magnetoptik, beschreiben [71]: die Wirkung des Elektronenpotentials auf die Ionen wird in linearer Näherung durch eine dünne, fokussierende Linse M_e beschrieben, die Bewegung "zwischen" den Bunchen wird als freie Driftstrecke M_0 angenommen:

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} u \\ \dot{u} \end{pmatrix}_f &= M \begin{pmatrix} u \\ \dot{u} \end{pmatrix}_i = (M_0 \cdot M_e)^h \begin{pmatrix} u \\ \dot{u} \end{pmatrix}_i \quad u = (x, y) \quad (5.10) \\ M_0 &= \begin{pmatrix} 1 & t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad t = \frac{C}{hc} \\ M_e &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -a & 1 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad a = \frac{2N_e Q r_p c}{h\sigma_u(\sigma_x + \sigma_y)} \frac{1}{A}.\end{aligned}$$

N_e ist die Gesamtanzahl von Elektronen im Ring, $r_p \approx 1$ fm = $1.5 \cdot 10^{-18}$ m der klassische Protonenradius, h die Harmonischenzahl sowie Q und A die Ionenladung bzw. -masse. Die Ionenbewegung ist stabil, wenn für die Spur der Transformationsmatrix $|Tr(M)| < 2$ gilt. Aus dieser Stabilitätsbedingung läßt sich die sogenannte kritische Atommasse A_c

berechnen:

$$A_c = \frac{N_e Q r_p C}{2h^2 \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)} \quad \text{für } \sigma_y < \sigma_x. \quad (5.11)$$

Ionen mit Atommassen $A \geq A_c$ bewegen sich stabil im Potential des Elektronenstrahls. Die kritische Atommasse ist gemäß Gleichung 5.11 von der Elektronenanzahl und den transversalen Strahldimensionen und somit vom gespeicherten Strom abhängig. Bei $I = 100$ mA und $E = 600$ MeV ($\sigma_{x,y} = f(I, E)$) beträgt die kritische Atommasse $A_c \approx 2 \cdot 10^{-3}$ und bei $E = 200$ MeV $A_c \approx 1 \cdot 10^{-3}$. Diese Werte gelten jeweils für einfache Ionenladung $Q = 1$, die nach Gleichung 5.11 zu den kleinsten kritischen Massen führt. Die Bewegung aller Restgaskomponenten (Wasserstoff, Kohlenoxide, Methan, Wasser, Edelgase) sollte demnach im gesamten Strom- und Energiebereich stabil sein. Maßnahmen zur Unterdrückung des *Ion Trapping* sind demnach unabdingbar.

Der einfachste Weg zur Umgehung des *Ion Trapping* wäre die Speicherung von Positronen statt Elektronen, mit denen sich eine Synchrotronstrahlungsquelle prinzipiell genauso betreiben ließe. Im dann positiven Strahlpotential könnten sich lediglich Elektronen oder negativ geladene Ionen sammeln. Letztere sind aber zum einen kaum im Restgas enthalten, zum anderen würde die Wechselwirkung mit dem gespeicherten Strahl zur Ablösung von Elektronen und damit zu positiver Ionisierung führen. Die somit als "*Trapping*"-Kandidaten verbleibenden Elektronen können wegen ihrer geringen Masse nicht im Strahlpotential gefangen werden. Leider ist sowohl die Erzeugung von Antiteilchen wie Positronen in ausreichender Anzahl als auch der Umgang mit ihnen generell sehr viel komplizierter als der mit Elektronen. *Collider*-Ringe zur Hochenergieforschung (z.B. LEP am CERN [72]), in denen Elektronen und Positronen gespeichert werden können, zeigen, daß diese Probleme überwunden werden können. In Speicherringen zur Synchrotronstrahlungserzeugung, wo man anders als in den Hochenergie-*Collidern* die Wahl der zu speichernden Teilchenart hat, überwiegen die Nachteile von Positronen, so daß hier meist Elektronen verwendet werden.

Eine bei fast allen Elektronen-Speicherringen angewandte Methode zur Reduzierung des *Ion Trapping* ist, nicht alle HF-*Buckets* des Speicherringes zu füllen, sondern eine Lücke im Bunchzug von üblicherweise etwa 20% zu erzeugen. Während des Durchfluges der Bunchlücke fehlt das fokussierende Elektronenpotential und die Ionen unterliegen den eigenen defokussierenden Raumladungskräften, die sie auseinandertreiben. In der Matrixdarstellung wird die Bunchlücke durch den Übergang:

$$M = (M_0 \cdot M_e)^h \implies M_g = (M_0 \cdot M_e)^{(h-g)} M_0^g \quad (5.12)$$

beschrieben [73], wobei g die Anzahl der leeren HF-*Buckets* angibt. Die Auswertung der Spur dieser Transformationsmatrix kann in Form eines Diagrammes vorgenommen werden, in dem die Stabilität der Ionenbewegung als Funktion der Ionenmasse und des Ringstromes dargestellt wird. Abbildung 5.7 zeigt für KONRAD ein solches Stabilitätsdiagramm für einfach geladene Ionen. Die Punkte markieren jeweils die Stabilität der Ionen-Schwingung bei einer Füllung mit etwa 20%iger Bunchlücke $h = 57$, $g = 11$, wie

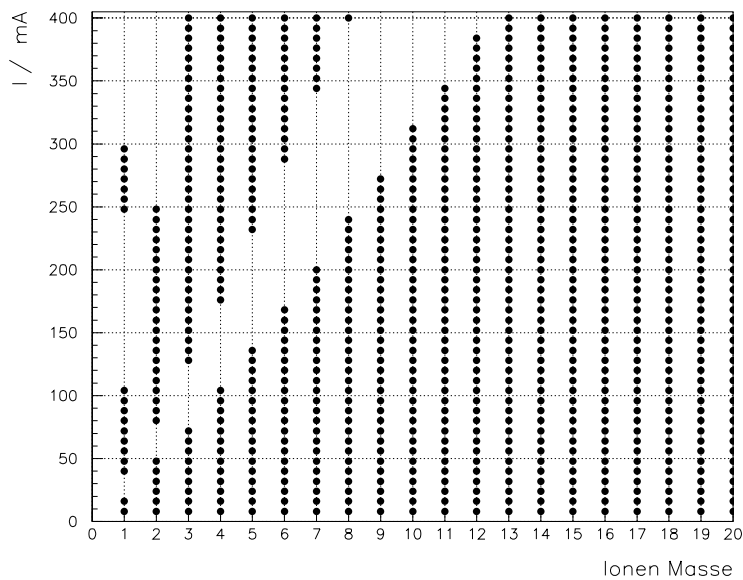


Abbildung 5.7: *Ion Trapping*: Stabilitätsdiagramm mit 20%iger Bunchlücke.

sie auch in den Lebensdauerrechnungen verwendet wurde. Gegenüber der vollständigen Ringfüllung treten jetzt zwei Gebiete auf, in den die Ionenbewegung nicht mehr stabil ist. Allerdings liegen diese Gebiete nur bei kleinen Atommassen und sehr hohen Ringströmen. Völlige Instabilität aller Atommassen läßt sich durch die Bunchlücke nicht realisieren. Eine deutlich größere Bunchlücke kommt (mit beibehaltenem Strom) wegen der dann stark reduzierten Touschek-Lebensdauer nicht in Frage.

Daß für den Betrieb des Speicherringes die Verwendung einer Bunchlücke den Effekt des *Ion Trapping* in ausreichendem Maße reduziert, kann anhand dieses einfachen, linearen Modells oder erweiterter nichtlinearer Modelle, die eine weitere Reduzierung der Ionenstabilität erwarten lassen, nicht garantiert werden. Technische Optionen zur Unterdrückung des *Ion Trapping* sollten daher von vorn herein mit eingeplant werden. In Betracht kommen hierzu im wesentlichen die Installation von Saugelektroden (*Clearing Electrodes*) an ausgewählten Ringpositionen und das sogenannte *Beamshaking*.

Das *Beamshaking*, bei dem künstlich erzeugte Schwingungen des Elektronenstrahls resonante Schwingungen der gefangenen Ionen anregen, soll hier nicht weiter verfolgt werden, da dieses negativen Einfluß auf Stabilität und Qualität der emittierten Synchrotronstrahlung hat. Sollten die anderen zur Bekämpfung des *Ion Trapping* vorgesehenen Maßnahmen nicht ausreichend sein, lassen sich die zur Strahlanregung benötigten Komponenten, z.B. schnelle Kickermagnete, mit vertretbarem Aufwand nachträglich in die existierende Maschine einfügen.

Saugelektroden sind das geeignetere Mittel zur Reduzierung des *Ion Trapping*, da sie kaum Auswirkungen auf die Strahlqualität haben. Die an den Saugelektroden angelegten Spannungen erzeugen ein zusätzliches elektrisches Feld, das den Potentialtopf des Elektronenstrahls auflösen kann. Bei einer flachen Vakuumkammer, wie sie auch für KONRAD vorgeschlagen wurde, sollten die Saugelektroden, wenn ausreichend Platz

vorhanden ist, vertikal wirken. Wegen des geringeren Abstandes können hier niedrigere Spannungen verwendet werden. Außerdem läßt sich die Ionenbewegung in der Vertikalen leichter als in der Horizontalen destabilisieren. Die benötigten Maximalspannungen liegen im Bereich mehrerer hundert Volt bis zu einigen Kilovolt. Sie lassen sich reduzieren, wenn neben der Gleichspannung zusätzlich eine hochfrequente Wechselspannung von wenigen hundert Volt angelegt wird. Diese bewirkt zusätzlich eine resonante Anregung der Ionenschwingungen. Geeignete Frequenzen ergeben sich analog zu den Betatronschwingungsresonanzen der Elektronenbewegung aus dem *Tune* der Ionenschwingung, der sich direkt aus den Transformationsmatrizen ableiten läßt. Optimale Einbaupositionen für Saugelektroden sind Orte im Ring, an denen die Ionengeschwindigkeiten klein und das vom Elektronenstrahl gebildete Potential groß sind. Bei KONRAD kommen insbesondere die Randfeldbereiche der Dipolmagnete in Betracht, da hier die Ionen abgebremst werden und das Potential wegen der kleinen Strahlquerschnitte besonders groß ist. Die Anzahl der letztendlich benötigten Elektroden kann im vorhinein kaum bestimmt werden. Untersuchungen an existierenden Niederenergie-Elektronenspeicherringen zeigen sehr unterschiedliche Ergebnisse. So kommt man beim SXLS [74] in Brookhaven mit 6 Saugelektroden aus. Deutliche Auswirkungen des *Ion Trapping* sind zudem erst bei Strömen $I > 200 \text{ mA}$ ($E = 200 \text{ MeV}$) zu beobachten. An anderen Maschinen sind Injektionsrate und Lebensdauer schon bei kleinen Strömen extrem von Saugspannung, Elektrodenanzahl und -anordnung abhängig. So führte z.B. bei COSY in Berlin [75] nur der gleichzeitige Einsatz von Saugelektroden und *Beamshaking* zu einer akzeptablen Reduzierung des *Ion Trapping*, wobei diese Beobachtungen allerdings bei einer sehr niedrigen Energie von $E = 50 \text{ MeV}$ gemacht wurden.

Ob und mit welchem Aufwand Maßnahmen zur Vermeidung oder Reduzierung des *Ion Trapping* bei KONRAD ergriffen werden müssen, läßt sich exakt erst nach entsprechenden Studien an der laufenden Maschine festlegen. Wichtig ist, daß mit einer Lücke im Bunchzug und der Einplanung von Saugelektroden wirkungsvolle Maßnahmen zur Bekämpfung des *Ion Trapping* zur Verfügung stehen.

Kapitel 6

Injektionssystem

In diesem Kapitel wird das Injektionssystem für KONRAD vorgestellt. Zunächst werden in Frage kommende Injektoren betrachtet und ihre jeweiligen Vor- und Nachteile erörtert. Nach Festlegung auf eine Injektorvariante wird anschließend für diese ein Injektionsschema erarbeitet und dessen Injektionseffizienz untersucht. Rechnungen zu den benötigten Parametern der verwendeten Injektionselemente und Betrachtungen zu deren technischer Realisierbarkeit schließen dieses Kapitel ab.

6.1 Der Injektor

Der Injektor hat die Aufgabe, die aus einer entsprechenden Quelle (z.B. Glühkathode, Photokathode) stammenden Elektronen auf eine Energie zu beschleunigen, mit der sie ausreichend effizient in den Speicherring injiziert und dort akkumuliert werden können. Für Elektronenspeicherringe werden hauptsächlich zwei Grundtypen von Injektoren verwendet: Mikrotrons und Linearbeschleuniger, sogenannte *LINACs*. Da der technische Aufwand zur Beschleunigung der Elektronen mit der Energie ansteigt, wird bei hohen Injektionsenergien oft ein zweiter Beschleuniger, ein Synchrotron, verwendet. Bei Niedrig-Energie-Speicherringen wie KONRAD, deren Energiebereich bis zu sehr niedrigen Werten reicht, kann oft direkt aus Mikrotron oder *LINAC* injiziert und anschließend die Energie mit gespeichertem Strahl erhöht werden. Die Injektion bei niedriger Energie hat den Vorteil kleiner und kostengünstiger Injektoren und Injektionselemente. Demgegenüber können erhebliche Nachteile bei Injektionseffizienz und maximal akkumulierbarem Strom stehen.

Wenn, wie für KONRAD, ein eigenes Synchrotron aus Kostengründen nicht in Frage kommt, muß die Injektion bei niedriger Energie, etwa im Bereich $E_{inj} = (100 \dots 200)$ MeV, aus einem *LINAC* oder Mikrotron erfolgen. Speziell für KONRAD besteht im Zusammenhang mit der räumlichen Anbindung an BESSY II alternativ die Möglichkeit das BESSY II-Booster-Synchrotron [76] als Injektor mit zu nutzen. Da das Synchrotron im regulären Nutzerbetrieb nur wenige Male pro Tag für die Injektion in den BESSY II Speicherring genutzt wird, wäre eine parasitäre Nutzung ohne Einschränkung des BESSY-

Betriebes möglich. Ein Tunnel, der den Transferkanal für den extrahierten Strahl aufnehmen kann, ist bereits vorhanden. Die Extraktionsenergie aus dem Synchrotron kann frei gewählt werden und daher bei hoher Energie z.B. $E_{inj} = 600$ MeV erfolgen.

Wesentliche Vor- und Nachteile der Injektorvarianten sind im folgenden kurz aufgeführt:

Mikrotron/LINAC: als Injektor im Bereich niedriger Energien sind Mikrotron und *LINAC* etwa gleichermaßen gut geeignet. Beide Injektortypen sind an existierenden Anlagen zu finden: z.B. 100 MeV Mikrotrons am MAX-Lab der Lund-Universität in Schweden [77] und bei ASTRID an der Universität von Aarhus in Dänemark [78] sowie 100 MeV bzw. 230 MeV *LINACs* als Injektoren der japanischen Speicherringe KSR [37, 79] und NIJI IV [31] und ein 80 MeV *LINAC* bei Delta [80] an der Universität Dortmund. Aus Kostengründen muß ein Kompromiß in der Injektionsenergie gefunden werden: bei niedriger Energie erschweren lange Dämpfungszeiten und große Strahldimensionen sowohl des zu injizierenden als auch des gespeicherten Strahls die Injektion. Zudem wirken Instabilitätsmechanismen bei niedrigen Energien am stärksten. Vorteile niedriger Injektionsenergien sind dagegen ein geringerer räumlicher und finanzieller Aufwand für den Injektor. Außerdem sinken die in den Injektionselementen benötigten Magnetfeldstärken, so daß sich Magnetausmaße und -kosten verringern und Anstiegszeiten gepulster Elemente verkürzen lassen. Während ein Mikrotron aufgrund seiner kompakten Bauweise eher den Platzverhältnissen eines kleinen Speicherringes entspricht, wird dem *LINAC* eine größere Betriebsstabilität zugeschrieben.

BESSY II-Synchrotron: die in diesem Fall mögliche Injektion bei hoher Energie hat

Injektor	Mikrotron/ <i>LINAC</i>	BESSY II Synchrotron
Injektionsenergie E_{inj} / MeV	100	600
horizontale Emittanz injizierter Strahl $\varepsilon_{x_{inj}}$ / nrad m	100	42 [81]
relative Energiebreite injizierter Strahl σ_E / ‰	1	0.5
Speicherringparameter bei $I = 100$ mA		
horizontale Emittanz gespeicherter Strahl ε_x / nrad m	> 200	65
horizontale Dämpfungszeit τ_x / ms	3000	14
Lebensdauer τ_{ges} / h	< 1.0	6.6

Tabelle 6.1: Vergleich der Injektions-Parameter mit Mikrotron/*LINAC* und BESSY II-Synchrotron als Injektor sowie der Speicherringparameter bei entsprechender Injektionsenergie.

aus elektronenoptischer Sicht ausschließlich positive Effekte: niedrige Dämpfungszeiten und Strahldimensionen sowie höhere Instabilitätsstromschwellen. Einziger Nachteil ist die aufwendigere technische Umsetzung der mit der Injektionsenergie steigenden Magnetfeldstärken. Wegen des geringen Speicherringumfangs und der damit hohen Umlauffrequenz muß die Feldstärke der Kickermagnete sehr schnell abfallen. Da die Kicker-Pulsdauern von der Stärke des Magnetfeldes abhängen, bedarf die Realisierung der benötigten kurzen Pulse insbesondere bei hoher Energie eines relativ großen technischen Aufwandes.

In Tabelle 6.1 werden typische Injektions-Parameter von Mikrotrons/*LINACs* bei niedriger Energie dargestellt und mit denen der alternativen Hoch-Energie-Injektion aus dem BESSY II-Synchrotron verglichen. Aus physikalischer Sicht ist die Nutzung des BESSY II-Synchrotrons als Injektor einem eigenen Mikrotron/*LINAC* klar vorzuziehen. Größere Injektionseffizienz und höhere Maximalströme sollten den Ausschlag geben. Im folgenden Abschnitt wird daher auf der Basis des BESSY II-Synchrotrons und einer Injektionsenergie von $E_{inj} = 600$ MeV ein Injektionsschema für KONRAD entwickelt.

6.2 Das Injektionsschema

Der aus dem Synchrotron extrahierte Strahl wird über einen Transferkanal zum Speicherring geführt. Um den Strahl injizieren zu können, muß sich dieser innerhalb der Maschinenakzeptanz befinden. Das wird durch zwei Maßnahmen erreicht: zunächst wird der zu injizierende Strahl mit einem gepulsten Dipolmagneten, dem Septummagneten, so an den gespeicherten Strahl herangeführt, daß beide Strahlen am Ende des Septums etwa parallel liegen. Um nicht den gespeicherten Strahl durch das Feld des Septummagneten zu stören, wird dieses mit einer dünnen Septumschiene, die beim gepulsten Magneten als Wirbelstromschild wirkt, abgeschirmt. Der parallele Injektionsstrahl liegt aber noch nicht in der Maschinenakzeptanz. Erst der lokale Versatz des gespeicherten Strahls in Richtung der Septumschiene in Form einer kurzzeitigen Orbitbeule, die mit schnellen Kickermagneten erzeugt wird, schiebt die Maschinenakzeptanz über den zu injizierenden Strahl. Da bei KONRAD in der horizontalen Ebene die größere Akzeptanz zur Verfügung steht, wird in diese injiziert. Abbildung 6.1 zeigt in einer Skizze des Injektionsschemas die horizontale Verschiebung des gespeicherten Strahls und damit der Maschinenakzeptanz über den zu injizierenden Strahl sowie die Abstände, die für die Dimensionierung der Injektionsgeometrie relevant sind.

Um den injizierten Strahl nicht wieder zu verlieren, muß sichergestellt sein, daß dieser bei jedem auf die Injektion folgenden Umlauf einen genügend großen Abstand von der Septumschiene hat. Bei jedem Umlauf muß deshalb ein minimaler Hub h_{min} gewährleistet sein, um den die horizontale Ablage des injizierten Strahls am Septum dessen Startwert unterschreitet: $h(t) < h_{inj} - h_{min}$ (siehe Abbildung 6.1). Dieser Hub ergibt sich aus einem minimalen Abstand zwischen dem injizierten Strahl und der Septumschiene s_{inj} (sowohl im Septummagneten als auch im Speicherring) und der Dicke der Septumschie-

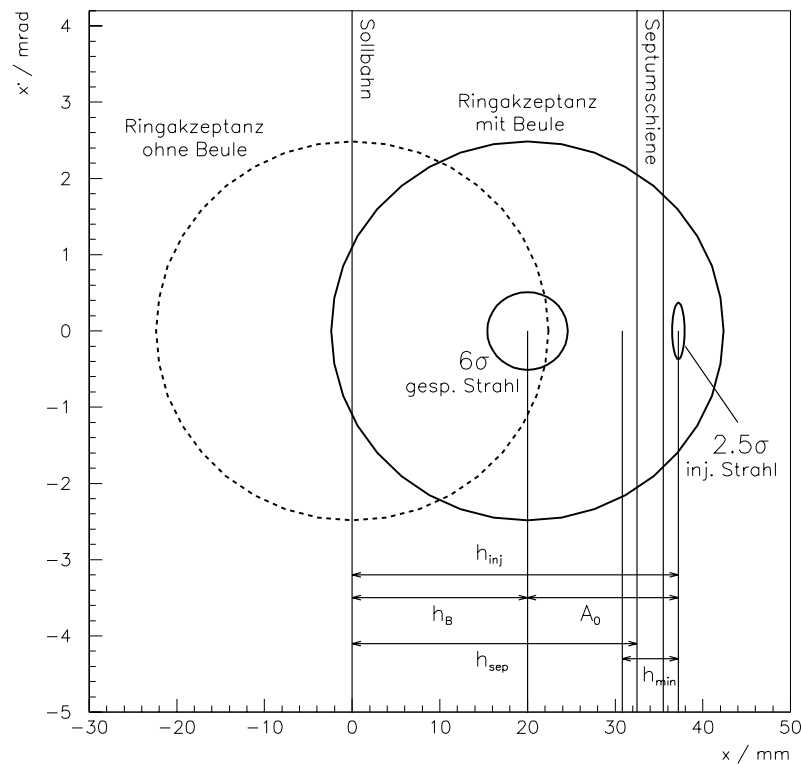


Abbildung 6.1: KONRAD: Injektionsschema mit Strahlquerschnitten und Maschinenakzeptanz am Injektionspunkt.

$$\text{ne } d_{sep}: h_{min} = 2 s_{inj} + d_{sep}.$$

Der benötigte Hub kann durch ein Zusammenspiel von Abnahme der Beulenhöhe (mit Höhe ist hier immer eine horizontale Ablage gemeint) und Betatronschwingung des injizierten Strahls um den *Closed Orbit* erreicht werden. Der Phasenvorschub der Betatronschwingung führt dazu, daß der injizierte Strahl arbeitspunktabhängig erst nach einigen Umläufen wieder seine maximale Ablage in Septumsrichtung erreicht. Während der ersten Umläufe gibt es zwei kritische Zeitpunkte: nach dem ersten Umlauf muß hauptsächlich der Phasenvorschub der Betatronschwingung den geforderten Hub h_{min} erzeugen: $h_{phase} = A_0 (1 - \cos(2\pi Q_x)) \geq h_{min}$, da die Abnahme der Orbitbeule im ersten Umlauf vergleichsweise klein ist, A_0 ist die Betatronamplitude des injizierten Strahls und Q_x der horizontale Arbeitspunkt. Der zweite kritische Zeitpunkt ist, wenn nach n Umläufen der Betatronphasenvorschub am Septummagneten wieder in die Nähe von 2π kommt bzw. $n \cdot Q_x \approx p$ gilt, wobei p, n ganze Zahlen sind. Der benötigte Hub h_{min} muß dann von der sinkenden Beulenhöhe stammen: $h_b(0) - h_b(nT_0) \geq h_{min}$ mit $h_b(t)$ als zeitabhängiger Beulenhöhe. Ist auch diese Anforderung erfüllt, kann der injizierte Strahl akkumuliert werden. Nach wenigen Dämpfungszeiten ist dessen Betatronschwingung abgeklungen, und es kann erneut injiziert werden.

Die wesentlichen Parameter eines Injektionsschemas sind die Dicke und der Abstand der Septumschiene von der Sollbahn, die horizontale Strahlgröße von gespeichertem und injiziertem Strahl sowie die Höhe und Abfallzeit der Orbitbeule. Das Injektionsschema

für KONRAD leitet sich aus folgenden Überlegungen ab:

1. Zunächst muß der Hub $h_{min} = 2 s_{inj} + d_{sep}$ ermittelt werden: der minimale Abstand des injizierten Strahls vom Septum wird mit $s_{inj} = 2.5 \sigma_{x_{inj}} + d_s$ festgesetzt, wobei $\sigma_{x_{inj}}$ der horizontale Strahlquerschnitt des zu injizierenden Strahls und d_s ein kleiner Sicherheitsabstand ist. Mit dem Hub h_{min} läßt sich die minimal notwendige Betatronamplitude $A_{0_{min}}$, die der Ablage des zu injizierenden Strahls vom gespeicherten entspricht, in Abhängigkeit des Arbeitspunktes berechnen:

$$A_{0_{min}} = h_{min} / (1 - \cos(2\pi Q_x)). \quad (6.1)$$

Die horizontale Maschinenakzeptanz \mathcal{A}_x^\perp des Speicherringes setzt dieser Größe eine obere Grenze:

$$A_{0_{max}} = \sqrt{(\mathcal{A}_x^\perp \beta_{x_{inj}})}, \quad (6.2)$$

wobei $\beta_{x_{inj}}$ die horizontale Betafunktion am Injektionspunkt ist. Bei der Wahl von A_0 muß außerdem ein genügend großer Abstand des gespeicherten Strahls von der Septumschiene $s_{ring} \geq 6\sigma_{x_{ring}}$ gehalten werden, um Lebensdauereinbußen oder gar Strahlverluste bei voller Beulenhöhe zu vermeiden:

$$A_0 \geq s_{ring} + d_{sep} + s_{inj} = s_{ring} - s_{inj} + h_{min}. \quad (6.3)$$

2. Die minimale Höhe der Beule $h_{b0_{min}}$ läßt sich aus der Bedingung:

$$h_b(0) - h_b(nT_0) \geq h_{min} \quad \text{mit} \quad h_b(t) = h_{b0} \cos\left(\frac{\pi}{\tau_{kick}} t\right)$$

ableiten und beträgt:

$$h_{b0_{min}} = h_{min} / (1 - \cos(nT_0\pi/\tau_{kick})). \quad (6.4)$$

n ist die Anzahl der Umläufe, nach der am Septum wieder die maximale Betatronamplitude in Septumsrichtung auftritt. T_0 ist die Umlaufzeit im Speicherring und τ_{kick} die Dauer des sinusförmigen Kickerhalbwellenpulses. Je kürzer dieser Puls erzeugt werden kann, desto stärker wird der Beulenabfall und um so unproblematischer die Injektion. Wichtig ist hier, auf die technische Realisierbarkeit der benötigten Kickerabfallzeiten zu achten, die wegen des kleinen Speicherringumfangs und der damit kurzen Umlaufzeiten sehr klein sein müssen. Da die realisierbaren Abfallzeiten mit der Kickerfeldstärke, die die Höhe der Beule bestimmt, steigen, sollte der oben angegebene Minimalwert der Beulenhöhe nicht deutlich überschritten werden.

Tabelle 6.2 enthält die Parameter des Injektionsschemas. Der horizontale Querschnitt des injizierten Strahls hängt von der Emittanz und der Betafunktion am Ende des Transferkanals bzw. am Ende des Septums ab, wobei vom einfachsten Fall mit $\alpha_{x_{inj}} = 0$

Injektionsschema		
Injektionsenergie E_{inj} / MeV	600	
Septumdicke d_{sep} / mm	3	
Hub h_{min} / mm	6.4	
Beulenhöhe h_b / mm	20.0	
Betatronamplitude injizierter Strahl A_0 / mm	17.2	
Abstand Septumschiene - Sollbahn h_{sep} / mm	32.5	
Abstand injizierter Strahl - Sollbahn h_{inj} / mm	37.2	
Strahlparameter	inj. Strahl	gesp. Strahl
Emittanz ε_x / nrad m	42	64
horizontaler Strahlquerschnitt σ_x / mm	0.28	0.77
horizontale Akzeptanz \mathcal{A}_x^\perp / m	-	$5.3 \cdot 10^{-5}$
Kickerpulsdauer τ_{kick} / μs	2	

Tabelle 6.2: KONRAD Injektions-Parameter.

ausgegangen wird. Die Emittanz entspricht der im Synchrotron adiabatisch gedämpften Mikrotronemittanz $\varepsilon_{inj} = \varepsilon_{Mik} E_{Mik} / E_{inj}$, da die Transferwege im wesentlichen als emittanzerhaltend angesehen werden können. Mit der pessimistischen Emittanzannahme von $\varepsilon_{Mik} \approx 500$ nrad m für das BESSY II Mikrotron [81] ergibt sich eine Injektionsemittanz von $\varepsilon_{inj} \approx 42$ nrad m. Für die Betafunktion am Ende des Transferweges gibt es abhängig von den Injektionsparametern einen optimalen Wert [82], der für KONRAD $\beta_{x,inj}^{opt} \approx 1.9$ m beträgt. Da zu diesem Zeitpunkt noch kein Transferkanal geplant werden kann, läßt sich die Einstellbarkeit dieses grundsätzlich realisierbaren Wertes im Zusammenspiel mit anderen Randbedingungen (vertikale Betafunktion, Dispersionsfreiheit, beschränkte Positionierbarkeit von Magneten, ...) nicht überprüfen.

Der Abstand der Septumschiene von der Sollbahn kann innerhalb der möglichen Wertebereiche von Beulenhöhe des gespeicherten und Betatronamplitude des injizierten Strahls so eingestellt werden, daß sie der Breite der Vakuumkammer entspricht. Impedanzbeiträge der Vakuumkammer im Bereich des Septums können auf diese Weise reduziert werden.

Abbildung 6.2 zeigt die Maschinenakzeptanz und den injizierten Strahl im horizontalen Phasenraum $x - x'$ über die ersten fünf Umläufe. Der Abstand vom Septum beim kritischen ersten und fünften Umlauf liegt deutlich über dem geforderten Mindestwert von $2.5 \sigma_{x,inj}$, der durch die Linie gekennzeichnet ist. Nennenswerte Stromverluste des injizierten Strahls an der Septumschiene oder durch Überschreiten der Maschinenakzep-

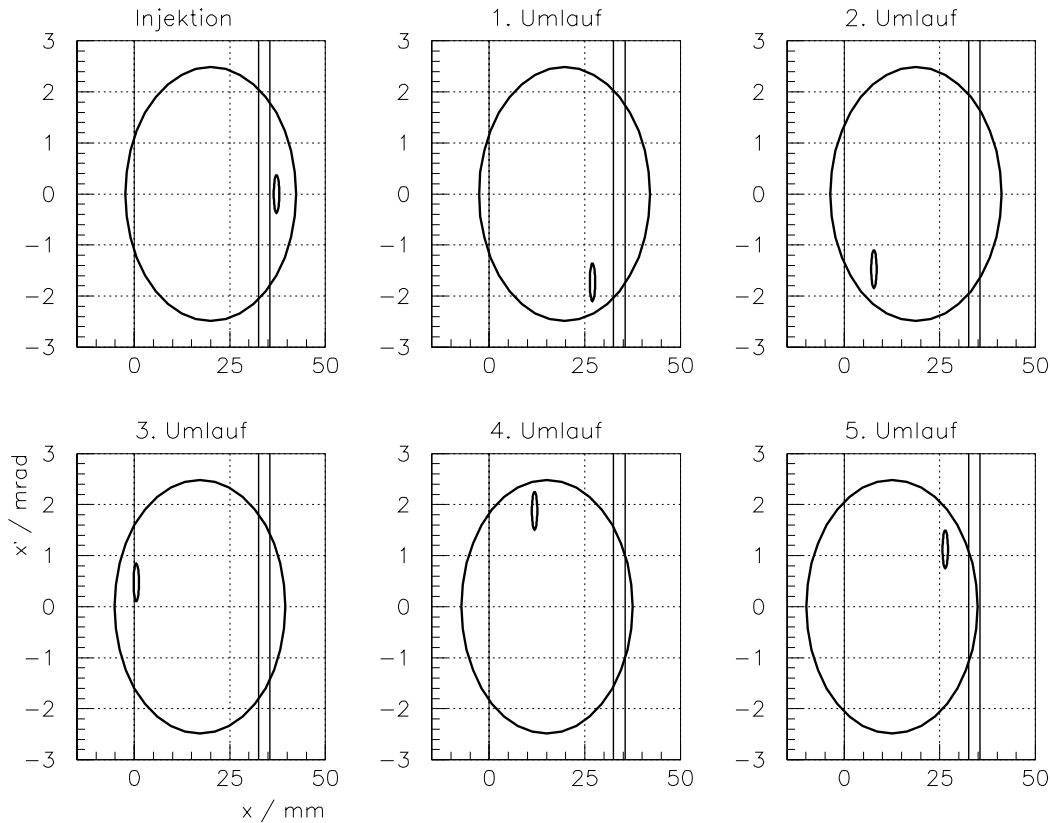


Abbildung 6.2: KONRAD: Horizontaler Phasenraum $x - x'$ des injizierten Strahls über die ersten Umläufe.

tanz während des Ringumlaufes sind somit nicht zu erwarten. Verluste des gespeicherten Strahls an der Septumschiene sind durch die Geometrie der Orbitbeule ausgeschlossen. Die Injektionseffizienz η_{inj} ergibt sich aus dem Verhältnis von injiziertem Strom I_{inj} (im Transferweg) und Anstieg des gespeicherten Stromes ΔI_{ring} : $\eta_{inj} = I_{inj} / \Delta I_{ring}$. Treten keine großen *Closed Orbit*-Ablagen oder Störungen der horizontalen Betafunktion auf, sollte die Injektionseffizienz bei KONRAD hoch sein. Ausgehend von den bisher verwendeten $2.5 \sigma_{x_{inj}}$, ergibt sich ein Wert von $\eta_{inj} > 95\%$, wobei die Sicherheitsreserve von $d_s = 1 \text{ mm}$ noch unbeachtet ist. Im nächsten Abschnitt werden ein Schema für die Orbitbeule vorgestellt und Hauptparameter der gepulsten Injektionselemente und deren technische Realisierbarkeit untersucht.

6.3 Orbitbeule und Injektionselemente

Beim Entwurf der Orbitbeule stellt sich zunächst die Frage nach Art der Beule bzw. nach der notwendigen Anzahl von Kickermagneten. Bei einigen Speicherringen wird mit nur einem Kicker die benötigte Sollbahnverschiebung am Injektionspunkt erzeugt, wobei die Orbitschwingung allerdings über den gesamten Ring führt. Ein solches Verfahren stellt aber bestimmte Bedingungen an die Magnetooptik des Speicherringes: zum einen muß eine Position mit genügend hoher Betafunktion verfügbar sein, da die Kickerwirkung

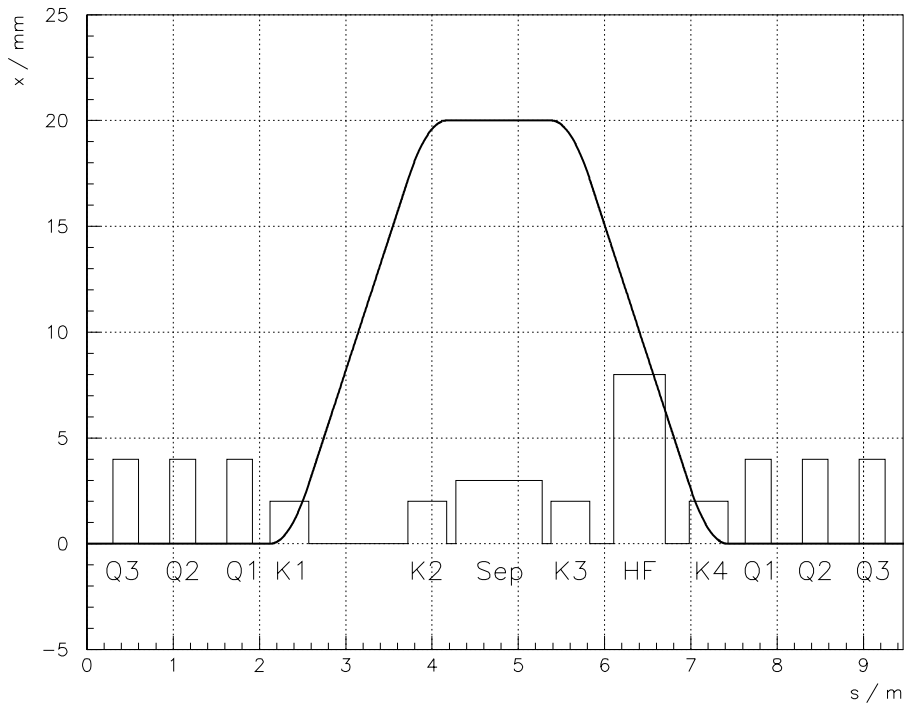


Abbildung 6.3: KONRAD: horizontale Injektionsbeule.

mit der Betafunktion am Ort des Kicks steigt: $\Delta x \sim \sqrt{\beta_x}$. Ist die horizontale Kammergröße über den Ring im wesentlichen konstant, sollte zum anderen die Betafunktion am Injektionspunkt ihre größten Werte haben. Andernfalls könnte der injizierte Strahl die Maschinenakzeptanz an Orten mit gleichzeitig hoher Betafunktion und Orbitablage (infolge der Injektionsbeule) überschreiten und verloren gehen. Für KONRAD kommt aus den genannten Gründen ein solches Schema nicht in Frage: es gibt keine geeignete Position für einen Einzelkicker und die Betafunktion am Injektionspunkt ist nur etwa halb so groß wie im benachbarten Quadrupoltriplett.

Insbesondere wegen der niedrigen Betafunktion am Injektionspunkt muß bei KONRAD eine lokale Beule über der Injektionsstrecke verwendet werden. Dabei wird der Vierer-Beule wegen ihrer Symmetrie und geringeren Kickerstärken der Vorzug gegenüber der Dreier-Beule gegeben. Abbildung 6.3 zeigt die verwendete Vierer-Beule über der Injektionsstrecke. Die Parameter der Orbitbeule und der verwendeten, identischen Kickermagnete sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Um die Kickerstärken klein zu halten, sollte der Abstand zwischen den äußeren und inneren Kickern möglichst groß sein. Aus diesem Grund wurde das HF-*Cavity* innerhalb der Orbitbeule zwischen den Kickern K3 und K4 positioniert. Die Anregung höherer Moden im *Cavity* ist nicht zu erwarten, da die "Füllzeiten" solcher Moden groß gegen die Lebensdauer der Orbitbeule sind [83].

Der Biegewinkel des Septummagneten ergibt sich aus den Platzverhältnissen in der Injektionsstrecke. Bei KONRAD legt die horizontale Breite des Kickers b_{K2} direkt vor dem Septummagneten eine Mindestablage des Injektionsstrahls an diesem Punkt fest: $x_{min} = b_{K2}/2 + b_{TK}/(2 \cos \phi_{sep}) + d_s$. b_{TK} ist hier der horizontale Durchmesser der Vakuumkammer des Transferweges, ϕ_{sep} der Biegewinkel des Septummagneten und

Kickerschema	Vierer-Beule
Kickerlänge l_K / m	0.4
Kickerfeldstärke B_K / mT	56
Kickwinkel ϕ_K / mrad	12.5
Höhe der Beule / mm	20.0
Septumlänge l_{sep} / m	1.0

Tabelle 6.3: KONRAD: Parameter der Injektionsbeule und Kickermagnete.

$d_s = 1$ cm eine Sicherheitsreserve. Die von Länge l_{sep} , Biegeradius ρ und Biegewinkel des Septummagneten abhängige Ablage am Ende des zweiten Kickers folgt aus: $x = \rho - \sqrt{(\rho^2 - l_{sep}^2)} + h_{inj} + d_{KS} \tan \phi_{sep}$, wobei h_{inj} die Höhe des injizierten Strahls über der Sollbahn und d_{KS} der longitudinale Abstand zwischen Kicker K2 und Septummagneten ist. Mit einem Biegeradius von $\rho = 3.20$ m bzw. einer Feldstärke $B_{sep} = 0.625$ T, einer Septumlänge von $l_{sep} = 0.8$ m und einer vollen Kickerbreite von $b_{K2} = 24$ cm ergibt sich $x_{min} = 16.1$ cm und $x = 16.5$ cm, so daß die Bedingung $x \geq x_{min}$ erfüllt ist ($\phi_{sep} = 14.5^\circ$, $b_{TK} = 60$ mm und $d_{KS} = 0.1$ m). Dieses Schema ließe sich bei Bedarf durch Verwendung eines zweiten Dipolmagneten vor dem dann kürzeren Septummagneten deutlich entspannen: der zusätzliche Magnet könnte ungeladet betrieben werden, so daß wesentlich höhere Feldstärken und damit kleinere Biegewinkel erreichbar sind. Da die berechnete Septumfeldstärke aber gut realisierbar und die Auslegung des Septummagneten eher unkritisch ist, wird weiterhin von nur einem ungeteilten Septummagneten ausgegangen.

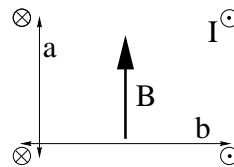
Um eine Störung des gespeicherten Strahls durch das Feld des Septummagneten zu verhindern, muß dieses abgeschirmt werden. Wird das Septum gepulst betrieben, so wirkt die Septumschiene als Wirbelstromschild, der das Septumfeld in der Vakuumkammer kompensiert. Die Pulsdauer resultiert hier aus der benötigten Stärke der Abschirmung. Die Schwächung des Septumfeldes ergibt sich gemäß der Formel des *Skin*-Effektes aus $B(d) = B_{sep} \exp(-d/d_s)$, wobei $d_s = (2/(\omega\sigma\mu_0\mu_r))^{1/2}$ die *Skin*-Eindringtiefe ist und sich $\omega = \pi/\tau_{sep}$ aus der Dauer des Septumpulses ergibt. σ ist die Leitfähigkeit des Materials der Septumschiene - in der Regel Kupfer - und μ_0 und μ_r sind Vakuum- und relative Permeabilität. Bei der hier angenommenen Dicke der Septumschiene von $d_{sep} = 3$ mm und einer geforderten Abschirmung auf 1%, muß eine Pulsdauer von $\tau_{sep} = 50$ μ s erreicht werden. Da die Dicke der Septumschiene wegen des größeren Abstandes vom gespeicherten Strahl praktisch über den gesamten Magneten dicker sein kann, werden hier deutlich stärkere Abschirmungen erreicht. Die über die Gesamtlänge des Septummagneten aufintegrierte Störung kann damit insgesamt klein gehalten werden.

Nachdem die benötigten Feldstärken und Pulsdauern der Injektionselemente ermittelt wurden, soll abschließend auch deren technische Realisierbarkeit geprüft werden. Die Magnetfelder werden sowohl in den Kickermagneten als auch im Septum mit einem hohen Strom erzeugt, der durch eine Spule mit wenigen Windungen fließt. Die erreichbaren Feldstärken hängen von Spulenstrom I und -geometrie ab und ergeben sich im einfachsten Fall einer Luftspule mit $n = 2$ Windungen (4 parallele Leiter um die Sollbahn) aus [50, S.166]:

$$B = f_g I = L I / (n A) \quad \text{mit}$$

$$f_g = 4\mu_0 b / (\pi (a^2 + b^2)) \quad \text{bzw.}$$

$$L = n A f_g = 8\mu_0 b^2 l / (\pi (a^2 + b^2)),$$



wobei der Formfaktor f_g die Geometrie der Spule widerspiegelt und L die Induktivität der Spule ist. Der benötigte kurze Puls wird mit Hilfe einer Schwingkreisschaltung generiert: ein Kondensator mit hoher Kapazität C wird über ein Thyatron entladen, der Entladestrom fließt über die als Induktivität wirkende Spule ab. Aus der Frequenz $\omega = (LC)^{-1/2}$ der angeregten Schwingung und der geforderten Pulsbreite $\tau_{kick} = \pi/\omega$ ergibt sich die benötigte Kondensatorkapazität $C = (\tau_{kick}/\pi)^2/L$. Die Ladespannung des Kondensators ergibt sich aus $U = (L/C)^{1/2} I = \pi L I / \tau_{kick}$.

In Tabelle 6.4 sind die technischen Parameter von Kickermagneten einiger ausgewählter Speicherringe dargestellt. In der letzten Spalte sind die Parameter der KONRAD Kicker eingetragen, wobei für Induktivität L und Spulenformfaktor f_g die annähernd gleichgroßen Werte von Kickermagneten der LSB (Barcelona/Spanien) und des SRRC (Taipeh/Taiwan) verwendet wurden. Auch die geometrischen Eigenschaften dieser Kicker (Länge $l_{kick} = 0.4$ m und freie Apertur $A = (80 \times 40)$ mm) entsprechen in etwa den KONRAD Anforderungen. Die resultierenden Ladeströme und -spannungen bleiben mit

	Elettra [84]	SRRC [85]	LSB [86]	KONRAD
Magnetfeldstärke B_K / mT	183	150	160	61
Pulsdauer τ_{kick} / μs	4.0	1.5	6.6	2.0
Induktivität L / μH	2.5	1.2	1.05	1.05
effektive Länge / m	0.6	0.4	0.4	0.4
Ladestrom I / kA	6.7	7.0	7.2	2.8
Ladespannung U / kV	13.3	17.6	2.5	4.6

Tabelle 6.4: Parametervergleich gepulste Kickermagnete.

	Elettra	ANKA [87]	LSB [86]	KONRAD
Magnetfeldstärke B_{sep} / mT	780	830	800	625
Pulsdauer τ_{kick} / μs	258	250	50	50
Induktivität L / μH	7.0	1.5	3.5	3.5
effektive Länge / m	1.5	0.52	0.85	0.85
Ladestrom I / kA	9.6	7.3	7.6	5.9
Ladespannung U / kV	0.8	0.2	1.7	1.3

Tabelle 6.5: Parametervergleich gepulste Septummagnete.

$I \approx 2.8$ kA und $U \approx 4.6$ kV moderat und sind technisch gut realisierbar.

In Tabelle 6.5 sind in analoger Weise die technischen Parameter der Septummagnete einiger Speicherringe aufgelistet. In der letzten Spalte sind die Werte des KONRAD Septums zu finden, für das wieder die Induktivität des längengleichen LSB-Septummagneten verwendet wurde. Auch für den KONRAD Septummagneten ergeben sich mit einem Ladestrom von $I = 5.9$ kA und einer Ladespannung von $U = 1.3$ kV technisch gut beherrschbare Werte.

Kapitel 7

Diagnosesystem

In diesem Kapitel sollen verschiedene Diagnoseverfahren und -elemente vorgestellt werden, die sowohl für die Inbetriebnahme des Speicherringes als auch dessen reibungslosen Betrieb essentiell sind. Besonders ausführlich wird auf die Messung von Elektronenenergie und Ringstrom eingegangen, die wichtige Parameter für radiometrische Berechnungen sind. Daneben wird die Messung der Strahlage, der transversalen und longitudinalen Arbeitspunkte und des Dipolfeldes beschrieben. In allen Fällen wird die Eignung für den Einsatz bei KONRAD diskutiert.

7.1 Strahlage- und Arbeitspunkt-Messung

Für die Inbetriebnahme und den Betrieb eines Speicherringes sind genaue Informationen über die Strahlage unabdingbar. Die Lage des *Closed Orbits* wird mit dem bereits in Kapitel 2 beschriebenen BPM-System aufgenommen und mit den dafür vorgesehenen *Steerern* korrigiert. Ein BPM besteht aus vier von der Kammerwand isolierten *Pick Up*-Elektroden, die an das vom Elektronenstrahl erzeugte elektrische Feld ankoppeln. Die transversale Strahlposition wird aus der Intensität der vier *Pick Up*-Signale (Anordnung der *Pick Up*-Elektroden siehe Abbildung 7.1) bestimmt:

$$x = m \frac{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)}{\sum I_n} \quad y = m \frac{(I_1 + I_2) - (I_3 + I_4)}{\sum I_n}, \quad (7.1)$$

wobei m die Monitorkonstante ist, die aus Eichmessungen ermittelt werden muß. Abbildung 7.1 zeigt den Querschnitt eines BESSY II-BPMs. Da für die KONRAD Vakuumkammer die BESSY-Geometrie verwendet wurde, kann auch das BPM-Design unverändert übernommen werden.

Die BPM-Elektronik ist in der Regel zur Messung bzw. Kontrolle der Strahlage der gefüllten Maschine ausgelegt, also bei Strömen von $I_{min} \approx 100 \mu\text{A} \dots 1 \text{ mA}$ bis zu mehreren hundert Milliampere. Darüber hinaus ist man aber auch sehr an der Strahlage auf den ersten Umläufen interessiert, um Ursachen für Strahlverluste oder fehlende Akkumulation identifizieren zu können. Mit der "normalen" relativ langsamen BPM-Elektronik ist dies nicht möglich. Erst relativ aufwendige Erweiterungen der Elektronik ermöglichen

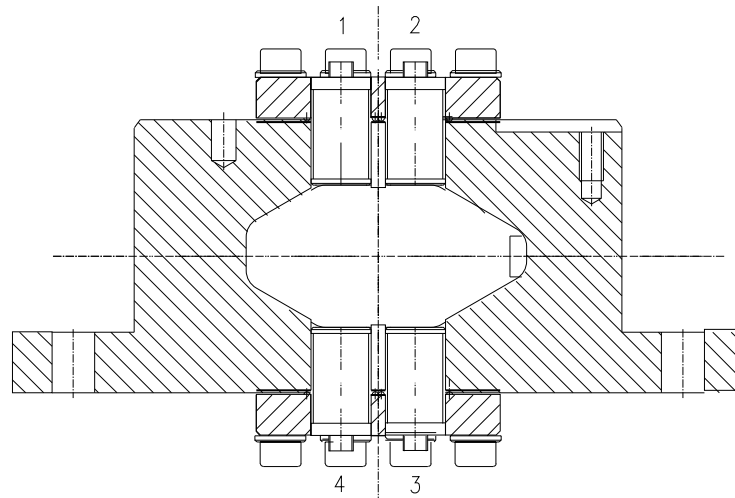


Abbildung 7.1: Querschnitt durch einen BESSY II BPM.

auf den ersten Umläufen Strahlungsmessungen mit dem BPM-System. Um aussagefähige Ergebnisse zu liefern, muß das BPM-System bereits optimal arbeiten, was erst mit gespeichertem Strom verifiziert werden kann. Die Messung reagiert sehr sensibel auf die vielen verschiedenen Fehlerquellen, und ihre Auswertung ist schwierig. Für die Inbetriebnahme-phase eines Speicherringes ist ein solches System zu kompliziert und störungsanfällig. Zu diesem Zweck sind die sogenannten Folienmonitore (FOMs) besser geeignet. In diesen werden Scheiben fluoreszierender Materialien, z.B. ZnS oder mit Chrom dotiertes Al_2O_3 oder mit diesen beschichtete Folien oder Scheiben verwendet, die bei Bedarf in den Strahlengang gefahren werden können und deren Bild mit einer Kamera aufgenommen wird. Bei KONRAD sollten zumindest vier FOMs, je einer am Anfang und Ende der beiden geraden Strecken, eingebaut werden. Steht nach der Auslegung der technischen Konstruktion aller Maschinenkomponenten noch ausreichend Platz in den Achromaten zur Verfügung, sollten auch hier noch je zwei FOMs pro Achromat eingebaut werden. Insgesamt stünden dann acht FOMs zur Verfügung, die die Strahlführung bzw. -justage auf dem ersten Umlauf problemlos ermöglichen sollten.

Eine wichtige Diagnosegröße des gespeicherten Strahls ist der Arbeitspunkt (longitudinaler und transversale *Tunes*). Lebensdauer und Strahlquerschnitt sind in erheblichem Maße vom Arbeitspunkt abhängig. Optimierungen dieser Größen und die Kontrolle des Maschinenzustandes werden durch schnelle Arbeitspunktmessungen sehr erleichtert. Die Methode zur Messung der *Tunes* ist prinzipiell gleich: mit einer hochfrequenten, durchstimmbaren Anregung werden kohärente Schwingungen der Elektronenbunche hervorgerufen: transversal sind das Betatronschwingungen und longitudinal Synchrotronschwingungen. Stimmt die Anregungsfrequenz mit dem jeweiligen *Tune* überein, so werden die angeregten Schwingungen resonant verstärkt und die Amplituden maximal. Zur Messung der transversalen *Tunes* werden in der Regel eine sogenannte *Stripline* zur Anregung und eine *Pick-Up*-Elektrode zur Messung der transversalen Strahlschwingung verwendet. Die *Stripline* besteht aus in der Vakuumkammer in Strahlrichtung installierten Leitern, die je nach Polung ein hochfrequentes horizontales oder vertikales Magnetfeld erzeugen.

Ob und wie stark Betatronschwingungen angeregt werden, kann mit Hilfe der *Pick-Up*-Elektrode detektiert werden. Über die Frequenzanalyse eines im angeregten Zustand amplitudenmodulierten *Pick Up*-Signals kann die Lage der *Tune*-Linie bestimmt werden. Die longitudinale Anregung erfolgt z.B. über eine Phasenmodulation der HF-Spannung. Die angeregte Synchrotronschwingung wird entsprechend über eine Frequenzanalyse des phasenmodulierten *Pick Up*-Signals detektiert. Tritt am Ort des *Pick Up*-Monitors Dispersion auf, führt die mit der Synchrotronschwingung verbundene Energieabweichung zusätzlich zu einer transversalen Ablage. Diese ruft ähnlich der Betatronschwingung eine Amplitudenmodulation des *Pick Up*-Signals hervor.

Für KONRAD sollte eine *Stripline* für die Messung der transversalen Arbeitspunkte und die Möglichkeit der HF-Phasenmodulation für die Messung des longitudinalen Arbeitspunktes eingeplant werden. Zur Aufnahme der Frequenzspektren des transversal oder longitudinal angeregten Strahls muß eine geeignete *Pick Up*-Elektrode, die eines BPMs oder eine zusätzliche, zur Aufnahme der Frequenzspektren des transversal oder longitudinal angeregten Strahls zur Verfügung stehen.

7.2 Messung des Magnetfeldes

Die wichtigsten Diagnosegrößen eines Speicherringes für die Radiometrie sind die Elektronenenergie und das Magnetfeld, um die spektrale Verteilung der emittierten Strahlung zu bestimmen, sowie der Ringstrom, zur Skalierung der Strahlungsintensität.

Das Magnetfeld der Dipolmagnete und der *Insertion Devices* wird vor deren Einbau in den Ring in Abhängigkeit von der felderregenden Stromstärke genau vermessen. Der Feldverlauf wird durch Korrekturen bestmöglich homogen gestaltet - verbleibende Inhomogenitäten können mit in die Berechnungen einfließen.

Bei den Dipolmagneten können auch im eingebauten Zustand Messungen der Magnetfeldstärke vorgenommen werden. Dazu werden NMR-Sonden (NMR=*Nuclear Magnetic Resonance*) verwendet, die horizontal im Magneten verfahren werden können. Die Genauigkeit der Feldmessung beträgt mit den von der PTB bei BESSY verwendeten NMR-Sonden etwa $\Delta B/B \approx 1 \cdot 10^{-4}$.

7.3 Messung der Elektronenenergie

Besonders an einem Speicherring für die Radiometrie muß die Elektronenenergie mit höchster Genauigkeit gemessen werden. Methoden, die eine hochgenaue Energiemessung ermöglichen, sind die resonante Spindepolarisation [88] und die *Compton*-Rückstreuung. Sowohl bei BESSY I als auch bei BESSY II wurden bzw. werden die Spindepolarisation [89, 90] und die *Compton*-Rückstreuung [91] zur Energiemessung verwendet.

Resonante Spindepolarisation: bei dieser Methode der Energiemessung wird die Polarisation der Elektronen in einem Speicherring ausgenutzt. Die Präzessionsfrequenz der Elektronenspins Ω_z im vertikalen Feld der Hauptdipolmagnete hängt neben der

Elektronenenergie nur noch vom anormalen magnetischen Moment des Elektrons $a = 1.5965 \cdot 10^{-3}$ und der Ringumlauf Frequenz ω_0 ab, die mit hoher Genauigkeit, besser 10^{-6} , bekannt sind:

$$\Omega_z = (1 + a\gamma)\omega_0 . \quad (7.2)$$

Ziel der Messung ist die Bestimmung dieser Spinpräzessionsfrequenz.

Die Spins der Elektronen sind nach der Injektion räumlich homogen verteilt. Mit der Synchrotronabstrahlung ist eine geringe Wahrscheinlichkeit für das Umklappen des Elektronenspins verbunden. Diese Wahrscheinlichkeit zeigt eine schwache Abhängigkeit vom Anfangszustand des Elektronenspins (Sokolov-Ternov-Effekt) [92], die bei Elektronen ein bevorzugtes Spinumklappen antiparallel zum vertikalen Dipolfeld bewirkt. Damit baut sich eine Spinpolarisation des Elektronenstrahls auf, deren Polarisationsgrad im Gleichgewichtszustand

$$P_{st} = \frac{N_{\uparrow\downarrow} - N_{\uparrow\uparrow}}{N_{\uparrow\downarrow} + N_{\uparrow\uparrow}} \frac{8}{5\sqrt{3}} \approx 92.4\% \quad (7.3)$$

beträgt, wobei $N_{\uparrow\downarrow}$ und $N_{\uparrow\uparrow}$ die Anzahl der antiparallel bzw. parallel zur Hauptdipolfeldrichtung polarisierten Elektronen angibt. In der Realität führen allerdings die Quantennatur der Synchrotronabstrahlung sowie longitudinale und horizontale Magnetfelder im Speicherring, z.B. in den Randfeldbereichen der Ringmagnete, zu einer teilweisen Depolarisation der Elektronenspins. Der maximal erreichbare Polarisationsgrad liegt dementsprechend etwas niedriger. Der zeitliche Aufbau der Polarisation erfolgt exponentiell:

$$P(t) = P_{st}(1 - e^{-t/\tau_{pol}}) \quad \text{mit} \quad \tau_{pol} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \gamma^5 \hbar}{m_e^2 c^2 \rho^3} . \quad (7.4)$$

Die Polarisationszeit τ_{pol} ist demnach stark vom Biegeradius der Dipolmagnete und insbesondere von der Elektronenenergie abhängig. Die Bestimmung von Ω_z basiert auf der Störung der Polarisation des Elektronenstrahles mit Hilfe eines hochfrequenten senkrecht zur Polarisation gerichteten Magnetfeldes (longitudinal oder horizontal). Resonante Depolarisation tritt dann auf, wenn das Wechselfeld der Frequenz ω_d in Resonanz mit der Spinpräzessionsfrequenz Ω_z kommt:

$$\omega_d = n \cdot \omega_0 \pm \Omega_z = |(n + 1) \pm a\gamma| \omega_0 , \quad (7.5)$$

wobei n eine natürliche Zahl ist. Die Messung besteht in einem Durchfahren der Anregungsfrequenz des Wechselfeldes bei gleichzeitiger Beobachtung des Polarisationsgrades. Erreicht die Anregungsfrequenz die Resonanzfrequenz baut sich die Polarisation innerhalb kurzer Zeit, abhängig von der Stärke des Wechselfeldes in Sekunden bis Minuten, ab. Die Depolarisation des Strahls und damit die Resonanzfrequenz kann unter anderem durch eine genaue Beobachtung der Touschek-Lebensdauer bzw. der Touschek-Verlustrate, die vom Polarisationszustand des Strahls abhängig ist, identifiziert werden. Mit der Anregungsfrequenz ω_d läßt sich die Elektronenenergie nach Gleichung 7.5 mit einer extrem hohen Genauigkeit $\Delta E/E$ von bis zu wenigen 10^{-5} bestimmen [93]. Nachteil der Methode ist, daß für ein ausreichendes Signal-Rauschverhältnis bei der Identifikation der

Depolarisation ein relativ hoher Strahlstrom von einigen zehn Milliampere und ein hoher Polarisationsgrad von $P > 50\%$ benötigt wird.

Für KONRAD kommt die Methode der resonanten Spindepolarisation aufgrund der langen Polarisationszeiten nur an der oberen Grenze des Energiebereiches in Frage. Bei der Maximalenergie von $E = 600$ MeV beträgt die Polarisationszeit $\tau_{pol} = 241$ min ≈ 4.0 h - das entspricht etwa der Hälfte der Lebensdauer (bei $I = 100$ mA), so daß sich ein genügend hoher Polarisationsgrad bei ausreichendem Strahlstrom ausbilden kann. Schon bei $E = 500$ MeV liegt die Polarisationszeit bereits bei $\tau_{pol} \approx 10$ h (bei niedrigerer Lebensdauer), so daß eine Energiemessung hier bereits äußerst kompliziert werden dürfte. Bei noch niedrigeren Energien läßt sich kein ausreichender Polarisationsgrad mehr erreichen, da die Strahllebensdauern deutlich kleiner als die Polarisationszeiten werden ($E = 400$ MeV : $\tau_{pol} \approx 30$ h; $E = 200$ MeV : $\tau_{pol} \approx 975$ h) und damit nicht mehr genügend Strom für die eigentliche Messung zur Verfügung steht. Die resonante Spindepolarisation kann daher für KONRAD nur als ergänzende Methode zur Absicherung einer Standardenergiemessung verwendet werden. Eine alternative, vergleichbar genaue Methode, mit der sich der gesamte Energiebereich von KONRAD abdecken läßt, ist die *Compton-Rückstreuung*.

Compton-Rückstreuung: wie auch in Kapitel 9 beschrieben, stellt sie die elastische Streuung von Photonen an Elektronen dar. Die Energie der gestreuten Photonen E_{γ_f} ergibt sich für relativistische Elektronen aus:

$$E_{\gamma_f} = E_{\gamma_i} \frac{1 - \cos \phi}{1 - \cos \theta + E_{\gamma_i} (1 - \cos(\theta - \phi)) / E_0}, \quad (7.6)$$

wobei E_{γ_i} die Energie der ungestreuten Photonen und E_0 die Elektronenenergie ist sowie ϕ und θ die Winkel zwischen dem einfallenden bzw. gestreuten Photonenstrahl und dem Elektronenstrahl darstellen. Die Energie der gestreuten Photonen wird mit $\phi = \pi$ und $\theta = 0$ (Rückstreuung) maximal:

$$\hat{E} = E_{\gamma_f}^{max} = 4\gamma^2 E_{\gamma_i} \frac{1}{1 + 4\gamma E_{\gamma_i} / m_e c^2}. \quad (7.7)$$

Die Energie der verwendeten Photonen ist entweder sehr exakt bekannt (atomare Spektren einiger *LASER*-Quellen, z.B. *CO₂-LASER*) oder kann sehr genau gemessen werden. Mit der Aufnahme von Spektren der gestreuten Photonen kann auch deren Maximalenergie und damit die Elektronenenergie hochgenau bestimmt werden. Aus der spektralen Photonenverteilung um die Maximalenergie läßt sich zusätzlich auch die Energiebreite des Elektronenstrahls ableiten.

In der Praxis werden als Photonenquellen hauptsächlich konventionelle *LASER* verwendet. Deren Photonenenergie wird so gewählt, daß genügend *LASER*-Leistung zur Verfügung gestellt werden kann. Die zu erwartenden Maximalenergien der gestreuten Photonen sollten nicht zu hoch sein, um sie noch gut detektieren und die verwendeten Detektoren einfach (z.B. mit Radionukliden wie Co^{60}) eichen zu können. Außerdem darf der mit der Streuung verbundene Energieverlust der gespeicherten Elektronen nicht die

Energieakzeptanz der Maschine überschreitet.

Unter Berücksichtigung des für KONRAD vorgesehenen Energiebereiches sollte die *LASER*-Energie im Bereich von etwa $E_{\gamma_i} = (0.1 \dots 0.5) \text{ eV}$ liegen, so daß die Maximalenergien der gestreuten Photonen in einem gut meßbaren Bereich liegen. Bei einer *LASER*-Energie von $E_{\gamma_i} = 0.1 \text{ eV}$ beträgt die maximale Energie der gestreuten Photonen $\hat{E} = (61 \dots 551) \text{ keV}$ bzw. bei einer etwas höheren *LASER*-Energie $E_{\gamma_i} = 0.5 \text{ eV}$ $\hat{E} = (0.30 \dots 2.76) \text{ MeV}$. Photonen der entsprechenden Energie können heute mit kommerziell erhältlichen Infrarot-*LASERn*, z.B. mit CO_2 -*LASERn* ($E_{\gamma_i} = (0.12 \dots 0.15) \text{ eV}$) oder *CO-LASERn* ($E_{\gamma_i} \approx 0.25 \text{ eV}$), erzeugt werden.

Im Gegensatz zur Spindepolarisation lassen sich unter Ausnutzung der Comptonrückstreuung schnelle Messungen der Elektronenenergie über den gesamten Energiebereich von KONRAD durchführen. Vorteilhaft ist insbesondere für kompakte Speicherringe, daß für die Messung keine zusätzlichen Geräte (Magnete, *Striplines*,...) in den Ring eingebaut werden müssen. Ein Nachteil gegenüber der Energiemessung mit resonanter Spindepolarisation ist die etwas geringere Genauigkeit von $\Delta E/E$ bis zu wenigen 10^{-4} [93].

7.4 Strommessung und Lebensdauer

Die Kenntnis der Stromstärke der gespeicherten Elektronen ist ebenso wie die der Elektronenenergie und Dipolfeldstärke für photonometrische Messungen von großer Bedeutung. Dazu müssen Ströme über einen 13 Größenordnungen überdeckenden Bereich von $I \approx 0.1 \text{ pA} \dots 1 \text{ A}$ mit extrem hoher Genauigkeit bestimmt werden. Diese Forderung läßt sich über einen so großen Bereich nur mit verschiedenen Meßmethoden bzw. -systemen realisieren.

Für KONRAD bietet sich ein ähnliches System an, wie es bereits bei BESSY I und inzwischen auch bei BESSY II von der PTB verwendet wurde [94]. Drei unabhängige Systeme ermöglichen die Strommessung in verschiedenen, sich zu Eichzwecken überlappenden Energiebereichen:

- $I < 1 \text{ nA}$: in diesem Bereich wird der Strom mit Hilfe der emittierten Synchrotronstrahlung bestimmt. Dazu wird eine gekühlte Si-Halbleiter-Photodiode als Detektor des Weißen Spektrums der Synchrotronstrahlung verwendet. Die Diode wird direkt in das Strahlrohr eingebaut, so daß Strahlungsverluste in einem Vakuumfenster vermieden werden. Eine Elektronik registriert die sprunghafte Änderung der auf den Detektor fallenden Synchrotronstrahlungsleistung, die durch den Verlust eines Elektrons verursacht wird. Auf diese Weise können Elektronenzahlen von $N = 1$ bis etwa $N \approx 1000$ identifiziert werden. Die Genauigkeit dieser Messmethode ist lediglich durch die sehr geringe Unsicherheit der Elementarladung $\Delta e/e \approx 4 \cdot 10^{-8}$ bestimmt.
- $I \approx 500 \text{ pA} \dots 1 \text{ mA}$: bei mittleren Strömen wird ein System aus insgesamt neun

Si- und GaAsP-Halbleiter-Photodioden (ZWIST=Zwischen-Strombereich) verwendet, die sich ebenfalls direkt im Strahlrohr befinden. Die Dioden messen wiederum die auftreffende Synchrotronstrahlungsleistung, wobei der Diodenstrom eine hohe Linearität zum Ringstrom hat. Der Überlap mit den Energiebereichen der beiden anderen Strommeß-Systeme ermöglicht eine genaue Eichung. Die relative Unsicherheit der Methode hängt in geringem Maße von Elektronenenergie und -strom ab (diese bestimmen wesentlich das Synchrotronstrahlungsspektrum) und liegt bei etwa $\Delta I/I \leq 0.5\%$

- $I > 0.5\text{ mA}$: in diesem Bereich wird ein toroidaler Strahlstrom-Transformator [95] zur Strommessung eingesetzt. Er besteht im wesentlichen aus einem Eisen-Toroid, der den Elektronenstrahl umschließt und in den beim Durchflug der Elektronen eine Spannung induziert wird. Auf der Basis der induzierten Spannung kann die Gleichstromkomponente des gespeicherten Strahls bestimmt werden. Für Ströme $I < 10\text{ mA}$ liegt die absolute Unsicherheit bei $\Delta I = 5\ \mu\text{A}$. Bei höheren Strömen steigt sie linear mit dem Strom, so daß die relative Unsicherheit $\Delta I/I = 5 \cdot 10^{-4}$ beträgt.

Der Einsatz aller drei vorgestellten Systeme ist bei KONRAD möglich, wobei die Diodensysteme in den Strahlrohren installiert werden und somit keinerlei Platzansprüche an den Speicherring stellen. Der Strahlstrom-Transformator hat vor allem wegen aufwendiger Abschirmungsmaßnahmen gegen externe Magnetfelder relativ große Abmaße, so daß insbesondere dessen Länge $l \approx (0.5 \dots 1.0)\text{ m}$ schon beim Design des Speicherringes berücksichtigt werden muß. Bei KONRAD könnte der Strahlstrom-Transformator am Anfang oder Ende der *Insertion Device*-Strecke oder besser zwischen den ersten beiden Injektionskickern eingebaut werden.

Mit der Strommessung bzw. mit der Messung der zeitlichen Abnahme des Stromes läßt sich die Strahl-Lebensdauer bestimmen:

$$\dot{N} = -\frac{N}{\tau} \quad \Longleftrightarrow \quad \dot{I} = -\frac{I}{\tau} \quad \longrightarrow \quad \tau^{-1} = -\frac{1}{I} \frac{\Delta I}{\Delta t}$$

wobei ΔI der Abfall des Ringstromes in der Zeit Δt ist.

Im Zusammenhang mit der Analyse der Strahllebensdauer werden häufig auch sogenannte *Scrapper* eingesetzt. Sie bestehen aus Metallscheiben oder massiven Metallblöcken, die horizontal oder vertikal an das Strahlzentrum herangefahren werden und somit Apertur und Lebensdauer reduzieren können. Sie ermöglichen ein präzises Absenken des Ringstromes. Gerade in Verbindung mit der Radiometrie an einem Speicherring werden Messungen oft nur mit wenigen Elektronen durchgeführt. Die Reduzierung des Strahlstroms mit Hilfe von *Scrapern* ist hierzu die optimale Methode, so daß schon aus diesem Grund der Einsatz zumindest eines transversalen *Scrapers* bei KONRAD vorgesehen werden sollte. Neben schnellen und einfachen Lebensdauermessungen sind auch Messungen der Strahlemittanz und der dynamischen Apertur möglich. Aus dem Zusammenspiel der genannten Ergebnisse von *Scrapper*-Messungen lassen sich Anhaltspunkte über die Natur

der dominanten Verlustmechanismen gewinnen, deren Kenntnis Lebensdaueroptimierungen erleichtert bzw. erst möglich macht.

Kapitel 8

Ringmagnete

In diesem Kapitel sollen mögliche Auslegungen der KONRAD Ringmagnete vorgestellt werden. Detailliert wird das Design des Hauptdipolmagneten beschrieben und diskutiert. Unter den regulär bei KONRAD eingebauten Multipolmagneten stellt der Dipol mit Abstand die größten Anforderungen an das Magnetdesign, wohingegen die Quadrupol-, Sextupol- und Korrekturmagnete sehr entspannt ausgelegt sind. Für diese kann auf das Design zahlreicher existierender Magnetkonstruktionen zurückgegriffen werden. Für den KONRAD Dipolmagneten machen das hohe Magnetfeld bei Maximalenergie, aber auch die speziellen Ansprüche der Radiometrie, die eine hohe longitudinale und transversale Konstanz des Magnetfeldes innerhalb des Dipols fordern, ein eigenes Design unumgänglich. Eine mögliche Auslegung der KONRAD Hauptdipolmagnete und die Ergebnisse von 2D-Simulationen mit dem Programmpaket POISSON [96] sollen deshalb hier genauer vorgestellt werden.

8.1 Der Dipolmagnet

Als Grundform kommt für KONRAD nur der sogenannte "C-Typ" in Frage, "H-Typ" Magnete sollten nicht verwendet werden, da die Dipolstrahlrohre aufgrund des großen Biegewinkels durch das Eisenjoch geführt werden müßten. Als Material wird die bei den BESSY II Speicherringmagneten verwendete Stahllegierung (niedriger Kohlenstoffgehalt, 2% Si) angenommen, die über ihre Permeabilitätsfunktion $\mu = \mu(H)$ (siehe Anhang C) in die Rechnungen einfließt. Die KONRAD Dipole werden als Rechteckmagnete ausgelegt. Motivation hierfür ist im wesentlichen die Magneto-optik, bei der sich die Kantenfokussierung des Rechteckmagneten positiv auswirkt. Wirtschaftliche Gründe spielen nur eine untergeordnete Rolle: der Bau von Sektor- gegenüber Rechteckmagneten ist zwar deutlich aufwendiger, bei der geringen Anzahl von Dipolmagneten bleibt der absolute Unterschied allerdings relativ klein. Die Länge des Dipolmagneten stellt einen Kompromiß aus den Anforderungen einer kompakten, lebensdaueroptimierten Magneto-optik einerseits und niedrigen Sättigungsverlusten andererseits dar. Längere Magnete benötigen geringere Feldstärken ($B \cdot L = const$), so daß Sättigungsverluste und damit die Be-

triebskosten niedriger liegen. Kürzere Dipolmagnete führen dagegen bei achromatischen Optiken zu kleineren Maximalwerten der Dispersion. Ihr Wert hat erheblichen Einfluß auf die Strahllebensdauer und sollte so niedrig wie möglich gehalten werden. Darüber hinaus reduzieren sich mit der Länge auch die Investitionskosten für die Magnete. Auf Basis dieser Überlegungen wurden die Hauptdesignanforderungen an die KONRAD Dipolmagnete aufgestellt:

- maximales Magnetfeld von etwa $B \approx 1.6 \text{ T}$ ($B_0 = 1.55 \text{ T}$ bei $E_{max} = 600 \text{ MeV}$) bei einer (vollen) *Gap*-Höhe von $g = 50 \text{ mm}$. Bei geeignetem Design sollte diese Feldstärke mit tolerablen Sättigungsverlusten zu erzielen sein. Die *Gap*-Höhe ergibt sich aus der Außenhöhe der Vakuumkammer $h = 39 \text{ mm}$ sowie zusätzlichem Spielraum für den Einbau der Kammer und für das Anbringen von Heizjacken zum Ausheizen der Kammer. Die *Hard Edge*-Dipollänge von $L = 1.289 \text{ m}$ ermöglicht einen Maximalwert der Dispersionsfunktion, mit dem sich die angestrebten Lebensdauerziele erreichen lassen (siehe Kapitel 4).
- möglichst geringe transversale Feldstärkeänderungen $dB/B < 1.0 \cdot 10^{-4}$ bei allen Energien bzw. gleichbedeutend schwache höhere Multipolkomponenten. Der Bereich, in dem diese Forderungen zu erfüllen sind (*Good Field*-Bereich), wird durch die Größe der Vakuumkammer vorgegeben: $x = (-32.5 \dots + 32.5) \text{ mm}$.

Tabelle 8.1 enthält die Hauptparameter der KONRAD Dipolmagneten. Die stromabhängigen Größen beziehen sich, wenn nicht anders vermerkt, auf ein Feld von $B_0 = 1.55 \text{ T}$ bzw. $N \cdot I = 34.0 \text{ kA}$.

In Abbildung 8.1 sind die Abmessungen des Polschuhs bzw. des Eisenjochs sowie die

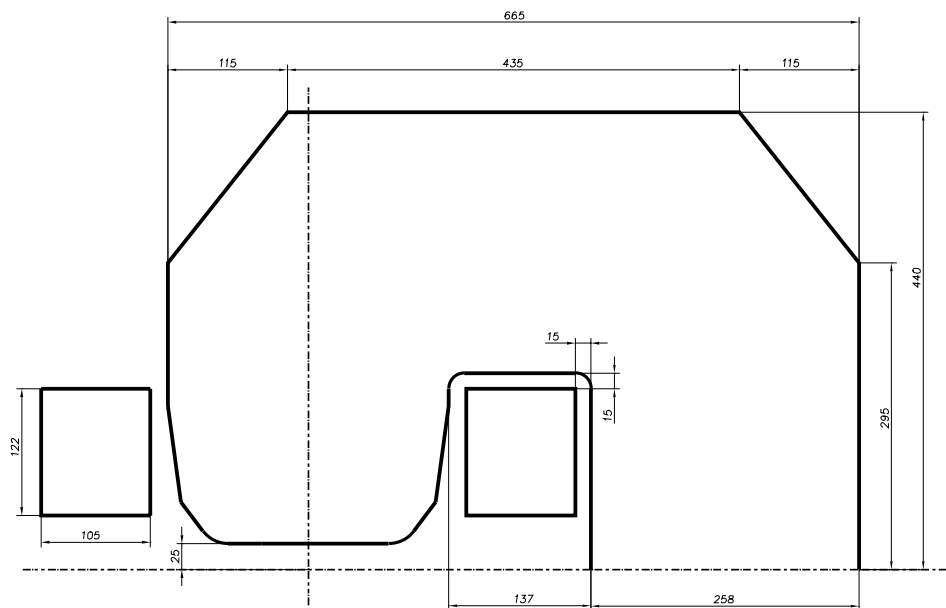


Abbildung 8.1: Querschnitt durch die Hälfte eines KONRAD Hauptdipolmagneten, Maße in Millimetern.

Grundform	“C-Typ”, Rechteck
Anzahl Magnete	6
Biegeradius ρ / m	1.289
Biegewinkel ϕ / °	60
<i>Hard Edge</i> -Länge* L / m	1.289
volle <i>Gap</i> -Höhe g / mm	50
nominales Magnetfeld $B_0(E = 200/400/600 \text{ MeV})$ / T	0.52/1.04/1.55
Anzahl Spulen pro Magnet	2
Spulenwindungen N	$6 \times 7 = 42$
Ampere-Windungen pro Spule für $B_0 = 1.55 \text{ T}$ NI / kA	34.0
Nominalstrom I / A	810
Leiterquerschnitt A / mm ² abzüglich Kühlwasserkanal $d=7\text{mm}$	16×16 $256 - 38.5 = 217.5$
Stromdichte j / A/mm ²	3.72
Spulenlänge L_S / m	≈ 3.8
ohmscher Widerstand pro Spule R / m Ω	14
Spannungsabfall pro Spule U / V	10.5
DC-Ausgangsleistung pro Spule P_{DC} / kW	8.5
AC-Eingangsleistung Netzgerät incl. 20%-iger Sicherheitsreserve P_{AC} / kW	144

Tabelle 8.1: Hauptparameter KONRAD Dipolmagnete; * die tatsächliche Eisenlänge ist etwa 5 – 10 cm kürzer - die zur genauen Längenangabe notwendigen 3D-Rechnungen wurden aber noch nicht vorgenommen.

Spulengeometrie (obere Magnethälfte) dargestellt. Jeder Polschuh trägt eine Kupferspule mit $N = 6 \times 7 = 42$ Windungen. Polschuhbreite und -form, insbesondere Position und Lage der Überhöhungen an den Polschuhkanten, sind Ergebnis der Optimierung der magnetischen Feldstärke im *Gap*. Anhang C enthält die genaue Magnet-Geometrie in POISSON-Notation.

Abbildung 8.2 zeigt die normierte Magnetfeldstärke $\Delta B/B_0$ als Funktion der horizonta-

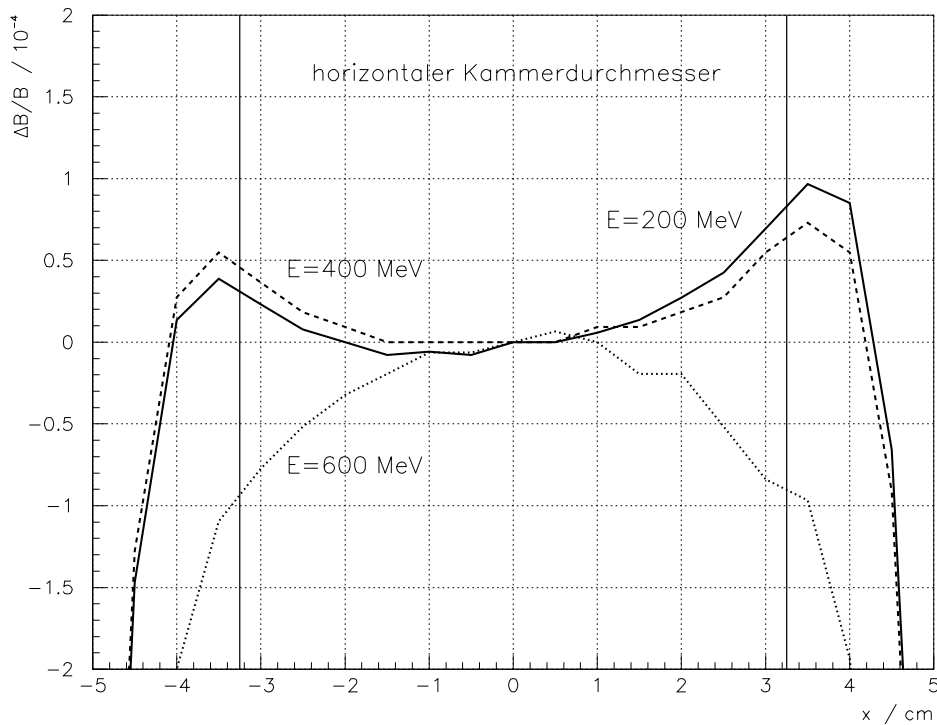


Abbildung 8.2: KONRAD Hauptdipolmagnet: normierte vertikale Feldstärke $\Delta B/B_0$ als Funktion der horizontalen Ablage ($y = 0$) bei ausgewählten Energien.

len Ablage x bei $E = 200, 400, 600$ MeV ($B_0 = 0.55, 1.10, 1.56$ T). Innerhalb des *Good Field* Bereiches ist die Abweichung vom Mittelwert bei allen benötigten Feldstärken $\Delta B/B < 1 \cdot 10^{-4}$ und liegt damit im geforderten Rahmen. Höhere Multipolkomponenten sollten damit klein bleiben. Für die Sextupolkomponente, die beim Dipol in der Regel die stärkste höhere Multipolkomponente ist, wurden die Multipolstärke und ihr über die Dipollänge integrierter Wert ermittelt:

$$\begin{aligned}
 m = -0.084 \text{ m}^{-3} & \quad \int_0^{L_{dip}} m \, ds = -0.113 \text{ m}^{-2} & \quad \text{für } E = 200 \text{ MeV} \\
 m = -0.080 \text{ m}^{-3} & \quad \int_0^{L_{dip}} m \, ds = -0.108 \text{ m}^{-2} & \quad \text{für } E = 400 \text{ MeV} \\
 m = 0.14 \text{ m}^{-3} & \quad \int_0^{L_{dip}} m \, ds = 0.189 \text{ m}^{-2} & \quad \text{für } E = 600 \text{ MeV} .
 \end{aligned}$$

Der größte Wert der integrierten Sextupolstärke des Dipolmagneten tritt bei maximaler Feldstärke ($E = 600$ MeV) auf. Er beträgt allerdings weniger als 2% der integrierten Sextupolstärke der zur Chromatizitätskorrektur eingebauten Sextupolmagnete ($\int m \, ds \approx 11 \text{ m}^{-2}$). Ein wesentlicher Einfluß der Sextupolkomponente und generell höherer Multipolkomponenten der Hauptdipolmagnete auf die transversale Strahldynamik ist daher nicht zu erwarten.

Die Form des Eisenjochs wurde so gewählt, daß Sättigungsverluste bei möglichst geringem Materialaufwand klein bleiben. Die Feldstärke im Eisen liegt für $B_0 = 1.55$ T

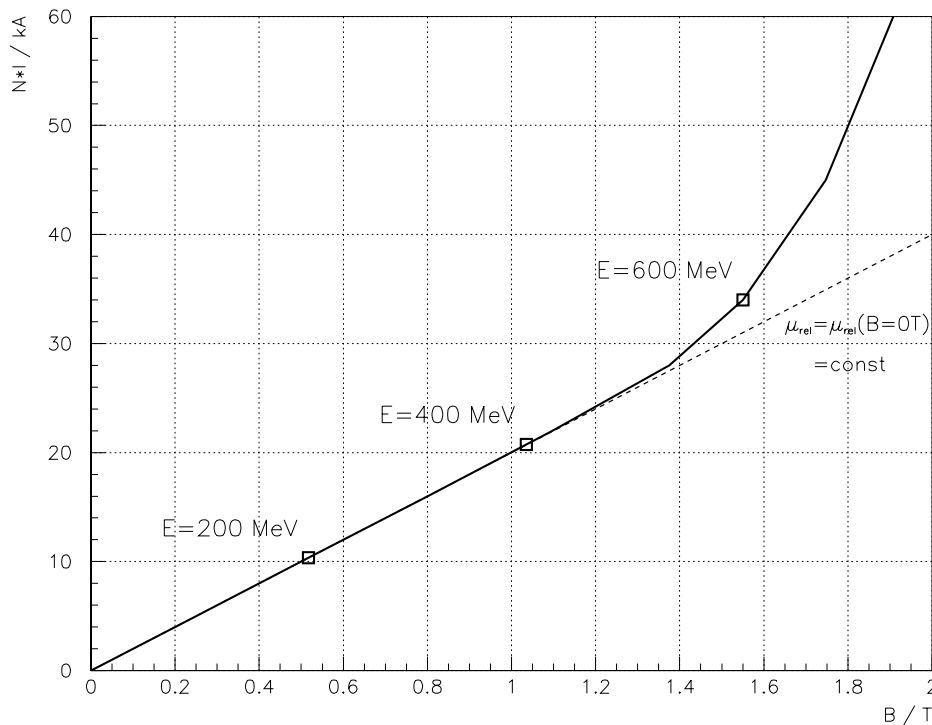


Abbildung 8.3: KONRAD Hauptdipolmagnet: benötigte Stromstärke $N \cdot I$ als Funktion der angestrebten vertikalen Feldstärke B_0

(im *Gap*) im Mittel bei etwa $\bar{B} \approx 1.65$ T und bleibt auch lokal an jeder Position unter $B = 2.0$ T.

In Abbildung 8.3 ist die benötigte Stromstärke $N \cdot I$ in Ampere-Windungen als Funktion der angestrebten Feldstärke B_0 dargestellt. Erst ab Feldstärken von etwa $B_0 \approx 1.3$ T machen sich Sättigungseffekte bemerkbar. Bei $B_0 = 1.55$ T liegt der benötigte Strom um etwa 10% über dem Wert mit feldunabhängiger Permeabilität, der als gestrichelte Linie ebenfalls in Abbildung 8.3 eingezeichnet ist.

Mit Hilfe der ermittelten Ampere-Windungszahl läßt sich der Leistungsbedarf der sechs Hauptdipolmagnete abschätzen: für das maximale nominelle Magnetfeld von $B_0 = 1.55$ T wird pro Spule ein Strom von $I \cdot N = 34.0$ kA benötigt. Bei einer Windungszahl von $N = 42$ (siehe Tabelle 8.1) fließt damit ein Strom von $I = 810$ A. Mit dem gewählten Leiterquerschnitt ergibt sich eine Stromdichte von $j = 3.7$ A/mm². Da ab etwa $j > 1.5$ A/mm² eine Kühlung erforderlich ist, wurde in der Mitte des Leiters ein Kühlwasserkanal mit einem Durchmesser von $d = 7$ mm vorgesehen. Der Ohmsche Widerstand wurde von der Spulenlänge ausgehend zu $R \approx 14$ mΩ abgeschätzt, so daß der Spannungsabfall über einer Dipolspule $U_S = RI \approx 10.5$ V beträgt. Die DC-Leistung einer Spule liegt damit bei $P_{DC} = U_S I \approx 8.5$ kW. Alle sechs Hauptdipolmagnete werden in Reihe geschaltet und von einem gemeinsamen Netzgerät versorgt. Dessen Ausgangsspannung muß also ohne Leitungsverluste etwa $U_{PS} = 6 \times 2 \times U_S \approx 126$ V betragen, so daß vom Netzgerät eine Ausgangsleistung von $P_{DC} \approx 102$ kW bzw. bei Berück-

sichtigung einer 20%igen Sicherheitsreserve von $P_{DC} \approx 123 \text{ kW}$ zur Verfügung gestellt werden muß. Der Eingangsleistungsbedarf des Netzgerätes liegt aufgrund von Gleichrichtungsverlusten ($\eta \approx 0.85$) entsprechend höher und beträgt etwa $P_{AC} \approx 144 \text{ kW}$.

8.2 Quadrupol-, Sextupol- und Korrekturmagnete

Das Design der Quadrupol-, Sextupol- und Korrekturmagnete kann sich an existierenden Konstruktionen orientieren, eventuell sogar vollständig übernommen werden. Aufgrund der geringeren magnetischen Steifigkeit der bei KONRAD zu speichernden Elektronen liefern Magnete, die für höherenergetische Ringe konzipiert sind, die benötigten Multipolstärken problemlos. Grundvoraussetzung sind passende geometrische Abmessungen (Länge und Aperturdurchmesser) sowie die benötigte integrale Multipolstärke. Eine hohe Feldhomogenität (Quadrupol: $\Delta k/k \leq 5 \cdot 10^{-4}$, Sextupol: $\Delta m/m \leq 5 \cdot 10^{-2}$) bzw. schwache höhere Multipolkomponenten müssen bei allen Energien gewährleistet sein - gegebenenfalls sind Modifikationen der Polschuhform notwendig. Da die für KONRAD benötigten Multipolstärken im Normalfall deutlich unter den maximal vorgesehenen Werten der für höhere Teilchenenergien konzipierten Magnete liegen, sollten keine merklichen Sättigungseffekte auftreten, so daß eine gleichbleibend hohe Feldhomogenität bei niedrigen und mittleren Magnetbestromungen zu erwarten ist.

Die in den Optiksimulationen verwendeten Hauptparameter der KONRAD Quadrupole und dreier in Frage kommender existierender Quadrupolmagnete von BESSY II [97], ELETTRA [84] und ANKA [98] sind in Tabelle 8.2 aufgeführt. Der maximale Gradient der KONRAD Quadrupole basiert auf dem Sollwert des stärksten Quadrupols Q4 zuzüglich einer 20%igen Sicherheitsreserve. Wichtig ist, daß neben dem maximalen Gradienten auch die integrierten Quadrupolstärken der vorgestellten Magnete über den KONRAD Werten liegen. Damit bleibt die Wahl, die Magnete direkt zu übernehmen und die bisher in den Rechnungen verwendeten Gradienten anzupassen, oder unter Beibehalt der originalen KONRAD Gradienten eine Längenanpassung vorzunehmen. Ersteres hätte Aus-

	KONRAD	BESSY II (Typ C)	ELETTRA	ANKA (Q320)
magnetische Länge L / m	0.30	0.25	0.26	0.32
Aperturdurchmesser / mm	70	70	75	70
max. Gradient $(k B\rho)$ / T/m	12.8	16.5	19.2	18.1
int. Stärke $\int(k B\rho) dl$ / T	3.85	4.12	4.99	5.78

Tabelle 8.2: Quadrupolparameter KONRAD, BESSY II, ELETTRA und ANKA.

	KONRAD	BESSY II (Typ B)	ANKA (SV)
magnetische Länge L / m	0.15	0.16	0.145
Aperturdurchmesser / mm	76	76	75
max. Sextupol-Gradient $(m B \rho)$ / T/m ²	300	600	482
int. Sextupolstärke $\int(m B \rho) dl$ / T/m	45	96	70

Tabelle 8.3: Sextupolparameter KONRAD, BESSY II und ANKA.

wirkungen auf die optischen Eigenschaften des Ringes, die allerdings vernachlässigbar gering sind. Sollte also unter wirtschaftlichen Aspekten die Längen Anpassung der Magnete ungünstig sein, so ist auch die Verwendung in Originallänge möglich.

In Tabelle 8.3 sind die Hauptparameter der KONRAD Sextupole sowie zweier bei BESSY II [97] bzw. ANKA [98] verwendeter Sextupolmagnete aufgeführt. Die für den KONRAD Sextupol angenommene Multipolstärke m ist die größere der zur Korrektur der natürlichen Chromatizität (auf $\xi_{x/y} = 0$) notwendigen Sextupolstärke (S_1) zuzüglich einer Sicherheitsreserve von 100%. Sowohl der maximale Sextupol-Gradient als auch die integrierte Sextupolstärke liegen deutlich unter den Werten des BESSY- bzw. ANKA-Sextupolmagneten. Aus Platzgründen sollte dem ANKA-Magneten der Vorzug gegeben werden, da dessen nicht in der Tabelle aufgeführte Gesamtlänge etwa ein Drittel kleiner als die des BESSY-Magneten ist (184 mm : 270 mm).

Auch für die KONRAD Korrekturmagnete, die (wie in Kapitel 2 beschrieben) gleichzeitig horizontal und vertikal wirken sollen, könnte das Design eines ANKA- bzw. ursprünglich APS-Magneten [98, 99] übernommen werden (APS=Advanced Photon Source in Argonne/USA). Wesentliche Anforderungen an die KONRAD *Steerer* sind maximale Ablenkwinkel von $\hat{\phi}_x = 3.0$ mrad bzw. $\hat{\phi}_y = 0.5$ mrad bei möglichst hoher Feldhomogenität bzw. niedrigen Sextupolkomponenten. Insbesondere die zweite Forderung ist bei kombinierten *Steerern* schwerer als bei separaten zu erreichen. Der kombinierte ANKA-Korrekturmagnet hat eine magnetische Länge von $L = 0.12$ m und ist für Magnetfelder bis $B = 0.1$ T ausgelegt. Für die bei KONRAD benötigten maximalen Ablenkwinkel sind allerdings nur $B_y \leq 50$ mT und $B_x \leq 8.5$ mT nötig. Bei den mittleren *Steerer*-Stärken $\phi_{rms_{x/y}} < 1.0/0.2$ mrad sinken die benötigten Felder nochmals um etwa 2/3. Die Steermagnete werden also routinemäßig mit sehr kleinen Strömen und Feldern betrieben, so daß Sättigungseffekte und damit auch störende Sextupolkomponenten klein bleiben und keine wesentlichen Auswirkungen auf die transversale Stahldynamik haben sollten. Mögliche Vorlagen für die Injektionsmagnete, Kicker und Septum, wurden bereits in Kapitel 6 aufgeführt.

Kapitel 9

Synchrotronstrahlungs-Spektren

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die für KONRAD zu erwartenden Synchrotronstrahlungsspektren der Dipolmagnete in Form von Photonenfluß und -brillanz berechnet. Im folgenden Abschnitt schließen sich analoge Betrachtungen zu den zwei bereits in Kapitel 2 beispielhaft untersuchten *Insertion Devices*, dem U180 und dem U49, an. Außerdem werden weitere *Insertion Devices* diskutiert, mit denen Photonen höherer Energie erzeugt werden können. Im letzten Abschnitt werden zwei spezielle Möglichkeiten der Strahlungserzeugung erörtert: die *Compton*-Streuung und der Freie Elektronen LASER (FEL).

Die Strahlungsspektren dieses Kapitels enthalten entweder Darstellungen des Photonenflusses oder der Brillanz. Der mittlere spektrale Photonenfluß F gibt die Anzahl der pro Sekunde innerhalb einer Bandbreite von 0.1% emittierten Photonen an: $[F] = \text{Photonen}/(\text{s } 0.1\% \text{BW})$. Da im Dipolmagneten Synchrotronstrahlung über den gesamten Dipolbogen erzeugt wird, erfolgt hier zusätzlich eine Normierung des Photonenflusses auf 1 mrad des horizontalen Biegewinkels. Bei den *Insertion Devices* ist eine derartige Normierung nicht nötig. Um Angaben über die Qualität des Photonenstrahls machen zu können, wird die sogenannte Brillanz B ermittelt. Sie gibt den spektralen Photonenfluß an, der auf den transversalen Strahlquerschnitt und die Divergenz des Photonenstrahls normiert ist:

$$\begin{aligned} B &= F / (4\pi^2 \sigma_x \sigma_y \sigma_{x'} \sigma_{y'}) \\ &= F / (4\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y) \quad \text{für } \eta_{x,y} \approx 0, \alpha_{x,y} \approx 0. \end{aligned} \quad (9.1)$$

Hierbei werden Querschnitt und Divergenz von Photonen- und Elektronenstrahl vereinfachend gleichgesetzt. Hohe Brillanz erfordert demnach eine niedrige horizontale Emittanz bei kleiner Emittanzkopplung.

Im Zusammenhang mit der Brillanzberechnung sind einige Korrekturen der verwendeten Elektronenstrahldimensionen ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_{x'}, \sigma_{y'}$) notwendig, so daß diese (auch mit $\eta_{x,y} \approx 0$ und $\alpha_{x,y} \approx 0$) nicht mehr nur über die Emittanz beschrieben werden können. In Tabelle 9.1 sind zunächst die energieabhängigen, transversalen Strahlquerschnitte unter Berücksichtigung von Dispersion und Energiebreite jeweils in der Mitte der äußeren

Energie / MeV	200			600		
horizontale Emittanz / nrad m	118			65		
relative Energiebreite / ‰	0.50			0.46		
longitudinale Position	BB1	BB2	ID	BB1	BB2	ID
$\sigma_x / \mu\text{m}$	206	370	1030	160	286	764
$\sigma_{x'} / \mu\text{rad}$	675	343	114	520	254	84
$\sigma_y / \mu\text{m}$	173	210	133	128	156	98
$\sigma_{y'} / \mu\text{rad}$	34	28	44	43	20	32

Tabelle 9.1: KONRAD: transversale Strahlquerschnitte an ausgesuchten Quellpunkten beim Designstrom $I = 100$ mA.

(BB1) und mittleren (BB2) Dipolmagnete und der geraden *Insertion Device*-Strecke (ID) dargestellt. Die Werte für Emittanz und Energiebreite stammen aus Kapitel 4 und gelten für einen Ringstrom von $I = 100$ mA. Die benötigten Werte der optischen Funktionen und der Kopplung entsprechen denen in Tabelle 2.4. Für die vertikale Betafunktion in der Mitte der geraden Strecke wurde abweichend der Wert $\beta_y = 3.0$ m verwendet, der sich als Mittelwert der Optik-Anpassung an das jeweilige *Insertion Device* ergibt.

Eine weitere Korrektur ist notwendig, um den Einfluß von Beugungseffekten auf die Photonenstrahldimension zu berücksichtigen. Da diese Korrektur von den beugungsbegrenzten Photonenstrahldimensionen abhängt, die bei Dipol- und *Insertion Device*-Strahlung unterschiedlich sind, wird sie erst bei der Berechnung der Brillanz in den jeweiligen Abschnitten vorgenommen. Die in diesem Kapitel dargestellten Fluß- und Brillanzrechnungen wurden mit eigenen Programmen durchgeführt, wobei die Ergebnisse mit den bei BESSY entwickelten Programmen WAVE [100] und BRILL [101] verglichen wurden und gute Übereinstimmung zeigen.

9.1 Dipolstrahlung

Der Dipolmagnet, die klassische Strahlungsquelle, stellt ein breites Spektrum linear und zirkular polarisierter Strahlung zur Verfügung, das durch Elektronenenergie und Biegeradius bestimmt wird. Charakteristische Größe eines Dipolspektrums ist die kritische Energie $\varepsilon_c = 3/2 \hbar c \gamma^3 / \rho$, die das Leistungsspektrum in zwei gleichgroße Bereiche teilt. In Tabelle 9.2 sind für KONRAD die kritischen Photonenenergien und Wellenlängen bei verschiedenen Elektronenenergien angegeben. In der letzten Spalte ist die von allen Dipolmagneten bei einem Ringstrom von $I = 100$ mA abgestrahlte Gesamtstrahlungs-

Elektronen-Energie E / MeV	kritische Energie $\varepsilon_c / \text{eV}$	kritische Wellenlänge λ_c / nm	Gesamtleistung P_γ / W
200	13.8	90.0	11
400	110.1	11.3	176
600	371.5	3.3	890

Tabelle 9.2: KONRAD: charakteristische Parameter der Dipolspektren bei ausgewählten Energien.

leistung P_γ dargestellt.

Die zur Ermittlung der räumlichen und spektralen Verteilung der Dipolstrahlung verwendeten Formeln basieren auf Berechnungen der retardierten Potentiale bzw. von retardiertem Poynting Vektor \mathbf{S}_r und elektrischem Feld \mathbf{E}_r einer bewegten Ladung an einem Beobachtungspunkt. Die gesamte Strahlungsenergie, die bei einem einzelnen Vorbeiflug in ein Raumwinkelement abgegeben wird, ergibt sich aus [55, S.246]:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{S}_r \cdot \mathbf{n} R^2 dt = \frac{cR^2}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_r^2(t) dt, \quad (9.2)$$

wobei $R = |\mathbf{R}|$ die Länge des Vektors vom Beobachtungspunkt zur Ladung und $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ dessen Einheitsvektor ist. Über eine Fouriertransformation läßt sich das retardierte elektrische Feld im Frequenzraum darstellen:

$$\tilde{\mathbf{E}}_r(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_r(t) e^{-i\omega t} dt,$$

so daß Gleichung 9.2 unter Anwendung des Parseval'schen Theorems:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{\mathbf{E}}_r(\omega)|^2 d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}_r(t)|^2 dt,$$

wie folgt geschrieben werden kann:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{cR^2}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}_r^2(\omega) d\omega \quad \Longrightarrow \quad \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{cR^2}{4\pi^2} \tilde{\mathbf{E}}_r^2(\omega). \quad (9.3)$$

Unter Verwendung des elektrischen Feldes eines relativistischen, sich auf einer Kreisbahn bewegenden Elektrons ergibt sich damit der spektrale Fluß in ein Raumwinkelement bei gegebener Bandbreite $\Delta\omega/\omega$ und stromabhängiger Elektronenanzahl pro Sekunde

$$N_e = I/e:$$

$$\frac{dN_{Ph}}{d\theta d\psi} = \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \frac{\Delta\omega}{\hbar\omega} N_e \quad (9.4)$$

$$= \frac{3r_c mc}{4\pi^2 e} \gamma^2 I \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \left[(1 + \gamma^2 \theta^2)^2 K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (9.5)$$

$$\xi = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega_c} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2}.$$

ψ und θ sind die Beobachtungswinkel in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene und $K_{1/3}$ und $K_{2/3}$ modifizierte Besselfunktionen. Der Photonenfluß aus dem Dipol ergibt sich entsprechend der oben festgelegten Definition aus der numerischen Integration von Gleichung 9.5 über alle vertikalen Winkel θ und über einen horizontalen Winkel von $\Delta\psi = 1.0$ mrad.

In Abbildung 9.1 ist der spektrale Photonenfluß der KONRAD Dipolmagnete bei verschiedenen Energien und einem Strom von $I = 100$ mA dargestellt. Der maximale spektrale Fluß sowie die zugehörige Photonenenergie sind in Tabelle 9.3 für die drei betrachteten Elektronenenergien aufgeführt.

Die Brillanz der Dipolstrahlung ergibt sich auf der Basis von Gleichung 9.1, wobei aber Korrekturen zur Berücksichtigung von Beugungseffekten notwendig sind. Die genaue Untersuchung dieser Beugungseffekte zeigt, daß der Photonenstrahl eine minimale Emittanz $\varepsilon_r = \sigma_r \sigma_{r'} = \lambda/(4\pi)$ nicht unterschreiten kann. Dominieren diese Beugungseffekte die Dimensionen des Photonenstrahls, so spricht man von einer beugungsbegrenzten Quelle.

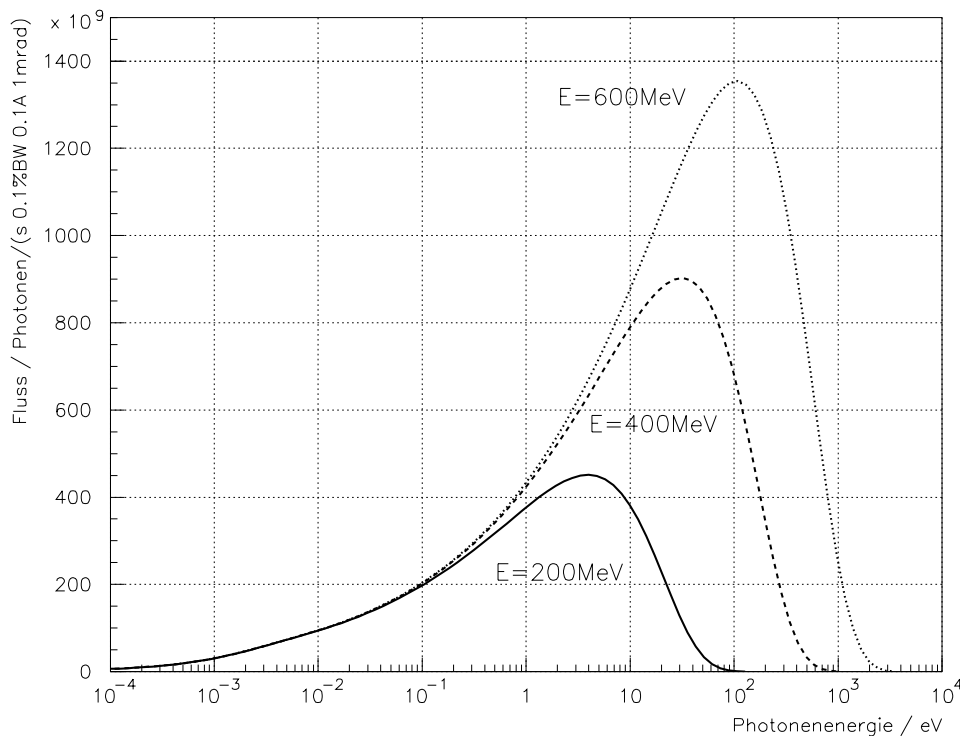


Abbildung 9.1: Spektraler Photonenfluß der KONRAD Dipolstrahlung.

Elektronenenergie E / MeV	200	400	600	
maximaler Photonenfluß F	$4.5 \cdot 10^{11}$	$9.0 \cdot 10^{11}$	$13.5 \cdot 10^{11}$	$\sim E$
bei Photonenenergie ε / eV	4	32	108	$\sim E^3$

Tabelle 9.3: KONRAD: Maximale Photonenflüsse und zugehörige Photonenenergie bei ausgewählten Energien.

Die korrigierten Dimensionen des Photonenstrahls ergeben sich aus quadratischer Addition der Elektronenstrahldimensionen mit den beugungsbegrenzten Photonenstrahlparametern σ_r und $\sigma_{r'}$, so daß die beugungsabhängige Brillanz aus:

$$B = \frac{F}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_r^2) \cdot (\sigma_y^2 + \sigma_r^2) \cdot (\sigma_{y'}^2 + \sigma_{r'}^2)}} \quad (9.6)$$

folgt. Die Normierung auf die horizontale Divergenz, die in Gleichung 9.6 nicht auftritt, ist beim Dipol bereits im Fluß enthalten. Die beugungsbegrenzten Dimensionen des Photonenstrahls ergeben sich aus [102]:

$$\sigma_r = \frac{\lambda}{4\pi\sigma_\theta} \quad \text{mit} \quad \sigma_\theta = \frac{2C(\varepsilon/\varepsilon_c)}{\sqrt{2\pi}\gamma} \quad (9.7)$$

$$C(\varepsilon/\varepsilon_c) = \begin{cases} 0.8 (\varepsilon/\varepsilon_c)^{-0.354} & (\varepsilon/\varepsilon_c) \leq 1 \\ 0.8 (\varepsilon/\varepsilon_c)^{-0.549} & (\varepsilon/\varepsilon_c) \geq 1 \end{cases}$$

$$\sigma_r \sigma_{r'} = \frac{\lambda}{4\pi} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{r'} = \frac{\lambda}{4\pi\sigma_r} = \sigma_\theta. \quad (9.8)$$

Der Beitrag zur Quellfläche ist sehr klein und wird oft vernachlässigt. Der Beitrag zur Divergenz kann, abhängig von der Wellenlänge der betrachteten Strahlung, sehr groß werden und den Divergenzbeitrag des Elektronenstrahls deutlich übersteigen. Für KONRAD ergibt sich bei maximaler Elektronenenergie $E_{max} = 600$ MeV und kritischer Photonenenergie $\varepsilon = \varepsilon_c = 371$ eV:

$$\sigma_{r'}(\varepsilon_c) = 544 \mu\text{rad} \gg \sigma_{y'} = 43 \mu\text{rad},$$

wobei $\sigma_{y'}$ die maximale vertikale Elektronenstrahldivergenz angibt, die im äußeren Achromatdipol auftritt. Gemäß Gleichung 9.7 und 9.8 sinkt die beugungsbegrenzte Strahldivergenz mit steigender Photonenenergie. In den Bereich der vertikalen Elektronenstrahldivergenz kommt die beugungsbegrenzte Photonenstrahldivergenz erst bei einer sehr hohen Photonenenergie von etwa $\varepsilon \approx 40$ keV: $\sigma_{r'} \approx \sigma_{y'}$. Geht man zu niedrigeren Elektronenenergien über, vergrößern sich zwar aufgrund stromabhängiger Effekte die Emittanz und damit auch die Divergenz des Elektronenstrahls etwas, die Divergenz des Photonenstrahls steigt aber wegen $\sigma_{r'} \sim E^{-1}$ stärker an. Da bei Photonenenergien von

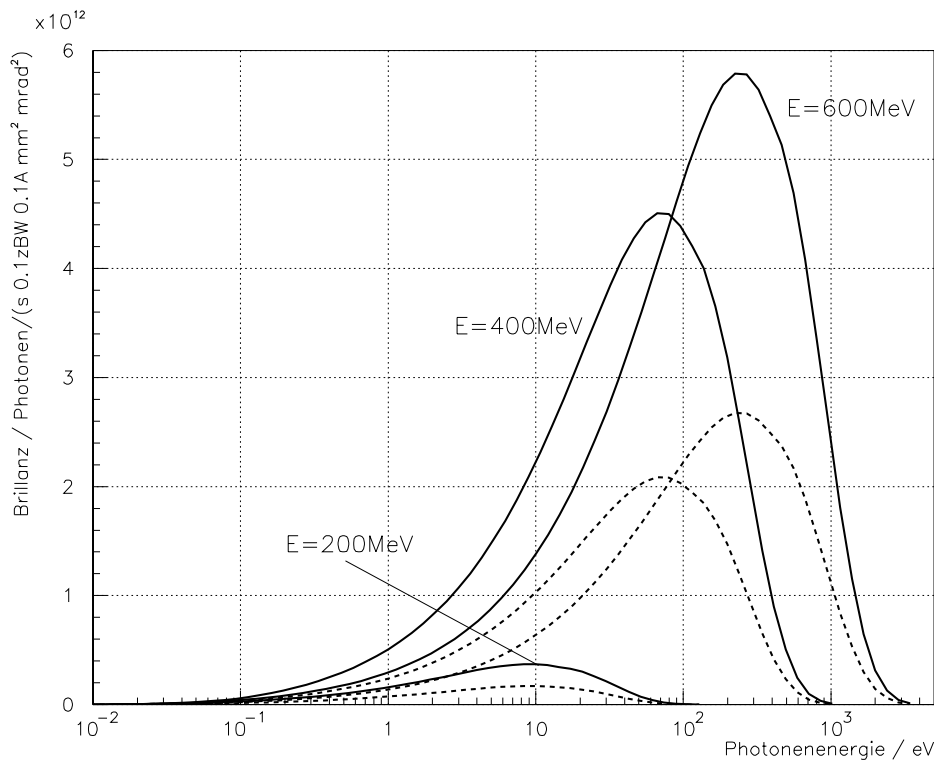


Abbildung 9.2: Spektrale Brillanz der KONRAD Dipolstrahlung, durchgezogene Linie: äußere Dipole, gestrichelte Linie: mittlerer Dipol.

$\varepsilon > 10 \text{ keV}$, oberhalb derer die Photonenstrahldivergenz erst in die Nähe der Elektronenstrahldivergenz kommt, praktisch kein Fluß mehr vorhanden ist:

$$F < 10^6 \frac{\text{Photonen}}{\text{s } 0.1\% \text{ BW } 0.1 \text{ A mrad}} \quad \text{für } \varepsilon > 10 \text{ keV},$$

ist die vertikale Divergenz der KONRAD Dipolstrahlung bei den realisierbaren Elektronenenergien über das gesamte experimentell nutzbare Photonspektrum beugungsbegrenzt.

In Abbildung 9.2 ist die Brillanz der KONRAD Dipolstrahlung bei verschiedenen Energien dargestellt. Da sich die optischen Funktionen und damit die Elektronenstrahldimensionen im mittleren und in den äußeren Dipolen unterscheiden (siehe Abbildung 2.3), müssen beide Fälle getrennt untersucht werden, wobei jeweils die Mitte des Magneten Abstrahlungspunkt ist. Während die vertikale Divergenz des Photonenstrahls beugungsbegrenzt und damit in allen Dipolen gleich groß ist, tragen Beugungseffekte nicht nennenswert zum transversalen Strahlquerschnitt bei. Die in den äußeren Dipolmagneten kleineren transversalen Elektronenstrahlquerschnitte führen deswegen zu höheren Brillanzen als in den mittleren Dipolmagneten. Der Vorteil der kleineren Divergenz des Elektronenstrahls in den mittleren Dipolen entfällt wegen der Beugungsbegrenztheit der vertikalen Photonenstrahldivergenz.

9.2 Insertion Device-Strahlung

In diesem Abschnitt sollen Fluß und Brillanz am Beispiel der zwei in Kapitel 2 näher untersuchten *Insertion Devices*, U49 und U180, berechnet werden (Parameter siehe Tabelle 2.8).

Insertion Devices sind periodische Anordnungen kurzer, abwechselnd gepolter Ablenkmagnete. Sie erzeugen auf der Strahlachse starke Magnetfelder, die eine periodische transversale Schwingung des *Closed Orbits* über die gesamte Länge des *Insertion Devices* hervorrufen. Die transversale Beschleunigung der Elektronen führt wie beim Dipol zur Emission von Synchrotronstrahlung. Abhängig von der Amplitude der Schwingung addiert sich die inkohärente Strahlung der einzelnen Pole im wesentlichen auf (große Amplituden: Wiggler/Wellenlängenschieber-WLS), oder es kommt zu Interferenzen (kleine Amplituden: Undulatoren). Der Charakter eines *Insertion Devices* wird mit dem Wiggler-/Undulatorparameter K angegeben:

$$K = \frac{\lambda_{ID} e B}{2\pi m_e c} \quad \begin{cases} \text{Undulatoren} & : K \leq 1 \\ \text{Wiggler/WLS} & : K > 1, \end{cases} \quad (9.9)$$

wobei λ_{ID} die *Insertion Device*-Periodenlänge und B das maximale Magnetfeld auf der Strahlachse angibt.

Die Spektren von Undulatoren sind von Interferenzeffekten geprägte Linienspektren. Konstruktive Interferenz tritt nur bei der "fundamentalen Wellenlänge":

$$\lambda_f = \frac{\lambda_{ID}}{2\gamma^2} (1 + K^2/2 + \gamma^2\theta^2) \quad (9.10)$$

und deren ungerader Harmonischen n (solange man ausschließlich in der Ringebene beobachtet) der Wellenlängen $\lambda_n = \lambda_f/n$ auf. Wichtiges Kriterium der Undulatorstrahlung hinsichtlich ihrer experimentellen Nutzung ist die Linienbreite:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_n} \approx \frac{1}{nN_u} \implies \Delta\omega \approx \frac{1}{nN_u} \omega_n, \quad (9.11)$$

wobei $\Delta\omega/\omega_n$ die relative Linienbreite der n -ten Harmonischen ist, die mit steigender Periodenzahl N_u des Undulators und Harmonischen n sinkt. Die absolute Linienbreite $\Delta\omega$ sinkt zwar auch mit steigender Periodenzahl, ist aber weitgehend unabhängig von der Höhe der Harmonischen: $\Delta\omega \neq f(n)$.

Die Spektren von Wigglern zeigen sowohl Eigenschaften von Undulator- als auch von Dipolspektren. Bei niedrigen Photonenenergien kommt es wie beim Undulator zu Interferenzen. Dementsprechend ergibt sich hier ein undulator-artiges Linienspektrum mit Wellenlängen gemäß Gleichung 9.10. Die Liniendichte bzw. die Anzahl der Harmonischen in einem festgehaltenen Energieintervall wächst allerdings mit steigender Photonenenergie gegenüber Undulatoren aufgrund des größeren Wigglerparameters wesentlich stärker an: $n = 3/4 K (1 + K^2/2) \varepsilon/\varepsilon_c$. Aufgrund der Energiebreite und Divergenz des

Elektronenstrahls sowie kleinster Feldfehler des *Insertion Devices* bleibt die absolute Linienbreite zudem nicht mehr wie nach Gleichung 9.11 konstant, sondern wächst mit der Photonenenergie bzw. der Harmonischenzahl an. Wenn oberhalb einer bestimmten Photonenenergie die absolute Linienbreite den energetischen Abstand zweier aufeinanderfolgender Harmonischer überschreitet, fangen die Spektrallinien an zu überlappen. Oberhalb dieser vom Wigglerparameter K abhängigen Energie wird das Photonenpektrum kontinuierlich und nimmt Dipolcharakter an. Die entsprechenden Flüsse ergeben sich dann aus dem mit $2N$ multiplizierten Dipolspektrum.

Die Flußberechnungen für die betrachteten *Insertion Devices* basieren auf der Berechnung der räumlichen und spektralen Photonverteilung $dN_{ph}(\omega)/d\Omega$. Der Photonfluß F ergibt sich aus dem Produkt der spektralen Photonverteilung in Vorwärtsrichtung ($\theta = 0$) und dem Öffnungswinkel $\Omega(n, K) = 2\pi\sigma_{r'}^2$ der n -ten Harmonischen [55, S.425]:

$$\begin{aligned}
 F(\omega_n) &= \frac{d}{dt}N_{ph}(\omega_n) = \frac{d}{dt} \frac{dN_{ph}(\omega_n)}{d\Omega} 2\pi\sigma_{r'}^2 = \frac{dN_{ph}(\omega_n)}{d\Omega} \frac{I}{e} 2\pi\sigma_{r'}^2 \\
 &= \pi\alpha N \frac{I}{e} \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{1 + 1/2 K^2}{n} A_n(K) \quad \text{mit} \quad (9.12) \\
 A_n(K) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n K^2}{(1 + 1/2 K^2)^2} \left[J_{\frac{n-1}{2}}(X_n) - J_{\frac{n+1}{2}}(X_n) \right]^2, \\
 X_n &= \frac{n K^2}{4 + 2 K^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{r'} \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1 + 1/2 K^2}{2 N n}},
 \end{aligned}$$

wobei J_ν Besselfunktionen sind.

Abbildung 9.3 zeigt den Photonfluß der 1., 3., 5. und 7. Harmonischen des U180 und des U49. Zum Vergleich ist zusätzlich nochmals der Fluß aus einem der Dipolmagnete mit eingetragen. Alle Flüsse sind sowohl bei minimaler und maximaler Elektronenenergie dargestellt, wobei das energetisch höher liegende Photonenpektrum auch zur höheren Elektronenenergie gehört.

Die maximalen Flüsse treten beim U180 bei Photonenenergien $\varepsilon < 10$ eV auf. Sie betragen etwa $F_{max,U180} \approx 3 \cdot 10^{14}$ Photonen/(s 0.1%BW 0.1 A) und liegen damit um bis zu 3 Größenordnungen über dem Dipolfluß. Der durch die möglichen K -Parameter bestimmte Bereich von Photonenenergien ist relativ groß und geht über etwa zwei Größenordnungen, wobei der Photonen-Energiebereich der Harmonischen-Spektren zusammenhängend ist. Das hat den großen Vorteil, die Photonenenergie über den K -Parameter einstellen zu können.

Mit dem U49 lassen sich größere Flüsse bei höheren Photonenenergien erzeugen. Zwischen $4 \text{ eV} \leq \varepsilon \leq 40 \text{ eV}$ läßt sich durch Anpassung der Elektronenenergie der Maximalfluß von $F_{max,U49} \approx 8 \cdot 10^{14}$ Photonen/(s 0.1%BW 0.1 A) erreichen. Diese Werte lassen sich bereits mit einem minimalen *Gap* von $g_{min} = 32$ mm realisieren, wie es auch der U180 hat, so daß dieselbe Vakuumkammer beibehalten werden kann. Unter Verwendung einer flachen Kammer, die die Einstellung eines *Gaps* von $g = 20$ mm ermöglicht, läßt sich der Wertebereich des K -Parameters von $K_{max} = 1.25$ bei $g = 32$ mm auf

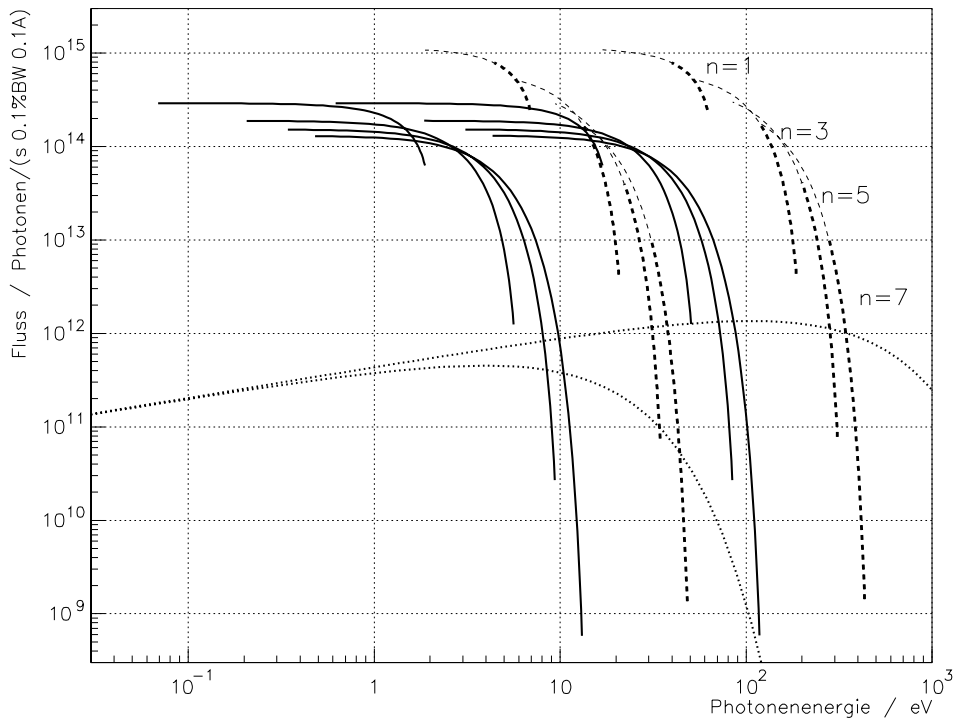


Abbildung 9.3: Spektraler Fluß des U180 und des U49 für $E = 200, 600 \text{ MeV}$; durchgezogene Linie: U180; gestrichelte Linie: U49 (dick: $g = 32 \text{ mm}$ / dünn: $g = 20 \text{ mm}$); gepunktete Linie: Dipolmagnet.

$K_{max} = 2.5$ bei $g = 20 \text{ mm}$ vergrößern. Flüsse, die mit K -Parametern aus diesem zusätzlichen Bereich erzeugt werden, sind in Abbildung 9.3 durch eine dünne gestrichelte Linie gekennzeichnet. Der maximale Fluß läßt sich so, bei etwas niedrigeren Photonenergien, bis auf $F_{max,U49} \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ Photonen/(s } 0.1\% \text{BW } 0.1 \text{ A)}$ steigern. Die Durchstimbarkeit des U49 über den K -Parameter liegt etwa im Bereich des U180. Allerdings ist das Spektrum der Harmonischen nur bei kleinem Gap zusammenhängend. Bestimmte Photonenergien können deshalb bei großem Gap nur durch die Änderung der Elektronenenergie erzeugt werden. Da sich damit auch die Dipolspektren ändern, dürfte die gleichzeitige Durchführung mehrerer Experimente sehr erschwert sein. Die Brillanz der *Insertion Device*-Strahlung ergibt sich wie im Fall der Dipolstrahlung aus Gleichung 9.1, wobei wieder verschiedene Korrekturen der Strahldimensionen einfließen. Wichtigster Aspekt sind auch hier Beugungseffekte. Der beugungsbegrenzte Photonenstrahlquerschnitt bzw. Strahldivergenz folgen analog Gleichung 9.8 aus:

$$\sigma_{r'} = \sqrt{\frac{\lambda}{L_{ID}}} \quad \sigma_r = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\lambda L_{ID}} \quad \Rightarrow \quad \sigma_r \sigma_{r'} = \frac{\lambda}{4\pi}, \quad (9.13)$$

mit L_{ID} als Länge des *Insertion Devices*. Die Brillanz der *Insertion Device*-Strahlung ergibt sich damit aus:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \sigma_{x_k} \sigma_{x'_k} \sigma_{y_k} \sigma_{y'_k}}$$

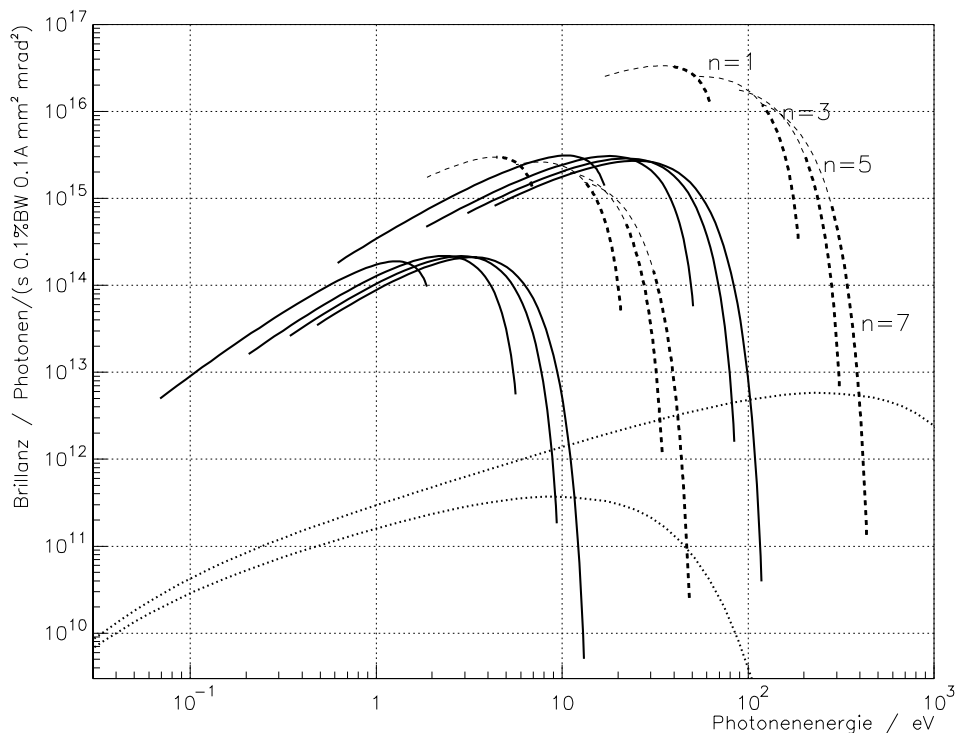


Abbildung 9.4: Spektrale Brillanz des U180 und des U49; durchgezogene Linie: U180; gestrichelte Linie: U49 (dick: $g = 32$ mm / dünn: $g = 20$ mm); gepunktete Linie: äußerer Dipolmagnet.

$$\sigma_{x_k} = \sqrt{\sigma_{x_0}^2 + \sigma_r^2 + \left(\frac{\lambda_{ID} K}{2\pi\gamma}\right)^2} \quad \sigma_{x'_k} = \sqrt{\sigma_{x'_0}^2 + \sigma_r^2}$$

$$\sigma_{y_k} = \sqrt{\sigma_{y_0}^2 + \sigma_r^2} \quad \sigma_{y'_k} = \sqrt{\sigma_{y'_0}^2 + \sigma_r^2}.$$

Ein weiterer Effekt wurde bei der Korrektur der Dimension des Photonenstrahls berücksichtigt: durch die Schwingung der Bunche im *Insertion Device*, deren Amplitude proportional zu K ist, vergrößert sich die horizontale Quellgröße des Photonenstrahls (3. Term im Ausdruck für σ_{x_k}).

In Abbildung 9.4 ist die spektrale Brillanz der *Insertion Device*-Strahlung des U180 und U49 bis zur 7. Harmonischen bei minimaler und maximaler Elektronenenergie dargestellt. Zum Vergleich ist auch hier wieder die Brillanz der Dipolstrahlung dargestellt.

Die maximale Brillanz tritt beim U180 bei einer Photonenergie von $\varepsilon \approx 20$ eV auf und beträgt $B_{max,U180} \approx 4 \cdot 10^{15}$ Photonen/(s 0.1%BW 0.1A mm² mrad²) bei maximaler Elektronenenergie. Beim U49 liegt das Maximum der Brillanz bei $\varepsilon \approx 40$ eV: $B_{max,U49} \approx 4 \cdot 10^{16}$ Photonen/(s 0.1%BW 0.1A mm² mrad²), die damit bei dieser Photonenergie um 4. Größenordnungen über der Brillanz der Dipolstrahlung liegt. Die maximale Brillanz kann schon mit großem *Gap* $g = 32$ mm realisiert werden. Größere K -Parameter, durch reduzierte *Gap*-Höhe, führen nur zu kleinen Gewinnen in der Brillanz. Allerdings gilt auch hier für die Brillanz, daß ein zusammenhängendes Spektrum

Elektronen- energie / MeV	Abgestrahlte Leistung / W		
	U180	U49	Dipolmagnete
200	2.0	0.7	11.0
400	8.1	3.0	175.7
600	18.2	6.7	889.4

Tabelle 9.4: Bei $I = 100$ mA aus U180, U49 und allen Dipolmagneten abgestrahlte Leistung.

nur mit kleinem Gap erreicht werden kann.

In Tabelle 9.4 ist die abgestrahlte Leistung aus den beiden *Insertion Devices* und allen Dipolmagneten dargestellt. Sie bezieht sich auf einen Strom von $I = 100$ mA und auf das maximale Magnetfeld. Beim U49 wurde der Wert bei großem Gap $g = 32$ mm verwendet. Mit kleinem Gap verdoppelt sich das maximale Magnetfeld und die abgestrahlte Leistung vervierfacht sich. Im gesamten Energiebereich ist die Strahlungsleistung aus den Dipolmagneten deutlich größer als aus den *Insertion Devices*. Mit sinkender Elektronenenergie steigt das Verhältnis zugunsten der *Insertion Devices*: $P_{dipol} \sim E^4$, $P_{ID} \sim E^2$, wobei aber selbst bei $E = 200$ MeV die Dipolleistung noch mindestens 85% beträgt.

In Bezug auf die Eignung der beiden *Insertion Devices* läßt sich zusammenfassen, daß der U180 im Bereich niedriger Photonenenergie mittelgroßen Fluß und Brillanz erzeugt. Höhere Photonenenergien bei höherem Fluß stellt der U49 bereit, dessen Spektrum aber nur mit kleinem Gap zusammenhängend ist. Alternativ käme der Einsatz eines Undulators mit größerer Periodenlänge $\lambda_{ID} = (8 \dots 10)$ cm in Betracht. Bei einer dem U49 ähnlichen Auslegung ließe sich mit großem Gap ($g = 32$ mm) in etwa der gleiche maximale K -Parameter wie beim U49 mit kleinem Gap ($g = 20$ mm) erreichen, so daß sich ein zwar etwas niederenergetischeres, dafür aber geschlossenes Spektrum ergäbe.

Insgesamt bestätigen die berechneten Spektren die Wahl von Elektronenenergie und *Insertion Device*: der Hauptteil der erzeugten Synchrotronstrahlung liegt, wie gefordert, im UV/VUV Spektralbereich.

Abschließend sei noch auf andere in Frage kommende Typen von *Insertion Devices* eingegangen. Motivation für den Einsatz anderer *Insertion Device*-Typen ist in der Regel eine Verschiebung der Spektren zu höheren Energien. Dieses wird durch *Insertion Devices* mit besonders hohen Magnetfeldstärken erreicht. Sie werden als Wellenlängenschieber (WLS) bezeichnet und bestanden bisher meist aus einem Hauptdipol und zwei schwächeren Randdipolen. Zur Erzeugung höchster Magnetfeldstärken sind diese in der Regel supraleitend ausgelegt. Mit einer maximalen Magnetfeldstärke von $B = 6.0$ T, wie sie bei einem BESSY-WLS [103] verwendet wird, ergäbe sich für KONRAD bei Maxi-

malenergie $E = 600$ MeV eine kritische Photonenenergie von $\varepsilon_c \approx 1.4$ keV. Der spektral aufintegrierte Fluß des Hauptdipoles hängt nur von der Elektronenenergie ab und entspricht dem der normalen Dipolmagnete.

In den vergangenen Jahren gab es auch Vorschläge für Geräte mit mehreren Perioden, die als Hoch-Feld-Multipolwiggler bezeichnet werden. Sie entsprechen praktisch eine Folge von WLS mit sehr kurzer Periodenlänge. Die kritische Photonenenergie und damit das Spektrum verschiebt sich wie beim WLS. Der Fluß ergibt sich aus Multiplikation des äquivalenten Dipolflusses mit der Periodenzahl. Zur Zeit wird z.B. bei BESSY II der Einbau eines Multipolwigglers mit $N_u = 7$ Perioden und einem Magnetfeld von $B = 7.5$ T untersucht [104]. Für dieses Gerät ergäbe sich (bei $E = 600$ MeV) eine kritische Energie von $\varepsilon_c \approx 1.8$ keV und ein maximaler Fluß von etwa $F_{max,MPW} \approx 2N_u F_{max,Dipol} \approx 2.0 \cdot 10^{13}$ Photonen/(s 0.1% BW 0.1A mrad).

Aufgrund der extrem hohen Felder von WLS und besonders Hoch-Feld-Multipolwigglern und der damit verbundenen Auswirkungen auf die Magnetoptik ist beim Einbau in einen Niederenergiespeicherring mit einer massiven Einschränkung der dynamischen Apertur und mit drastischen Lebensdauereinbußen zu rechnen. Ob bei KONRAD der Einsatz eines WLS oder Hoch-Feld-Multipolwigglers bei vertretbaren Lebensdauereinbußen möglich ist, hängt von den speziellen Geräteparametern ab und kann nicht generell entschieden werden. Ein Betrieb am unteren Ende des Energiebereiches $E = (200 \dots 300)$ MeV dürfte allerdings nahezu ausgeschlossen sein. In jedem Fall ist aber eine gründliche Untersuchung der Auswirkungen des *Insertion Devices* auf Magnetoptik und Lebensdauer unbedingt notwendig.

9.3 Alternative Möglichkeiten der Strahlungserzeugung

In diesem Abschnitt sollen abschließend alternative Möglichkeiten zur Strahlungserzeugung in einem Speicherring und deren Eignung für KONRAD erörtert werden. Motivation könnte die Strahlungserzeugung außerhalb der Spektralbereiche sein, die mit den bisher vorgestellten Strahlungsquellen (Dipolmagnete, *Insertion Devices*) erreicht wurden. Auch eine weitere Erhöhung der Intensität im bereits abgedeckten Spektralbereich wäre von großem Interesse.

Neben den herkömmlichen Strahlungsquellen Dipolmagnet, Wiggler, Undulator und WLS kommt dem FEL die bei weitem größte Bedeutung zu. Er wird im zweiten Teil dieses Abschnitts näher betrachtet.

Aufgrund der Notwendigkeit, in einem Speicherring Verluste der umlaufenden Elektronen minimal zu halten, muß gewährleistet sein, daß der jeweilige Strahlungsprozeß und die dazu notwendige Umgebung weder zum Verlust des emittierenden Elektrons noch anderer nicht am Strahlungsprozeß beteiligter Elektronen führen. Prozesse wie *Smith-Purcell* Strahlung, *Cerenkov* Strahlung, parametrische Röntgenstrahlung, *Channeling Radiation* oder *Transition Radiation* [105, 106], bei denen die Elektronen entweder direkt durch einen Festkörper oder nah an seiner Oberfläche vorbeifliegen müssen, kom-

men wegen der damit verbundenen hohen Verluste nicht in Frage.

Von den Prozessen, die mit den Anforderungen eines Speicherringbetriebes vereinbar sind, hat die *Compton*-Rückstreuung die größte Bedeutung.

Compton-Rückstreuung: dabei übertragen relativistische Elektronen in einem elastischen Streuprozess Energie an niederenergetischere Photonen. Mögliche Strahlungsquellen für diese Photonen sind die derzeit verfügbaren *LASER* vom infraroten bis nahen ultravioletten Spektralbereich, aber auch die von den Elektronen selbst erzeugte Undulator/FEL-Strahlung, die mit Spiegeln bzw. optischen Kavitäten wieder mit dem Elektronenstrahl zur Kollision gebracht wird. Die Energie der gestreuten Photonen E_{γ_f} wird bei Rückwärtsstreuung maximal und ergibt sich aus: $E_{\gamma_f} \approx 4\gamma^2 E_{\gamma_i}$, wobei E_{γ_i} die Energie der ungestreuten Photonen angibt. Mit den bei KONRAD möglichen Elektronenenergien $\gamma = 391 \dots 1174$ lassen sich z.B. mit einem Infrarot-*LASER* mit $E_{\gamma_i} \approx 1 \text{ eV}$ gestreute Photonen mit Energien zwischen $0.6 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 5.5 \text{ MeV}$ erzeugen. Wichtig für den Speicherringbetrieb ist hier, daß der Impulsübertrag des Elektrons auf das Photon nicht die Impulsakzeptanz der Maschine übersteigt.

Ein sehr interessanter Aspekt im Zusammenhang mit der *Compton*-Streuung ist Zeitstruktur der erzeugten Strahlung. Treffen die *LASER*-Photonen unter einem kleinen Winkel auf den Elektronenstrahl, so bestimmt die Pulslänge des *LASERs* die Länge des Röntgenpulses. Bei etwas reduzierter maximaler Photonenenergie (keine Rückstreuung mehr) lassen sich Pulsdauern bis in den Bereich weniger hundert Femto-Sekunden erzeugen [107]. Sie liegen damit um etwa 1–2 Größenordnungen unter denen der "normalen" Synchrotronstrahlung, die im wesentlichen die Zeitstruktur der Elektronenbunche übernimmt: z.B. $\sigma_l = 1.0 \text{ cm} \rightarrow t \approx 33 \text{ ps}$.

Der erzeugte Photonenfluß hängt vom Streuquerschnitt, von der Anzahl der Elektronen und Photonen und vom geometrischen Überlap beider Strahlen ab. Die erreichbaren Flüsse sind allerdings nicht mit denen der herkömmlichen Strahlungsgeräte (Dipolmagnete, *Insertion Devices*) vergleichbar und dürften nur für Experimente mit sehr niedrigen Flußanforderungen in Frage kommen. In der Praxis wird die Inverse *Compton*-Streuung oft für Diagnosezwecke genutzt, hauptsächlich zur Messung der Elektronenenergie (siehe Kapitel 7), für die die erreichbaren Flüsse ausreichend sind.

FEL: das Prinzip des Freien Elektronen *LASERs* beruht auf der Wechselwirkung freier Elektronen, die sich in einem Undulator bewegen, mit einem externen oder selbst erzeugten Strahlungsfeld. Je nach der Quelle des Strahlungsfeldes unterscheidet man in FEL-Verstärker bei externer Quelle und FEL-Oszillator, wenn die von den gespeicherten Elektronen selbst im Undulator erzeugte Synchrotronstrahlung verstärkt wird. Unter bestimmten Verhältnissen kann Energie zwischen dem Strahlungsfeld und dem Elektronenstrahl ausgetauscht werden. Beim FEL-Oszillator wird das *LASER*-Feld in einer optischen Kavität "gespeichert". Wenn sich das *LASER*-Feld nicht weiter verstärken läßt und Sättigung erreicht ist, kann die Leistung aus der Kavität ausgekoppelt werden. Die Energie der *LASER*-Strahlung entspricht den Harmonischen ($n = 1, 3, \dots$) des ver-

wendeten Undulators und kann mit dem K -Parameter und der Elektronenenergie über einen weiten Bereich durchgestimmt werden. Das ist ein wesentlicher Vorteil gegenüber herkömmlichen $LASERn$. Für Wellenlängen unter $\lambda \approx 100$ nm stehen derzeit allerdings noch keine Spiegel mit ausreichendem Reflektionsgrad zur Verfügung, so daß hier eine Grenze für den Betrieb mit optischen Kavitäten gesetzt ist.

Der Energieaustausch dW zwischen Elektron und Strahlungsfeld ergibt sich aus der "Kopplung" der horizontalen Bewegung der Elektronen im Undulator an die elektrische Feldkomponente E_x des Strahlungsfeldes: $dW = E_x dx = E_x v_x dt$. Die Bewegung des Elektrons im Potential des $LASER$ -Feldes läßt sich analog zur longitudinalen Synchrotronschwingung durch eine zweidimensionale Phasenraumbewegung beschreiben. Die erste Phasenraumvariable ist eine Energieabweichung $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_r$, wobei γ_r die sogenannte Resonanzenergie ist, bei der die Elektronen keinen Phasenschlupf zum $LASER$ -Feld erfahren. Die zweite Variable repräsentiert die Phase ψ zwischen der horizontalen Elektronenschwingung und der entsprechenden elektrischen Komponente des $LASER$ -Feldes. Ein Energieübertrag der Elektronen an das Strahlungsfeld ist nur möglich, wenn eine bestimmte energetische Besetzung des Phasenraums vorliegt, so daß für die Mehrzahl der Elektronen $\Delta\gamma > 0$ gilt. Außerdem darf sich die Phase ψ über den Undulator nicht zu stark ändern, damit sich der Prozeß nicht umkehren kann und die Elektronen dem $LASER$ -Feld Energie entziehen.

Um akzeptable Verstärkungen zu erzielen, sind sehr lange Undulatoren notwendig: $L_{ID} = (10 \dots 100)$ m. Für FELs in kompakten Speicherringen, in denen gerade Strecken dieser Ausmaße nicht zur Verfügung stehen, werden sogenannte Optische Klystrons (OK) verwendet. Diese bestehen aus zwei kurzen Undulatoren, die durch eine dispersive Strecke voneinander getrennt sind. Der erste Undulator führt zu einer Energiemodulation der Elektronen eines Bunches. Diese wird in der dispersiven Strecke in eine longitudinale Dichtemodulation überführt, so daß sich eine Vielzahl von Mikrobunchen (über einen normalen Bunch) ausbildet. Im zweiten Undulator sind die Elektronen damit nicht mehr gleichmäßig über die Phase verteilt, und es läßt sich eine deutlich größere Verstärkung erzielen.

Ein wichtiger Parameter von FELs ist die Verstärkung bei einer Undulatorpassage - der *Gain* G . Grundvoraussetzung für Verstärkung im FEL-Oszillator ist, daß der *Gain* den Energieverluste des Strahlungsfeldes zwischen zwei Verstärkungszyklen übersteigt. Verluste resultieren hauptsächlich aus der unvollständigen Reflektivität der Spiegel der optischen Kavität und aus Fehlpositionierungen dieser Spiegel. Die Anforderungen an die Qualität des Elektronenstrahls zum Erzielen einer ausreichenden Verstärkung sind sehr hoch: geringe Bunchdimensionen bei hohe Bunchströmen und geringer Energiebreite, wobei sich diese Parameter auch infolge der Wechselwirkung mit dem $LASER$ -Feld so wenig wie möglich ändern sollten. Speicherring-FELs erzielen in einem Zyklus nur geringe Verstärkungen - sie arbeiten im sogenannten *Low Gain*-Bereich. Der optimierte *Gain* liegt dabei im Promille- bis Prozentbereich. Der bisherige Maximal-*Gain* für Speicherring-FELs wurde am Vepp-3/Russland erreicht und beträgt $G \approx 10\%$ bei

$\lambda = 600 \text{ nm}$ [108].

Die Eignung von KONRAD für einen FEL-Betrieb mit einem Optischen Klystron soll im folgenden qualitativ, anhand eines Vergleiches mit dem als FEL betriebenen japanischen Speicherring NIJI-IV [109, 110] betrachtet werden. Die wichtigsten Parameter von NIJI-IV wurden bereits in Kapitel 2 diskutiert und sind in Tabelle 2.5 und 2.6 aufgeführt. Bei NIJI-IV wird ein etwa 6.3 m langes Optisches Klystron [111] verwendet, das aus zwei Undulatoren (je $N = 42$, $\lambda_u = 72 \text{ mm}$, $K_{max} = 2.3$) und einer dazwischen liegenden dispersiven Strecke ($l_{disp} = 216 \text{ mm}$) besteht. Eine FEL-Verstärkung konnte bisher bei Wellenlängen zwischen $\lambda = 350 - 595 \text{ nm}$ beobachtet werden, wobei maximale *Gains* von etwa $G \approx 1.5\%$ und Spitzenleistungen von $P_{max} \approx 50 \text{ mW}$ erzielt wurden.

Bei der hier vorgestellten KONRAD Optik steht in der freien Gerade maximal eine Länge von $L \approx 5.6 \text{ m}$ zur Verfügung (eine Verlängerung der geraden Stecke wäre allerdings bei nur minimalen Änderungen der Optik und des Gesamtverhaltens der Maschine problemlos möglich). Mit der vorhandenen geraden Strecke könnte in KONRAD ein "NIJI-ähnliches" Optisches Klystron mit einer etwas geringeren Anzahl Undulatorperioden $N = 37$ eingebaut werden. Reduziert man den Ausdruck für den *Gain* um die Größen bzw. Parameter, die für KONRAD in etwa wie bei NIJI-IV eingestellt werden können (Energie, Energiebreite, Parameter des Optischen Klystrons und der Kavität), so verbleibt für den Vergleich folgende Abhängigkeit: $G \sim N^3 n$, wobei n die Elektronendichte im Bunch angibt. Die kürzeren Undulatoren würden mit gleicher Bunchdichte bei KONRAD zu einem um etwa 30% reduzierten *Gain* führen. Ob die Bunchdichte diesen Effekt wieder auffangen kann, ist schwer zu sagen: das Bunchvolumen von KONRAD ist vor allem aufgrund der Auslegung des HF-Systems deutlich kleiner als bei NIJI-4: Bunchlänge KONRAD: $\sigma_l \approx (0.3 \dots 0.7) \text{ cm}$, NIJI IV: $\sigma_l \approx (3 \dots 6) \text{ cm}$. Bei gleichem Bunchstrom läge die KONRAD Bunchdichte deutlich höher. Allerdings ist im vorhinein kaum feststellbar, bei welchem Wert die Stromschwellen limitierender Instabilitäten bzw. die maximalen Bunchströme liegen und ob das verringerte Bunchvolumen diese Schwellwerte nicht noch weiter senkt. Unter der Annahme gleicher Bunchströme sollte sich bei KONRAD ein ähnlicher *Gain* wie bei NIJI IV erreichen lassen.

Die vom FEL abgegebene zeitlich gemittelte Leistung P_L ist zur insgesamt abgestrahlten Leistung des Speicherringes P_{syn} proportional und kann maximal $P_L \approx P_{syn}/(2N_{ID})$ betragen (Renieri Limit [112]). Bis zu diesem Limit wird die Höhe der abgegebenen FEL-Leistung im wesentlichen durch die Parameter des Optischen Klystrons und den *Gain* sowie Verluste in der optischen Kavität und durch die Energiebreite des Elektronenstrahls bestimmt. Da die KONRAD Energiebreite etwa der von NIJI IV entspricht, sind auch bei der abgegebenen mittleren Leistung für KONRAD (bei Verwendung eines ähnlichen Optischen Klystrons und einer optischen Kavität) mit NIJI IV vergleichbare Werte zu erwarten.

Ein erster grober Vergleich mit NIJI IV hat keine Anhaltspunkte dafür geliefert, daß KONRAD für einen FEL-Betrieb prinzipiell ungeeignet wäre. Eine Vielzahl wichtiger Aspekte, vor allem die Rückwirkung des FEL-Prozesses auf Qualität und Lebensdauer des Elektro-

nenstrahls, wurden nicht betrachtet. Sollte sich Bedarf für einen FEL im VIS/UV-Bereich abzeichnen, lassen die oben vorgenommenen Betrachtungen eine genauere Untersuchung lohnenswert erscheinen.

Kapitel 10

Ausblick

Inhalt dieser Arbeit war die Erstellung einer Design-Studie für einen kompakten Niederenergie-Elektronenspeicherring für die Radiometrie. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag dabei in der Spezifikation geeigneter Ringparameter und in der physikalischen Auslegung der wichtigsten Speicherringkomponenten, die das Erreichen der gesetzten Ziele gewährleisten.

Die günstigen Eigenschaften des entworfenen Speicherring machen ihn nicht nur zu einer optimalen Synchrotronstrahlungsquelle für die Radiometrie, sondern generell zu einem leistungsfähigen Forschungswerkzeug im Bereich der Infrarot- bis weichen Röntgenstrahlung, hauptsächlich aber im ultravioletten und vakuumultravioletten Spektralbereich.

Auch wenn in letzter Zeit die Strahlzeitnachfrage nach harter Röntgenstrahlung gestiegen ist, erfordert doch nach wie vor eine Vielzahl von Fragestellungen intensive Strahlung im UV/VUV-Bereich. Mit der Schließung von Synchrotronstrahlungsquellen der 2. Generation zugunsten von höherenergetischen Quellen der 3. Generation sinkt nach und nach das Angebot im UV/VUV-Bereich. Insbesondere schmalbandige, reine Undulatorstrahlung im Bereich von etwa 5 eV bis 50 eV kann bei Elektronenenergien zwischen (1.5...2.5) GeV mit herkömmlichen Undulatoren nicht mehr zur Verfügung gestellt werden. Der hier vorgestellte Speicherring könnte dazu beitragen, die Lücke im UV/VUV-Bereich wieder zu schließen und wäre eine sinnvolle Ergänzung zu den größeren Hochbrillanz-Synchrotronstrahlungsquellen.

Sollte sich eine Realisierung des Speicherrings abzeichnen, müssen noch verschiedene technische Design-Fragen geklärt werden: Auslegung des Kontrollsystems, Spezifikationen sämtlicher Netzgeräte, Ausarbeitung eines Strahlenschutzkonzeptes, die detaillierte technische Auslegung aller Speicherringkomponenten sowie die Planung der Infrastruktur.

Abschließend bleibt dem Autor die Hoffnung, daß das erstellte KONRAD Design die physikalische Basis für den Bau eines Niederenergie-Elektronenspeicherrings liefern wird.

Danksagung

Zuerst möchte ich Prof. Jaeschke für die Möglichkeit der Promotion bei BESSY und die Themengabe sowie für seine Unterstützung während der gesamten Dauer meiner Dissertation danken.

Danken möchte ich auch dem BESSY-Team und den PTB-Mitarbeitern bei BESSY für die kollegiale Arbeitsatmosphäre und die umfassende Hilfsbereitschaft bei der Klärung technischer Probleme oder physikalischer Fragestellungen. Besonders hervorheben möchte ich Michael Scheer und Dr. Shaukat Khan, die immer ein offenes Ohr für Fragen hatten und sich die Zeit zu ausführlichen Diskussionen nahmen.

Mein Hauptdank gilt meinem Betreuer Dr. Godehard Wüstefeld. Er war für mich jederzeit ansprechbar und hat mich durch eine Vielzahl geduldiger Erklärungen zu einem tieferen Verständnis vieler beschleunigerphysikalischer Aspekte geführt. Seine kompetenten Hinweise und die umfassenden Diskussionen mit ihm waren mir eine unschätzbare Hilfe, ohne die mir die Anfertigung der Doktorarbeit um vieles schwerer gefallen wäre.

Anhang A

Die KONRAD Magneto-optik

Im Anschluß ist die MAD-Eingabedatei der KONRAD Magneto-optik mit Zweifachsymmetrie, also ohne ein *Insertion Device*, wiedergegeben. Die Sextupolmagnete sind aus zwei Kicks mit einer dazwischenliegenden Driftstrecke aufgebaut und korrigieren die Chromatizität mit den angegebenen Stärken auf etwa null.

```
TITLE, "KONRAD.MAD"
```

```
! Definition der optischen Elemente  
! -----
```

```
L1      : DRIFT, TYPE=MD, L=2.855  
L2      : DRIFT, TYPE=MD, L= .360  
L3      : DRIFT, TYPE=MD, L= .300  
L4      : DRIFT, TYPE=MD, L= .150  
L5      : DRIFT, TYPE=MD, L= .250  
L6      : DRIFT, TYPE=MD, L= .150  
QF      : QUAD,  TYPE=MQ, L= .300, K1= 4.038180000  
QD      : QUAD,  TYPE=MQ, L= .300, K1= -.878754000  
QFA     : QUAD,  TYPE=MQ, L= .300, K1= 5.347000000  
Q3      : QUAD,  TYPE=MQ, L= .300, K1=-2.110360000  
BS1     : SBEND, TYPE=MB, L= .675, ANGLE=0.5235987, E1=0.5235987, E2=0.  
BS2     : SBEND, TYPE=MB, L= .675, ANGLE=0.5235987, E1=0., E2=0.5235987  
B2      : LINE=(BS1,BS2)  
S1      : SEXTUPOLE, TYPE=MS, L=.100E-04, K2=  -273550.0*2.0  
S2      : SEXTUPOLE, TYPE=MS, L=.100E-04, K2=   213232.0*2.0  
DS      : DRIFT,      TYPE=MD, L=.150  
SD1     : LINE=(S1,DS,S1)  
SD2     : LINE=(S2,DS,S2)
```

! Definition des optischen Gitters

! -----

! Halbe gerade Strecke

SS :LINE=(L1 ,Q3 ,L2 ,QF ,L2 ,QD ,L3)

! Teilstrecke Achromat

AC :LINE=(L3 ,QFA ,L4 ,SD2 ,L5 ,L4 ,SD1 ,L4 ,L6)

HALFRING :LINE=(SS,B2,AC,B2,-AC,B2,-SS)

ALLRING :LINE=(HALFRING,HALFRING)

USE,ALLRING,SUPER=1

STOP

Anhang B

HF-Frequenz und Touschek-Lebensdauer

Einer der wichtigsten Parameter der longitudinalen Strahldynamik ist die HF-Frequenz, die u.a. den Bunch zu Bunch Abstand bestimmt, aber auch die Bunchlänge σ_l , die HF-Impulsakzeptanz $\mathcal{A}_{HF}^{\parallel}$ und letztlich die Strahllebensdauer beeinflusst. Die Wahl der HF-Frequenz f_{HF} ist daher ein wichtiger Punkt bei der konzeptionellen Auslegung eines Speicherringes, insbesondere beim Design des HF-Systems. Praktische Aspekte, die bei der Wahl der HF-Frequenz bedacht werden sollten, sind vor allem die Verfügbarkeit kommerzieller HF-Sender und -Verstärker sowie Größe und *Shunt*-Impedanz des HF-*Cavity*. Die physikalischen Aspekte betreffen im wesentlichen Bunchlänge und Touschek-Lebensdauer. Niedrige HF-Frequenzen führen zu wenigen, langen Bunchen mit einem niederfrequenten und schmalbandigeren Strahlspektrum als bei kurzen Bunchen. Damit werden höhere *Cavity*-Moden und schmalbandige Kammerimpedanzen weniger stark angeregt, so daß die Schwellströme und Anstiegszeiten störender *Multi-Bunch*-Instabilitäten sinken. Allerdings sinken die Impedanzwerte erfahrungsgemäß mit der Frequenz, so daß sich dieser Aspekt etwas relativiert. Einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtlebensdauer liefert bei hohen Strömen und niedrigen Elektronenenergien die Touschek-Lebensdauer, die stark von HF-Spannung und -Frequenz abhängt. Im folgenden soll die funktionale Abhängigkeit der Touschek-Lebensdauer von der HF-Frequenz untersucht und ein analytischer Ausdruck $\tau_T = \tau_T(f_{HF})$ abgeleitet werden.

Die Touschek-Lebensdauer ergibt sich aus [58]:

$$\tau_T = \frac{8\pi \langle \sigma_x \sigma_y \rangle \sigma_l}{r_e^2 c N_b D(\epsilon)} \gamma^2 \mathcal{A}^{\parallel 3}, \quad (\text{B.1})$$

worin $\langle \sigma_x \sigma_y \rangle$ der mittlere Strahlquerschnitt, N_b die Anzahl der Elektronen pro Bunch und $D(\epsilon)$ die Touschek-Funktion:

$$D(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} \left[-\frac{3}{2} e^{-\epsilon} + \frac{\epsilon}{2} \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{\ln u}{u} e^{-u} du + \frac{1}{2} (3\epsilon - \epsilon \ln \epsilon + 2) \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right]$$

$$\epsilon = \frac{1}{2\gamma^2} \frac{\langle \beta_x \rangle}{\epsilon_x} \mathcal{A}^{\parallel 2}$$

ist. $\langle \beta_x \rangle$ stellt die mittlere Betafunktion und ϵ_x die horizontale Emittanz dar. Die Touschek-Lebensdauer hängt implizit über die Bunchlänge σ_l , die Elektronenanzahl pro Bunch N_b und die Impulsakzeptanz von der HF-Frequenz ab.

Die Bunchlänge folgt aus [24]:

$$\sigma_l = c \sigma_E \sqrt{\frac{\alpha E}{2\pi f_{HF} f_0} \left\{ \frac{1}{e V_{HF} (1 - (1/q)^2)^{1/2}} \right\}}, \quad (\text{B.2})$$

wobei $q = e V_{HF} / U_0$ der Überspannungsfaktor, V_{HF} die maximale Beschleunigungsspannung, U_0 der Energieverlust pro Umlauf und σ_E die relative Energiebreite ist.

Die Elektronenanzahl pro Bunch kann unter der Annahme einer gleichmäßigen Verteilung des mittleren Ringstroms I auf alle HF-Buckets durch

$$I = \frac{e N_b h}{T_0} \quad \longleftrightarrow \quad N_b = \frac{I T_0}{e h} = \frac{I}{e f_{HF}} \quad (\text{B.3})$$

ersetzt werden, wobei h die Harmonischenzahl, T_0 der Ringumlaufzeit und $f_0 = T_0^{-1} = f_{HF}/h$ die Ringumlauffrequenz ist.

Die HF-Impulsakzeptanz schließlich kann als:

$$\mathcal{A}_{HF}^{\parallel 2} = \frac{U_0 f_0}{\pi \alpha f_{HF} E} F(q) \quad (\text{B.4})$$

$$\text{mit } F(q) = 2 \left(\sqrt{q^2 - 1} - \arccos(1/q) \right)$$

geschrieben werden. Die Touschek-Lebensdauer hängt damit in sehr komplizierter Weise von HF-Frequenz und -Spannung ab. Einen exakten, analytischen Ausdruck für $\tau_T(f_{HF})$ zu finden, dürfte kaum möglich sein.

In einem Speicherring ist die Impulsakzeptanz der transversalen Bewegung durch nicht-lineare Eigenschaften der Magneto-optik oder die mechanische Apertur in dispersiven Ringabschnitten meist auf einige Prozent beschränkt. Die HF-Impulsakzeptanz, die durch die Wahl der HF-Parameter - insbesondere Frequenz und Spannung - in gewissen Grenzen eingestellt werden kann, sollte (unabhängig von der Wahl der HF-Frequenz) ebenfalls auf den Wert der transversalen Impulsakzeptanz gesetzt werden. Damit bleiben sowohl HF- als auch Maschinen-Impulsakzeptanz bei der Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Touschek-Lebensdauer konstant $\mathcal{A}^{\parallel} = \mathcal{A}_{HF}^{\parallel} = \text{const.}$ Mit Gleichung B.4 kann jetzt die für eine bestimmte HF-Impulsakzeptanz benötigte Spannung als Funktion der HF-Frequenz berechnet werden. Um einen analytischen Ausdruck zu erhalten, wird noch in Gleichung B.4 $F(q) \approx 2q - \pi$ gesetzt, was für große Überspannungsfaktoren $q \gg 1$ eine gute Näherung ist. Mit Gleichung B.4 und $V_{HF} = q U_0 / e$ kann $V_{HF}(f_{HF})$ berechnet werden. Einsetzen in Gleichung B.2 liefert zunächst $\sigma_l(f_{HF})$ und schließlich mit Gleichung B.1 den gesuchten analytischen Ausdruck für die Touschek-Lebensdauer:

$$V_{HF} = \frac{\pi U_0}{2e} \left(\frac{E \alpha}{f_0 U_0} \mathcal{A}_{HF}^{\parallel 2} f_{HF} + 1 \right)$$

$$\begin{aligned}\sigma_l &= \frac{c \sigma_E}{\pi} \sqrt{\frac{E \alpha}{\mathcal{A}_{HF}^{\parallel 2} E \alpha f_{HF}^2 + f_0 f_{HF} U_0}} \\ \tau_T &= \frac{8 \langle \sigma_x \sigma_y \rangle \mathcal{A}_{HF}^{\parallel 3} e \gamma^2 \sigma_E}{I D(\epsilon) r_e^2} \sqrt{\frac{E \alpha f_{HF}}{\mathcal{A}_{HF}^{\parallel 2} E \alpha f_{HF} + f_0 U_0}}.\end{aligned}\quad (\text{B.5})$$

Betrachtet man jeweils nur die Abhängigkeit von der HF-Frequenz, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}V_{HF} &\sim f_{HF} (1 + C/f_{HF}) \\ \sigma_l &\sim \frac{1}{f_{HF}} \sqrt{\frac{1}{1 + C/f_{HF}}} \\ \tau_T &\sim \sqrt{\frac{1}{1 + C/f_{HF}}},\end{aligned}\quad (\text{B.6})$$

wobei $C = f_0 U_0 / (\alpha E \mathcal{A}_{HF}^{\parallel 2})$ eine nur von Maschinenparametern abhängige Konstante ist. In allen drei Ausdrücken kann der Term C/f_{HF} für hohe HF-Frequenzen vernachlässigt werden. Die HF-Spannung wächst damit proportional zu f_{HF} , die Bunchlänge sinkt mit $1/f_{HF}$ und die Touschek-Lebensdauer wird unabhängig von f_{HF} . Etwas genauer läßt sich der Verlauf der Touschek-Lebensdauer als Funktion der HF-Frequenz durch die Untersuchung der Grenzwerte bestimmen:

$$\begin{aligned}\lim_{f_{HF} \rightarrow 0} (\tau_T) &= 0 \\ \lim_{f_{HF} \rightarrow \infty} (\tau_T) &= \tau_T^\infty = \frac{8 \langle \sigma_x \sigma_y \rangle \mathcal{A}_{HF}^{\parallel 3} e \gamma^2 \sigma_E}{I D(\epsilon) r_e^2} = \text{const}.\end{aligned}\quad (\text{B.7})$$

Die Touschek-Lebensdauer steigt von mit der Wurzel der HF-Frequenz an $\tau_T \sim \sqrt{f_{HF}}$ (Gleichung B.6 mit $C/f_{HF} \gg 1$) und strebt bei hohen Frequenzen gegen einen Grenzwert τ_T^∞ (Gleichung B.6 mit $C/f_{HF} \ll 1$). Auch unter Einbeziehung stromabhängiger Effekte (Turbulente Bunchverlängerung, *Intra Beam Scattering*) ändert sich nichts an dieser generellen funktionalen Abhängigkeit. Numerische Simulationen mit ZAP [51] für KONRAD und für einen zweiten höherenergetischeren Speicherring sowie analytische Abschätzungen unter Berücksichtigung der Turbulenten Bunchverlängerung bestätigen die gefundenen Abhängigkeiten [113].

Die oft geäußerte Vermutung, daß niedrigere HF-Frequenzen zu einer höheren Touschek-Lebensdauer führen, kann damit nicht bestätigt werden. Die optimale HF-Frequenz liegt vielmehr in einem mittleren Bereich von mehreren hundert Megahertz. Bei wesentlich höheren Frequenzen ist der Gewinn in der Touschek-Lebensdauer nicht mehr signifikant, der Aufwand zur Bereitstellung der HF-Spannung, die für eine genügend große Impulsakzeptanz benötigt wird, steigt aber deutlich. Für KONRAD wurde eine HF-Frequenz von 500 MHz gewählt, die inzwischen an einer Vielzahl von Elektronenspeicherringen eingesetzt wird und kommerziell gut unterstützt ist.

Anhang C

Der KONRAD Dipolmagnet

Im Anschluß ist die Beschreibung der KONRAD Hauptdipolmagnete in Notation der zum POISSON-Paket gehörenden Programme angegeben. Die beiden aufgelisteten Dateien enthalten die Geometrie des Dipolmagneten (Eisenjoch und Spulen), die Bestromungsdaten und alle weiteren Magnet- und Programmparameter, die von POISSON zur Berechnung der 2D-Feldverteilung in Joch und *Gap* benötigt werden.

C.1 AUTOMESH - EINGABEDATEI

```
Dipol KONRAD, Gap 50
$REG NREG=4,DX=.5,DY=.2,XMIN=-30.,XMAX=65.,YMAX=55.,
YREG1=20.,YREG2=24.,NPOINT=5,MAT=1,IREG=1,
IBOUND=1$
$PO X=-30.0,Y=0.0$
$PO X=-30.0,Y=55.0$
$PO X=65.0,Y=55.0$
$PO X=65.0,Y=0.0$
$PO X=-30.0,Y=0.0$

$REG IREG=2,MAT=3,NPOINT=26$
$PO X=0.0,Y=2.5$
$PO X=4.5,Y=2.5$
$PO X=6.5,Y=2.49$
$PO X=7.75,Y=2.49$
$PO NT=2,R=2.99,X0=7.75,Y0=5.48,X=2.3,Y=-1.910523$
$PO X=12.25,Y=6.50$
$PO X=13.5,Y=15.750$
$PO X=13.5,Y=17.40$
$PO NT=2,R=1.5,X0=15.,Y0=17.4,X=0.,Y=1.5$
$PO X=25.7,Y=18.90$
$PO NT=2,R=1.5,X0=25.7,Y0=17.4,X=1.5,Y=0.$
$PO X=27.2,Y=0.0$
$PO X=53.,Y=0.0$
```

```

$PO X=53. ,Y=29.50$
$PO X=41.5,Y=44.0$
$PO X=-2.0,Y=44.0$
$PO X=-13.5,Y=29.50$
$PO X=-13.5,Y=15.750$
$PO X=-12.25,Y=6.50$
$PO X=-10.05,Y=3.569477$
$PO NT=2,R=2.99,X0=-7.75,Y0=5.48,X=0.,Y=-2.99$
$PO X=-6.5,Y=2.49$
$PO X=-4.5,Y=2.5$
$PO X=0.0,Y=2.5$

```

```

$REG IREG=3,MAT=1,CUR=34000.,NPOINT=5$
$PO X=16.00,Y=17.4$
$PO X=25.20,Y=17.4$
$PO X=25.20,Y=6.3$
$PO X=16.00,Y=6.3$
$PO X=16.00,Y=17.4$

```

```

$REG IREG=4,MAT=1,CUR=-34000.,NPOINT=5$
$PO X=-16.00,Y=17.4$
$PO X=-25.20,Y=17.4$
$PO X=-25.20,Y=6.3$
$PO X=-16.00,Y=6.3$
$PO X=-16.00,Y=17.4$

```

Der angegebene Spulenstrom (Ampere-Windungen) erzeugt das bei einer Elektronenenergie von $E = 600$ MeV benötigte Magnetfeld von $B \approx 1.55$ T. Bei $E = 400$ MeV sind $N \cdot I = 22$ kA und bei $E = 200$ MeV nur noch $N \cdot I = 10.34$ kA zur Erzeugung des benötigten Magnetfeldes erforderlich.

C.2 POISSON - Eingabedatei

Diese Datei enthält neben verschiedenen Programmablaufparametern auch die Permeabilitätstabelle $\mu = \mu(H)$. Sie stammt von 2D Rechnungen für die BESSY II Speicherringmagnete.

```

TTY
0
*6 0 *32 2 *66 1. *7 1.
*30 10000 *31 100 *86 5.E-6 *85 5.E-6
*38 0. *39 0. *18 1 S
3 0.96 1 S
0.0 0.00013
6160. 0.00013
0.7707E4 0.00013089

```

0.951E4	0.00015773
1.104E4	0.00018162
1.1833E4	0.00021128
1.2559E4	0.00023861
1.3434E4	0.00029824
1.3982E4	0.00035855
1.4349E4	0.00041876
1.4637E4	0.00048403
1.4823E4	0.00053996
1.4984E4	0.00059988
1.512E4	0.00066181
1.5566E4	0.00096246
1.5846E4	0.00126263
1.6273E4	0.00184843
1.6823E4	0.00296736
1.7822E4	0.00561798
1.8593E4	0.00806452
1.9216E4	0.01041667
2.E4	0.01333333
2.0202E4	0.01492537
2.1E4	0.025
2.2E4	0.04347826
2.3E4	0.08333333
2.4E4	0.11111111
2.5E4	0.14285714
2.6E4	0.17241379
2.7E4	0.2
2.8E4	0.22727273
2.9E4	0.25
3.0E4	0.27777777 S

1

*32 0 *18 0. *30 0.

*46 2 *38 0.0 *39 0.0 *110 10 100 2. 180. 1. 0. S

-1

Anhang D

Tabelle der verwendeten Symbole

c	Lichtgeschwindigkeit
e	Elementarladung
m_e	Ruhmasse des Elektrons
γ	Lorentzfaktor
$r_{e,p}$	klassischer Elektronen- und Protonenradius
k	Boltzmannkonstante
E	Elektronenenergie
p	Elektronenimpuls
I	Strom
C	Ringumfang
B	magnetische Feldstärke
ρ	Biegeradius
k, m	Quadrupol-, Sextupolstärke
x, y, s	horizontale, vertikale, longitudinale Koordinate
$\varepsilon_{x,y,l}$	horizontale, vertikale, longitudinale Emittanz
$\beta_{x,y}, \alpha_{x,y}, \gamma_{x,y}$	Beta-, Alfa-, Gammafunktion (Twissparameter)
$\eta_{x,y}$	Dispersionsfunktion
$\sigma_{x,y}, \sigma_{x',y'}$	horizontaler, vertikaler Strahlquerschnitt und -divergenz
$Q_{x,y,s}$	horizontaler, vertikaler, longitudinaler Arbeitspunkt
ψ	Betatronphase
$\xi_{x,y}$	horizontale, vertikale Chromatizität
κ	Emittanzkopplung
α_c	<i>Momentum Compaction</i> -Faktor
σ_E	Energie- bzw. Impulsbreite

$I_1 - I_5$	Synchrotronstrahlungsintegrale
$J_{x,y,s}$	horizontale, vertikale, longitudinale Dämpfungskonstante
U_0	Energieverlust pro Umlauf
τ	Lebensdauer
ε	Photonenenergie
λ	Wellenlänge
F	Photonenfluß
B	Brillanz
K	<i>Insertion Device</i> -Parameter
g	volle Gaphöhe
V_c	maximale <i>Cavity</i> -Spannung
ψ_s	synchroner Phasenwinkel
q	Überspannungsfaktor
f_{HF}	HF-Frequenz
f_0	Umlauffrequenz
h	Harmonischenzahl
Z	Impedanz
σ_l	Bunchlänge
N	Teilchenanzahl
n	Teilchendichte
$\mathcal{A}_{x,y}^\perp$	transversale Maschinenakzeptanz
\mathcal{A}^\parallel	longitudinale (Impuls-) Akzeptanz der Maschine
$A_{x,y}$	transversale Apertur
p	Restgasdruck
q, Q	spezifische und totale Desorptionsrate
S	Saugvermögen
T	Temperatur

Literaturverzeichnis

- [1] J. Larmor. *Philos. Mag.*, **44**, 1897.
- [2] G.A. Schott. *Annalen der Physik und Chemie*, **24**, 1907.
- [3] D. Ivanenko and I.Y. Pomeranchouk. *Physical Review*, **65**, 1944.
- [4] D. Ivanenko and A.A. Sokolov. *DAN (U.S.S.R.)*, **59**, 1948.
- [5] J. Schwinger. *Physical Review*, **70**, 1946.
- [6] J. Schwinger. *Physical Review*, **75**, 1949.
- [7] J.P. Blewett. *Physical Review*, **69**, 1946.
- [8] F.R. Elder, A.M. Gurewitsch, R.V. Langmuir, and H.C. Pollock. *Physical Review*, **71**, 1947.
- [9] C. Bernardini, U. Bizzarri, G.F. Corazza, G. Ghigo, R. Querzoli, and B. Touschek. "A 250 MeV Electron-Positron Storage Ring: The A a A". In *Proceedings of the International Conference on High Energy Acceleration*, Brookhaven, 1961.
- [10] G.I. Budger *et al.* "Status Report on Electron Storage Ring VEPP I". In *Proceedings of the V. International Conference on High Energy Acceleration*, Frascati, 1965.
- [11] D. Einfeld and G. Mülhaupt. "Choice of the Principal Parameters and Lattice of BESSY, An 800 MeV-Dedicated Light-Source". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 172**, 1980.
- [12] R.J. Bakker for the BESSY II Project Team. "Status and Commissioning-Results of BESSY II". In *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York, 1999. <http://www.bessy.de>.
- [13] A. Jackson. "The Advanced Light Source - Status Report". In *Proceedings of the 1991 Particle Accelerator Conference*, San Francisco, 1991.
- [14] "ESRF - Foundation Phase Report". Technical report, European Synchrotron Radiation Facility, 1987. <http://www.esrf.fr>.

- [15] A. Bradshaw and P. Woodruff. Ultraviolet catastrophe? *Forum in Phys. World*, **11**(1), 1998.
- [16] R.P. Madden, D. L. Ederer, and A.C. Parr. "Experimental Program at the National Bureau of Standards Synchrotron Ultraviolet Radiation Facility (SURF)". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **B 10/11**, 1985.
- [17] I.H. Suzuki. "Comparison between Measured and Calculated Intensities of Ultra-Soft X-Rays of Synchrotron Radiation". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 228**, 1984.
- [18] E.S. Gluskin, E.N Trakhtenberg, I.G. Feldman, and V.A. Kochubai. *Space Science Instruments*, **5**, 1980.
- [19] M. Kühne, F. Riehle, E. Tegeler, and B. Wende. "The Radiometric Laboratory of PTB at BESSY". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 208**, 1983.
- [20] G. Ulm, B. Beckhoff, R. Klein, M. Krumrey, H. Rabus, and R. Thornagel. "The PTB Radiometry Laboratory at the BESSY II Electron Storage Ring". In *Proc. SPIE*, 1998.
- [21] "Physikalisch Technische Bundesanstalt PTB - das nationale Metrologie-Institut mit wissenschaftlich-technischen Dienstleistungsaufgaben, Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie". <http://www.ptb.de/>.
- [22] F. Riehle and B. Wende. *Optical Letters*, **10**, 1985.
- [23] E.D. Courant and H.S. Snyder. "Theory of the Alternating Gradient Synchrotron". *Annals of Physics*, **3**, 1958.
- [24] M. Sands. "The Physics of Electron Storage Rings - an Introduction". Technical Report SLAC-121 UC-28 (ACC), Stanford Linear Accelerator Center, 1970.
- [25] R. Helm and H. Wiedemann. Technical Report PEP-Note 303, Stanford University, 1979.
- [26] Y. Wu, V.N. Litvinenko, and J.M. Madey. "Lattice and Dynamic Aperture of the Duke FEL Storage Ring". In *Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference*, Washington D.C.
- [27] H. Wiedemann. *"Particle Accelerator Physics"*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
- [28] S.Y. Lee. "Emittance optimization in three- and multiple-bend achromats". *Physical Review E*, **54**(2), 1996.

- [29] G. Wüstefeld. "The Minimization of the Natural Emittance in the Triple Bend Achromats". Technical Report BESSY TB 108/87, BESSY, 1987.
- [30] D. Einfeld and J. Scharper. "Design of a Diffraction Limited Light Source". In *Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference*, Dallas, 1995.
- [31] M. Kawai and T. Tomimasu *et al.* "Present status of a 500 MeV compact storage ring for UV FEL experiments". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 318**, 1992.
- [32] N. Sei, H. Ohgaki, K. Yamada, and T. Yamazaki. "Beam Quality in Storage Ring NIJI-IV". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 393**, 1997.
- [33] H. Grote and F.C. Iselin. "*The MAD Program (Methodical Accelerator Design), User's Reference Manual*". CERN. CERN/SL/90-13.
- [34] J. Staples. "*LATTICE...A Beam Transport Program*". Lawrence Berkeley Laboratory, 1987. modified version by P.F. Meads jr.
- [35] L. Farvasque, J.L. Laclare, and A. Ropert. "*BETA User's Guide*". ESRF, 1997. ESRF-SR/LAT-88-08.
- [36] J. Murphy. "*Synchrotron Light Source Data Book*". New York, 1996.
- [37] A. Noda *et al.* "Design of an Electron Storage Ring for Synchrotron Radiation". In *Proceedings of the 4th European Particle Accelerator Conference*, London, 1994.
- [38] K. Halbach. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 187**, 1981.
- [39] R.P. Walker. "Wigglers". In *CAS - CERN Accelerator School: 5th Advanced Accelerator Physics Course, CERN 95-06*. Rhodes, Greece, 1993.
- [40] A. Ropert. "High Brilliance Lattices and the Effect of Insertion Devices". In *CAS - CERN Accelerator School and Daresbury Laboratory : Course on synchrotron radiation and free electron lasers, CERN 90-03*. Chester, UK, 1989.
- [41] R. Klein, J. Bahrtdt, D. Herzog, and G.Ulm. "The PTB electromagnetic undulator for BESSY II". *Journal of Synchrotron Radiation*, **5**, 1998.
- [42] J. Bahrtdt. "BESSY II Parameter Liste", 2000.
http://oracle.bessy.de/para_list/pl_0_left.html.
- [43] G. Wüstefeld and J. Bahrtdt. "Canonical Particle Tracking in Undulator Fields". In *Proceedings of the 1991 Particle Accelerator Conference*, San Francisco, 1991.
- [44] Bovet, R. Gouian, I. Gumowski, and K.H. Reich. "A Selection of Formulae and Data useful for the Design of A. G. Synchrotrons", 1970. CERN/MPS-SI/Int. DI/70/4.

- [45] D. Krämer. "BESSY II Parameter Liste", 2000.
http://oracle.bessy.de/para_list/pl_0_left.html.
- [46] M. Martin. private Mitteilung, 1999.
- [47] B. Autin and Y. Marti. "Closed Orbit Correction of Alternating Gradient Machines using a Small Number of Magnets". Technical Report CERN/ISR-MA/73-17, CERN, 1973.
- [48] T. Schneegans. private Mitteilung, 2000.
- [49] J. Feikes. "Measurements of Ground- and Girder-Vibrations at BESSY II". In *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference*, Stockholm, 1998.
- [50] K. Wille. "*Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*". Teubner Studienbücherei, Stuttgart, 1992.
- [51] M.S. Zisman, S. Chattopadhyay, and J.J. Bisognano. "*ZAP User's Manual*". Lawrence Berkeley Laboratory, 1986. LBL 21270.
- [52] B. Taylor, K. Baptiste, H. Lancaster, and C.C. Lo. "Advanced Light Source Storage Ring RF System". In *Proceedings of the 1989 Particle Accelerator Conference*, Chicago, 1989.
- [53] A. Massarotti, G. D'Auria A. Fabris, C. Pasotti, C. Rossi, and M. Svandrlik. "RF Power System for the Trieste Synchrotron Light Source ELETTRA". In *Proceedings of the II. Particle Accelerator Conference*, Nizza, 1990.
- [54] W. Anders. "BESSY II Parameter Liste", 2000.
http://oracle.bessy.de/para_list/pl_0_left.html.
- [55] H. Wiedemann. "*Particle Accelerator Physics II*". Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1995.
- [56] E. Wehreter. "*Compact Synchrotron Light Sources*". Series on Synchrotron Radiation Techniques and Applications - Vol. 3. World Scientific, 1996.
- [57] A. Wrulich. "Single-Beam Lifetime". In *CAS - CERN Accelerator School : 5th General accelerator physics course, CERN 94-01*. Jyväskylä, Finland, 1992.
- [58] J. Le Dueff. "Current and Current Density Limitations in Existing Electron Storage Rings". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 239**, 1985.
- [59] C. Bernardini *et al.* *Physical Review Letters*, **10**, 1963.
- [60] E. Keil and W. Schnell. "Concerning Longitudinal Stability in the ISR". Technical Report CERN-ISR-TH-RF/69-48, CERN, 1969.

- [61] D. Boussard. "Observation of Microwave Longitudinal Instabilities in the CPS". Technical Report Int. CERN Report Lab. II/RF/Int 75-2, CERN, 1975.
- [62] W. Anders. "*Longitudinale Strahldynamik im Elektronen Speicherring BESSY I unter dem Einfluß der Breitbandimpedanz der Vakuumkammer*". PhD thesis, Universität Dortmund, 1992.
- [63] J.D. Bjorken and S.K. Mtingwa. "Intrabeam Scattering". Technical Report FERMILAB-Pub-82/47-THY, FERMILAB, 1982.
- [64] L. Schulz. "BESSY II Parameter Liste", 2000.
http://oracle.bessy.de/para_list/pl_0_left.html.
- [65] A.G. Mathewson. "Vacuum System Design". In *CAS - CERN Accelerator School: 5th General accelerator physics course, CERN 94-01*. Jyväskylä, Finland, 1992.
- [66] D. Krämer. "Vacuum Systems of Electron Storage Rings". In *CAS - CERN Accelerator School: Vacuum Technology, CERN 99-05*. Snekersten, Denmark, 1999.
- [67] M.A.J. Michel. "*Überlegungen zum Ultrahoch-Vakuumsystem für DELTA*". PhD thesis, Universität Dortmund, 1988. (Diplomarbeit).
- [68] S. Khan. "Fortran-Code für BESSY II Vakuumrechnungen". private Mitteilung, 1999.
- [69] O. Gröbner. "Vacuum Systems". In *CAS - CERN Accelerator School : 2nd General accelerator physics, CERN 85-19*. Gif-sur-Yvette, France, 1984.
- [70] G. Brianti. "The Stability of Ions in Bunched-Beam Machines". In *CAS - CERN Accelerator School : Antiprotons for colliding beam facilities, CERN 84-15*. Geneva, Switzerland, 1983.
- [71] Y. Baconnier. "Neutralization of Accelerator Beams by Ionization of Residual Gas". In *CAS - CERN Accelerator School : 2nd General accelerator physics, CERN 85-19*. Gif-sur-Yvette, France, 1984.
- [72] "LEP Internet Homepage".
<http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/SL/lep2page.html>.
- [73] A. Poncet. "Ion Trapping and Clearing". In *Lecture Notes in Physics: Frontiers of Particle Physics: Factories with $e^+ e^-$ Rings*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992.
- [74] H. Halama and E. Bozoki. "Ion Clearing and Photoelectron Production in the 200 MeV SXLS Ring". In *Proceedings of the 1991 Particle Accelerator Conference*, San Francisco, 1991.

- [75] E. Wehreter *et al.* "Abschlußbericht über die Entwicklung der kompakten Synchrotronstrahlungsquelle COSY". Technical report, BESSY, Berlin, 1990.
- [76] M. Abo-Bakr *et al.* "The BESSY II Booster Synchrotron". In *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference*, Barcelona, 1996.
- [77] "MAX-Lab, National Electron Accelerator Laboratory for Nuclear Physics and Synchrotron Radiation Research". <http://www.maxlab.lu.se/>.
- [78] "ASTRID: Aarhus Storage Ring in Denmark, Institute for Storage Ring Facilities". <http://www.isa.au.dk/astrid/astrid.html>.
- [79] T. Shirai *et al.* "A 100 MeV Injector for the Electron Storage Ring at Kyoto University". In *Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference*, Dallas, 1995.
- [80] G. Blokesch, J. Friedl, A. Jankowiak, C. Piel, T. Weiss, K. Wille, and the DELTA Group. "The Injector LINAC of the DELTA-Facility". In *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference*, Barcelona, 1996. <http://prian.physik.uni-dortmund.de/linac.html>.
- [81] M. von Hartrott. private Mitteilung, 1999.
- [82] S. Tazzari. "Apertures for Injection". Technical Report ESRP-IRM-4/83.
- [83] E. Wehreter. private Mitteilung, 1999.
- [84] "ELETTRA - Conceptual Design Report". Technical report, Sincrotrone Trieste, Trieste, 1989.
- [85] "TLS: Taiwan Light Source". <http://www.srrc.gov.tw/en/main2000.htm>.
- [86] "LSB: Light Source Barcelona - Detailed Design Report". Technical report, Laboratori de LLUM Sincrotró LLS, Barcelona, Spanien, 1999. <http://lsb1.ifae.es/>.
- [87] D. Einfeld, S. Hermle, E. Huttel, R. Rossmann, and R. Walther. "The Injection Scheme for the ANKA Storage Ring". In *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference*, Stockholm, 1998.
- [88] J. Buon and J.P. Koutchouk. "Polarisation of Electron and Proton Beams". In *CAS - CERN Accelerator School: 5th Advanced Accelerator Physics Course, CERN 95-06*. Rhodes, Greece, 1993.
- [89] D. Arnord, K. Derikum, and G. Ulm. "Messung der Strahlenergie mittels Spinresonanzdepolarisation". In *BESSY Jahresbericht*. 1988.

- [90] P. Kuske and T. Mayer. "Set Up for Beam Energy Measurement at BESSY II". In *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference*, Barcelona, 1996.
- [91] R. Klein, T. Mayer, P. Kuske, R. Thornagel, and G. Ulm. "Measurement of the Electron Energy and Energy Spread at the Electron Storage Ring BESSY I". *Journal of Synchrotron Radiation*, **5**, 1998.
- [92] A.A. Sokolov and I.M. Ternov. *ov. Phys. Doklady*, **8**(12), 1964.
- [93] R. Klein, T. Mayer, P. Kuske, R. Thornagel, and G. Ulm. "Beam Diagnostics at the BESSY I Electron Storage Ring with Compton Backscattered LASER Photons: Measurement of the Electron Energy and related Quantities". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 384**.
- [94] G. Ulm, W. Hänsel-Ziegler, S. Bernstorff, and F.P. Wolf. "Measuring Devices at BESSY for stored beam currents ranging from 0.8 pA to 1 A". *Review of Scientific Instruments*, **60**, 1989.
- [95] K. Unser. "A Toroidal DC Beam Current Transformer with High Resolution". *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol. NS-28(3), 1981.
- [96] M.T. Menzel and H.K. Stokes. "*USER's Guide for the POISSON/SUPERFISH Group of Codes*". Los Alamos National Laboratory, 1987. LA-UR-87-115.
- [97] D. Krämer. "BESSY II Parameter Liste", 2000.
http://oracle.bessy.de/para_list/pl_0_left.html.
- [98] D. Einfeld, A. Krüssel, and M. Pont. "Magnet Prototypes for ANKA". In *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference*, Stockholm, 1998.
- [99] "7 GeV Advanced Photon Source". Technical report, Argonne National Laboratory, 1987. Conceptual Design Report, ANL-87-15.
- [100] M. Scheer. "WAVE code", 1999. BESSY.
- [101] A. Gaupp. "BRILL code", 1999. BESSY.
- [102] K.J. Kim. "Brightness and Coherence of Synchrotron Radiation and High-Gain Free Electron LASERS". Technical Report LBL-22317, Lawrence Berkeley Laboratory, 1986.
- [103] E. Jaeschke, D. Krämer, B. Kuske, P. Kuske, M. Martin, M. Scheer, L. Schulz, and G. Wüstefeld. "A 6 T Wavelength Shifter for BESSY I". In *BESSY Jahresbericht*. 1991.
- [104] G.A. Voss. "A 7.5 T Superconducting Wiggler". Technical Report DESY M 99-01, DESY, 1999.

- [105] R. Carr. "Exotic Sources of X-Rays for Iodine K-Edge Angiography". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 347**, 1994.
- [106] A.V. Tulupov. "A Comparison of the Different Types of Coherent Radiation of a Relativistic Electron Beam in the X-Ray Range". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 331**, 1993.
- [107] S. Khan. "Generation of Sub-Picosecond X-Ray Pulses at BESSY II". In *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference*, Vancouver, 1997.
- [108] I.B. Drobyazko *et al.* "Lasing in Visible and Ultraviolet Regions in an Optical Klystron installed on the VEEPP-3 Storage Ring". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 283**, 1989.
- [109] T. Yamazaki *et al.* "First Lasing of the NIJI-IV Storage Ring Free-Electron LASER". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 331**, 1993.
- [110] T. Yamazaki *et al.* "Lasing in the Ultraviolet region with the NIJI-IV Storage Ring Free-Electron LASER". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 358**, 1995.
- [111] T. Yamazaki *et al.* "Design of a 6.3 m Optical Klystron for a Storage-Ring Ultraviolet Free-Electron LASER". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 318**, 1992.
- [112] A. Renieri. *Nuovo Cimento*, **53B**, 1979.
- [113] M. Abo-Bakr, E. Weihreter, and G. Wüstefeld. "On the Optimum RF-Frequency for a Low Energy Synchrotron Radiation Source". In *Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference*, Vienna, 2000.

Erklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Dissertation selbständig und ohne Inanspruchnahme unerlaubter Hilfe angefertigt zu haben.

Berlin, 15.5.2000

Michael Abo-Bakr